

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"
CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**LONG-SLIT SCANNING
DELLA NEBULOSA PLANETARIA M57**

Relatore: Prof. STEFANO CIROI
Correlatore: Dott.ssa VALENTINA CRACCO

Laureanda: CHIARA GNATA
Matricola: 1073811

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

1	INTRODUZIONE	5
2	LE NEBULOSE PLANETARIE	7
2.1	Formazione di una nebulosa planetaria	8
2.1.1	Evoluzione delle stelle di piccola e media massa: prima fase	8
2.1.2	Ramo asintotico delle giganti (AGB)	8
2.1.3	Formazione della nebulosa planetaria e sua evoluzione .	10
2.2	Morfologia delle nebulose	10
2.3	Vento stellare interagente	13
2.4	Stelle generatrici	15
2.5	Tipi di nebulose planetarie	16
3	SPETTROSCOPIA DELLE NEBULOSE PLANETARIE	17
3.1	Misura della temperatura elettronica	20
3.1.1	Righe di eccitazione per collisione	20
3.1.2	Discontinuità di Balmer	22
3.1.3	Righe dell'He I	23
3.2	Misura della densità	24
3.3	Abbondanze chimiche	27
4	ANALISI DATI	31
4.1	M 57: caratteristiche generali	31
4.2	Le osservazioni	35
4.3	Estinzione	42
4.4	Ionizzazione	45
4.5	Temperatura	46
4.6	Densità	51

4

INDICE

5 CONCLUSIONI

55

Capitolo 1

INTRODUZIONE

La nebulosa planetaria M57 è stata osservata utilizzando lo spettrografo Bol-ler e Chivens montato al telescopio Galileo da 122 cm dell'osservatorio Astro-fisico di Asiago, con la tecnica del long-slit scanning. La nebulosa è stata scansionata muovendo la fenditura lunga 8' e larga 5'' parallelamente a se stessa, ottenendo 15 slice da 5'' ciascuno, coprendo quindi un'area di 8'×75''. Questo metodo permette di ricavare un dato di tipo integral-field, ottenendo informazioni spettrali su tutta l'area della nebulosa. A differenza di tecni-che come la fotometria narrow-band, che richiede molti filtri interferenziali e lunghi tempi di esposizione, o della spettroscopia integral-field, che pos-siede un campo di vista limitato a un arco-minuto, la tecnica del long-slit scanning ha il vantaggio di coprire aree di diversi arco-minuti muovendo la fenditura parallelamente a se stessa. Lo svantaggio di questa tecnica è la grande quantità di tempo richiesta per effettuare l'intera mappatura: infatti il tempo di esposizione di uno spettro dev'essere moltiplicato per la larghezza dell'intera immagine in rapporto alla larghezza della fenditura. Correlato a questo aspetto, è alta la possibilità che le misure risentano delle variazioni nelle condizioni atmosferiche.

Dall'analisi delle righe di emissione degli spettri ottenuti sono stati calco-lati i valori dell'estinzione $A(V)$, del grado di ionizzazione, della temperatura elettronica T_e e della densità elettronica N_e , e sono state ricavate le map-pe delle distribuzioni di ogni quantità. Nel capitolo 2 sono riportate alcune informazioni generali sulle nebulose planetarie, come il processo di formazio-ne delle nebulose e la loro classificazione morfologica, le caratteristiche delle stelle generatrici e del modello del vento stellare interagente, e infine i va-ri tipi di nebulose. Nel capitolo 3 viene descritto il processo di formazione

degli spettri ad emissione e viene spiegato come ricavare, dall'analisi delle righe spettrali, quantità fisiche della nebulosa come temperatura, densità e abbondanze chimiche. Nel capitolo 4 sono elencate alcune informazioni sulla nebulosa planetaria M57 e sono spiegate le tecniche utilizzate per raccogliere e ridurre i dati. Sono riportate poi le procedure svolte per l'analisi delle righe spettrali, per la correzione per estinzione e per il calcolo di T_e e N_e dai rapporti di righe. Infine sono presentati e commentati i risultati ottenuti dall'analisi. Il capitolo 5 presenta le conclusioni di questo lavoro.

Capitolo 2

LE NEBULOSE PLANETARIE

Una nebulosa planetaria è una nebulosa ad emissione costituita da gusci di gas ionizzato, espulso durante la fase finale della vita di una stella di media-piccola massa ($\sim 1 - 8 M_{\odot}$). Il termine "nebulosa planetaria" fu coniato attorno al 1780 da William Herschel, che descrisse questi oggetti come sistemi planetari in fase di formazione. Il nome venne tenuto anche successivamente, quando si scoprì la loro vera natura. Le stelle di media e piccola massa non raggiungono mai una temperatura sufficientemente elevata per innescare il bruciamento del carbonio, ma attraversano una fase evolutiva chiamata "ramo asintotico delle giganti" (AGB), in cui la gigante rossa perde gli strati più esterni tramite forti venti. La stella inizia a contrarsi ed aumenta la sua temperatura, causando l'emissione di radiazione UV che ionizza il gas espulso in precedenza. Questo involucro di gas che assorbe radiazione UV emette a sua volta sotto forma di righe di ricombinazione e proibite; la sua forma dipende dal meccanismo di interazione tra l'involucro in lenta espansione e il rapido vento proveniente dalla stella centrale. La vita di una nebulosa planetaria è piuttosto breve ($\leq 10^5$ anni): terminata la fusione dell'idrogeno e dell'elio presenti nel guscio attorno al nucleo, la stella inizia a raffreddarsi, non avendo temperatura sufficiente per innescare la fusione del carbonio e dell'ossigeno nel nucleo. Nel frattempo gli strati di gas continuano ad espandersi e la debole radiazione proveniente dalla stella centrale non è abbastanza forte per la ionizzazione; a questo punto non si ha più emissione da parte della nebulosa.

2.1 Formazione di una nebulosa planetaria

2.1.1 Evoluzione delle stelle di piccola e media massa: prima fase

Nella prima fase della vita di una stella avviene il processo di bruciamento dell'idrogeno nel nucleo e la stella appartiene alla sequenza principale del diagramma HR per un tempo di vita inversamente proporzionale alla massa iniziale. Quando tutto l'idrogeno nel nucleo è stato convertito in elio, il nucleo inizia a contrarsi, facendo aumentare l'energia interna e dunque la pressione e la temperatura del gas; si forma in queste condizioni una shell di gas attorno al nucleo di elio in cui avviene il bruciamento dell'idrogeno. In questa fase la stella raggiunge il ramo delle giganti rosse (RGB): gli strati esterni della stella si espandono a causa della forte pressione di radiazione proveniente dalla zona di bruciamento dell'idrogeno; espandendosi, essi si raffreddano e appaiono più rossi. A causa della continua contrazione, invece, il nucleo raggiunge la temperatura di 10^8 K che permette il bruciamento dell'elio. Quando anche l'elio è tutto bruciato, si è formato un nucleo di carbonio e ossigeno in stato degenere; questo nucleo non raggiunge una temperatura sufficiente per la fusione di C e O in elementi più pesanti, ma si contrae a causa della forte pressione, detta pressione di degenerazione. Alla contrazione del nucleo corrisponde un'espansione degli strati esterni e la stella entra nel ramo asintotico delle giganti (AGB), una fase che dura $\sim 10^6$ anni.

2.1.2 Ramo asintotico delle giganti (AGB)

Durante questa fase la maggior parte dell'energia è fornita dalla fusione dell'elio, che avviene in uno strato attorno al nucleo e che va ad aumentare la quantità di carbonio e ossigeno al centro; questa fase è chiamata *early-AGB*. Il nucleo aumenta in densità e pressione e continua a contrarsi, mentre il guscio convettivo di idrogeno ed elio si espande verso l'esterno; quando i moti convettivi raggiungono la zona di bruciamento dell'elio, che sta attorno al nucleo, gli elementi presenti vengono mescolati e portati in superficie in un fenomeno chiamato *dredge-up*. Tra questi materiali è prevalente la presenza di elio, derivato da bruciamento dell'idrogeno, e di azoto, in cui carbonio e ossigeno vengono convertiti a seguito di un ciclo di reazioni chiamato "ciclo CNO"; elio e azoto raggiungono la superficie esterna e risultano quindi visibili nello spettro della stella. Dopo il dredge-up gli strati dei diversi elementi si

stabilizzano: dall'interno, un nucleo degenere di carbonio-ossigeno, una zona di bruciamento dell'elio, un strato di elio e, in minor quantità, carbonio, neon e ossigeno, una zona di bruciamento dell'idrogeno e uno strato di idrogeno (figura 2.1).

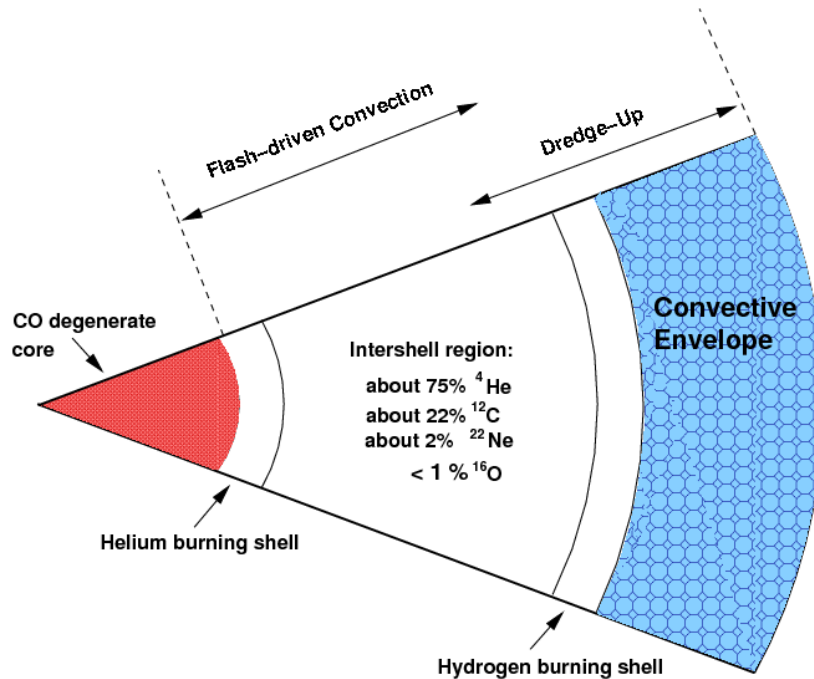


Figura 2.1: Struttura schematica di una stella nella fase AGB (Karakas, Lattanzio, Pols 2002).

Le due diverse reazioni di fusione (elio e idrogeno) avvengono a ritmi diversi: la fusione dell'elio è termicamente instabile perché avviene in un guscio sottile. Questo provoca il cosiddetto fenomeno delle pulsazioni termiche (Carroll e Ostlie 1996), caratterizzato da lunghi periodi di inattività intervallati da brevi flash di bruciamento dell'elio. Le pulsazioni, assieme alla pressione di radiazione, sono la causa di una grande perdita di massa, infatti gli strati in superficie vengono spinti verso l'esterno e si allontanano nel mezzo interstellare ad una velocità di circa $10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ (Kwok 2000). Un altro effetto delle pulsazioni termiche e del dredge-up è la presenza di elementi pesanti e prodotti dell'elio nella superficie della stella: alle basse temperature dell'atmosfera stellare, la maggior parte del carbonio e dell'ossigeno si trova legata in molecole di CO, cosicché lo spettro delle stelle AGB dipende in gran

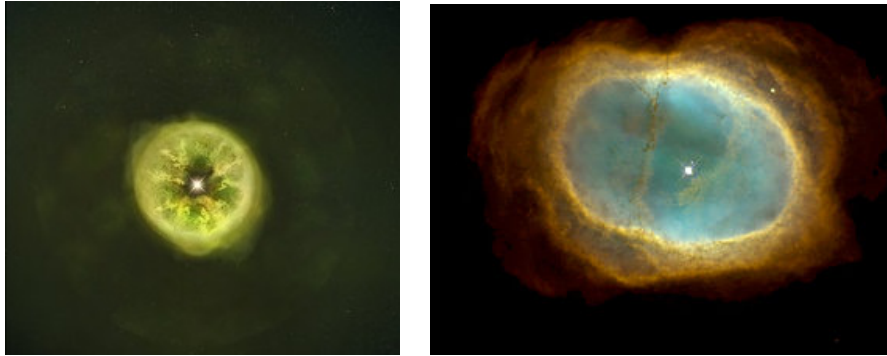
parte dal rapporto tra le densità del carbonio e dell'ossigeno ($n(\text{C})/n(\text{O})$). Se questo rapporto è inferiore a 1, si formeranno molecole ricche di ossigeno; al contrario, se il rapporto è maggiore di 1 si formerà una stella ricca di molecole con carbonio. Inoltre si osserva la formazione di elementi più pesanti del ferro grazie alle reazioni di cattura di neutroni (*s-process*) da parte di questi atomi.

2.1.3 Formazione della nebulosa planetaria e sua evoluzione

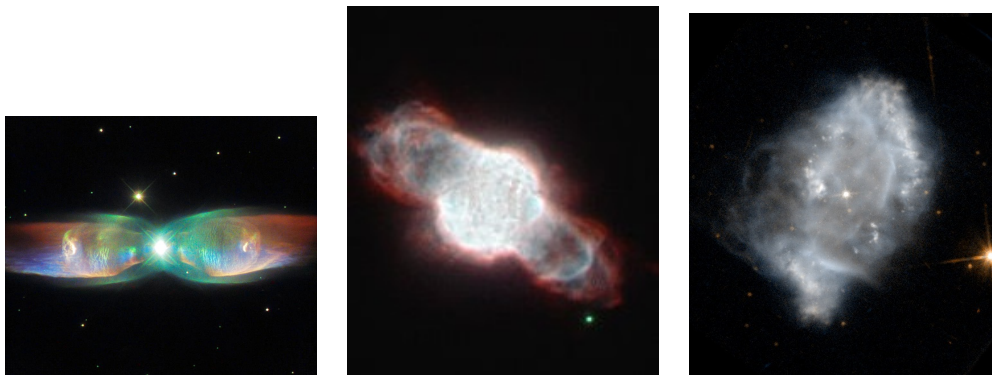
Quando anche lo strato esterno di idrogeno è stato completamente rimosso dalla stella, termina la fase AGB; il raggio della stella diminuisce rapidamente, mentre si mantiene costante la luminosità grazie al bruciamento dell'idrogeno presente vicino al nucleo. In questa fase la temperatura aumenta e quando raggiunge 30 000 K si crea un flusso di radiazione UV che provoca un vento stellare debole ma molto veloce. Questo flusso distrugge le polveri e ionizza il gas che sta attorno alla stella, il quale emette a sua volta sotto forma di righe di ricombinazione e proibite: la nebulosa planetaria diventa così visibile. La stella gradualmente consuma le shell di H e di He, esaurendo il combustibile alla superficie del nucleo di C+O. Questo avviene a una temperatura di 10^5 K e da questo momento la luminosità della stella inizia a diminuire, avendo a disposizione la sola energia interna: entra così nella fase delle nane bianche (WD). Durante questa fase la diminuzione della temperatura e della luminosità decelera, permettendo alla WD un tempo di vita di miliardi di anni. Il flusso di fotoni meno energetici non è più in grado di ionizzare il gas esterno in continua espansione, e questo determina la scomparsa dell'emissione della nebulosa.

2.2 Morfologia delle nebulose

La classificazione morfologica delle nebulose più comune (Balik 1987) si basa sulla forma delle nebulose spazialmente risolte e le divide in sferiche, ellittiche, bipolari e irregolari (figura 2.2). Le nebulose sferiche (figura 2.2a) sono in realtà assai rare, essendo la maggior parte allungate o ellittiche (figura 2.2b). D'altra parte, a causa dell'inclinazione dell'oggetto rispetto alla linea di vista, alcune nebulose ellittiche o bipolari ci appaiono sferiche. Le nebulose bipolari (o *butterfly*) si formano da nebulose ellittiche in cui è presente un



(a) IC3568: nebulosa circolare (HST 1997, filtri: F814W, F555W). (b) NGC3132: nebulosa ellittica (HST 1998, filtri F658N, F656N, F502N).



(c) M2-9: nebulosa butterfly (HST 2015, filtri: F673N, F575N, F502N). (d) NGC6886: nebulosa bilobed (HST 2011, filtri: F658N, F555N, F502N). (e) NGC6309: nebulosa irregolare (HST 1995, filtri: F814W, F555W).

Figura 2.2: Immagini dall'Hubble Space Telescope: alcuni esempi di nebulose appartenenti a classi morfologiche diverse.

disco di materiale più denso che si forma a causa della rotazione della stella. Una bolla di gas caldo, formata dal vento interagente della stella, esce quindi lungo l'asse polare, in cui il gas è meno denso, formando due lobi. Questi lobi si espandono adiabaticamente in un ambiente a bassa densità e si raffreddano; in figura 2.3 è rappresentato uno schema dell'evoluzione delle nebulose circolari, ellittiche e bipolari (Balick 1987). Le nebulose *bilobed* (figura 2.2d) sono state in seguito differenziate da Balick e Frank (2002) dalle nebulose *butterfly* (figura 2.2c). Le prime mostrano un forte restringimento al centro,

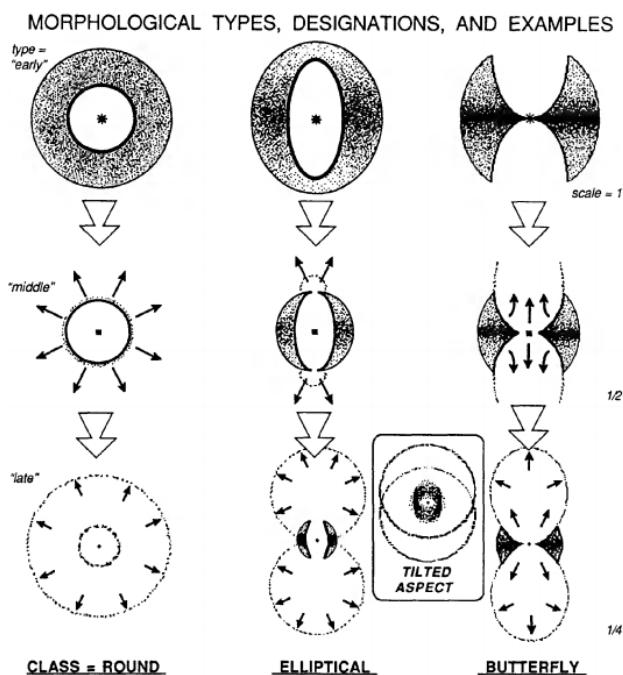


Figura 2.3: Schema dell'evoluzione delle nebulose circolari, ellittiche e bipolari. In questo modello di Balick (1987) le nebulose bipolari sono definite *butterfly*, non essendo distinte dalle *bilobed*.

in corrispondenza della stella generatrice, mentre le seconde presentano due lobi che si estendono da una nebulosa centrale più piccola, sferica o ellittica. Le nebulose irregolari (figura 2.2e) mostrano proprietà intermedie tra le bipolari e le ellittiche: questa non è una vera e propria classe morfologica ma un insieme di oggetti che, a causa di varie peculiarità, non rientrano in altre classificazioni.

Oltre che per effetti di proiezione, le classi morfologiche possono essere confuse anche a causa della scelta delle righe di emissione utilizzate per definire la forma dell'oggetto: non è raro infatti che analizzando la distribuzione di diverse specie chimiche le nebulose presentino una diversa struttura.

Una seconda classificazione morfologica (Manchado, Stanghellini, Guerrero 1996) si basa sul grado di simmetria. I diversi tipi sono: simmetria rispetto agli assi, simmetria per riflessione, simmetria rispetto a un punto e asimmetria. La maggior parte delle nebulose appartiene alla prima classe che presenta una simmetria rispetto agli assi maggiori e minori. La seconda

classe, poco popolata, richiede solo una simmetria rispetto all'asse minore, mentre la terza presenta una simmetria di rotazione (rispetto al punto centrale). In questo gruppo si inseriscono molte nebulose sferiche, a spirale o multi-polari. Le nebulose asimmetriche invece non mostrano alcuna simmetria, né rispetto agli assi né rispetto al centro.

2.3 Vento stellare interagente

Il concetto di vento stellare interagente (Interacting Stellar Wind - ISW) è stato introdotto da Kwok (1978) per cercare di risolvere certe problematiche relative ai modelli di formazione di una nebulosa. Innanzitutto si è verificato che la velocità di espansione dei gas espulsi durante la fase AGB è maggiore della velocità del vento stellare creato nella fase successiva, quando la stella abbandona il ramo asintotico delle giganti. Anche la densità degli strati esterni formati nella fase AGB non corrisponde alla densità del gas della nebulosa.

Il modello dell'ISW prevede che la nebulosa si formi da un riassetto del materiale espulso in un lungo periodo di tempo (Kwok 2000). In condizioni di stato stazionario, il rapido vento stellare non raggiunge direttamente il flusso di gas emesso nella fase AGB. La maggior parte dell'energia cinetica del vento viene convertita in energia termica nel punto in cui si verifica lo scontro tra il vento stellare con forte pressione e lo strato esterno di gas a pressione più debole. Se la velocità del vento stellare supera i 150 km/s si forma una bolla di gas caldo in cui si raggiunge la temperatura di 10^7 K, maggiore della temperatura della nebulosa stessa. Il materiale precedentemente espulso viene spazzato verso l'esterno dalla pressione di questa bolla calda e viene compresso in un sottile anello che si raffredda e diventa molto denso. Si presentano così tre componenti: nella zona più interna il rapido vento ($v \sim 2000$ km/s) che scaturisce dalla stella, nella zona intermedia un anello di gas compresso, denso e più freddo e nella zona esterna strati di gas, espulsi durante la fase AGB, in lenta espansione. Queste tre zone hanno pressioni molto diverse tra loro e perciò costituiscono due fronti d'urto. La grande quantità di energia termica alimenta l'espansione della bolla calda mantenendo alta la pressione sull'anello di gas denso e freddo. Nella figura 2.4 è mostrato un diagramma schematico che descrive il modello ISW.

Di conseguenza, tutte le nebulose planetarie dovrebbero presentare una regione interna calda e quasi invisibile, un anello luminoso di gas e un debole

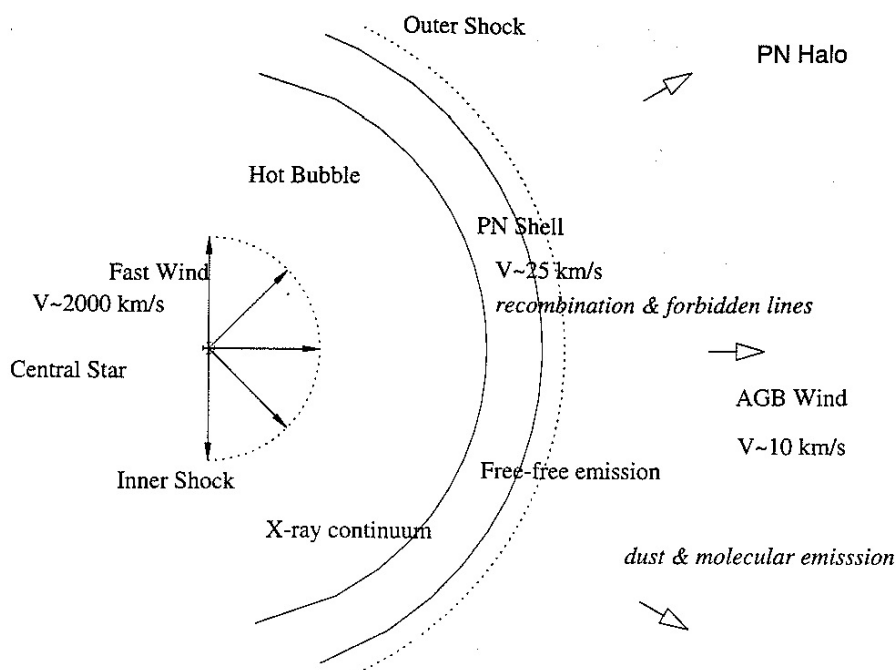


Figura 2.4: Schema semplificato del modello di Interacting Stellar Wind (Kwok 2000).

alone in lenta espansione. Alcune nebulose, però, sembrano non possedere la regione calda attorno alla stella centrale, attribuita al rapido vento stellare e questo indica che alcune stelle generatrici non passano attraverso la fase *fast stellar wind* e quindi gli strati esterni poco luminosi sono semplicemente gli involucri espulsi della stella durante la fase AGB (Hynes 1991). Con il modello di vento stellare interagente si spiegano alcune caratteristiche che sono state osservate, come la presenza di un alone esterno più debole e la possibile emissione di raggi X da parte del fronte d'urto creato nella collisione tra i due tipi di vento stellare.

Le nebulose bipolari, invece, rappresentano un'eccezione al modello di ISW: la loro forma deriva da una deviazione del vento stellare causata da una zona toroidale di gas addensato. Il vento viene così direzionato lungo l'asse polare del toro e forma due bolle radiali in espansione (modello GISW, Balick 1987, Icke et al. 1989).

Questi modelli spiegano bene la struttura generale di una nebulosa pla-

netaria e il meccanismo di formazione. Osservazioni più recenti e dettagliate, però, hanno dimostrato la presenza di strutture molto più complesse e peculiari all'interno della maggior parte delle nebulose. Queste includono lobi multipli, ognuno con diversi assi di simmetria, oltre che un gran numero di nodi e getti. Queste strutture secondarie sono visibili maggiormente in righe di emissione a basso grado di ionizzazione, e perciò vengono definite "strutture a bassa ionizzazione" (Balick e Frank 2002).

2.4 Stelle generatrici

Una nebulosa planetaria diventa visibile a seguito della ionizzazione del materiale precedentemente espulso dalla stella, la quale deve essere calda abbastanza ($T \geq 25\,000\text{ K}$) per innescare questo meccanismo. La stella emette radiazione ultravioletta che ionizza il gas circostante, che assorbe e riemette a sua volta a lunghezze d'onda maggiori, nel visibile e nell'infrarosso.

La continua espansione degli strati esterni di gas che formano la nebulosa e la diminuzione della temperatura della stella centrale che implica la fine della ionizzazione limitano il suo tempo di vita a un massimo di 10^5 anni; questo tempo-scala dinamico, a sua volta, limita in massa il tipo di stella che è in grado di formare una nebulosa. Stelle con massa troppo piccola, $M \leq 1 M_{\odot}$, infatti, non raggiungono la temperatura di $25\,000\text{ K}$ abbastanza in fretta perché la radiazione arrivi a ionizzare il gas, che si allontana più velocemente. Dall'altra parte, stelle massicce $M \geq 8.2 M_{\odot}$ trascorrono troppo rapidamente la fase di alta luminosità non permettendo al gas circostante di essere ionizzato.

Il tipo morfologico di nebulosa che si formerà dipende dalla massa e dal tipo spettrale delle stelle centrali (Phillips 2001). Stelle con massa iniziale compresa tra $2.3 M_{\odot}$ e $8.2 M_{\odot}$ e di tipo spettrale O, B, A generano la maggior parte delle nebulose bipolari, mentre le stelle con massa da $1 M_{\odot}$ a $1.2 M_{\odot}$ e di tipo spettrale F o G formano nebulose circolari. Le nebulose ellittiche sono generate da stelle di massa intermedia ($1.2 M_{\odot} \leq M \leq 2.3 M_{\odot}$). Questi risultati sono deducibili dalla distribuzione delle classi morfologiche delle nebulose lungo diversi valori di latitudine galattica. A latitudini galattiche maggiori sono presenti in buona parte nebulose circolari, che dunque derivano da stelle meno massive e più vecchie. La maggior parte delle nebulose bipolari, invece, si trova in prossimità del piano galattico e di conseguenza sono formate da stelle più giovani e con massa maggiore.

2.5 Tipi di nebulose planetarie

Oltre alla classificazione morfologica, le nebulose planetarie possono essere suddivise in base alle abbondanze chimiche misurate da studi spettroscopici. Nel 1978 Manuel Peimbert ha definito la seguente classificazione:

- Nebulose di Tipo I: ricche di elio e azoto, presentano strutture filamentose e sono associate a stelle centrali di grande massa iniziale ($M \geq 2.3 M_{\odot}$), essendo la loro posizione vicina al piano galattico.
- Nebulose di Tipo II: minor quantità di elementi chimici pesanti, si trovano a latitudini maggiori rispetto al piano galattico, sono simili alle nebulose presenti nelle vicinanze del Sole e sono formate da stelle di piccola massa.
- Nebulose di Tipo III: appartengono al disco galattico e hanno grande dispersione di velocità perpendicolare ad esso; inoltre risultano avere minor abbondanza di ferro.
- Nebulose di Tipo IV: questi oggetti appartengono all'alone galattico e mostrano una leggera mancanza di elio rispetto alle altre nebulose (Kwok 2000).

La maggior parte delle nebulose sono di Tipo II; questo è provato dal fatto che stelle con massa minore sono più frequenti delle stelle con massa maggiore.

Anche gli spettri delle stelle centrali delle nebulose possono essere divisi in due grandi gruppi: quelli che presentano un'atmosfera ricca di idrogeno e quelle con atmosfere povere di idrogeno. Circa il 10% di quest'ultime sono stelle WR (Wolf Rayet) con spettri ricchi di righe di emissione del carbonio e dell'elio, ma scarse abbondanze di idrogeno. La carenza di idrogeno è dovuta alle pulsazioni termiche che avvengono alla fine della fase AGB della stella. Gli strati di idrogeno spariscono anche a causa di un efficiente rimescolamento del gas e della conseguente fusione dell'idrogeno in elio che avviene nelle zone interne più calde. Non è ancora chiaro quale dei due meccanismi predomini sulla formazione di stelle Wolf-Rayet.

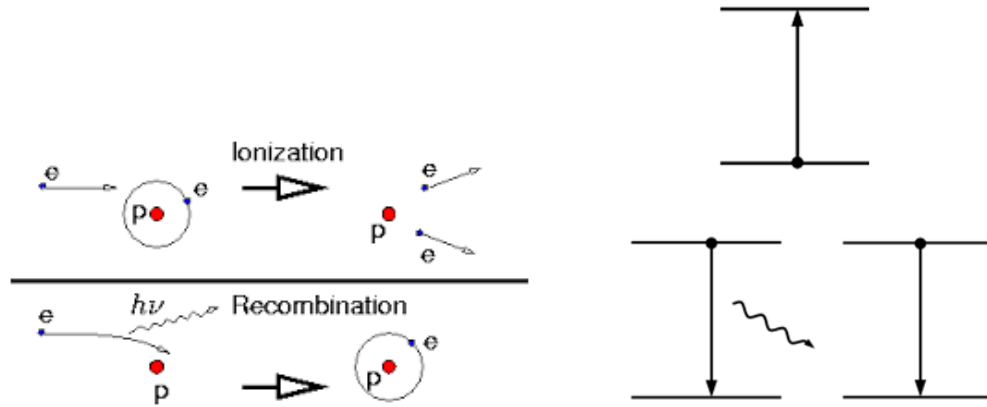
Capitolo 3

SPETTROSCOPIA DELLE NEBULOSE PLANETARIE

Le nebulose planetarie, composte da una stella centrale con attorno una vasta nube di gas ionizzato, irradiano in tutto lo spettro elettromagnetico. La temperatura nelle diverse regioni di una nebulosa può variare di diversi ordini di grandezza: ~ 10 K nel gas molecolare, ~ 100 K nelle polveri, $\sim 10\,000$ K nel gas ionizzato, $\sim 100\,000$ K nell'atmosfera della stella centrale e $\sim 1\,000\,000$ K nel fronte d'urto della bolla calda di gas in espansione (Kwok 2000). La struttura di una nebulosa è divisa in quattro regioni distinte (Kimura, Gruenwald e Aleman 2012): a partire dall'interno, le regioni sono dominate da H^+ , H^0 , H_2 e CO.

Nelle regioni più esterne sono presenti molecole e polveri, resti della fase AGB della stella, che si possono rilevare in infrarosso o nel submillimetrico. Negli strati che sono esposti alla radiazione ultravioletta emessa dalla stella, invece, si formano un gran numero di ioni che sono responsabili delle righe di emissione osservate in UV, visibile e infrarosso. Le righe di emissione si generano da transizioni degli elettroni negli atomi da un livello di energia superiore a uno di energia inferiore. Ci sono due principali meccanismi attraverso i quali possono avvenire queste transizioni: ricombinazioni di elettroni liberi con ioni e eccitazione/diseccitazione per collisione.

Il processo di ricombinazione avviene quando, a causa della radiazione, un atomo viene ionizzato e successivamente l'elettrone si ricombina con lo stesso ione appena formato o con un altro ione di un diverso elemento. L'elettrone che si ricombina a un livello di energia dell'atomo passa a un livello ad energia minore con conseguente emissione di energia (figura 3.1a).



(a) processo di ionizzazione per assorbimento e successiva ricombinazione con emissione spontanea.

(b) eccitazione dell'elettrone per collisione ed emissione spontanea (primo caso: riga proibita) o diseccitazione per collisione (secondo caso: senza emissioni).

Figura 3.1: Rappresentazione schematica dei processi che causano le righe di ricombinazione (a) e le righe proibite (b).

Gli atomi possono essere eccitati anche per collisione con gli elettroni liberi presenti nel plasma. Questo fenomeno riguarda soprattutto gli elementi più pesanti dell'H e dell'He, detti genericamente metalli. I livelli energetici raggiunti sono bassi, a pochi eV, e in condizioni di laboratorio non avviene l'emissione di fotoni perché, prima che l'elettrone al livello eccitato possa emettere radiazione per transizione spontanea, ha luogo una collisione con un altro atomo con conseguente diseccitazione per collisione, che non provoca alcuna emissione. Per questo le righe collisionali presenti negli spettri delle nebulose sono dette righe proibite, perché non sono osservabili in laboratorio. La condizione di bassa densità (circa $10^2 - 10^3$ atomi/cm³) che caratterizza il mezzo interstellare fa sì che la transizione spontanea abbia il tempo di avvenire prima che l'atomo si disecciti a causa di altre collisioni. L'emissione è molto debole ma questo fenomeno avviene con frequenza maggiore rispetto alla ricombinazione. Di conseguenza le righe di emissione dei metalli sono intense tanto quanto quelle di idrogeno ed elio, sebbene questi ultimi siano molto più abbondanti nell'intera nebulosa. In figura 3.1b sono rappresentate schematicamente le transizioni dell'elettrone e la formazione delle righe

proibite o la diseccitazione per collisione senza emissioni.

In linea di principio, un'analisi accurata dello spettro delle nebulose planetarie può fornire indicazioni circa la temperatura e la densità del gas, come anche l'abbondanza chimica dei vari elementi. Esiste però un problema di incoerenza tra i valori di abbondanza chimica, densità e temperatura rilevati studiando le righe di ricombinazione nell'ottico, indicate spesso con l'acronimo ORL (Optical Recombination Lines) e quelli riscontrati analizzando le righe proibite, o CEL (Collisionally Excited Lines). Le abbondanze chimiche di elementi come il carbonio, l'ossigeno, l'azoto e il neon derivate dallo studio delle righe ORL presentano valori generalmente maggiori di quelle derivate dalle righe CEL (Peimbert, Storey e Torres-Peimbert 1993). Al contrario, la temperatura rilevata dalla discontinuità di Balmer o Balmer Jump (BJ) dello spettro di ricombinazione dell'idrogeno è minore di quella determinata dal rapporto delle righe proibite dell'ossigeno (Liu e Danziger 1993).

Il modello di Peimbert (1971) prevedeva fluttuazioni della densità che portano a variazioni della temperatura all'interno della nebulosa. Indicando con T_0 la temperatura media della nebulosa, definita come:

$$T_0 = \frac{\int (T_e N_e N_i dV)}{\int (N_e N_i dV)} \quad (3.1)$$

dove N_i la densità di popolazione del livello i e V il volume, e con t^2 la fluttuazione media di temperatura data da:

$$t^2 = \frac{\int ((T_e - T_0)^2 N_e N_i dV)}{T_0^2 \int (N_e N_i dV)} \quad (3.2)$$

si ottengono due espressioni per $T_e[\text{O III}]$ e $T_e(\text{H I})$:

$$T_e[\text{OIII}] = T_0 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{9.13 \cdot 10^4}{T_0} - 3 \right) t^2 \right) \quad (3.3)$$

$$T_e(\text{HI}) = T_0(1 - 1.67t^2) \quad (3.4)$$

La maggior parte delle nebulose ha $t^2 \leq 0.06$, mentre sono rare quelle con $t^2 \geq 0.1$. Il valore medio è $\langle t^2 \rangle = 0.031$, che non si accorda con alcun modello di fotoionizzazione di una nube di gas (Liu e Danziger 1993).

In ogni caso anche il modello delle fluttuazione della temperatura non è in grado di spiegare la grande disparità tra temperatura e abbondanze misurate dalle righe di ricombinazione e dalle righe proibite. Le abbondanze

degli elementi più pesanti ricavate dalle righe di ricombinazione sono sistematicamente maggiori di quelle dedotte dalle righe proibite. I valori della temperatura elettronica, invece, ricavati dal BJ dello spettro di ricombinazione dell'idrogeno sono sistematicamente più bassi dei valori di temperatura ricavati dalle righe di [O III] (Liu et al. 2004). Questo supporta l'ipotesi dell'esistenza di alcuni nodi estremamente freddi e a bassa densità di idrogeno in mezzo al materiale diffuso della nebulosa, che emettono ORL e non CEL. Secondo questo principio, l'abbondanza di elementi pesanti visibile nello studio delle righe di ricombinazione riflette semplicemente la metallicità di queste regioni povere di idrogeno e non di tutta la nebulosa.

Nei successivi paragrafi viene spiegato come si ricavano la temperatura, la densità e le abbondanze chimiche di una nebulosa dallo studio delle righe in emissione presenti nello spettro visibile dell'oggetto.

3.1 Misura della temperatura elettronica

3.1.1 Righe di eccitazione per collisione

Nel caso in cui sia valida l'ipotesi semplificata dell'atomo a tre livelli, dal rapporto tra righe di emissione provenienti da transizioni 2-1 e 3-2 di uno ione con una grande differenza di energia tra il secondo e il terzo livello si può determinare la temperatura (come nel caso di [O III] (4959+5007)/4363 e [N II] (6548+6584)/5754). Ogni volta che un atomo viene eccitato per collisione si ha un decadimento radiativo spontaneo o una diseccitazione per collisione. Dal momento che il ritmo di eccitazioni collisionali è dipendente dalla temperatura, esiste una stretta relazione tra la radiazione emessa e la temperatura.

L'emissività di una riga è definita come:

$$j_{nm} = h\nu_{nm}N_nA_{nm} \quad [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (3.5)$$

con $h\nu_{nm}$ energia di transizione dal livello superiore n al livello inferiore m , N_n densità di popolazione del livello n e A_{nm} probabilità di transizione spontanea. Il rapporto tra le emissività nell'atomo a 3 livelli:

$$\frac{j_{21}}{j_{32}} = \frac{\nu_{21}}{\nu_{32}} \frac{N_2A_{21}}{N_3A_{32}} \quad (3.6)$$

è dipendente dalla temperatura elettronica perché lo è il rapporto N_2/N_3 . Questo si può ricavare partendo dalle equazioni dell'equilibrio statistico per

i livelli 2 e 3:

$$\begin{cases} N_1 N_e q_{12} + N_3 N_e q_{32} + N_3 A_{32} = N_2 N_e q_{23} + N_2 N_e q_{21} + N_2 A_{21} \\ N_1 N_e q_{13} + N_2 N_e q_{23} = (N_3 A_{31} + N_3 N_e q_{31}) + (N_3 A_{32} + N_3 N_e q_{32}) \end{cases} \quad (3.7)$$

in cui il numero degli elettroni che raggiungono un livello è uguagliato al numero di elettroni che lasciano il livello, a causa di transizioni spontanee o eccitazioni/diseccitazioni per collisione. A_{21} e A_{32} sono le probabilità di transizione spontanea, q_{12} , q_{23} e q_{13} i tassi di eccitazioni per collisione, e q_{21} , q_{32} e q_{31} i tassi di diseccitazione per collisione; N_e è la densità di elettroni che provocano collisioni.

Il livello 3 di un atomo è molto meno popolato rispetto ai livelli 1 e 2, perciò si possono fare le seguenti semplificazioni: q_{32} , q_{31} , $q_{23} \approx 0$. Il sistema dell'equilibrio statistico allora diventa:

$$\begin{cases} N_1 N_e q_{12} + N_3 A_{32} = N_2 N_e q_{21} + N_2 A_{21} \\ N_1 N_e q_{13} = N_3 A_{31} + N_3 A_{32} \end{cases} \quad (3.8)$$

Dal sistema si ricava il rapporto di popolazione

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{A_{21} + N_e q_{21}}{\frac{A_{31} + A_{32}}{q_{13}} q_{12} + A_{32}} \quad (3.9)$$

che si può ulteriormente semplificare considerando che le eccitazioni dal livello 1 al livello 3 sono molto rare rispetto alle eccitazioni dal livello 1 al livello 2: $q_{13} \ll q_{12}$. I tassi di eccitazione e diseccitazione per collisione sono definiti dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} q_{mn} &= \frac{g_n}{g_m} q_{nm} \exp\left(-\frac{x_{mn}}{kT}\right) \\ q_{nm} &= \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \Omega(n, m)}{\sqrt{T} g_n} \end{aligned} \quad (3.10)$$

in cui g_n è il peso statistico dell'n-esimo livello, x_{mn} è l'energia di eccitazione, k è la costante di Boltzmann, T la temperatura e $\Omega(n, m)$ il parametro d'impatto. Sostituendo così i valori q_{21} , q_{12} e q_{13} nella formula 3.9 si ottiene il valore del rapporto N_3/N_2 , che si può inserire nella formula 3.6 del rapporto delle emissività. Si ottiene:

$$\frac{j_{21}}{j_{32}} = \frac{\nu_{21}}{\nu_{32}} \cdot \frac{\Omega(2, 1)}{\Omega(3, 2)} \cdot \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{21}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x_{23}}{kT}\right)}{1 + \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \Omega(2, 1) N_e}{\sqrt{T} g_2} \frac{N_e}{A_{21}}} \cdot \frac{A_{21}}{A_{32}} \quad (3.11)$$

che si può ridurre in forma sintetica se si raggruppano nelle costanti A e B tutti i valori costanti:

$$\frac{j_{21}}{j_{32}} = \frac{A \cdot \exp\left(-\frac{x_{23}}{kT}\right)}{1 + \frac{BN_e}{\sqrt{t}}} \quad (3.12)$$

Ad esempio, il rapporto di emissività per l'[O III] ricavata da Osterbrock (1989) è:

$$\frac{j_{4959} + j_{5007}}{j_{4363}} = \frac{7.73 \cdot \exp(3.29/t)}{1 + 4.5 \cdot 10^{-6}(N_e/\sqrt{t})} \quad (3.13)$$

con $t=T/10^4$ K, e quello per l'[N II] è

$$\frac{j_{6548} + j_{6584}}{j_{5754}} = \frac{6.91 \cdot \exp(2.50/t)}{1 + 2.5 \cdot 10^{-6}(N_e/\sqrt{t})} \quad (3.14)$$

3.1.2 Discontinuità di Balmer

La discontinuità di Balmer è la differenza tra le intensità del continuo prima e dopo il limite della serie di Balmer a $\lambda=3646\text{\AA}$. La discontinuità di Balmer dipende dalla temperatura e anche dalla densità, come si può osservare in figura 3.2. Il valore della temperatura $T_e(BJ)$ può essere derivato dalla seguente formula (Liu et al. 2001):

$$T_e(BJ) = 368 \cdot (1 + 0.259y^+ + 3.409y^{++}) \left(\frac{BJ}{H11}\right)^{-1.5} \quad (3.15)$$

dove $BJ/H11 = [I_c(\lambda 3643) - I_c(\lambda 3681)]/I(H11)$ con $I_c(\lambda)$, in unità di $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{\AA}^{-1}$, l'intensità del continuo della nebulosa alla lunghezza d'onda $\lambda 3770$ e $I(H11)$ l'intensità della riga H11, in unità di $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, mentre y^+ e y^{++} sono i rapporti di abbondanza ionica $y^+ = \text{He}^+/\text{H}^+$ e $y^{++} = \text{He}^{++}/\text{H}^+$.

Questa formula è basata sui coefficienti di ricombinazione delle righe dell'H I (Storey e Hummer 1995) e sull'emissività del continuo di ricombinazione di H I, He I e He II (Brown e Mathews 1970). La temperatura $T_e(BJ)$ ricavata dal rapporto $BJ/H11$ mostra una debole dipendenza dai rapporti delle abbondanze ioniche dell'elio perché la regione $\Delta\lambda=3643-3681$ contiene una discontinuità dell'He II a 3645\AA , prodotta dalla ricombinazione dell'He III nello stato legato He II ($n=4$) e pure una debole discontinuità dell'He I a 3678\AA , prodotta dalla ricombinazione dell'He II in He I. I rapporti delle abbondanze ioniche dell'elio y^+ e y^{++} dipendono a loro volta dalla temperatura elettronica, quindi il processo di calcolo della temperatura dev'essere

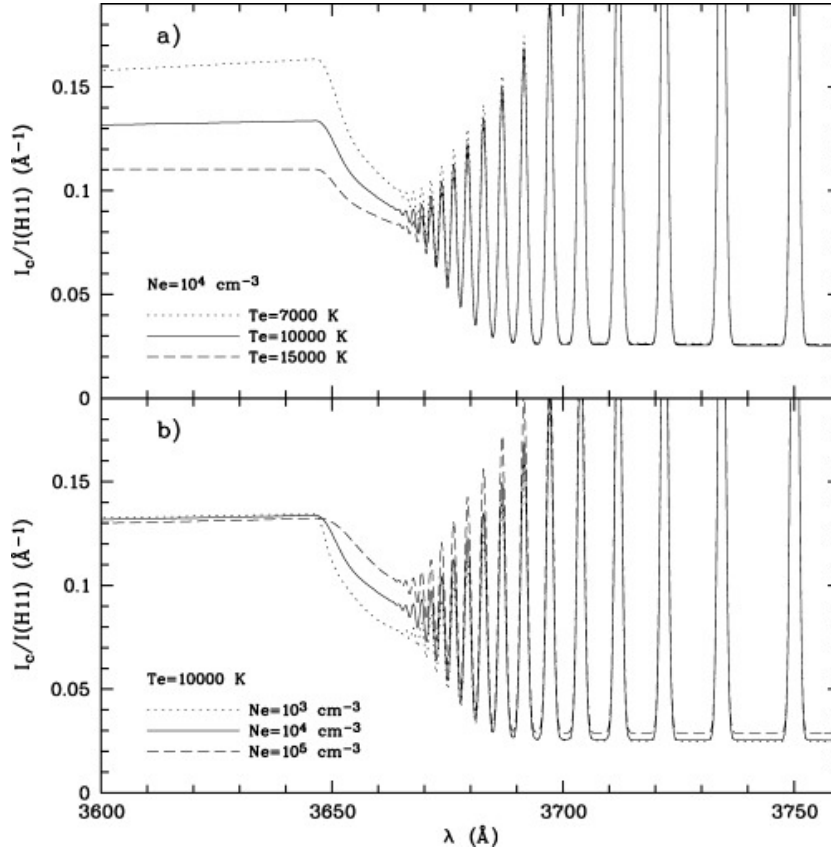


Figura 3.2: Spettro teorico di ricombinazione dell'idrogeno vicino alla discontinuità di Balmer: diverse temperature (a) o densità (b).

reiterato fino a che non si raggiungano valori consistenti di $T_e(BJ)$, y^+ e y^{++} .

3.1.3 Righe dell'He I

Peimbert et al. (1995) presentarono un metodo per determinare la temperatura media dalle righe di emissione dell'He I, $T_e(\text{He I})$, calcolando i parametri per la profondità ottica e il t^2 . Benjamin et al. (1999) hanno fornito una formula analitica dell'emissività delle righe dell'He I come funzione della

temperatura. Il rapporto tra le intensità di due righe dell'He I è dato da:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a_1}{a_2} \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{b_1 - b_2} \cdot \exp \left(\frac{c_1 - c_2}{T_e/10^4} \right) \quad (3.16)$$

I valori dei parametri a , b , c , sono forniti da Benjamin et al. (1999) per un intervallo di temperatura da 5000 K a 20 000 K .

Generalmente viene usato il rapporto delle righe dell'He I $\lambda 7281/\lambda 6678$ perché sono le più forti dopo $\lambda 5876$ e $\lambda 4471$, cadono in una regione dello spettro senza altre righe di emissione o assorbimento e priva di altre strutture (figura 3.3) e il loro rapporto inoltre dipende maggiormente dalla temperatura e poco dalla densità.

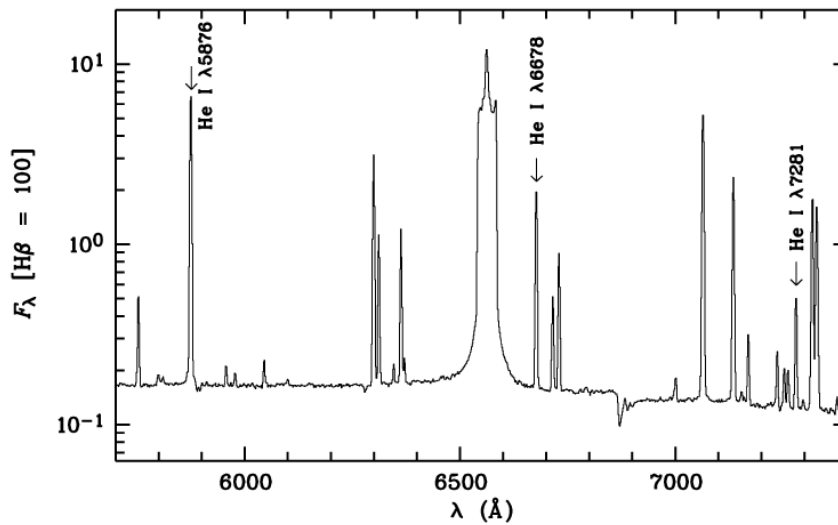


Figura 3.3: Spettro di NGC 7009 che mostra le righe dell'He I usate per determinare la temperatura.

3.2 Misura della densità

Secondo l'ipotesi dell'atomo a tre livelli, se la differenza di energia tra il terzo e il secondo livello eccitato è abbastanza piccola, si può calcolare la densità dal rapporto delle righe provenienti dalle transizioni 3-1 e 2-1. Il rapporto

tra le emissività è:

$$\frac{j_{31}}{j_{21}} = \frac{\nu_{31}}{\nu_{21}} \frac{N_3 A_{31}}{N_2 A_{21}} \quad (3.17)$$

Il rapporto N_3/N_2 si ricava dalle equazioni dell'equilibrio statistico per i livelli 2 e 3:

$$\begin{cases} N_1 N_e q_{12} = N_2 N_e q_{21} + N_2 A_{21} \\ N_1 N_e q_{13} = N_3 N_e q_{31} + N_3 A_{31} \end{cases} \quad (3.18)$$

in cui sono uguagliati, per i livelli 2 e 3, il numero delle eccitazioni per collisione con il numero delle diseccitazioni per collisione sommato al numero delle transizioni spontanee. In condizioni di equilibrio termodinamico valgono le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} \frac{q_{12}}{q_{21}} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{x_{12}}{kT}\right) \\ \frac{q_{13}}{q_{31}} = \frac{N_3}{N_1} = \frac{g_3}{g_1} \exp\left(-\frac{x_{13}}{kT}\right) \end{cases} \quad (3.19)$$

e dunque si può risolvere il sistema 3.18 trovando il rapporto:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{g_3}{g_2} \frac{1 + \frac{A_{21}}{N_e q_{21}}}{1 + \frac{A_{31}}{N_e q_{31}}} \exp\left(-\frac{x_{13} - x_{12}}{kT}\right) \quad (3.20)$$

Se $x_{13} \approx x_{12}$ la parte esponenziale tende a 1 e si ottiene:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{g_3}{g_2} \frac{1 + \frac{A_{21}}{N_e q_{21}}}{1 + \frac{A_{31}}{N_e q_{31}}} \quad (3.21)$$

Definiamo la densità critica N_c come

$$\begin{aligned} N_c^{(3)} &= \frac{A_{31}}{q_{31}} \\ N_c^{(2)} &= \frac{A_{21}}{q_{21}} \end{aligned} \quad (3.22)$$

e riscriviamo 3.21:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{g_3}{g_2} \frac{1 + \frac{N_c^{(2)}}{N_e}}{1 + \frac{N_c^{(3)}}{N_e}} \quad (3.23)$$

ottenendo, così, la formula del rapporto di emissività:

$$\frac{j_{31}}{j_{21}} = \frac{\nu_{31} A_{31} g_3}{\nu_{21} A_{21} g_2} \frac{1 + \frac{N_c^{(2)}}{N_e}}{1 + \frac{N_c^{(3)}}{N_e}} \quad (3.24)$$

Se $N_e \gg N_c$ dominano le collisioni e il rapporto 3.23 si semplifica:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{g_3}{g_2} \quad (3.25)$$

Il rapporto tra le emissività diventa dunque:

$$\frac{j_{31}}{j_{21}} = \frac{\nu_3 g_3 A_{31}}{\nu_2 g_2 A_{21}} \quad (3.26)$$

che è costante. Se invece $N_e \ll N_c$ dominano le transizioni spontanee; il rapporto di popolazioni è

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{g_3 N_c^{(2)}}{g_2 N_c^{(3)}} = \frac{g_3 A_{21} q_{31}}{g_2 q_{21} A_{31}} \quad (3.27)$$

e il rapporto di emissività diventa:

$$\frac{j_{31}}{j_{21}} = \frac{\nu_3 g_3 q_{31}}{\nu_2 g_2 q_{21}} \quad (3.28)$$

Sostituendo q_{nm} dalla formula 3.10, si ottiene il rapporto:

$$\frac{j_{31}}{j_{21}} = \frac{\nu_3 \Omega(3, 1)}{\nu_2 \Omega(2, 1)} \quad (3.29)$$

che anche in questo caso è costante. Perciò il grafico del rapporto di emissività in funzione della densità elettronica N_e segue l'andamento schematizzato in figura 3.4.

Nelle regioni dell'ottico, i rapporti più utilizzati per calcolare la densità sono [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ e [S II] $\lambda 67167/\lambda 6731$. O^0 e S^0 hanno potenziali di ionizzazione simili (rispettivamente 13.6 eV e 14.5 eV), perciò ci si aspetta che le righe provengano da regioni di ionizzazione simili. Altri due rapporti utili per il calcolo della densità sono [Cl III] $\lambda 5517/\lambda 5537$ e [Ar IV] $\lambda 4711/\lambda 4740$, righe più deboli provenienti da zone a maggior grado di eccitazione. A causa della loro diversa densità critica, le righe dei diversi ioni sono caratterizzanti in diversi regimi di densità: [O II] e [S II] sono sensibili a variazioni di densità per $N_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, [Cl III] per $N_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e [Ar IV] per $N_e = 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Le righe con una densità critica bassa spariscono nelle regioni a più alta densità a causa delle diseccitazioni per collisione.

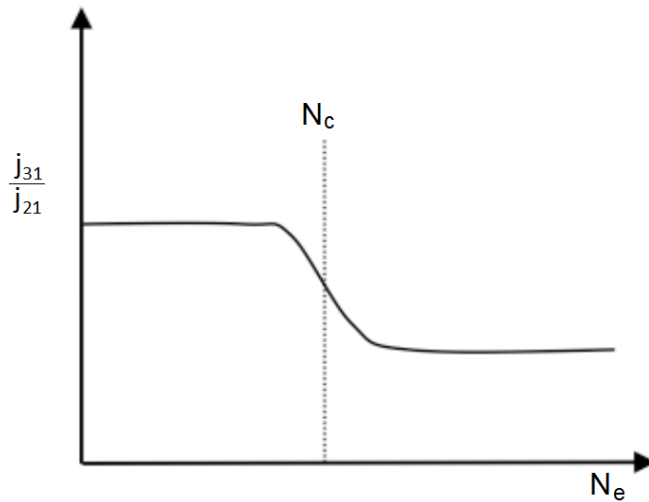


Figura 3.4: Andamento del rapporto tra le emissività di due righe dello stesso ione in funzione della densità elettronica.

3.3 Abbondanze chimiche

L'analisi delle abbondanze chimiche viene svolta studiando le intense righe collisionali e le più deboli righe di ricombinazione di ioni di elementi pesanti. Le abbondanze determinate dalle ORL sono sistematicamente maggiori dei valori corrispondenti dedotti dai rapporti delle CEL. Le abbondanze relative, invece, date dai rapporti come C/O , N/O , Ne/O sono simili nei due casi.

Il rapporto tra le abbondanze ricavate dalle righe ORL e CEL è correlato con la differenza tra la temperatura calcolata dalle righe proibite dell'[O III] e quella calcolata dalla discontinuità di Balmer dell'idrogeno. In altre parole, la differenza tra le abbondanze di ORL e CEL aumenta all'aumentare della differenza tra le temperature di ORL e CEL. La contrapposizione tra i valori delle temperature e delle abbondanze degli elementi chimici più pesanti calcolati tramite i due tipi di righe di emissione non sono spiegabili a sufficienza con i modelli che prevedono fluttuazioni della temperatura e disomogeneità della densità. Il modello che più si avvicina a risolvere queste discrepanze prevede che le nebulose contengano una componente di gas ionizzato ricco di elementi pesanti e povero di idrogeno. Questa componente avrebbe una temperatura $\leq 10^3$ K ed emetterebbe in forti righe di ricombinazione ma non causa righe proibite (Liu et al. 2000).

I rapporti tra le abbondanze ioniche, X^{i+}/H^+ si possono calcolare usando le righe proibite e risolvendo le equazioni dell'equilibrio statistico, che forniscono la popolazione dei vari livelli di energia di uno ione per specifici valori di temperatura e densità. I valori T_e e N_e vengono inseriti nelle equazioni in base alla zona della nebulosa in cui è prevista l'esistenza dello ione del particolare elemento. Conoscendo la popolazione dei livelli, l'abbondanza ionica può essere determinata usando l'equazione:

$$\frac{N(X^{m+})}{N(H^+)} = \frac{N_e h \nu_{42} \alpha_{eff}(H\beta)}{A_{ij} n_i E_{ij}} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \quad (3.30)$$

dove $I(\lambda)$ è il flusso di un riga di emissione a lunghezza d'onda λ emessa dalla transizione dello ione X^{m+} dal livello più alto i al livello j in seguito a un'eccitazione collisionale dovuta all'impatto con elettroni; A_{ij} è la probabilità di transizione spontanea, n_i è la frazione di popolazione del livello i , E_{ij} è l'energia del fotone della riga di emissione, $\alpha_{eff}(H\beta)$ è il coefficiente di ricombinazione di $H\beta$ e $h\nu_{42}$ è l'energia di un fotone della riga $H\beta$.

Generalmente, si assume $T_e([N \text{ II}])$ per le specie ionizzate singolarmente e $T_e([O \text{ III}])$ per le specie più ionizzate. I valori delle densità inseriti nell'equazione sono i valori medi dedotti nelle diverse zone della nebulosa.

Adottando per il calcolo la temperatura derivata dallo studio della discontinuità di Balmer e gli stessi valori di densità adottati per l'abbondanza nelle righe CEL, si possono misurare le abbondanze ioniche per elio, carbonio, azoto, ossigeno e neon analizzando le loro righe di ricombinazione. Tali abbondanze dipendono debolmente dalla temperatura elettronica e sono essenzialmente indipendenti dalla densità, dunque i valori che ne derivano non hanno incertezze sistematiche causate dal calcolo di T_e e N_e . Il problema principale in questo caso è che le transizioni da ricombinazione in elementi più pesanti dell'elio sono molto deboli e difficili da rilevare.

L'abbondanza di elio ionizzato una volta (He^+/H^+) deriva dalle righe He I $\lambda 4471$, $\lambda 5876$ e $\lambda 6678$; l'abbondanza di elio doppiamente ionizzato (He^{2+}/H^+) deriva dalla riga He II $\lambda 4686$. L'abbondanza totale di elio He/H è ottenuta semplicemente dalla somma delle abbondanze delle specie ionizzate una o due volte: $He/H = He^+/H^+ + He^{2+}/H^+$.

Le abbondanze di carbonio, azoto, ossigeno e neon (C^{2+}/H^+ , N^{2+}/H^+ , O^{2+}/H^+ e Ne^{2+}/H^+) derivano dalle diverse righe che si formano in varie configurazioni, sia singoletti che multipletti. Le abbondanze totali di ogni elemento vengono ricavate dalle abbondanze ioniche delle righe CEL o ORL attraverso il fattore di correzione di ionizzazione (ICF), fattore che prende in

considerazione anche gli ioni non osservabili e la cui formula fu ricavata da Kingsburgh e Barlow (1994).

Capitolo 4

ANALISI DATI

4.1 M 57: caratteristiche generali

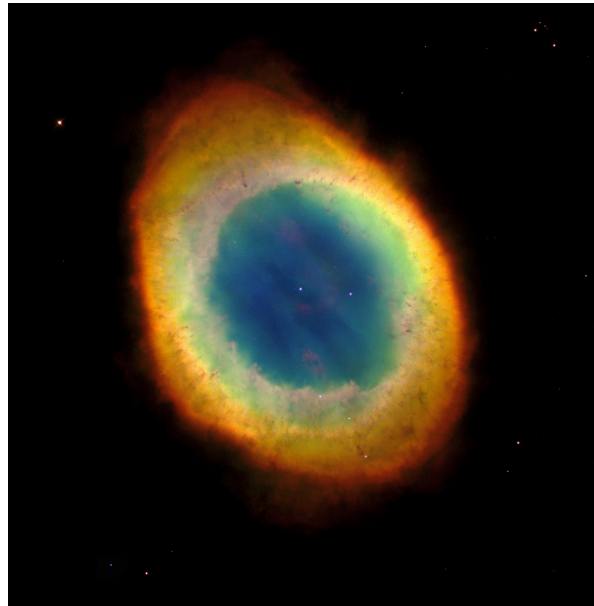


Figura 4.1: Immagine di M57 dell'Hubble Space Telescope (Ottobre 1998). Sovrapposizione di tre immagini prese con i seguenti filtri: Rosso, F658N ([N II]); Verde F501N ([O III]); Blu, F469N ([He II]) e con tempo di esposizione pari a un'ora.

La nebulosa ad anello M 57 (NGC 6720) si trova nella costellazione della Lira, a una distanza di 740 pc (O'Dell et al. 2009); ha un raggio di ~ 1.3 a.l., magnitudine apparente $V \sim 8.8$ mentre la nana bianca centrale ha magnitudine apparente di $V \sim 15.75$. Nello spettro della nebulosa sono visibili le righe di ricombinazione della serie di Balmer dell'idrogeno. Le transizioni dell'idrogeno avvengono entro un limite ben definito, chiamato fronte di ionizzazione. Vicino alla stella centrale, che ha temperatura effettiva di circa 120 000 K, è presente una zona di $\text{He}^{++} + \text{H}^+$, che produce righe di ricombinazione dell'He II (ad es. $\lambda 4686$). Più distante dal centro si trova la zona con $\text{He}^+ + \text{H}^+$, che emette le righe dell'[O III] e verso l'esterno una zona sottile di $\text{He}^0 + \text{H}^+$ che emette le righe di [N II] e [S II]. Oltre il fronte di ionizzazione, che ha dimensioni di circa $42'' \times 30''$ si trova una regione in cui possono esserci molecole come l' H_2 . Quindi, quando in uno spettro di una regione osserviamo contemporaneamente righe di emissione a bassa ed alta ionizzazione, come [N II] o [S II] e He II, questo è dovuto ad effetti di proiezione della struttura tridimensionale della nebulosa.

La struttura morfologica della nebulosa M57 si compone di un anello principale ellissoidale, un alone interno e un alone esterno. L'anello principale ha dimensioni $90'' \times 60''$ che corrispondono agli assi maggiori e minori della nebulosa. In esso si osservano molte zone ad alta condensazione e filamenti. L'alone interno, scoperto da Minkowski e Osterbrock (1960) è ben strutturato in luminosi filamenti (Balick et al. 1992), ha una forma più circolare dell'anello e dimensioni di $160'' \times 145''$. L'alone esterno, rilevato per la prima volta da Moreno e Lopez (1987), ha una forma quasi circolare con un diametro di $230''$ e il contorno è poco brillante. La struttura spaziale della nebulosa ad anello non è del tutto chiara: basandosi su numerose osservazioni fotometriche e spettroscopiche (es. Kupferman 1983, Balick et al. 1992, Lame e Pogge 1994), incluse le emissioni molecolari, Bryce, Balick e Meaburn (1994) hanno proposto un modello a forma bipolare osservata lungo l'asse polare. L'anello si trova al centro della struttura, con l'asse coincidente all'asse dei due lobi, l'alone esterno è ciò che è rimasto dal vento della gigante rossa.

Successivamente, Guerrero, Manchado e Chu (1997) hanno proposto un modello che prevede la nebulosa formata da un guscio, la cui struttura è approssimabile a un ellissoide prolato, che corrisponde all'anello visibile e si espande alla velocità di circa 50 km/s. Studi più recenti (O'Dell et al. 2013) hanno rivelato invece che la forma della nebulosa è un ellissoide triassiale.

Secondo gli ultimi modelli, i due aloni attorno all'anello appartengono ai resti del vento della gigante rossa. Dalla superficie frammentata del guscio

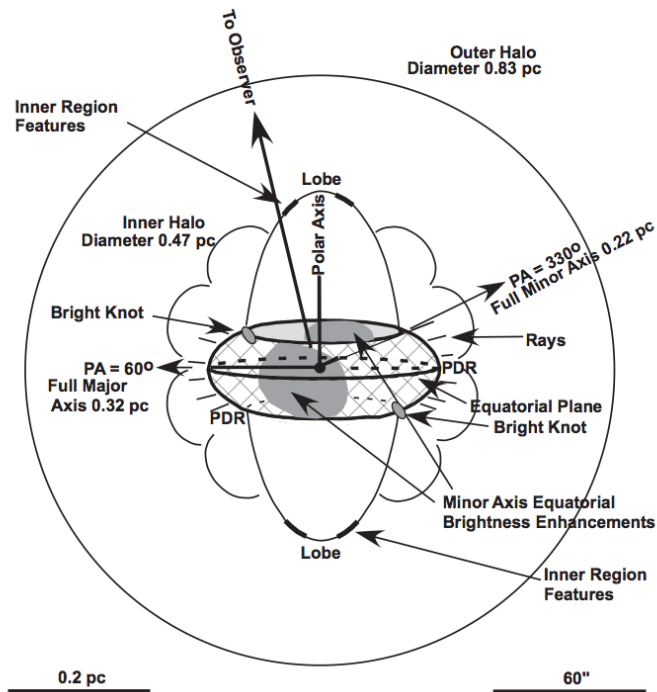


Figura 4.2: Modello esemplificativo della struttura tridimensionale della nebulosa ad anello, il cui asse polare coincide con la linea di vista (O'Dell et al. 2013).

elissoidale fuoriesce un vento a 2000 km/s proveniente dalla stella centrale e che forma bolle e getti nella zona esterna in cui il gas, resto della gigante rossa, è in espansione alla velocità di 10-15 km/s. Visti in proiezione, getti e bolle diventano i ben noti filamenti caratteristici dell'alone interno. In figura 4.2 è presentata la struttura tridimensionale della nebulosa schematizzata da O'Dell et al. (2013).

La struttura di M57 è riportata in figura 4.3, che mostra evidenziate diverse peculiarità presenti all'interno della nebulosa.

- I nodi sono delle piccole strutture ad alta estinzione formate da una parte centrale molecolare, otticamente spessa e fotoionizzata solo dalla parte rivolta verso la stella centrale. I nodi appaiono più scuri nelle mappe dell'He II e dell'[O III] (alta ionizzazione), mentre appaiono più chiari nelle immagini di [N II] e [S II] (bassa ionizzazione); sono

distribuiti prevalentemente lungo archi associati alle transizioni di ionizzazione (es. da $\text{He}^+ + \text{H}^+$ a $\text{He}^0 + \text{H}^+$) e perciò si deduce che si formino da instabilità del fronte di ionizzazione.

- Guerrero, Manchado e Chu (1997) chiamarono "bolle" delle strutture luminose visibili nelle regioni interne, maggiormente dettagliate nelle immagini degli elementi a bassa ionizzazione. Esse sono formate da gas neutro e molecole circondate da gas ionizzato.
- Nel perimetro esterno dell'anello sono visibili strutture radiali, i filamenti. Queste regioni, a causa della loro distanza dal centro, non sono fotoionizzate dalla radiazione proveniente dalla stella, ma dalla radiazione diffusa della nebulosa.

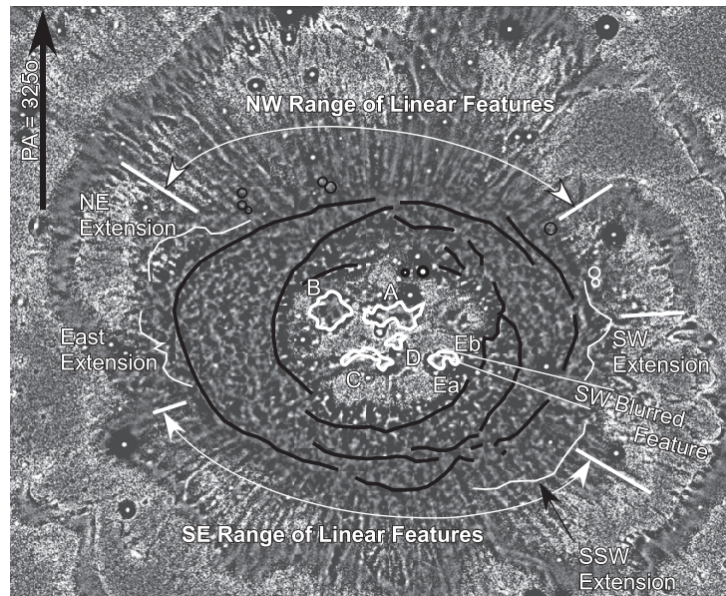


Figura 4.3: Mappa dell'idrogeno molecolare di M57 in un campo di vista di $157'' \times 149''$. Sono evidenziate le varie strutture: dall'interno, le bolle sono segnate con contorno bianco irregolare, i nodi sono cerchiati di nero, i principali fronti di ionizzazione sono segnati con i tratti neri semicircolari e i filamenti con i segmenti bianchi (O'Dell et al. 2013).

4.2 Le osservazioni

M57 è stata osservata con la tecnica del long-slit scanning nelle notti del 3 e 4 Agosto 2014. Lo spettrografo utilizzato è stato il Boller e Chivens montato al telescopio Galileo di 1.2 m dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago. La slit era larga $5''$ ed orientata ad angolo di posizione (PA) di 90° . Il telescopio è stato mosso in direzione Nord-Sud ad intervalli di $5''$ e sono stati ottenuti in totale gli spettri di 15 porzioni della nebulosa, che sono mostrate in figura 4.4.

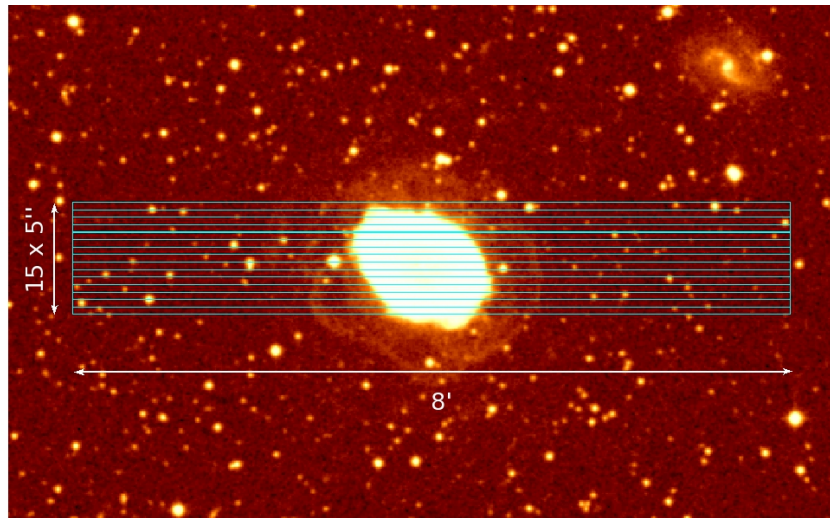


Figura 4.4: Posizione dei 15 slice studiati nel campo della nebulosa.

È stato utilizzato il reticolo da 300 tratti/mm che ha permesso di coprire un intervallo di lunghezza d'onda compreso fra 3300 e 8000 Å con una dispersione di 2.3 Å/px. In combinazione con la slit da $5''$, la risoluzione strumentale era di 11.5 Å. Per ogni posizione della slit sono stati ottenuti 3 spettri da 180 s ciascuno. Durante la notte è stato preso lo spettro della stella standard spettrofotometrica BD+253941 per la calibrazione in flusso.

La riduzione dei dati è stata effettuata con il software IRAF. Ciascuno spettro è stato corretto per bias, misurato nella sezione di overscan, e per flat-field normalizzato. Successivamente si è proceduto alla calibrazione in lunghezza d'onda tramite gli spettri di due lampade in dotazione allo spettrografo, una di mercurio-argon e l'altra di neon. Infine, gli spettri sono stati

calibrati in flusso con lo spettro della stella BD+253941 ed è stato sottratto il contributo del cielo.

Le tre pose da 180 s per ogni posizione della slit sono state mediate dopo aver controllato che le intensità fossero compatibili. Una volta ottenuti i 15 spettri longslit definitivi, si è proceduto spettro per spettro a sommare le intensità nella direzione ortogonale alla dispersione. Poiché la scala spaziale sul detector è $1''/\text{px}$ si è scelto di sommare ad intervalli di 5 px in modo da ottenere uno spettro per ogni area quadrata da $5'' \times 5''$. La slit è molto più estesa della nebulosa, circa $8'$, quindi si è arbitrariamente limitata l'estensione del campo inquadrato in direzione Est-Ovest a $4.5'$.

Al termine di questa operazione sono stati ottenuti 810 spettri monodimensionali che formano una matrice di 54×15 spaxel e forniscono l'informazione spettrale di un'area di cielo di $270'' \times 15''$.

Dagli spettri della nebulosa è stato fatto il fit delle principali righe di emissione elencate nella tabella 4.1.

Ione	Lunghezza d'onda (\AA)
H α	6563
H β	4861
H γ	4340
H δ	4101
He I	4471 5876 6678 7281
[N II]	5754 6548 6584
[O II]	3727 7320 7330
[O III]	4363 4959 5007
[S II]	4068 4076 6716 6731
[Cl III]	5517 5537
[Ar IV]	4711 4740

Tabella 4.1: Righe dello spettro di M57 analizzate per questo lavoro.

Le righe 4068-4076, essendo molto vicine, sono state trattate come un'unica riga che in seguito viene chiamata 4072. Lo stesso vale per le righe 7320 e 7330, chiamata 7325. Il programma usato per il modellare il profilo delle righe è PAN che funziona in ambiente IDL. A causa della forma non perfettamente simmetrica, per calcolare correttamente il flusso, ogni riga è stata modellata con due curve gaussiane, con i seguenti parametri di input:

intervallo di 10 Å entro cui la posizione del centro della riga può variare; Full Width at Half Maximum (FWHM) compresa tra 5 e 20 Å; area della curva positiva o nulla. L'output del programma è un file di testo in cui sono riportati, per ogni gaussiana, il chi-quadro, l'area con l'errore, la posizione del centro (in lunghezza d'onda) con l'errore e la FWHM con l'errore.

Dal file di output di PAN sono stati estratti i valori delle aree delle due gaussiane di ciascuna riga e con il programma TOPCAT è stata calcolata la somma delle aree delle due curve gaussiane, in modo da ottenere il flusso totale di ogni riga spettrale. I valori sono stati riportati in tabelle, una per ogni riga spettrale, costituite da 2 colonne (numero dello spettro e valore del flusso) e 810 righe (tante quante gli spettri totali).

L'errore relativo sul flusso $\Delta f/f$ e il rapporto segnale-rumore (S/N) delle righe sono stati calcolati con il programma IRAF tramite uno script. Per l'errore relativo, il programma ha calcolato il rapporto tra il rumore del continuo adiacente alla riga e la massima intensità della riga. Il rapporto S/N è l'inverso dell'errore relativo. Si è ottenuta quindi una tabella con gli 810 valori dei flussi della riga, ciascuno con i corrispondenti valori di $\Delta f/f$ e S/N.

I flussi con rapporto S/N troppo basso non sono considerati reali: come limite inferiore è stato preso $S/N=3$, considerando un segnale valido quando il picco della riga è pari ad almeno tre volte il valore dello scarto quadratico medio del continuo. Perciò tutti i flussi con corrispondente $S/N < 3$ sono stati messi a zero.

Una volta ottenuti i flussi delle righe corretti per rapporto S/N, sono state analizzate le righe $H\alpha$ 6563, $H\beta$ 4861, $H\gamma$ 4340 e $H\delta$ 4101 per il calcolo del decremento di Balmer e del valore di estinzione $A(V)$. Con il programma TOPCAT sono state incrociate le seguenti tabelle: $H\alpha$ con $H\beta$, $H\gamma$ con $H\beta$, $H\delta$ con $H\beta$, in modo da ottenere 3 tabelle ciascuna con 5 colonne: numero dello spettro, flusso della riga 1, errore relativo 1, flusso della riga 2, errore relativo 2. Queste tabelle sono state usate come input per uno script di IRAF che calcola il decremento di Balmer e il valore dell'estinzione usando la legge di Cardelli, Clayton e Mathis (1996):

$$A(V) = \frac{1}{0.1386} \cdot \log_{10} \left(\frac{r}{r_i} \right) \quad (4.1)$$

con r rapporto tra i flussi osservati, r_i rapporto teorico del decremento di Balmer, inserito in input con i valori in tabella 4.2.

$H\alpha / H\beta = 2.86$
$H\gamma / H\beta = 0.47$
$H\delta / H\beta = 0.26$

Tabella 4.2: rapporti teorici del decremento di Balmer.

Per correggere i flussi delle righe per estinzione, viene tenuto il valore di $A(V)$ calcolato dal rapporto $H\alpha/H\beta$; è stato scelto questo valore perché in questo caso l'errore è minore, in quanto le righe $H\alpha$ e $H\beta$ sono più intense rispetto a $H\gamma$ o $H\delta$. Tramite uno script di IRAF sono state ricostruite le mappe dei flussi corretti per estinzione, degli errori relativi e di $A(V)$ (figura 4.6). Lo script richiede come input un'unica colonna di valori (810) e le dimensioni degli assi X e Y dell'immagine da costruire ($n_x=54$, $n_y=15$). A tutte le mappe costruite sono state aggiunte le coordinate fisiche (ascensione retta e declinazione) dell'oggetto, per poter poi sovrapporre le contour dell'immagine DSS tramite il DS9 di IRAF.

Per calcolare la temperatura elettronica T_e e la densità elettronica N_e è stato necessario calcolare i rapporti di righe utili a tal fine, riportati nella tabella 4.3. Nella nebulosa sono presenti molte righe provenienti da atomi con diverse energie di ionizzazione, i cui ioni si trovano in zone differenti della nebulosa. Per questo motivo è stata fatta la divisione tra righe a bassa ionizzazione e righe ad alta ionizzazione.

	Temperatura	Densità
Bassa ionizzazione	[O II] 3727/7325 [N II] (6548+6584)/5754 [S II] (6716+6731)/4072 He I 7281/6678 He I 7281/5876	[S II] 6716/6731
Alta ionizzazione	[O III] (4959+5007/4363)	[Cl III] 5517/5537 [Ar IV] 4711/4740

Tabella 4.3: Rapporti di righe utilizzati per calcolare T_e e N_e .

Le immagini dei rapporti e dei loro errori relativi sono state ricostruite tramite la procedura descritta sopra e sono riportate in figura 4.5.

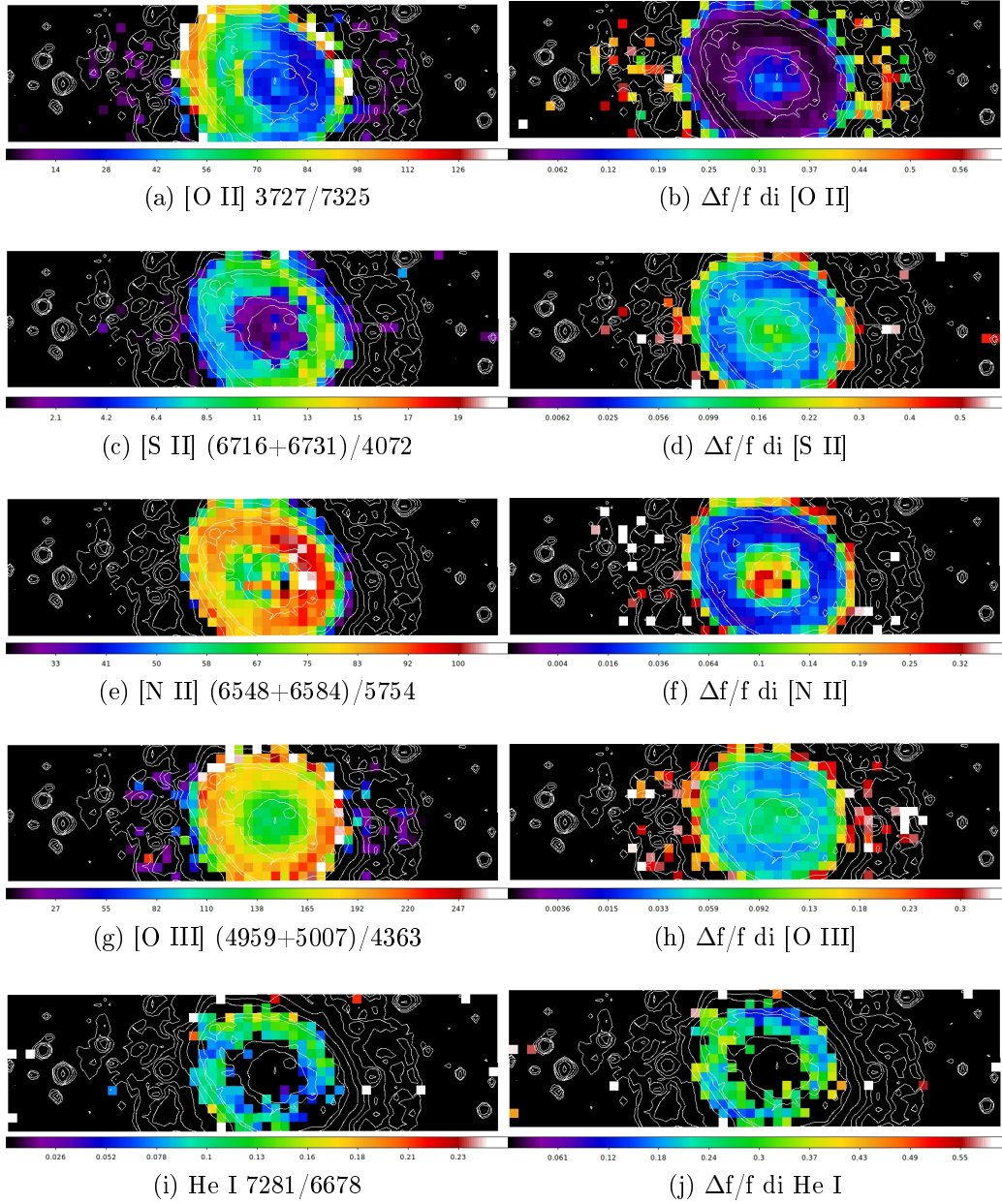


Figura 4.5: Mappe dei rapporti di flusso utilizzati per determinare la temperatura e la densità. La scala è pari a $5''/\text{px}$. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. Le contour in bianco sono state ottenute dall'immagine di M57 della DSS.

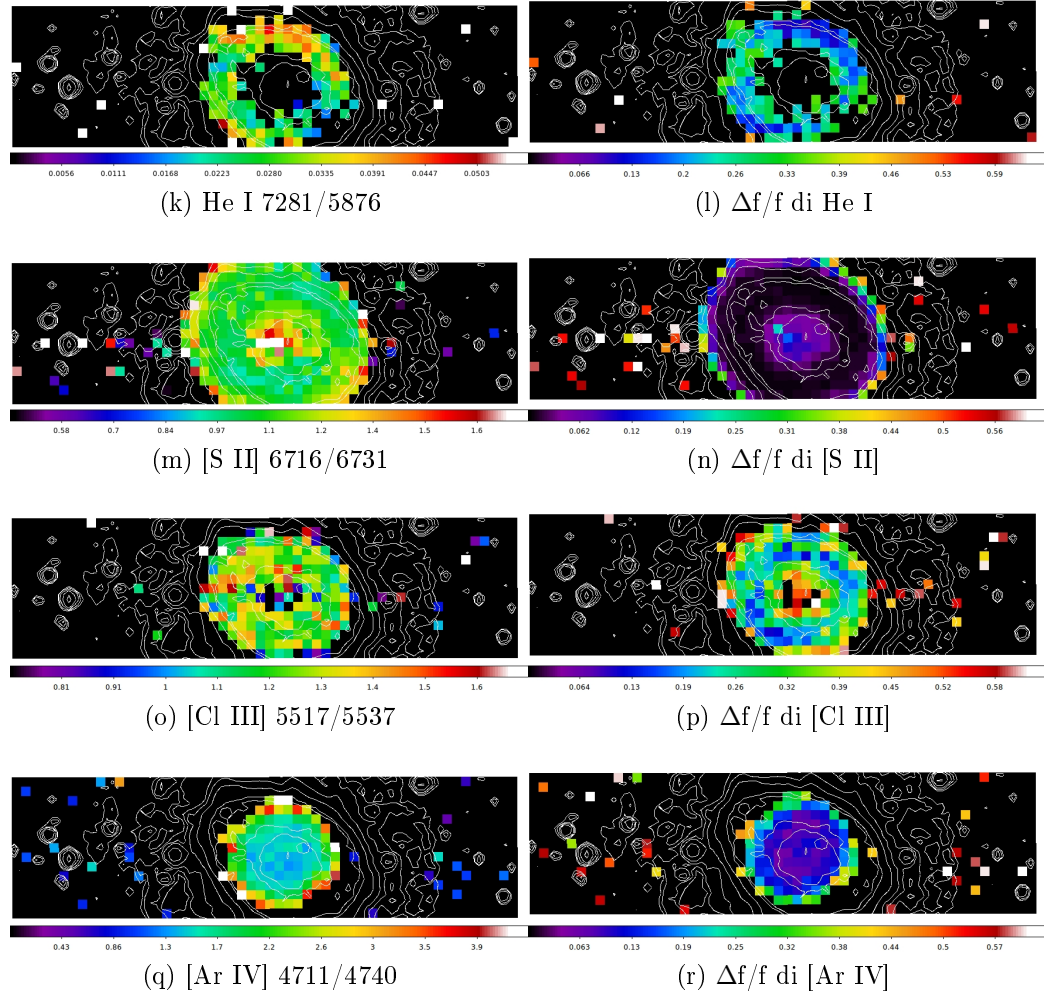


Figura 4.5: Mappe dei rapporti di flusso utilizzati per determinare la temperatura e la densità. La scala è pari a $5''/\text{px}$. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. Le contour in bianco sono state ottenute dall'immagine di M57 della DSS.

Oltre a quelli citati precedentemente, sono stati calcolati anche i rapporti $[\text{O III}](4959+5007)/[\text{O II}]7325$ e $[\text{O III}](4959+5007)/[\text{O II}]3727$ per ricavare le mappe del grado di ionizzazione (figura 4.10).

Il calcolo di T_e e N_e è stato effettuato utilizzando il comando TEMDEN di IRAF, che fa parte del pacchetto nebular di stsdas, attraverso due script

differenti:

- Il primo script calcola N_e e T_e assieme, dati due rapporti di righe (il primo per la densità e il secondo per la temperatura), essendo le due grandezze dipendenti l'una dall'altra. In input allo script sono state inserite coppie di rapporti di righe a bassa ionizzazione e coppie di rapporti ad alta ionizzazione (vedi tabella 4.3). Inizialmente il programma calcola N_e dal primo rapporto, assumendo $T_e = 10^4$ K, poi, con il valore di densità trovato, calcola T_e dall'altro rapporto e con questa T_e ricalcola N_e con il primo rapporto, e così via. Dopo 3 o 4 iterazioni il programma fornisce i valori di N_e e T_e .
- Il secondo script, invece, calcola direttamente i valori di T_e o N_e da un singolo rapporto di righe. La densità elettronica è calcolata dai corrispondenti rapporti di righe, assumendo il valore della temperatura $T_e = 10^4$ K, mentre la temperatura elettronica viene calcolata assumendo $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$. In genere, nel caso di nebulose planetarie che mostrano tante righe, è preferibile utilizzare il primo metodo, che segue un processo di iterazione ed è quindi più preciso. Lo svantaggio però consiste nel fatto che molte delle righe utilizzate, come ad esempio [S II] 4072, [O III] 4363, [O II] 7325, ecc., sono deboli e difficili da misurare. Questo riduce il numero di rapporti calcolabili. Perciò è stato usato anche questo secondo procedimento, che è meno preciso ma esclude meno valori.

4.3 Estinzione

Le intensità delle righe osservate non corrispondono alle intensità intrinseche delle righe della nebulosa a causa dell'estinzione interstellare. L'estinzione è dovuta alle particelle di polvere che assorbono e scatterano la luce. L'assorbimento varia al variare della lunghezza d'onda ed è maggiore nel blu e minore nel rosso. In presenza di polveri, quindi, i rapporti tra le intensità delle righe di Balmer variano rispetto ai valori teorici (decremento di Balmer, tabella 4.2). Maggiore è la quantità di polveri, maggiore è la differenza tra i rapporti osservati e quelli teorici.

L'estinzione $A(V)$ in M57 è stata calcolata dai rapporti $H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\beta$ e $H\delta/H\beta$. I valori ottenuti dai tre rapporti non sono risultati simili tra loro, ma analizzando gli spettri raccolti si possono dare alcune spiegazioni: la riga $H\gamma$ si trova molto vicina a [O III] 4363 e può subire variazioni dell'intensità se la risoluzione degli spettri non è sufficientemente elevata; inoltre a lunghezze d'onda simili cade la riga HgI 4358 proveniente dalle lampade a mercurio molto numerose nel sito osservativo di Asiago. Per quanto riguarda $H\delta$, la riga è molto debole nella maggior parte degli spettri, quindi risente maggiormente degli errori di misura. Per questo, al fine di correggere per estinzione i flussi di tutte le righe degli spettri, sono stati usati i valori di $A(V)$, calcolati dal rapporto $H\alpha/H\beta$ delle righe dell'idrogeno più brillanti. Quando i valori del rapporto erano minori del rapporto teorico 2.86, l'estinzione è stata automaticamente considerata nulla. Con i valori ottenuti di $A(V)$ è stata costruita l'immagine in figura 4.6.

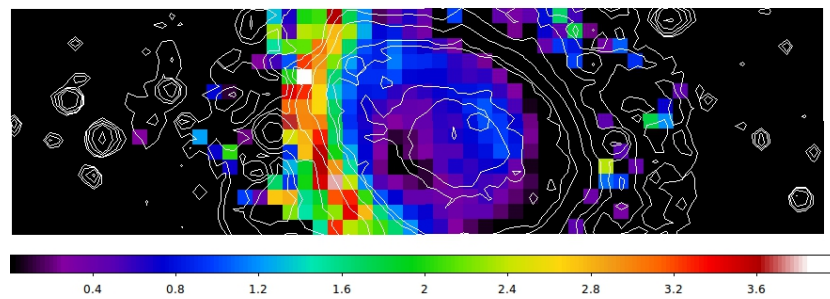


Figura 4.6: Mappa dell'estinzione $A(V)$ di M57. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala dell'immagine è $5''/\text{px}$.

Dalla mappa si può notare una differenza in intensità tra i due lati dell'oggetto: l'estinzione è più alta ad Est. Per verificare l'affidabilità del risultato

sono stati analizzati gli errori delle righe $H\alpha$ e $H\beta$ per mezzo del loro rapporto S/N (figura 4.7). Le mappe mostrano una distribuzione omogenea di valori,

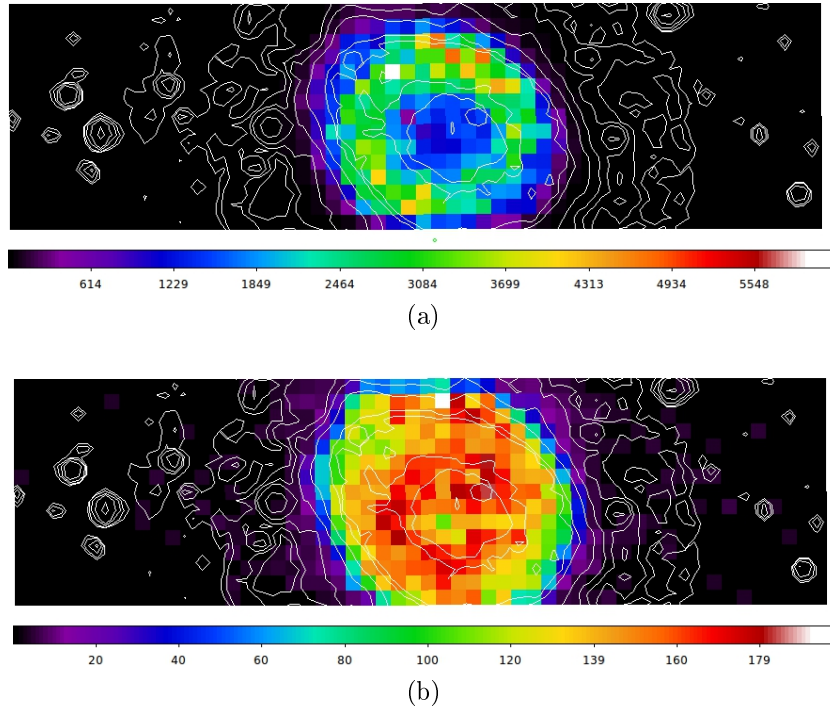


Figura 4.7: Mappe del rapporto S/N delle righe $H\alpha$ (a) e $H\beta$ (b). Il Nord è in alto l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

dunque la variazione di $A(V)$ tra il lato Est e il lato Ovest della nebulosa non dipende dagli eventuali errori sulle misure del flusso delle righe.

Nel grafico in figura 4.8 è riportato l'istogramma della distribuzione dei valori di $A(V)$, in bin da 0.2 mag. La maggior parte dei valori è minore di 1 mag, ma vi sono anche valori maggiori, fino a 4 mag, che corrispondono a quelli osservati nel lato Est della nebulosa. Un simile risultato è riportato nell'articolo di Garnett e Dinerstein (2001): gli autori hanno analizzato uno spettro long-slit in direzione Est-Ovest. In figura 4.9 è riportato il loro grafico del fattore $c(H\beta)$, direttamente proporzionale ad $A(V)$, in funzione della distanza dal centro. Come nelle nostre mappe, l'Ovest è a destra e l'Est a sinistra. Le distanze variano da $-40''$ a $+40''$, che corrisponde a un intervallo di ± 8 px dal centro nelle nostre immagini. Nel grafico di Garnett e Dinerstein (2001) si osserva che l'estinzione ha un picco verso l'estremo sinistro dello

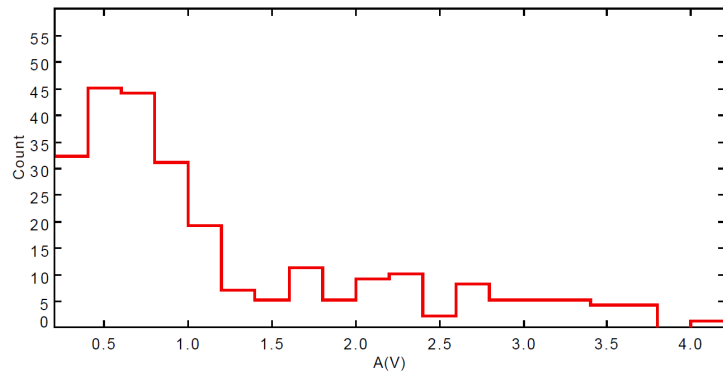


Figura 4.8: Istogramma della distribuzione dei valori dell'estinzione $A(V)$.

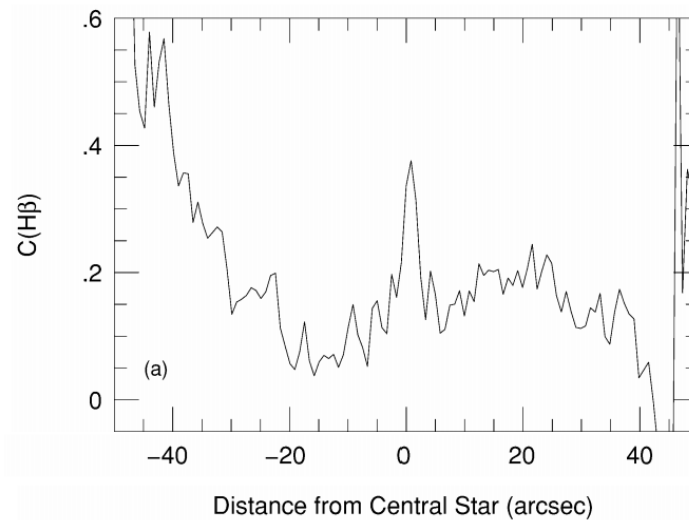


Figura 4.9: Grafico del fattore di estinzione $c(H\beta)$ di M57 in funzione della distanza dal centro, in direzione Est-Ovest, calcolato da Garnett e Dinerstein (2001).

spettro, che corrisponde al lato Est della nebulosa, ed è invece minore a Ovest. Questo risultato coincide con il netto aumento dell'estinzione, nel lato sinistro dell'anello, rilevato dalla nostra analisi e visibile in figura 4.6.

4.4 Ionizzazione

Le mappe dei rapporti tra righe di gas ad alta e bassa ionizzazione sono utili per comprendere la struttura di ionizzazione della nebulosa. Sono riportate in seguito le mappe dei rapporti $[\text{O III}](4959+5007)/[\text{O II}]7325$ e $[\text{O III}](4959+5007)/[\text{O II}]3727$ e dei rispettivi errori, assieme alle mappe dei flussi delle righe $[\text{O III}] 5007$ e $[\text{O II}] 3727$ (figura 4.10). Dalle mappe del

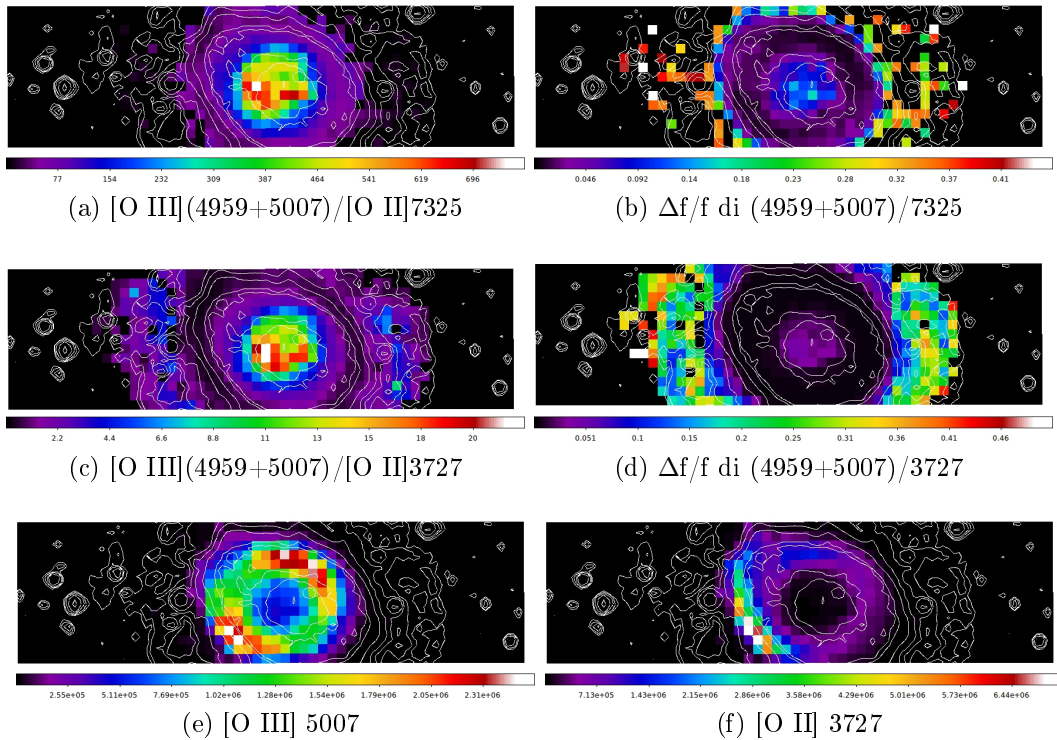


Figura 4.10: Mappe del grado di ionizzazione, dei rispettivi errori relativi e dei flussi delle righe $[\text{O III}]$ e $[\text{O II}]$. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

grado di ionizzazione risulta evidente che al centro della nebulosa si trova una zona ad alta ionizzazione, dove $[\text{O II}]$, come anche He I , $[\text{N II}]$ e $[\text{S II}]$ sono deboli o talvolta non presenti. L'anello di gas ha invece un grado di ionizzazione inferiore ed è ben visibile in tutte le mappe delle righe a bassa e alta ionizzazione. Infine è presente un alone esteso, di debole intensità e basso grado di ionizzazione, ben visibile in $[\text{O II}]$ e meno in $[\text{O III}]$.

4.5 Temperatura

Per il calcolo della temperatura sono stati usati i rapporti [O III] (4959 + 5007)/4363 (alta ionizzazione), [O II] 3727/7325, [N II] (6548 + 6584)/5754, [S II] (6716 + 6731)/4072, He I 7281/6678 ed He I 7281/5876 (bassa ionizzazione), riportati in tabella 4.3. Per ogni rapporto, la temperatura elettronica è stata calcolata attraverso due diversi metodi: nel primo viene inserito un valore fisso di densità, mentre nel secondo viene usato il valore di densità calcolato da un altro rapporto di righe. In seguito sono riportate le mappe della temperatura calcolata da ogni rapporto.

La figura 4.11a rappresenta la mappa della temperatura calcolata con l'[O III] e utilizzando un valore di densità costante, pari a $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$, mentre la figura 4.11b presenta la mappa della temperatura di [O III] calcolata usando la densità ricavata dal rapporto [Cl III] 5517/5537. Le mappe sono molto simili e i valori di temperatura sono compresi tra 9500 e 12000 K. Le temperature più alte sono misurate nella parte centrale della nebulosa, all'interno dell'anello.

La figura 4.11c rappresenta la mappa della temperatura calcolata dal rapporto [O II] 3727/7325 con un valore di densità di $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$; nell'immagine in figura 4.11d la temperatura è invece calcolata con il valore di densità del gas a bassa ionizzazione ricavato dal rapporto [S II] 6716/6731. In entrambi i casi si nota che valori di temperatura maggiori (12000-14000 K) sono presenti sul lato Ovest; questo si può dedurre anche dalla mappa del rapporto delle righe di [O II] (figura 4.5a). Il grafico 4.12 mette in relazione i valori del rapporto [O II] 3727/7325 con i valori della temperatura e si osserva che rapporti attorno a 30 (lato Ovest) corrispondono a valori di temperatura di circa 11000 K, mentre rapporti tra 70 e 90 (lato Est) corrispondono a valori di temperatura tra 6500 e 7500 K.

Questo risultato non è coerente, però, con quanto mostrano le mappe della temperatura calcolata con i rapporti [N II] (figure 4.11e e 4.11f) e [S II] (figure 4.11g e 4.11h). In entrambi i casi le mappe presentano una temperatura più bassa sul lato Ovest e più alta sul lato Est; anche la mappa della temperatura di [O III] (figure 4.11a e 4.11b) non riporta risultati simili a quelli ottenuti con [O II]. Il motivo di questa discordanza sta probabilmente nel fatto che vicino alle righe $\lambda 7320$ e $\lambda 7330$ dell'[O II] (chiamate qui $\lambda 7325$) è presente una riga di [Ar IV] 7333 che non è possibile separare da quelle dell'ossigeno e va dunque a sovrapporsi nella misura del flusso.

Non essendo possibile misurare la riga $\lambda 7333$ singolarmente, è stata con-

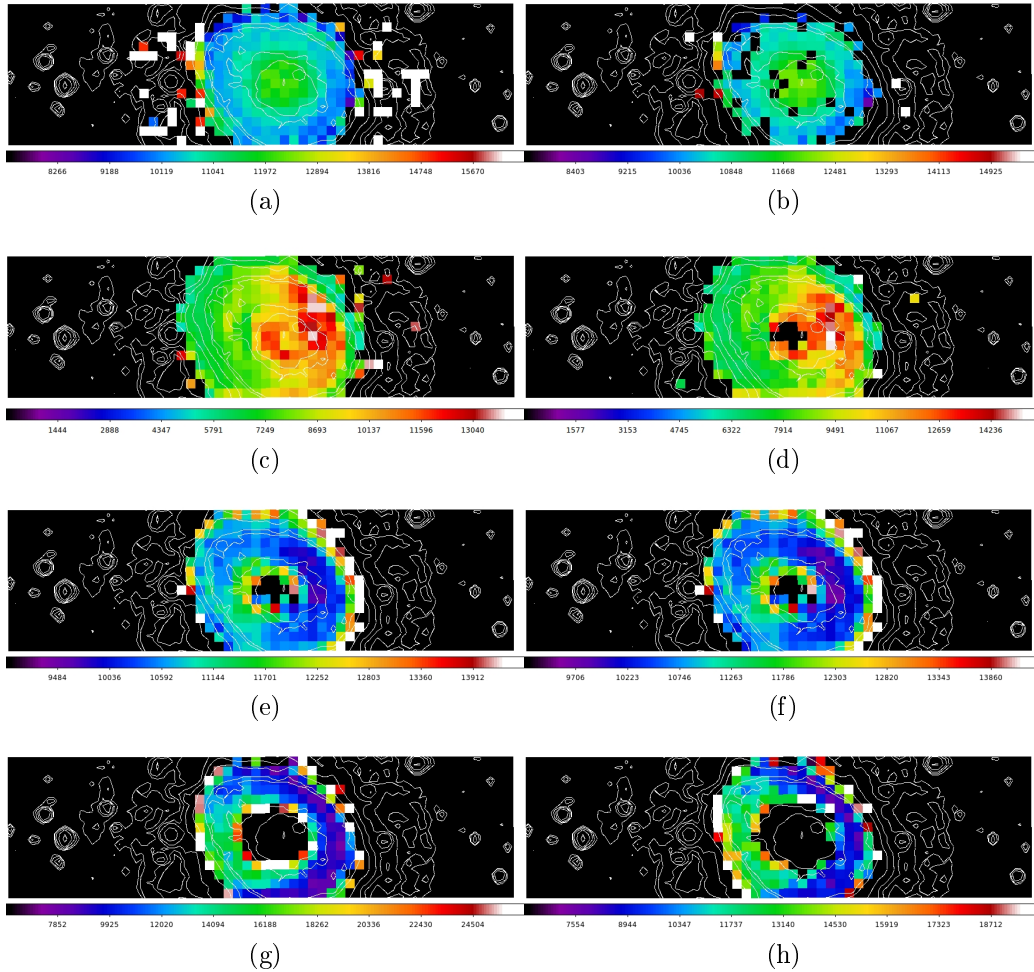


Figura 4.11: Mappe delle temperature calcolate dai rapporti: (a) [O III] usando $N_e=500 \text{ cm}^{-3}$; (b) [O III] usando N_e di [Cl III]; (c) [O II] usando $N_e=500 \text{ cm}^{-3}$; (d) [O II] usando N_e di [S II]; (e) [N II] usando $N_e=500 \text{ cm}^{-3}$; (f) [N II] usando N_e di [S II]; (g) [S II] usando $N_e=500 \text{ cm}^{-3}$; (h) [S II] usando N_e di [S II]. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

siderata la mappa della riga dell'[Ar IV] 4711 corretta per estinzione (figura 4.13). L'immagine mostra che nella zona centro-ovest della nebulosa il flusso della riga dell'argon è più elevato: questo conferma l'ipotesi di una sovra-

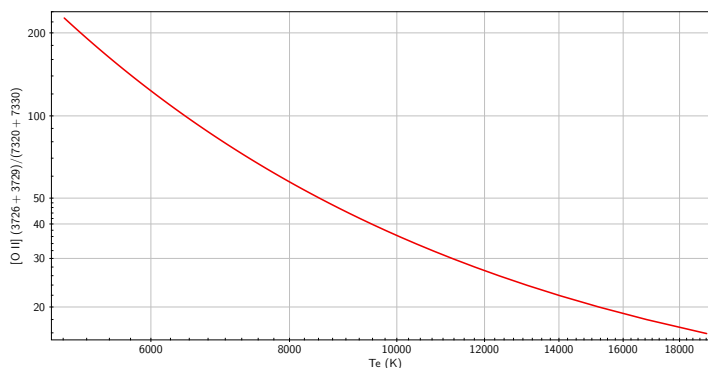


Figura 4.12: Rapporto delle righe di [O II] in funzione della temperatura elettronica.

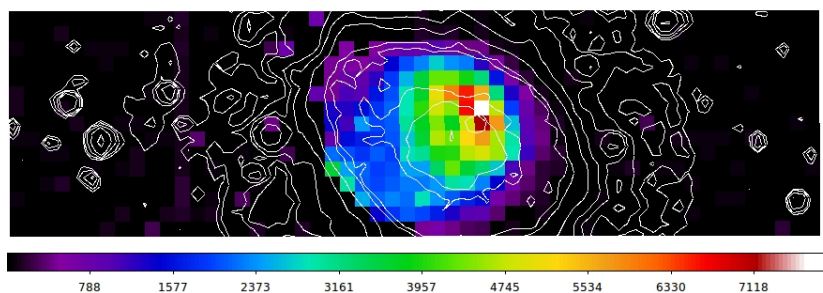


Figura 4.13: Mappa del flusso della riga [Ar IV] 4711. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

stima del flusso della riga $\lambda 7325$ che causa un rapporto tra righe 3727/7325 minore nel lato Ovest rispetto al lato Est.

La figura 4.11e mostra la mappa della temperatura calcolata dal rapporto [N II] $(6548+6584)/5754$ con valore di densità $N_e = 500 \text{ cm}^{-3}$; in figura 4.11f è invece rappresentata la mappa della temperatura del rapporto [N II] calcolata con la densità elettronica di [S II] $6716/6731$. In entrambi i casi si vede una leggera differenza tra i valori di temperatura intorno a 11 000 K nel lato Est e intorno a 10 000 K nel lato Ovest.

Un analogo risultato è mostrato dalle mappe della temperatura calcolata dal rapporto [S II] $(6716+6731)/4072$ assumendo un valore di densità $N_e=500 \text{ cm}^{-3}$ (figura 4.11g) e usando il valore della densità ricavato dal rapporto [S II] $6716/6731$ (figura 4.11h).

Anche in questo caso entrambe le mappe mostrano che i valori della tem-

peratura del gas a bassa ionizzazione sono minori nel lato Ovest rispetto al lato Est della nebulosa. Questo risultato si può osservare anche dall'immagine del rapporto di [S II] (figura 4.5c), confrontandola con il grafico 4.14. L'assenza di valori di temperatura derivata con [O II], [N II] e [S II], nella zona centrale della nebulosa, è causata dal fatto che i rapporti utilizzati sono inferiori al limite teorico e quindi non possono essere considerati validi.

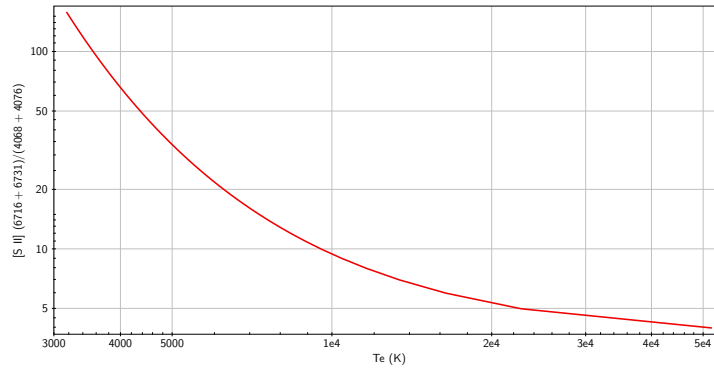
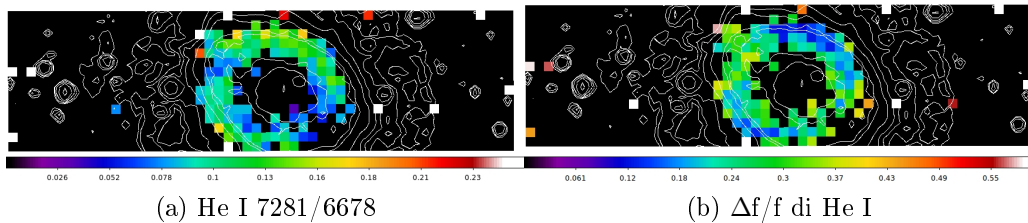


Figura 4.14: Rapporto delle righe di [S II] in funzione della temperatura elettronica.

Non è stato possibile calcolare la temperatura con i rapporti delle righe di He I 7281/6678 e 7281/5876 perché il comando TEMDEN di IRAF utilizza solo le righe proibite e la formula 3.16 non è invertibile analiticamente. Perciò è stato fatto un confronto tra le mappe dei rapporti in figura 4.14 e i grafici 4.15 (Zhang et al. 2005). La mappa di He I 7281/6678 mostra valori compresi fra circa 0.05 e 0.15, che si traducono in temperature comprese fra 2000 e 7000 K. Anche la mappa di He I 7281/5876 indica valori di temperatura simili (2000-6000 K), essendo i rapporti compresi fra circa 0.017 e 0.04. Come si vede, queste temperature sono molto inferiori a quelle ricavate dalle righe proibite.



(a) He I 7281/6678

(b) $\Delta f/f$ di He I

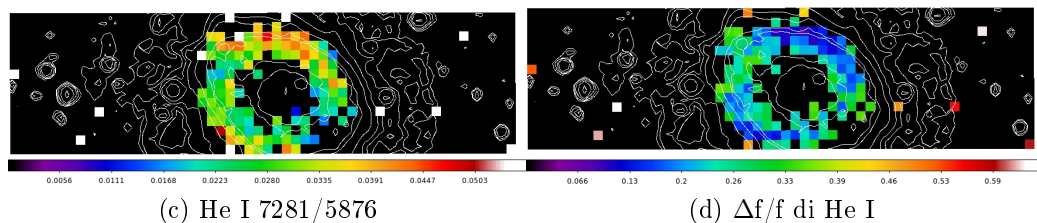


Figura 4.14: Mappe dei rapporti di He I con i rispettivi errori relativi. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

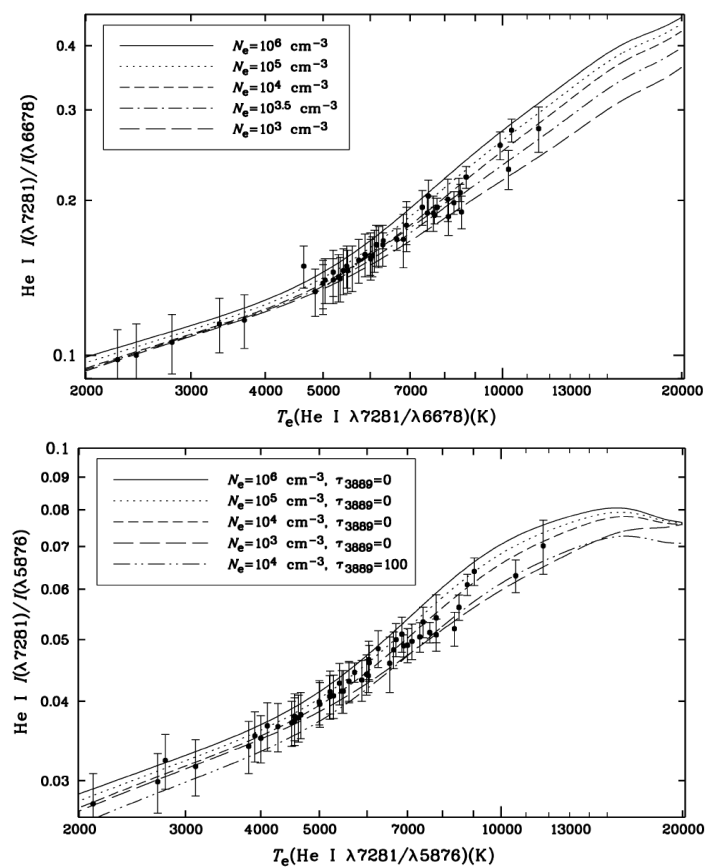


Figura 4.15: Grafici dei rapporti 7281/6678 e 7281/5876 delle righe di He I in funzione della temperatura elettronica, con densità variabile tra 10^3 e 10^6 cm^{-3} (Zhang et al. 2005).

4.6 Densità

Per il calcolo della densità sono stati usati i rapporti $[\text{Ar IV}] 4711/4740$, $[\text{Cl III}] 5517/5537$ (alta ionizzazione) e $[\text{S II}] 6716/6731$ (bassa ionizzazione) come riporta la tabella 4.3. La densità di ogni rapporto è stata calcolata con due metodi, sia usando un valore costante di temperatura, sia inserendo il valore di temperatura ricavato da rapporti di altre righe.

La mappa della densità calcolata dal rapporto dell' $[\text{Ar IV}] 4711/4740$ presenta pochi punti concentrati nella zona centrale e dunque non è un dato utile per l'analisi. Per questo ci si riferisce all'immagine del rapporto in figura 4.16 e al grafico in figura 4.17, che mostra il rapporto teorico tra le righe dell' $[\text{Ar IV}]$ in funzione della densità elettronica.

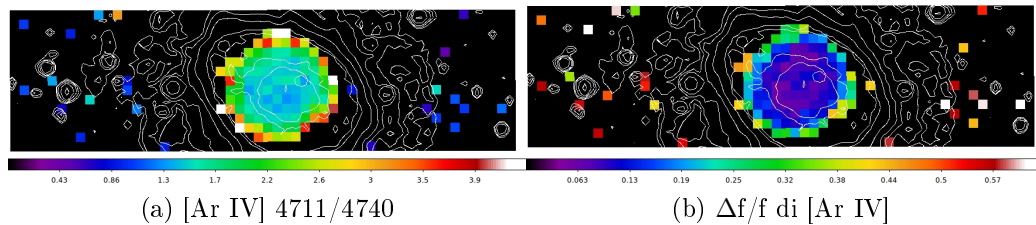


Figura 4.16: Mappe dei rapporti di $[\text{Ar IV}]$ con i rispettivi errori relativi. Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

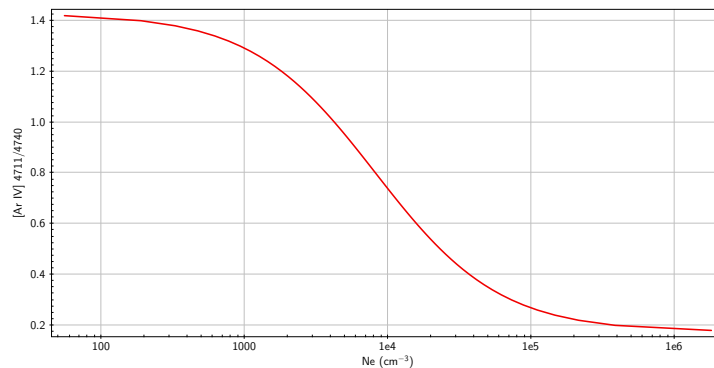


Figura 4.17: Rapporto delle righe di $[\text{Ar IV}]$ in funzione della densità elettronica.

Dal confronto si vede che per punti in cui il rapporto è superiore a ~ 1.4 , la misura della densità non è fisicamente possibile. Per questo la maggior parte dei punti presenti nella mappa in figura 4.16a non forniscono una misura accettabile di densità. Inoltre, osservando la mappa degli errori in figura 4.16b si può notare che, rispetto ad altre mappe, la maggior parte dei punti, esclusi quelli centrali, presentano errori relativi grandi, prova che solo pochi valori del rapporto sono affidabili. In ogni caso si può concludere che il gas ad alta ionizzazione si trova in condizioni di bassa densità elettronica.

La figura 4.18a mostra la mappa della densità elettronica calcolata dal rapporto $[\text{Cl III}] 5517/5537$ assumendo un valore di temperatura pari a 10 000 K. La figura 4.18b rappresenta invece la mappa della densità elettronica calcolata usando la temperatura del gas ad alta ionizzazione ricavata dal rapporto $[\text{O III}] (4959+5007)/4363$.

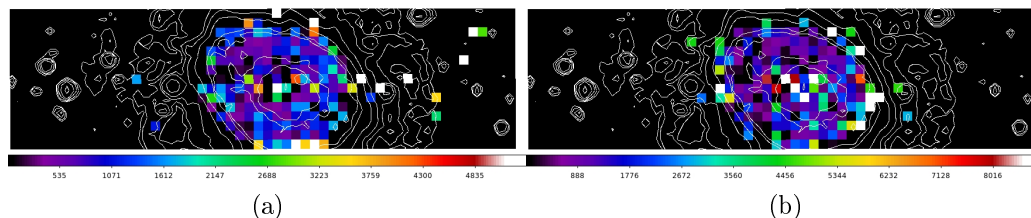


Figura 4.18: Mappe della densità elettronica di $[\text{Cl III}]$ calcolate da un valore di temperatura $T_e = 10\,000$ K (a) e dal valore di temperatura del rapporto $[\text{O III}]$ (b). Il Nord è in alto, l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

Si osservano, soprattutto nel secondo caso, alti valori di densità al centro della nebulosa. Confrontando però la mappa del rapporto di righe in figura 4.5o con il grafico del rapporto in funzione della densità (grafico in figura 4.19) si nota che i valori al centro sono molto bassi perché la stima della densità sia credibile. Allo stesso modo la mappa degli errori in figura 4.5p mostra che nella zona centrale gli errori relativi sono molto alti. È possibile che a causa dell'elevata ionizzazione ci siano pochi atomi di $[\text{Cl III}]$ e le righe, deboli o assenti, non forniscano una corretta stima del rapporto $5517/5537$.

La mappa in figura 4.20a riporta i valori della densità elettronica calcolati con il rapporto di righe $[\text{S II}] 6716/6731$ assumendo una temperatura di 10 000 K. Le figure 4.20c, 4.20b e 4.20d mostrano le mappe della densità calcolata usando i valori della temperatura ottenuti dai rapporti $[\text{O II}] 3727/7325$, $[\text{N II}] (6548+6584)/5754$ e $[\text{S II}] (6716+6731)/4072$.

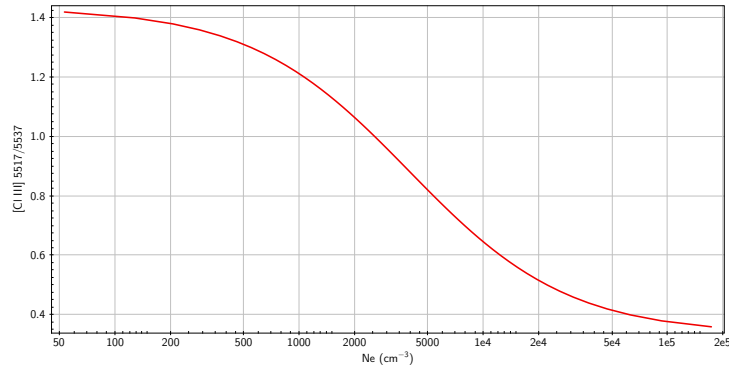


Figura 4.19: Rapporto delle righe di [Cl III] in funzione della densità elettronica.

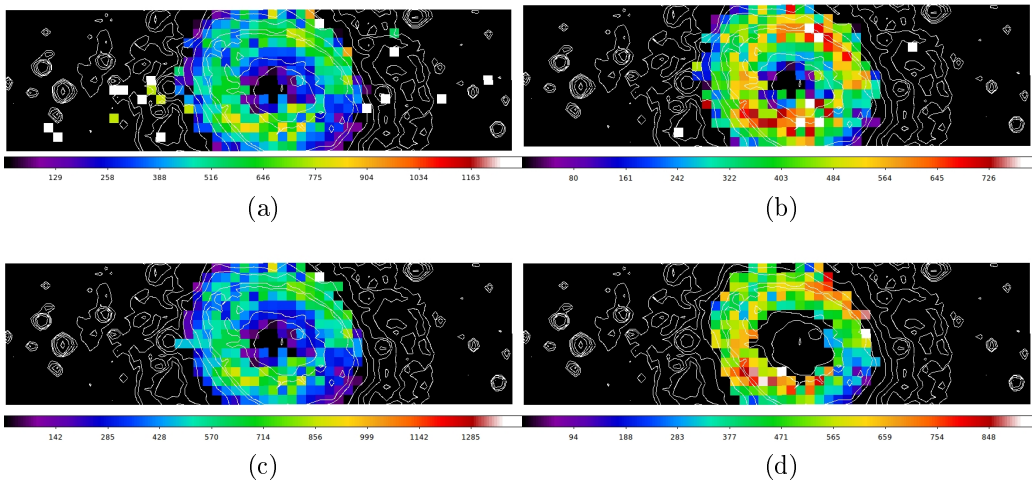


Figura 4.20: Mappe della densità elettronica di [S II] calcolate da un valore di temperatura $T_e = 10\,000$ K (a), usando la temperatura del rapporto di [O II] (b), del rapporto di [N II] (c) e del rapporto di [S II] (d). Il Nord è in alto e l'Est a sinistra. La scala delle immagini è $5''/\text{px}$.

Le mappe sono simili e coerenti, e mostrano che i valori delle densità variano dal $N_e = 200 \text{ cm}^{-3}$ a $N_e = 800 \text{ cm}^{-3}$ circa. Questo lo si può dedurre anche dal confronto tra la mappa del rapporto in figura 4.5m e il grafico 4.21 che mette in correlazione i valori del rapporto con quelli della densità.

I valori al centro sono poco credibili, come si può comprendere osserva-

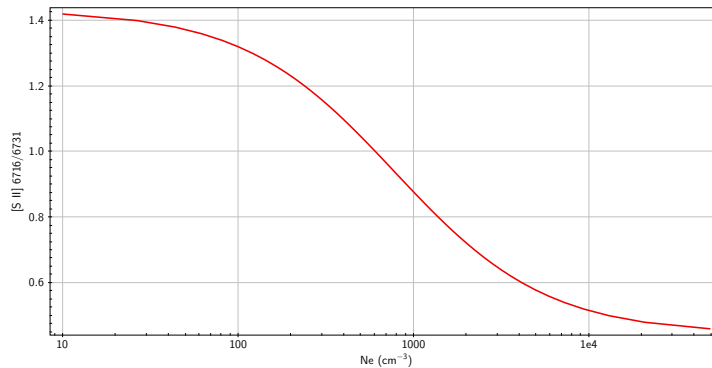


Figura 4.21: Rapporto delle righe di [S II] in funzione della densità elettronica.

do la mappa degli errori in figura 4.5n. Essendo lo zolfo un gas a bassa ionizzazione, la zona in cui le righe sono più intense, e quindi meno affette da errori, è l'anello. Nelle mappe delle densità non si nota la differenza in temperatura tra il lato Ovest e il lato Est, come suggerivano i rapporti di [S II] $(6716+6731)/4072$ e [N II] $(6548+6584)/5754$, ma due archi opposti nelle direzioni Nord-Ovest e Sud-Est in cui la densità è più elevata. Da notare che la mappa della densità ricavata usando la temperatura di [S II] $(6716+6731)/4072$ mostra una zona centrale a densità nulla: questa è una conseguenza diretta dell'impossibilità di calcolare la temperatura in quella regione con il rapporto [S II] $(6716+6731)/4072$.

Capitolo 5

CONCLUSIONI

In questa tesi sono stati analizzati gli spettri della parte più brillante della nebulosa planetaria M57. L'oggetto è stato osservato con il telescopio di 1.20m dell'Osservatorio di Asiago, usando la tecnica del long-slit scanning. È stata coperta un'area di $270'' \times 75''$ con una risoluzione spaziale di $5'' \times 5''$. Gli 810 spettri risultanti, ridotti con IRAF, sono stati misurati con il software PAN per ottenere i flussi e i rispettivi errori relativi delle righe di emissione presenti. Scopo del lavoro era studiare la distribuzione spaziale delle proprietà fisiche del gas ionizzato in M57.

È stata stimata l'estinzione con il decremento di Balmer, utilizzando il rapporto delle righe $H\alpha/H\beta$. Dalla mappa dell'estinzione è chiara la presenza di polveri appartenenti alla nebulosa; inoltre si osserva un valore di $A(V)$ maggiore nella parte Est in accordo a quanto riportato nell'articolo di Garnett e Dinerstein (2001). Le mappe di ionizzazione mostrano che al centro della nebulosa il grado di ionizzazione è alto, mentre l'anello e le zone più esterne sono regioni a più bassa ionizzazione. Per ricavare la temperatura e la densità elettronica è stato usato il comando TEMDEN di IRAF e i rapporti fra le intensità delle righe. In particolare, per la temperatura sono stati utilizzati i rapporti $[O III] (4959+5007)/4363$, $[O II] 3727/7325$, $[S II] (6716+6731)/4072$ e $[N II] (6548+6584)/5754$, mentre per la densità i rapporti $[Ar IV] 4711/4740$, $[Cl III] 5517/5537$, $[S II] (6716+6731)/4072$. Oltre a questi, per la stima della temperatura sono stati utilizzati i rapporti fra le righe di ricombinazione dell'He I $7281/6678$ e $7281/5876$. I valori ottenuti sono stati confrontati con il lavoro di Zhang et al. (2005) per ricavare una misura della temperatura.

L'analisi dei dati mostra che: la temperatura è più alta al centro (11 000-

12 000 K), dove più alta è la ionizzazione, e leggermente più bassa nell'anello (9000-11 000 K); il gas a bassa ionizzazione mostra maggiore variazione di temperatura, con il lato Ovest dell'anello più freddo (8000-9000 K) e il lato Est più caldo (12 000-13 000 K); il rapporto $[O II] 3727/7325$ ha dato un risultato opposto, causato molto probabilmente dalla presenza della riga dell'[Ar IV] a 7330 Å sovrapposta alla 7325 dell'[O II]; la densità del gas è generalmente bassa ovunque, sia per il gas a bassa ionizzazione che per quello ad alta ionizzazione: infatti è stato quasi impossibile utilizzare le righe di [Ar IV] per stimare la densità del gas ad alta ionizzazione; le variazioni della densità oscillano tra 200 e 800 cm^{-3} .

Bibliografia

- [1] Balick B.: 1987, *AJ* 94:671
- [2] Balick B., Gonzalez G., Frank A., Jacoby G.: 1992, *ApJ* 392, 582
- [3] Balick B., Frank A.: 2002, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 40
- [4] Benjamin R.A., Skillman E.D., Smits D.P.: 1999, *ApJ* 514, 307
- [5] Brown R. L., Mathews W. G.: 1970, *ApJ* 160, 939
- [6] Carroll B.W., Ostlie D.A.: 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*
Addison-Wesley
- [7] Garnett D.R., Dinestein H.L.: 2001, *ApJ* 558:145-156
- [8] Guerrero, M. A., Manchado, A., Chu, Y.-H.: 1997, *ApJ* 487, 328
- [9] Hynes S.J.: 1991, *A&A* Willmann-Bell, Inc.
- [10] Icke V., Preston HL, Balick B.: 1989, *AJ* 97:462
- [11] Kimura R. K.m Gruenwald R., Aleman I.: 2012, *A&A* 541, A112
- [12] Kingsburgh R. L., Barlow M. J.: 1994, *MNRAS* 271, 257
- [13] Kwow S., Purton CR., Fitzgerald PM.: 1987, *ApJ* 219:L125
- [14] Kwok S.: 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*
Cambridge University Press
- [15] Kupferman P.N.: 1983, *ApJ* 266, 689
- [16] Lame N.J., Pogge R.W.: 1994, *AJ* 108,5 1860-1871

- [17] Liu X.-W., Danziger J.: 1993, *MNRAS* 263, 256
- [18] Liu X.-W., Storey P. J., Barlow M. J., Danziger I. J., Cohen M., Bryce M.: 2000, *MNRAS* 312, 585
- [19] Liu X.-W. et al.: 2001, *MNRAS* 323, 343
- [20] Liu Y. et al.: 2004, *MNRAS*
- [21] Manchado A, Stanghellini L, Guerrero MA.: 1996, *Morphology Catalog of Northern Galactic Planetary Nebulae*
- [22] Minkowski R., Osterbrock D.: 1960, *ApJ* 131, 537
- [23] Moreno M.A., Lopez J.A.: 1987, *A&A* 178, 319
- [24] O'Dell, C. R., Henney, W. J., Sabbadin, F.: 2009, *AJ* 137, 3815
- [25] O'Dell C. R., Ferland G. J., Henney W. J., Peimbert M.: 2013 *AJ* 145:92-111
- [26] Osterbrock D.E.: 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- [27] Peimbert M.: 1971, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya* 6, 29
- [28] Peimbert M., Storey P.J., Torres-Peimbert S. : 1993, *ApJ* 414, 626
- [29] Peimbert M., Luridiana V., Torres-Peimbert S. : 1995, *Rev. Mex. A. A.* 31
- [30] Phillips J.P.: 2001, *MNRAS* 326
- [31] Storey P. J., Hummer D. G.: 1995, *MNRAS* 272, 41