



UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA

Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

ANALISI SPETTROSCOPICA DELLA  
NARROW LINE REGION DEL QUASAR  
3C 180

Relatore

Prof. Stefano Cirri

Laureando

Mattia Gioele Prendin

ANNO ACCADEMICO 2015-2016



## Abstract

I nuclei galattici attivi (AGN) sono tra gli oggetti più luminosi che possiamo osservare nell'universo, le prime osservazioni risalgono all'inizio del secolo scorso. La peculiarità di questi oggetti è la presenza di righe di emissione sovrapposte ad un continuo di origine non-stellare. Si ritiene che la struttura degli AGN si possa riassumere nel Modello Unificato e che le varie differenze osservative tra i vari oggetti siano dovute a diverse inclinazioni della direzione di osservazione del nucleo attivo. Nei primi due capitoli viene discussa la struttura degli AGN secondo il Modello Unificato e la conseguente classificazione adottata per distinguere i vari oggetti. Nel terzo capitolo, è presentata l'analisi spettroscopica della Narrow Line Region (NLR) del quasar 3C 180. Lo spettro, ottenuto con lo spettrografo LDSS3 del telescopio Magellan in Cile, è stato suddiviso in 7 regioni in modo da poter studiare le caratteristiche del gas a diverse distanze dal nucleo centrale. Per ogni regione è stato misurato il flusso di ogni riga di emissione, successivamente attraverso i rapporti di riga dell'[S II]  $\frac{\lambda 6716}{\lambda 6731}$  e dell'[O III]  $\frac{\lambda 4959 + \lambda 5007}{\lambda 4363}$ , sono state calcolate la densità elettronica ( $n_e$ ) e la temperatura elettronica ( $T_e$ ). A partire dal continuo di ogni regione, è stato possibile determinare le popolazioni di stelle presenti e le relative età. Successivamente è stato calcolato il parametro di ionizzazione U studiandone l'andamento per ogni regione. Sia per la componente gassosa, sia per la componente stellare è stata infine costruita la curva di rotazione. I risultati ottenuti sono stati confrontati con le proprietà di altre galassie che presentano una NLR con morfologia simile.



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Nuclei Galattici Attivi</b>	<b>3</b>
2.1	Struttura della Regione Centrale . . . . .	4
2.1.1	Black Hole . . . . .	4
2.1.2	Toro oscurante . . . . .	6
2.1.3	Broad Line Region e Narrow Line Region . . . . .	7
2.1.4	Jet Radio . . . . .	11
2.2	Classificazione . . . . .	12
2.2.1	Classificazione in ottico . . . . .	13
2.2.2	Classificazione nei raggi X . . . . .	14
2.2.3	Classificazione Radio . . . . .	14
2.3	Quasar . . . . .	16
2.4	Blazar . . . . .	17
2.5	Modello Unificato . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Analisi dei dati</b>	<b>21</b>
3.1	Analisi spettrale . . . . .	24
3.1.1	Sottrazione del continuo stellare . . . . .	25
3.1.2	Analisi Righe Spettrali . . . . .	27
3.1.3	Calcolo degli errori . . . . .	30
3.2	Misura della temperatura e della densità . . . . .	31
3.3	Diagrammi Diagnostici . . . . .	32
3.4	Grado di ionizzazione . . . . .	34
3.5	Curva di rotazione . . . . .	35
	<b>Bibliografia</b>	<b>46</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

L'inizio dell'astronomia extra-galattica può essere attribuita a Thomas Wright, il quale nel 1750 ipotizzò che alcune delle nebulose osservate nel cielo non facessero parte della Via Lattea, ma piuttosto fossero indipendenti da essa. Un significativo passo avanti fu la compilazione di un ampio catalogo di circa 5000 nebulose da parte di William Herschel tra la fine del diciottesimo e l'inizio del diciannovesimo secolo. Storicamente i primi dati osservativi relativi ai nuclei galattici attivi (AGN) furono ottenuti da E.A. Fath nel 1908 all'osservatorio del Lick (USA). L'astronomo scoprì che NGC 1068, a differenza delle galassie più luminose che presentavano delle righe di assorbimento nello spettro, mostrava invece delle righe di emissione come  $H\beta$ ,  $[O III] \lambda\lambda 4959,5007$   $[O II] \lambda 3727$ . Tale oggetto può essere considerato come il prototipo degli AGN. Ci vollero ancora vent'anni per dichiarare definitivamente gli AGN come una classe separata dalle galassie normali. Il primo astronomo ad avere evidenze osservative che alcune galassie avessero un nucleo emissivo molto forte fu Carl Seyfert nel 1943. Dalle sue osservazioni emerse che alcune di queste galassie mostravano righe di emissione larghe, ed altre strette. Una possibile spiegazione del fenomeno osservato non si conosceva ancora. Verso la fine degli anni '60 fu proposta l'idea che al centro dell'AGN ci fosse un buco nero super massiccio con disco di accrescimento. Tale modello spiegava non solo il grande rilascio di energia ma anche la dimensione ridotta delle regioni di emissione (Beckmann 2012). Si deve ad Antonucci un ulteriore passo avanti nella comprensione di tale oggetti. Nel 1993 ipotizzò che la grande diversità delle proprietà osservate degli AGN fosse dovuta all'osservazione a diverse inclinazioni della linea di vista di una struttura uguale per tutti gli oggetti: introdusse così il Modello Unificato. L'obiettivo di questa tesi è di studiare la Narrow Line Region del quasar 3C 180 attraverso l'analisi delle proprietà fisiche e cinematiche del gas ionizzato.





## Capitolo 2

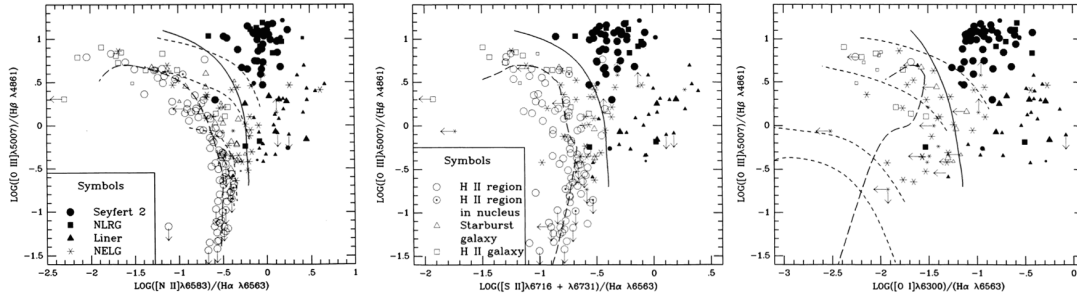
# Nuclei Galattici Attivi

I nuclei galattici attivi (AGN) sono tra gli oggetti più luminosi identificati nell'universo. Sono ospitati sia in galassie early-type sia in galassie late-type. Sono caratterizzati dalla presenza di un buco nero massiccio con una massa  $M > 10^5 M_{\odot}$  e un rapporto di Eddington<sup>1</sup>  $L_{AGN}/L_{Edd} > 10^{-5}$  (Netzer 2015). Una caratteristica della maggior parte degli AGN è la presenza di righe di emissione sovrapposte o al continuo stellare prodotto dalla galassia ospite o a un continuo a legge di potenza (power-law). Questo li differenzia dalle galassie Star-Forming o dalle galassie Starburst che presentano uno spettro continuo caratterizzato dalle stelle giovani OB, e mostrando uno spettro di emissione tipico delle regioni H II. Le righe di [N II]  $\lambda\lambda 6548,6583$  [S II]  $\lambda\lambda 6716,6731$  e [O I]  $\lambda\lambda 6300,6364$  sono più forti negli AGN che nelle regioni H II, come mostrano i diagrammi diagnostici. Questo vale in generale anche per il doppietto di [O III]. Le righe [O I] e [S II] sono presenti in zone di parziale ionizzazione dell'idrogeno, tali zone sono abbastanza estese in oggetti fotoionizzati da uno spettro continuo caratterizzato dalla presenza di molti fotoni energetici, mentre sono molto deboli in galassie in cui il campo di radiazione è dovuto alla presenza di stelle OB. Per distinguere i vari tipi di sorgenti di radiazione si utilizzano i diagrammi diagnostici che comparano le varie righe di emissione che, come abbiamo precedentemente osservato, variano in base alla natura del continuo ionizzante (Veilleux e Osterbrock 1987).

I diagrammi rappresentati in figura (2.1) mostrano che gli AGN si collocano nell'angolo in alto a destra, dove il grado di ionizzazione del gas è più alto, mentre le regioni H II occupano il lato sinistro e sono più concentrate verso il basso, nella zona di minor grado di ionizzazione.

---

<sup>1</sup>La luminosità di Eddington è definito come il limite massimo che può assumere la luminosità di un oggetto sferico di massa  $M$  in equilibrio termodinamico, ovvero se la luminosità superasse questo limite la pressione di radiazione supererebbe la forza gravitazionale compromettendo la stabilità del sistema.



**Figura 2.1:** Diagrammi diagnostici ottenuti da Veilleux e Osterbrock su un campione di 264 oggetti. Da sinistra verso destra osserviamo  $[O\ III]/H\beta$  in relazione con  $[N\ II]/H\alpha$ ,  $[S\ II]/H\alpha$ ,  $[O\ I]/H\alpha$ . I simboli vuoti rappresentano gli oggetti con una emissione simile alle regioni H II mentre i simboli più scuri rappresentano gli AGN.

## 2.1 Struttura della Regione Centrale

La struttura approssimativa dell'AGN si può riassumere nel Modello Unificato. Lo schema di unificazione si può dividere in due differenti categorie, da una parte l'unificazione riguardante il modello toroidale che dà una buona spiegazione del comportamento per lo spettro IR, ottico, UV e X, dall'altra l'unificazione rispetto allo spettro radio. In questa sezione analizzeremo ogni componente del modello toroidale evidenziandone le caratteristiche e come influisca sul modello complessivo. Tale analisi verrà poi utilizzata per capire più facilmente la classificazione.

### 2.1.1 Black Hole

Il modello introdotto precedentemente si basa sull'ipotesi ormai nota e confermata della presenza di un buco nero (BH) all'interno del bulge di una galassia. Evidenze nei quasar di una possibile origine non stellare della elevata luminosità furono fatte già nel 1963 da Hoyle e Fowler che, osservando l'oggetto 3C 273, misurarono una luminosità  $L \sim 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ , circa un milione di volte più luminoso della nostra galassia. La caratteristica base con cui possiamo definire un BH è un *orizzonte degli eventi*, un limite oltre il quale la materia e la luce possono cadere all'interno del BH ma non riemergere. L'estensione dell'orizzonte degli eventi è data dal *raggio di Schwarzschild*, che è definito come la distanza a cui la velocità di fuga dal campo gravitazionale corrisponde a  $c$ .

$$R_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2}$$

Come si può intuire non è possibile ottenere alcuna informazione di un qualsiasi evento che accada all'interno del raggio appena definito. Prove dirette dell'esisten-

za di un BH non sono possibili poiché per sua stessa definizione esso non emette radiazione. La sua presenza e le caratteristiche fisiche possono però essere dedotte dal comportamento della materia nelle sue vicinanze. Studiando la dinamica di una stella oppure di un gruppo di stelle attorno a quello che potrebbe essere un BH, è possibile osservare come le traiettorie siano modificate e si può così dedurre la massa dell'oggetto in questione. Negli ultimi anni si è scoperto che la massa del BH è proporzionale alla massa del bulge e può essere dedotta semplicemente dalla dispersione di velocità delle stelle ( $\sigma$ ). In altri casi è possibile osservare nelle vicinanze del centro galattico sorgenti radio associate ad emissione maser<sup>2</sup>. Grazie alla presenza della molecola OH con strumenti come VLBI è stato possibile rilevare un disco di accrescimento attorno al BH. Altro modo è invece misurare direttamente la radiazione prodotta dal disco di accrescimento che, come vedremo in seguito, è la fonte di energia dell'AGN. Tra gli anni '80 e '90 è stata sviluppata un'ulteriore tecnica per evidenziare la presenza dei BH, chiamata "reverberation mapping" che consiste nella misura del ritardo di variabilità tra il flusso del continuo e delle righe di emissione da cui è possibile ricavare la massa della sorgente di campo gravitazionale. Recentemente è stata dimostrata da Heinz e Sunyaev un'altra relazione che lega la massa del BH alle proprietà osservabili dell'AGN. Tale relazione si basa sull'assunzione che il processo di formazione dei jet radio sia lo stesso sia nei BH molto massicci degli AGN sia in quelli delle galassie dominate dalle stelle; la conseguenza è la derivazione di una legge che lega la luminosità radio alla massa e al tasso di accrescimento.

### Processo di accrescimento

Come discusso in precedenza, abbiamo visto come le proprietà osservative suggeriscano che una delle fonti di energia dell'AGN sia il processo di accrescimento del BH. Tale ipotesi infatti è confermata dall'andamento del continuo osservato in ottico e UV che è riprodotto molto bene dai modelli calcolati nel caso di disco geometricamente sottile ed otticamente spesso. In questa regione dello spettro l'emissione dell'AGN è caratterizzata dal cosiddetto *Big Blue Bump* (BBB). Il fenomeno alla base del processo di emissione è la perdita di momento angolare della materia a causa di interazioni viscosi e turbolente. Tale processo ipotizzato da Shakura e Sunyaev nel '70 è legato al trasporto del momento angolare dalle regioni più interne a quelle più esterne del disco di accrescimento. Poiché il momento angolare totale del sistema si conserva, a causa dell'elevato campo gravitazionale, la massa orbitante tende a spiraleggiare verso l'interno creando quello che è definito *disco di accrescimento*. Tale

---

<sup>2</sup>Il meccanismo di emissione maser si basa sull'emissione stimolata in ambiente dove è presente uno stato metastabile detto di inversione di popolazione.

disco è caratterizzato da un aumento della temperatura dall'esterno verso l'interno; tipicamente le temperature osservate variano da  $10^4 - 10^5$  K. La radiazione emessa è caratterizzata dalla sovrapposizione di diversi spettri di corpo nero a diverse temperature prodotti dalle interazioni subite dalla materia all'interno del disco di accrescimento. Per sostenere una luminosità  $L$  del nucleo è necessario un continuo apporto di materia che è descritto dal consumo di massa  $\dot{M}$ :

$$\dot{M} \sim \frac{0.1}{\epsilon} \frac{L}{5.7 \cdot 10^{45} \text{ erg sec}^{-1}} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \quad (2.1)$$

dove  $\epsilon$  è la frazione di massa che scompare nel buco nero e che viene rilasciata come radiazione. L'emissione quindi rimane attiva finché è presente della massa per mantenere attivo il processo di accrescimento. Questo suggerisce che le galassie non trascorrono tutta la loro vita in una fase attiva ma solo un piccolo periodo che varia in base alla luminosità intrinseca. Poiché  $\dot{M} \propto L$  maggiore è la luminosità minore sarà il tempo di vita dell'AGN.

### 2.1.2 Toro oscurante

Dall'osservazione nella zona centrale di alcuni AGN risulta evidente un assorbimento dovuto a gas e polveri. Si ritiene che esso sia l'effetto dalla presenza di una struttura toroidale attorno al disco di accrescimento del BH. I primi modelli ipotizzavano una distribuzione omogenea della materia, ora invece i dati osservativi propendono maggiormente verso una composizione più articolata formata da varie nubi di polvere e gas. Infatti tale struttura permette di avere una distribuzione disomogenea della temperatura delle polveri alla medesima distanza, e questo può spiegare le basse temperature delle polveri vicine al nucleo trovate in alcuni casi, come ad esempio in NGC 1068 (Beckmann 2012). La zona del toro illuminata dalla sorgente centrale viene ionizzata mentre allontanandosi sempre di più, la temperatura del gas diminuisce anche al di sotto della temperatura di sublimazione, che corrisponde a  $\sim 10^3$  K in base al tipo di composizione chimica, permettendo quindi alla polvere di sopravvivere all'interno del toro. La presenza di questa struttura comporta alcune conseguenze osservative:

- oscuramento della sorgente centrale in base all'inclinazione<sup>3</sup> della direzione di vista, questo porta a osservare caratteristiche diversi negli spettri e spiegare le maggiori differenze tra gli AGN di tipo 1 e gli AGN di tipo 2. Un parametro

---

<sup>3</sup>Considerando l'angolo di inclinazione misurato rispetto all'asse perpendicolare al toro.

importante in questo caso diventa la densità di colonna<sup>4</sup> che deve essere grande abbastanza per oscurare completamente la sorgente centrale

- osservazione di radiazione elettromagnetica riflessa<sup>5</sup> attraverso l'utilizzo della spettro-polarimetria che rivela la presenza di zone non rilevabili direttamente
- il campo di radiazione non oscurato raggiunge il gas presente nella galassia scaldandolo e ionizzandolo. La geometria del toro comporta che tale radiazione fuoriesca in modo anisotropo formando due coni di ionizzazione che verranno illustrati in seguito

Caratteristica del toro è il rapporto altezza-raggio osservato, dallo studio di Schmitt del 2001 è emerso che  $H/R \sim 1$ . Tale osservazione pone dei problemi riguardo alla possibile origine di questa struttura. Nel corso degli anni sono state sviluppate varie ipotesi: potrebbero formarsi nubi di gas nella regione più esterna e relativamente fredda del disco di accrescimento, e orbitare quindi intorno al limite esterno del disco; in alternativa, il toro, può provenire dall'accrescimento di materia dalla galassia ospite. Le dimensioni totali della regione centrale per i BH più massicci possono arrivare fino a  $\sim 100$  pc, il raggio interno del toro è legato invece alla temperatura di sublimazione della polvere e quindi non è possibile definirlo in modo univoco, si prende mediamente come raggio interno  $\sim 10$  pc.

### 2.1.3 Broad Line Region e Narrow Line Region

Come sottolineato in precedenza, e come vedremo in seguito, una delle caratteristiche più facilmente identificabili negli AGN è la presenza di righe di emissione con intensità variabili e FWHM (Full Width at Half Maximum, corrisponde all'altezza a metà altezza della gaussiana che riproduce il profilo di riga) dell'ordine di  $10^3 - 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . Le righe principali che subiscono questo effetto sono quelle della serie di Balmer dell'idrogeno  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , oppure altre come  $\text{Mg II } \lambda 2798$ ,  $\text{C III] } \lambda 1908$  e  $\text{C IV } \lambda 1549$ . Alcune righe osservate presentano sia una componente allargata sia una stretta; altre invece si presentano solo in un modo, ad esempio l'[O III] si osserva sempre come riga stretta. Questo fatto suggerisce che le righe con larghezze diverse provengano da due zone con caratteristiche fisiche diverse. Possiamo quindi distinguere due regioni nell'AGN, la Broad-line Region (BLR) e la Narrow-line Region

<sup>4</sup>La densità di colonna indica il numero di molecole o atomi di una sostanza chimica per unità di area integrata in una direzione.

<sup>5</sup>La luce riflessa da polvere ed elettroni liberi per scattering è polarizzata. Grazie a tale caratteristica si riesce a distinguere la radiazione che si osserva per effetto della riflessione da quella diretta.

(NLR). Prima di passare all'analisi delle due regioni analizzeremo come è prodotto il campo di radiazione.

### Campo di Radiazione

Dalle osservazioni riportate in precedenza il continuo proveniente da un AGN è generalmente ben rappresentato da un andamento a legge di potenza  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  dove  $\alpha$  dipende dal range considerato di lunghezza d'onda. Questo suggerisce che la maggior parte dell'emissione sia di origine non termica, anche se la complessità del profilo spettrale suggerisce un continuo caratterizzato da una molteplicità di processi fisici. Il processo di accrescimento, ad esempio, è caratterizzato da processi termici. Per quanto riguarda i processi non termici, lo spettro X è caratterizzato dal *Compton Inverso*, mentre l'emissione radio è caratterizzata dal *sincrotrone*. Il campo di radiazione è caratterizzato dal parametro di ionizzazione  $U$  definito dalla relazione 2.2 dove  $L$  è la luminosità della sorgente ed  $r$  la distanza dal nucleo. Questo parametro descrive la relazione che intercorre tra il tasso di fotoionizzazioni prodotte dalla sorgente e il tasso di ricombinazioni che sono direttamente proporzionali alla densità elettronica  $n_e$  del gas.

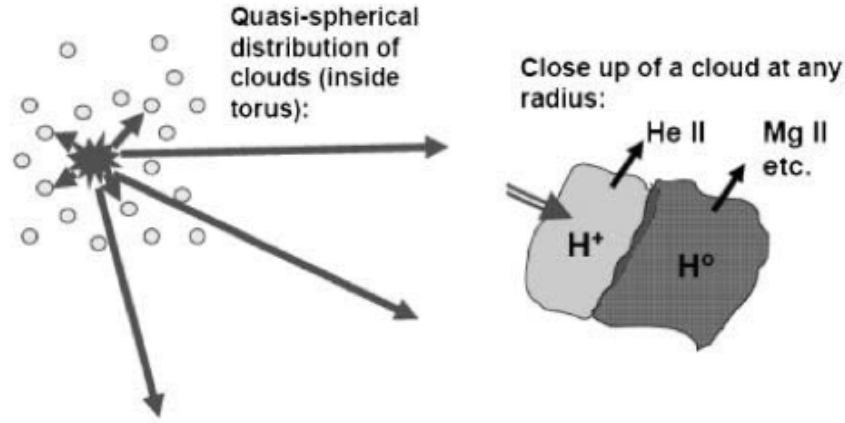
$$U = \frac{L}{4\pi r^2 n_e} \quad (2.2)$$

Come vedremo in seguito, oltre a questa componente, per poter spiegare i risultati prodotti dall'osservazione della NLR bisogna introdurre un'ulteriore componente di ionizzazione locale. Per alcune galassie di Seyfert si è osservato che  $U$  è costante con il raggio, una spiegazione possibile è stata data all'emissione free-free di gas riscaldato dall'interazione con i jet-radio (Capetti et al. 1996).

### Broad Line Region

La Broad Line Region (BLR) è situata in una zona dominata dal campo gravitazionale del BH nella quale sono presenti nubi di gas in rapido movimento. Ciò è confermato dalla larghezza delle righe prodotta per effetto Doppler, corrispondente a circa  $10^4 \text{ km s}^{-1}$ . La densità elettronica molto elevata comporta che le righe proibite siano molto deboli praticamente invisibili poiché il processo di diseccitazione collisionale diventa dominante. Quindi in questa zona si osservano solo righe permesse allargate a causa dell'elevato range di velocità. Dalle osservazioni si è dedotto che la  $n_e \geq 10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$  mentre la temperatura  $T \sim 10^4 \text{ K}$ . Come sarà discusso in seguito, si può avere un visione diretta dalla BLR solo negli AGN di tipo 1, dall'osservazione di tali oggetti si è stimato che la massa  $M \sim 30 - 40 M_\odot$  e il raggio  $r \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ pc}$

(Osterbrock 1989). Nella figura (2.2) si può vedere quale siano le ipotesi riguardanti la struttura di questa regione (Beckmann 2012).



**Figura 2.2:** Riproduzione schematica della BLR. A sinistra la distribuzione più semplice che potrebbero avere le varie nubi di gas che compongono questa regione: una distribuzione sferica. A destra la rappresentazione schematica di una nube e del grado di ionizzazione in base al raggio.

Si ritiene che la disposizione delle varie nubi di gas non sia omogenea ma che richiami una distribuzione sferica. Inoltre, come confermano le osservazioni, si può distinguere in ogni singola nube una zona ionizzata, rivolta verso la sorgente di radiazione, e una neutra rivolta dalla parte opposta. La grandezza relativa di queste due regioni dipende dalla densità di colonna. Le righe di più alta ionizzazione, come He II, He I, O VI e C IV, provengono dalla regione della nube con più alta ionizzazione, le righe come Mg II, Ca II e O I provengono invece dalla zona meno ionizzata. Una caratteristica evidenziata nella BLR è la relazione tra la larghezza equivalente di una riga di emissione e il continuo, nota come effetto Baldwin. Baldwin ricavò il legame (2.3) tra il continuo a  $\lambda 1450$  ( $\lambda_{1450}$ ) e la larghezza equivalente ( $EW_{\lambda 1450}$ ) della riga C IV e osservò che erano inversamente proporzionali (Baldwin 1977).

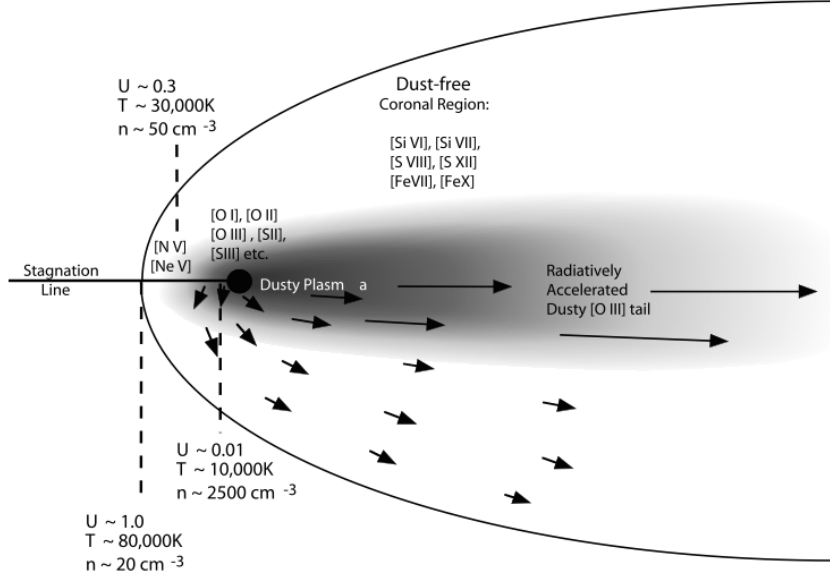
$$\log(L_{\lambda 1450}) = 33.34 - 1.57 \log(EW_{\lambda 1450}) \quad (2.3)$$

### Narrow Line Region

A differenza della BLR, la Narrow Line Region (NLR) è posta al di fuori della regione centrale. Le righe emesse da questa regione provengono dalla ionizzazione del gas della galassia ospite che viene illuminato dal campo di radiazione proveniente dal'AGN. Ricordiamo che, a causa della presenza del toro di polveri attorno al disco di accrescimento, la radiazione che fuoriesce dalla zona centrale è anisotropa. Per

questo motivo, la NLR, quando l'AGN è osservato di taglio, ha una forma tendenzialmente biconica. Come si può dedurre dalla larghezza delle righe provenienti da tale zona, il range di velocità interne è meno elevato, tipicamente minore di  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ , inoltre sono presenti righe proibite. Ciò è confermato dalla minore densità elettronica,  $n_e \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , quindi le diseccitazioni collisionali sono meno frequenti e gli elettroni sui livelli metastabili rimangono abbastanza a lungo da poter decadere naturalmente e rendere la riga proibita visibile. Una caratteristica della NLR è il valore costante del parametro di ionizzazione, le osservazioni confermano che  $U \sim 0.01$  in tutta la regione. Per comprendere questo fatto sono state proposte varie ipotesi, tra cui una relazione tra la pressione di radiazione e la polvere presente all'interno della NLR (Dopita et al. 2002) e l'interazione tra i getti radio e il gas presente della regione interessata (Wilson e Tsvetanov 1994). Distinguiamo a questo punto nella NLR due zone, una di bassa e media ionizzazione, e una di alta ionizzazione che chiameremo Extended Narrow Line Region (ENLR). L'introduzione della polvere all'interno del modello per spiegare la ionizzazione è dovuta al fatto che il parametro di ionizzazione rimane costante in tutta la regione. Se si suppone che il gas sia ionizzato dal campo di radiazione proveniente dalla sorgente, per spiegare i vari livelli di ionizzazione degli atomi, l'unica soluzione è rendere  $U$  parametro libero, ma questo non viene osservato. Una prima possibilità è quella di supporre che  $n_e \propto r^{-2}$ , in tale modo  $U = \text{cost}$ , ma nemmeno questo è supportato da osservazioni nelle quali invece tendenzialmente si osserva una  $n_e = \text{cost}$ . Una possibile soluzione fu introdotta da Wilson e Willis nel 1980 suggerendo che fosse l'interazione tra i jet radio e il gas presente nell'ambiente a spiegare le evidenze osservative. Questo modello riproduce le osservazioni per le radio galassie e gli AGN molto luminosi, come venne confermato da Capetti nel 1996, però non spiega le osservazioni delle galassie di Seyfert che non presentano forti jet radio. Inoltre questo modello riproduce difficilmente le righe ad alta ionizzazione presenti nella ENLR. La soluzione venne proposta da Dopita nel 2002 in figura (2.3). Il modello proposto suggerisce la presenza di due zone nella NLR: la prima dominata dalla polvere in cui si osservano i flussi più elevati e le righe tipiche come [O III], [O II], [S II] e le righe di Balmer, la seconda che è situata attorno alla prima nella quale non è più presente la polvere e sono raggiunti i livelli di ionizzazione più elevati. Si è osservato che l'esistenza di grani di polvere alle condizioni presenti all'interno della NLR è mantenuta fino ad una temperatura di  $T \sim 10^4 \text{ K}$  e con una dimensione massima di 10 nm. Inoltre in tale zona non si osservano righe di Fe o Si poiché tali elementi sono trattenuti nei grani di polvere. Dal modello proposto si è osservato che  $U$  rimane costante all'interno di un range abbastanza ristretto  $-2.5 \leq \log U \leq -2$ .





**Figura 2.3:** Rappresentazione grafica del modello proposto da Dopita et al. 2002. I dati presenti sono relativi a NGC 1068. Al centro vediamo la zona in cui è presente la polvere, mentre all'esterno la ENLR, zona dust-free in cui si osservano le righe di alta ionizzazione.

Vari studi sono stati fatti anche riguardo alle dimensioni della NLR. Mediamente si può supporre che il raggio sia compreso tra  $r \sim 10^2 - 10^4 \text{ pc}$  e che la massa totale sia  $M \sim 10^6 M_{\odot}$ . Si è osservato però che in AGN di tipo 1 e di tipo 2 presentano delle grandezze diverse. Per quanto riguarda gli AGN di tipo 1 si è osservato che la dimensione è direttamente proporzionale alla luminosità della riga [O III] (Bennert et al. 2002).

$$\log(R_{NLR}) = (0.52 \pm 0.06) \cdot \log(L_{[\text{O III}]}) - (18.5 \pm 2.6)$$

La relazione che lega le osservazioni degli AGN di tipo 2 è leggermente diversa anche se, come nel caso precedente  $R_{NLR}$  è direttamente proporzionale a  $L_{[\text{O III}]}$ : (Schmitt et al. 2003).

$$\log(R_{NLR}) = (0.33 \pm 0.04) \cdot \log(L_{[\text{O III}]}) - (10.78 \pm 1.70)$$

#### 2.1.4 Jet Radio

Una caratteristica che si nota in alcuni AGN è la presenza di jet che vengono emanati dalla regione limitrofa al disco di accrescimento. Si ritiene che siano delle strutture di plasma estremamente energetiche e collimate generalmente perpendicolari al piano su cui giace il disco di accrescimento. I jet sono maggiormente visibili nelle osserva-

zioni radio grazie alla maggior risoluzione<sup>6</sup> che si può ottenere con l'interferometria, ma il loro spettro si estende anche all'infrarosso e all'ottico. Dalle osservazioni risulta che tale fenomeno è riscontrabile in circa il 10% degli oggetti. Questi AGN presentano nello spettro un continuo non termico che viene attribuito alla radiazione di sincrotrone proveniente dalle particelle cariche che compongono il jet. La composizione dei radio-jet non è ancora certa, recenti studi propendono però verso un mix di leptoni ed adroni<sup>7</sup>. Secondo il modello proposto i leptoni sarebbero responsabili dell'intera emissione che osserviamo mentre i protoni della maggior parte dell'energia cinetica associata al jet (Sikora et al. 2009).

## 2.2 Classificazione

Gli AGN comprendono una grande classe di oggetti con caratteristiche molto differenti:

- la massa del BH ( $M_{BH}$ ) può variare in un intervallo molto ampio,  $10^5 M_{\odot} < M_{BH} < 10^{10} M_{\odot}$
- la luminosità bolometrica ( $L_{bol}$ ) può variare tra  $\sim 10^{41} - 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$
- emissione continua di origine non stellare
- righe di emissione che indicano la ionizzazione da un continuo non stellare
- regione centrale compatta molto più luminosa rispetto ad una galassia normale

Per questo motivo diventa necessario introdurre una classificazione per suddividere tali oggetti in base alle proprietà osservative. Alcune galassie presentano una luminosità radio molto elevata, quindi è necessario trovare un criterio di distinzione tra gli AGN che presentano questa caratteristica. Definiamo due nuove classi: gli AGN radio-loud e gli AGN radio-quiet. La differenza è data dal rapporto tra l'emissione radio a 5 GHz ( $F_5$ ) e l'emissione ottica in banda B ( $F_B$ ): un oggetto è classificato come radio-loud quando  $F_5/F_B > 10$ . Recentemente nel 2012 è stata proposta da Heckman una suddivisione degli AGN in base alla modalità di creazione del campo di radiazione: gli AGN sono stati suddivisi in *radiative-mode* e *jet-mode*. Nel primo caso la radiazione è risultato del processo di accrescimento, nel secondo

<sup>6</sup>Grazie a VLBA è stato possibile osservare i jet con una risoluzione in alcuni casi di un centinaio di pc

<sup>7</sup>Gli adroni sono particelle subatomiche composta di quark e in alcuni casi di antiquark. Nel modello proposto i jet sarebbero formati da protoni. I leptoni sono particelle subatomiche elementari con spin semi intero.

caso la prima fonte di energia è l'energia cinetica trasportata dai jet di plasma. In seguito tratteremo solo il primo tipo di AGN, per completezza si citano le classi di oggetti appartenenti al secondo gruppo. Per gli AGN *radio-quiet* tali oggetti corrispondono ai LINERs mentre per gli AGN *radio-loud* corrispondono alle radio-galassie LEG. (Heckman e Best 2014). Seguendo il percorso storico si esporrà prima la classificazione basata sui dati osservativi di questi oggetti per poi collegare ciò al Modello Unificato.

### 2.2.1 Classificazione in ottico

Le prime osservazioni fatte da Carl Seyfert erano basate su tecniche spettroscopiche; ancor'oggi a causa dell'enorme distanza di questi oggetti non è possibile avere una risoluzione tale da poter osservare direttamente la morfologia del nucleo attivo. La classificazione adottata si basa infatti su dati spettroscopici. Inoltre, a differenza delle stelle che emettono prevalentemente in UV, ottico e NIR, gli AGN emettono in tutto lo spettro elettromagnetico. Di conseguenza furono scoperti e classificati separatamente a diverse lunghezze d'onda, in base alle possibilità offerte dallo sviluppo di risorse tecnologiche che rendevano possibile esplorare nuove zone dello spettro elettromagnetico. Storicamente la prima classificazione venne fatta attraverso lo spettro ottico. I primi AGN scoperti sono state le galassie di Seyfert, tali oggetti sono i più comuni nell'universo locale, sono generalmente distinti in due classi differenti seguendo la classificazione proposta da Khachikian e Weedman nel '70. Gli spettri ottici sono dominati da righe di emissione ad alta ionizzazione. La separazione è dovuta alla larghezza delle righe osservate: tutti gli spettri mostrano righe di emissione stretta, ma solo alcuni mostrano anche righe di emissione larghe. Le due classi si distinguono quindi in Seyfert di tipo 1, e in Seyfert di tipo 2. Nella prima classe di AGN si possono osservare le righe  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  più larghe rispetto alle righe proibite come [O II], [O III], [N II], inoltre queste Seyfert sono caratterizzate dalla presenza di una forte emissione dovuta al multipletto di F II  $\lambda 4570$ . Nella seconda classe si osservano negli spettri solo righe strette. Altra caratteristica che differenzia le due classi è l'emissione del continuo che è rappresentato dalla somma di quello proveniente dall'AGN con quello proveniente dalla componente stellare della galassia ospite<sup>8</sup>. Nel caso delle Seyfert di tipo 1 il continuo proveniente dall'AGN risulta più forte rispetto a quelle di tipo 2. Si osservano anche oggetti con caratteristiche intermedie tra i due tipi di AGN. Tali oggetti in base alla loro maggiore o minore somiglianza ad un nucleo attivo di tipo 1 vengono classificati come 1.1, 1.2, ... 1.9.

---

<sup>8</sup>Questo è vero nello spettro ottico, se fossimo in altre zone dello spettro bisognerebbe tenere in considerazione anche lo spettro prodotto da altre componenti come la polvere nel caso infrarosso.

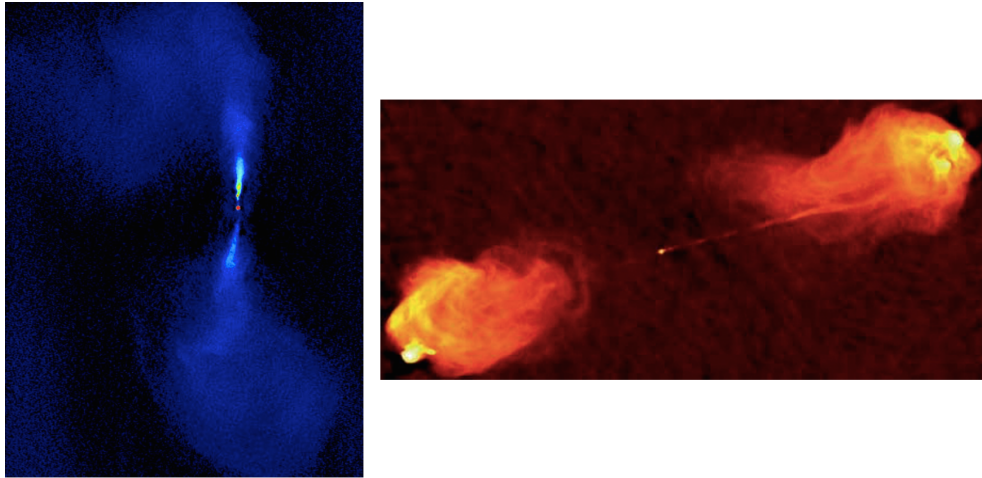
### 2.2.2 Classificazione nei raggi X

La distinzione fatta finora nello spettro ottico, può essere fatta similmente anche nello spettro X. In questo modo si può avere una conferma o meno della classificazione ottenuta nello spettro ottico. La classificazione in questo caso è fatta in base alle misure dell'assorbimento intrinseco dei fotoni soft-X ( $0.1 \text{ keV} \leq E \leq 2 \text{ keV}$ ) osservato nelle vicinanze del nucleo. L'assorbimento è misurato attraverso la densità della colonna di gas di idrogeno ( $n_H$ ) lungo la linea di vista. Le galassie con un assorbimento intrinseco  $n_H < 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  sono classificate come Seyfert di tipo 1, mentre nel caso di  $n_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  sono classificate come Seyfert tipo 2. Dalle osservazioni risulta che la divisione tra le due classi non è netta come nel caso ottico, infatti alcuni AGN di tipo 1 non mostrano bassi assorbimenti, e viceversa per gli AGN di tipo 2. Una particolarità che emerge dallo studio di questo spettro è l'esistenza delle Narrow-Line Seyfert 1 (NLS1), classe di oggetti che presenta tratti sia delle Seyfert 1 che delle Seyfert 2. Le NLS1 presentano una forte emissione in X, e hanno righe di Balmer più strette di quelle delle Seyfert 1 classiche, ma non strette come quelle delle Seyfert 2 e mostrano nell'UV tracce di emissione di CIV e CIII]. Altra peculiarità che mostrano questi oggetti è una minore massa del BH a parità di luminosità con altre Seyfert, questo fatto ha come conseguenza un tasso di accrescimento maggiore più vicino a quello di Eddington.

### 2.2.3 Classificazione Radio

Le galassie di Seyfert fino a qui trattate corrispondono a galassie radio-quiet. Le strutture che saranno analizzate in seguito sono riscontrate solo negli AGN radio-loud. Come osservato precedentemente, il 10% nei nuclei galattici attivi presenta dei jet di plasma perpendicolari al disco di accrescimento. Tali jet possono avere una estensione pari a  $\sim 100 \text{ kpc}$ . Dalle osservazioni condotte da Fanaroff e Riley nel 1974 si notò che potevano avere due conformazioni diverse. Per distinguere le due diverse strutture morfologiche gli oggetti furono divisi in Fanaroff-Riley di tipo 1 (FR I) e Fanaroff-Riley di tipo 2 (FR II). In figura (2.4) si possono vedere le due strutture a confronto, come si può notare questa classificazione è puramente morfologica.

- le FR I sono caratterizzate dalla decrescita della luminosità radio dal nucleo verso i lobi più esterni
- le FR II sono caratterizzate da lobi che risultano essere molto più luminosi dei jet



**Figura 2.4:** Immagini ottenute con VLA. L'immagine a sinistra rappresenta la radiogalassia FR I 3C 272 a 4.8 GHz, l'immagine a destra rappresenta la radiogalassia FR II 3C 175 osservata a 5.0 GHz.

Dalle osservazioni risulta inoltre che le galassie FR II sono prevalentemente associate a luminosità radio elevata, mentre le FR I sono associate a radio sorgenti più deboli. Recentemente è stata introdotta un'ulteriore suddivisione in base alle proprietà spettroscopiche ottiche evidenziate dal rapporto tra le righe ad alta e bassa ionizzazione osservate nelle radiogalassie. Collegare lo spettro ottico allo spettro radio permette infatti una maggior comprensione delle proprietà fisiche della sorgente nucleare. Le due popolazioni di galassie dominanti sono state raggruppate in *low emission galaxies* (LEG) e *high emission galaxies* (HEG) in base al rapporto tra la luminosità della riga [O III] e l'emissione radio a 178 MHz ( $L_{[\text{O III}]}/L_{178}$ ) (Buttiglione et al. 2010). Le HEG e le LEG si differenziano per alcune proprietà:

- circa il 30% delle HEG sono caratterizzate dalla presenza di righe larghe nello spettro, mentre nelle LEG si osservano solo galassie con righe strette
- considerando la stessa luminosità radio, le HEG sono  $\sim 10$  volte più luminose nella riga [O III] rispetto alle LEG. Inoltre agli oggetti HEG è associato un più alto valore di  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$
- la luminosità della sorgente nucleare nelle LEG è  $\sim 30$  volte più debole rispetto alla sorgente presente nelle HEG. Questo è legato al fatto che solo nelle HEG si osserva una componente di luminosità proveniente dalle righe larghe strettamente legate all'emissione del gas limitrofa al nucleo
- osservando le galassie ospiti, si nota che le HEG sono associate ad una galassia ospite con uno spettro più blu rispetto a quelle osservate associate alle LEG.

Questo fatto si ritiene sia collegato ad una maggiore attività di formazione stellare nel primo gruppo di galassie

- alla classe HEG sono associate radio galassie FR II, mentre nella classe LEG si possono trovare sia radio galassie FR I che FR II
- gli oggetti HEG sono osservati solo ad elevate luminosità radio  $L_{178} \geq 32.8 \text{ erg s}^{-1}$ , gli oggetti LEG sono osservati invece in un intervallo maggiore  $30.7 \leq L_{178} \leq 35.4 \text{ erg s}^{-1}$

Un aspetto in comune è la massa del BH centrale, si stima infatti che sia compresa tra  $10^{8.5} M_{\odot} \leq M_{\text{BH}} \leq 10^{9.5} M_{\odot}$ . Per spiegare ciò sono state fatte due ipotesi, la prima legata ad un diverso tasso di accrescimento per HEG e LEG, la seconda legata ad un diversa modalità di accrescimento per le due classi. Nel secondo scenario si ritiene che le HEG siano alimentate dall'accrescimento dovuto alla presenza di gas freddo proveniente da un recente merging con una galassia ricca di gas. Secondo questo modello il gas freddo avvicinandosi alle regioni centrali dell'AGN darebbe forma alle varie strutture comunemente osservate nei nuclei attivi (Baldi e Capetti 2008). Si ritiene invece che le LEG accrescano materiale dal gas coronale caldo ( $\sim 10^7 \text{ K}$ ) presente nei dintorni del nucleo. Queste alte temperature non permettono la formazione delle tipiche strutture presenti negli AGN come il toro di polveri o la BLR. Ciò è confermato anche dalle osservazioni le quali non mostrano segni evidenti della presenza della BLR nelle galassie LEG. (Hardcastle, Evans e Croston 2009). Facendo un paragone con la classificazione ottenuta per gli oggetti radio-quiet, ovvero le galassie di Seyfert di tipo 1 e 2, tra gli oggetti radio-loud si riscontrano caratteristiche simili in alcune galassie HEG. Per differenziare le due tipologie di galassie sono state create altre due classi ovvero le Narrow Line Radio Galaxy (NLRG) e le Broad Line Radio Galaxy (BLRG). La prima classe ricorda le Seyfert di tipo 2 mentre la seconda classe ricorda le caratteristiche spettroscopiche delle Seyfert di tipo 1.

## 2.3 Quasar

Tra la fine degli anni '50 e l'inizio dei '60, usando il radio telescopio di Cambridge, fu stilato uno dei più importanti cataloghi di oggetti celesti: il Terzo Catalogo di Cambridge (catalogo 3C). Le osservazioni ottiche rivelarono un gran numero di radio galassie e resti di supernovae ma anche oggetti che apparivano sull'immagine simili a stelle. Tali oggetti furono identificati come *Quasi Stellar Object*, o Quasar. Osservazioni più accurate mostrarono da un lato la presenza di forti righe di emissione,

dall'altro un *redshift* molto elevato. Nacque da qui l'ipotesi che tali oggetti fossero AGN molto brillanti posti a distanze molto elevate. La convenzione utilizzata per distinguere Quasar da galassie di Seyfert è legata alla magnitudine assoluta in banda B ( $M_B$ ). Un oggetto è classificato come Quasar se  $M_B < -23$  in accordo con la definizione data da Schmidt e Green nel 1983. Un'altra peculiarità dei Quasar, utilizzata per distinguerli da altri oggetti visibili in ottico, è una grande emissione nella parte blu dello spettro denominata *Big Blue Bump*. Tale emissione in realtà dovrebbe trovarsi nella zona UV dello spettro, ma a causa dell'elevato redshift la si osserva nello spettro ottico. Tale emissione si ritiene sia legata alla radiazione proveniente dal disco di accrescimento. I Quasar sono gli AGN più luminosi in assoluto, sono gli oggetti che è possibile osservare a maggior distanza. Il più distante osservato fino ad ora corrisponde a  $z = 7.085$  che si colloca in scala temporale a circa 800 milioni di anni dopo il *Big Bang*. Come nel caso degli AGN vicini, anche in questo caso si applica la distinzione tra oggetti radio-quiet ed oggetti radio-loud seguendo la stessa distinzione. È possibile identificare nei Quasar radio-loud due distinte sottoclassi legate alle differenze riscontrate nello spettro radio:

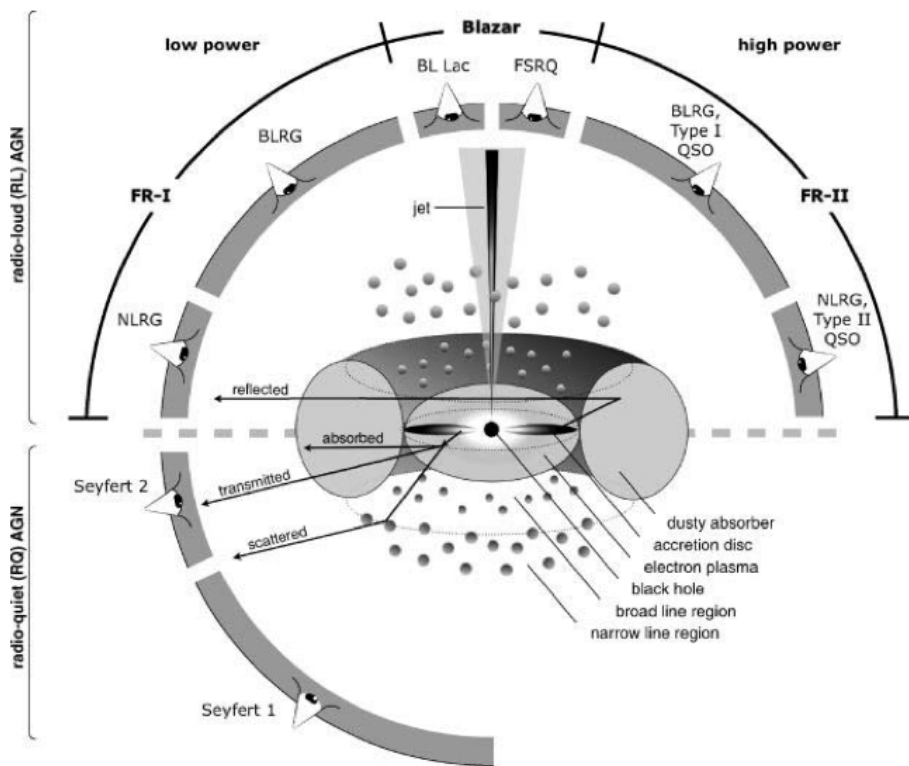
- flat Spectrum Radio Quasar (FSRQ), che presentano una emissione radio spazialmente compatta
- steep Spectrum Radio Quasar (SRSQ), in cui l'emissione radio è dominata dai lobi

## 2.4 Blazar

Ultima classe di AGN trattata sono i Blazar. Dall'interpretazione data dal Modello Unificato sono spesso considerati come una sottoclasse dei Quasar. Si ritiene che tali oggetti siano osservati lungo la direzione dei radio-jet. Questi oggetti presentano un'emissione non termica molto intensa che si estende in tutto lo spettro elettromagnetico. Si può dividere questa categoria di AGN in due sottoclassi in base alla presenza o meno di righe di emissione nello spettro: FSRQ e BL Lac. La seconda classe è priva di righe di emissione nello spettro ottico. Le osservazioni fatte sugli oggetti FRSQ presentano sia le righe di emissione della serie di Balmer, sia l'evidente presenza della BLR confermata dalla presenza di righe larghe nello spettro.

## 2.5 Modello Unificato

Il Modello Unificato esprime l'idea che la grande varietà di AGN con proprietà e caratteristiche diverse sia spiegabile attraverso pochi parametri fisici. Antonucci nel 1993 propose il primo modello di unificazione basato solo su due parametri ovvero l'inclinazione del toro rispetto alla direzione di osservazione e la luminosità della sorgente. Successive osservazioni hanno mostrato che l'unificazione per inclinazione era troppo semplicistica per spiegare il complicato fenomeno degli AGN (Netzer 2015).



**Figura 2.5:** Schema che riproduce il modello unificato, la distinzione tra radio-quiet e radio-loud è legata alla presenza o meno di un evidente jet radio. In tale rappresentazione si possono osservare tutte le varie componenti che costituiscono un AGN.

Il modello di unificazione, se da una parte risolve alcuni problemi nella spiegazione del fenomeno AGN, dall'altra lascia alcuni problemi irrisolti. Si ritiene che la differenza tra le Seyfert 1 e le Seyfert 2 sia dovuta solo ad un diverso angolo di osservazione. Nel primo caso l'inclinazione dell'oggetto rispetto alla direzione di osservazione permette di osservare direttamente la sorgente non termica, nel secondo caso no. In alcuni casi la si osserva nello spettro, ma si ritiene sia dovuto a due possibili fenomeni distinti:



- considerando un toro non omogeneo, ma formato da nubi di polvere e gas, c'è una probabilità non nulla che fotoni provenienti dalla sorgente oscurata dal toro possano non venire diffusi e quindi essere direttamente osservati
- la radiazione che fuoriesce dai coni di ionizzazione può essere riflessa per scattering Compton dagli elettroni ed essere così osservata. In questo caso tale radiazione risulta essere polarizzata

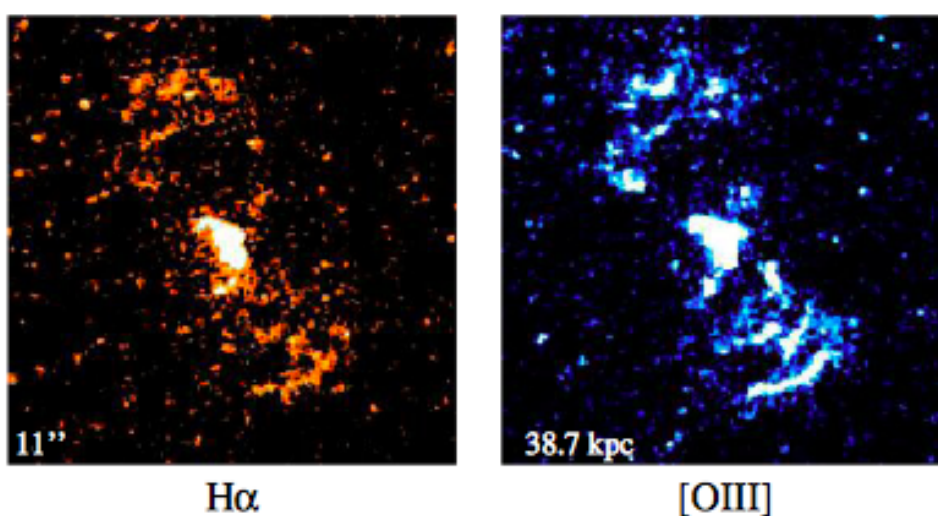
Si ritiene però che le Seyfert 2 si possano dividere in due diverse categorie: le Seyfert 2 *hidden* Seyfert 1, e le *true* Seyfert 2. Il primo tipo di Seyfert 2 corrisponderebbe a ciò che si dovrebbe osservare secondo il modello unificato. Queste si mostrerebbero come una Seyfert 1 il cui nucleo è nascosto dal toro di polveri. L'ipotesi viene confermata dalle osservazioni, che mostrano la presenza di righe della BLR polarizzate. Il secondo tipo di Seyfert 2 non mostra l'evidenza di BLR, si ritiene perciò che non sia presente e inoltre dovrebbero presentare un continuo non termico più debole rispetto alle Seyfert di tipo 1. L'esistenza di questi oggetti non è ancora chiara. Altre osservazioni condotte a  $60 \mu\text{m}$  suggeriscono che le Seyfert 2 abbiano una maggior quantità di polvere rispetto a quelle di tipo 1 (Mulchaey et al. 1994). Inoltre se si compara la grandezza delle NLR delle Seyfert 1 con la grandezza di quelle di tipo 2, immaginandole entrambe viste perpendicolari al piano del toro, si osservano delle differenze nei due tipi di AGN non spiegabili attraverso il Modello Unificato. Una spiegazione di questo fenomeno potrebbe essere l'inclinazione relativa dell'AGN rispetto alla galassia ospite. Il toro delle Seyfert 1 potrebbe giacere perpendicolare al piano galattico compromettendo così la quantità di gas disponibile per essere ionizzato. Contrariamente il toro delle Seyfert 2 potrebbe giacere ad angoli intermedi del piano galattico rendendo disponibile in questo modo più gas per essere ionizzato spiegando così la maggior dimensione degli NLR. Le osservazioni suggeriscono quindi che le differenze tra le Seyfert 1 e le Seyfert 2 possano essere associate sia a diverse inclinazioni della direzione di vista, sia a differenze intrinseche dell'oggetto.



## Capitolo 3

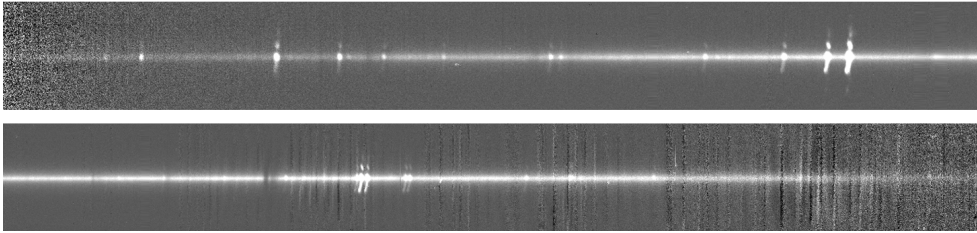
### Analisi dei dati

L'oggetto in figura (3.1) è 3C 180, le cui coordinate sono:  $\alpha_{2000} = 07^h 27^m 04.50^s$   
 $\delta_{2000} = -02^d 04^m 42.3^s$ . Il quasar è stato classificato come una radiogalassia HEG FR II (Buttiglione et al. 2010). Ha redshift  $z = 0.22$ , che pone l'oggetto ad una distanza di luminosità di  $\sim 1090.6$  Mpc. I parametri cosmologici utilizzati per calcolarla sono  $H_0 = 70$ ,  $\Omega_M = 0.3$  e  $\Omega_\lambda = 0.7$ . La distanza di diametro angolare ( $D_A$ ) corrispondente è  $732.7$  Mpc. La scala spaziale corrispondente è quindi  $3.55 \text{ kpc arcsec}^{-1}$ . Il quasar presenta una morfologia biconica della NLR (figura 3.1). La struttura non è omogenea, ma i coni sono composti da una serie di shell che si estendono per  $\sim 15$  kpc in entrambi i lati del nucleo in direzione nord-est (NE) e sud-ovest (SW). La presenza di un campo di ionizzazione anisotropo è sottolineata dall'emissione delle righe visibili preferibilmente lungo un solo asse.



**Figura 3.1:** Immagini di 3C 180 ottenute da HST con la Advanced Camera for Surveys (ACS) Tremblay et al. 2009. A sinistra l'immagine ottenuta attraverso il filtro  $H\alpha + [N II]$ , a destra l'immagine ottenuta attraverso il filtro  $[O III]$ .

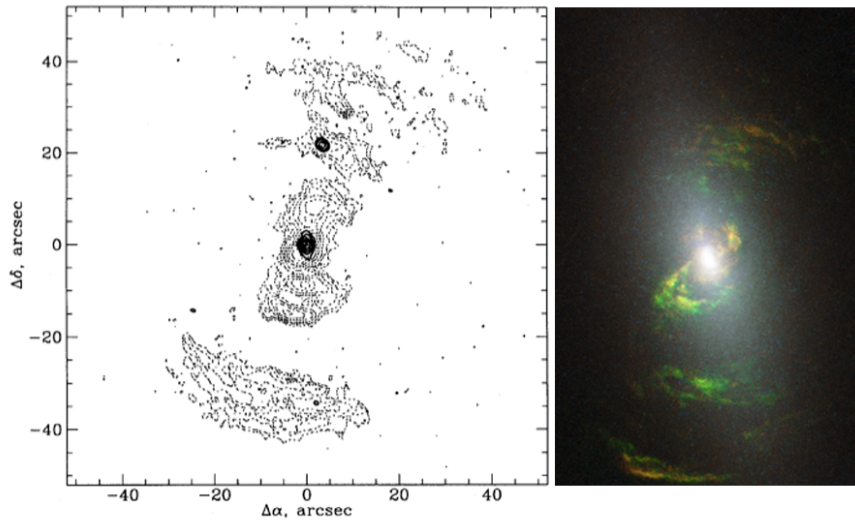
Lo spettro a fenditura lunga utilizzato in questo studio è stato ottenuto con lo spettrografo LDSS3 del telescopio Magellan in Cile con una esposizione di 1800 s (figura 3.2). L'angolo di posizione della fenditura per ottenere lo spettro è  $53^\circ$  e la larghezza è di 1 arcsec. La scala spaziale dello spettro è  $0.188 \text{ arcsec px}^{-1}$ .



**Figura 3.2:** Spettro di 3C 180 ottenuto con lo spettrografo LDSS3 del telescopio Magellan in Cile. In alto lo spettro da  $3000 \text{ \AA}$  a  $5500 \text{ \AA}$ , in basso lo spettro da  $5500 \text{ \AA}$  a  $8700 \text{ \AA}$ . La dispersione nella parte blu è  $2.05 \text{ \AA px}^{-1}$ , mentre nella zona rossa dello spettro è  $1.94 \text{ \AA px}^{-1}$ .

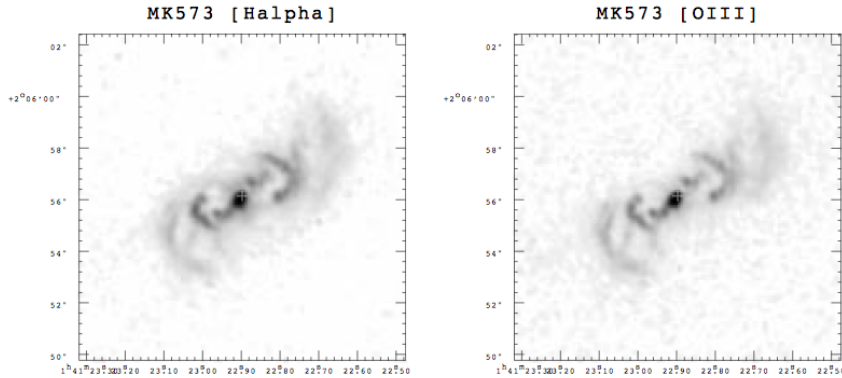
Una NLR con struttura simile è presente anche in altri oggetti. Un esempio è la galassia Seyfert 2 NGC 5252. Nella figura (3.3) l'immagine a sinistra corrisponde ad una sovrapposizione del contributo radio alla lunghezza d'onda di 20 cm ottenuto con VLA nel 1990 e il contributo ottico della riga di emissione [O III] ricavata da Tadhunter e Tsvetanov (1989). La struttura dei coni di ionizzazione non è omogenea ma ricorda la distribuzione a shell di 3C 180. In questo caso, la scala spaziale è  $0.47 \text{ kpc arcsec}^{-1}$ . I coni di ionizzazione si estendono in entrambe le direzioni per  $\sim 40 \text{ arcsec}$  che coincide ad una distanza di  $\sim 18 \text{ kpc}$ . Inoltre si osserva un buon allineamento tra l'asse della NLR e l'asse di emissione radio che suggerisce due cose importanti: in primo luogo conferma che l'emissione radio è un prodotto dell'attività nucleare, in secondo luogo la posizione della sorgente radio al di fuori del nucleo, corrisponde a una regione di emissione in [O III] suggerendo una possibile interazione con il mezzo interstellare (Wilson e Tsvetanov 1994).

Altro oggetto simile è la galassia Mrk 573, dominata da entrambi i lati del nucleo, rispettivamente a nord-ovest e a sud-est, da due spettacolari coni di ionizzazione che presentano una struttura a shell non omogenea (figura 3.4). Anche in questo caso sembra esserci un collegamento apparente tra la struttura radio e il gas presente nella NLR. Una possibile spiegazione della morfologia a shell potrebbe essere, anche in questo caso, l'interazione tra il gas e il plasma radio in espansione (Taylor et al. 1992). La peculiarità di questo oggetto è l'aumento verso la regione più esterna della NLR del parametro di ionizzazione. Tale parametro è misurato qui dal rapporto tra le righe di emissione  $\frac{[\text{O III}]5007}{[\text{O II}]3727}$  e  $\frac{[\text{O III}]5007}{H\alpha}$ . Tsvetanov e Walsh nel 1992 hanno dedotto che la densità elettronica decresce da  $\sim 800 \text{ cm}^{-3}$  nella zona più interna, corrispon-



**Figura 3.3:** A sinistra l'emissione radio di NGC 5252, rappresentata da una linea continua, è sovrapposta all'emissione in [O III], rappresentata da una linea tratteggiata Wilson e Tsvetanov 1994. A destra l'immagine a colori della stessa galassia ottenuta tramite HST, il colore verde corrisponde all'emissione in [O III].

dente ad un raggio dal core di 1 arcsec, a  $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$  nella zona più esterna, con un raggio di 4 arcsec. La scala spaziale per Mrk 573 risulta essere  $0.36 \text{ kpc arcsec}^{-1}$ ; la zona più interna dista 0.36 kpc dal nucleo, mentre la regione più esterna dista 1.44 kpc. Se ora si considera che  $U \propto n_e^{-1} r^{-2}$ , dove  $n_e$  corrisponde alla densità elettronica e  $r$  corrisponde alla distanza radiale dal nucleo, il parametro di ionizzazione dovrebbe decrescere verso l'esterno, ma così non accade. Una possibile spiegazione per le evidenze osservative è la presenza di una sorgente di ionizzazione locale individuata dal gas caldo che potrebbe essere prodotto dall'interazione del plasma radio con il mezzo interstellare (Sutherland e Dopita 1993). Da questa conclusione deriva il fatto che la ionizzazione della NLR è la somma del contributo del campo di radiazione nucleare e di quello locale: dipende dall'importanza relativa delle due componenti. È interessante a questo punto notare che la componente locale anche se energeticamente molto più debole di quella nucleare, può radicalmente cambiare la struttura della NLR. Questo fatto è legato alla grande estensione angolare delle nubi del cono di ionizzazione rispetto alla sorgente non-stellare del nucleo (Capetti et al. 1996). Studiando i rapporti tra le righe di emissione per l'oggetto 3C 180 sarà possibile verificare se anche per tale oggetto si osserva un simile comportamento.

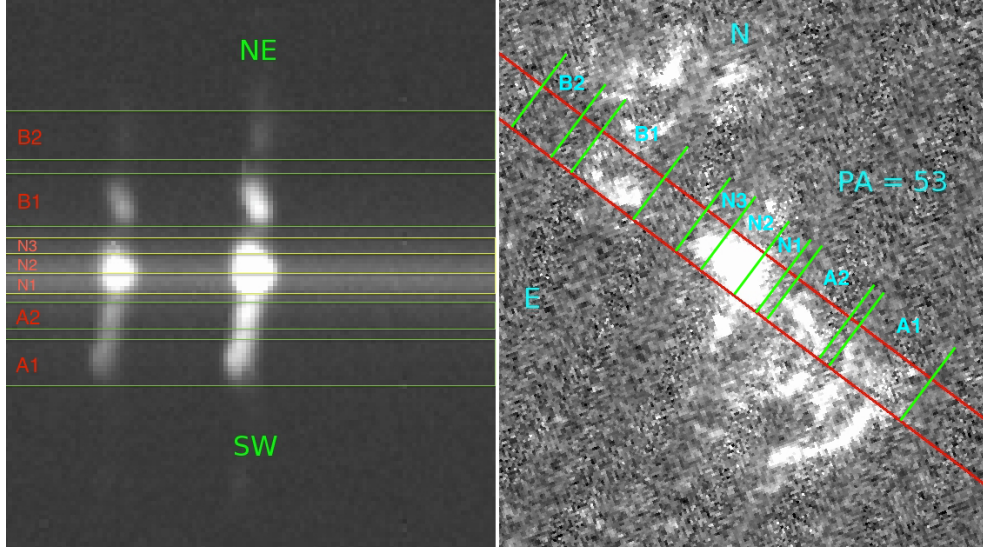


**Figura 3.4:** Immagini di Mrk 573 a colori invertiti ottenute dalla Wide Field Camera di HST. A sinistra l'immagine ripresa in  $H\alpha$ , a destra in  $[O III]$ .

### 3.1 Analisi spettrale

Per studiare la NLR, lo spettro è stato diviso in sette regioni; in figura (3.5) si possono vedere sia la posizione dello spettro rispetto alla posizione in cielo del quasar, sia la suddivisione delle varie regioni analizzate. Per analizzare gli spettri è stato utilizzato IRAF. La suddivisione dello spettro è stata scelta seguendo la struttura a shell della NLR. Ogni cono di ionizzazione è caratterizzato dalla presenza di due zone nelle quali è prevalentemente raggruppato il gas. Nel cono di SW le due regioni selezionate sono state denominate A1 (zona più lontana dal nucleo) e A2 (zona più vicina al nucleo). Nel cono di NE le due regioni selezionate prendono il nome di B1 (zona più vicina al nucleo) e B2 (zona più lontana dal nucleo). Il nucleo è stato suddiviso in 3 regioni, partendo dalla direzione SW verso la direzione NE le regioni sono state denominate N1, N2 e N3. In questo modo è stato possibile sommare il segnale registrato da ogni pixel all'interno della regione e ottenere un miglior rapporto segnale-rumore (S/N). La regione B2 è meno luminosa delle altre, questo probabilmente è legato ad una minore quantità di gas. Dopo aver portato entrambi gli spettri alla stessa dispersione ( $1 \text{ \AA px}^{-1}$ ), la parte blu e la rossa degli spettri di ogni regione sono state unite in un unico spettro.

L'operazione successiva è stata la correzione per reddening (assorbimento) galattico. Più un oggetto è vicino al piano galattico, maggiore è la quantità di polvere lungo la direzione di vista e quindi l'assorbimento. Viceversa, l'assorbimento sarà minore tanto più la direzione di osservazione sarà perpendicolare al piano galattico. Il valore del coefficiente di reddening ( $A_V$ ) utilizzato è  $A_V = 0.27 \text{ mag}$  (Schlafly e Finkbeiner 2011). Gli spettri ottenuti per ogni regione sono stati portati a  $z = 0$ . Prima di procedere con la misura del flusso delle righe di emissione è necessario



**Figura 3.5:** A destra evidenziata in rosso la slit sovrapposta all'immagine in [O III] del quasar. In verde sono evidenziate le regioni nelle quali è stato suddiviso lo spettro durante l'analisi. A sinistra un ingrandimento sul doppietto dell'[O III] in verde è evidenziata la suddivisione in regioni dello spettro.

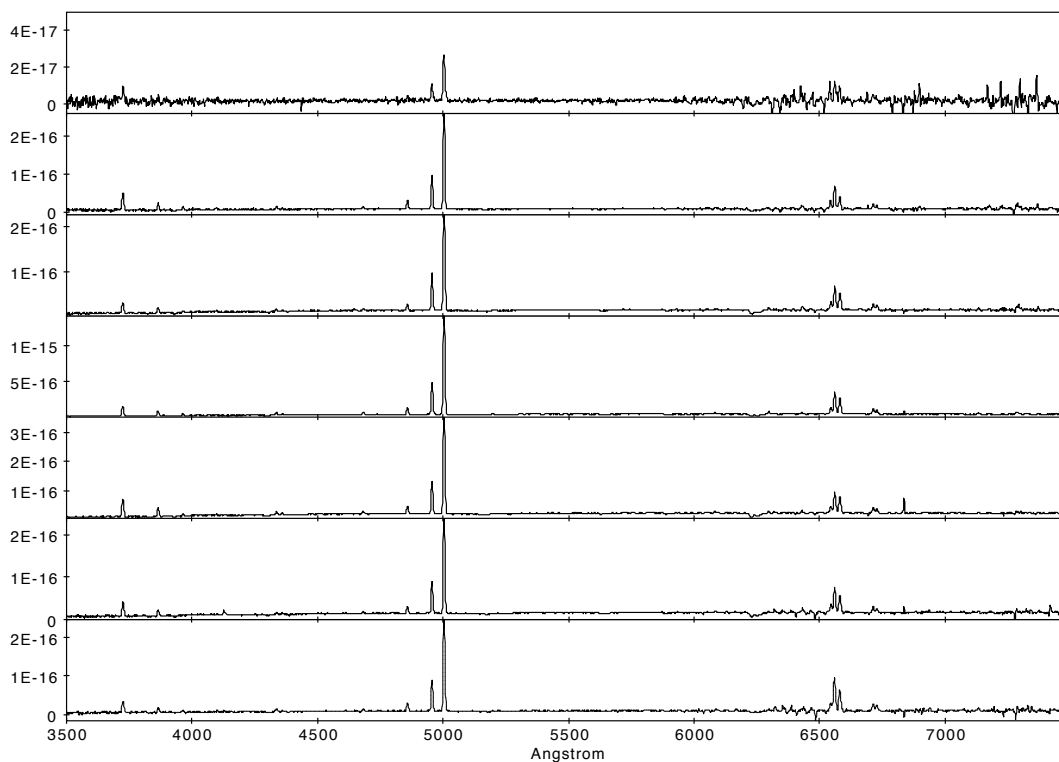
sottrarre il continuo proveniente dalla componente stellare della galassia ospite. A tal fine, per ogni regione, è stato creato un modello sommando il contributo di varie popolazioni stellari. Successivamente lo spettro ottenuto della galassia è stato sottratto allo spettro di ogni regione ottenendo così quello prodotto dal gas ionizzato. Gli spettri ottenuti sono stati raggruppati in figura (3.6), si può osservare che il rapporto S/N aumenta verso le regioni centrali e diminuisce nelle regioni più esterne.

### 3.1.1 Sottrazione del continuo stellare

Per creare il modello è stato utilizzato STARLIGHT. Questo programma effettua una combinazione lineare di spettri di popolazioni stellari di diversa età e metallicità. Inoltre tiene conto sia dell'estinzione, sia della cinematica delle stelle.

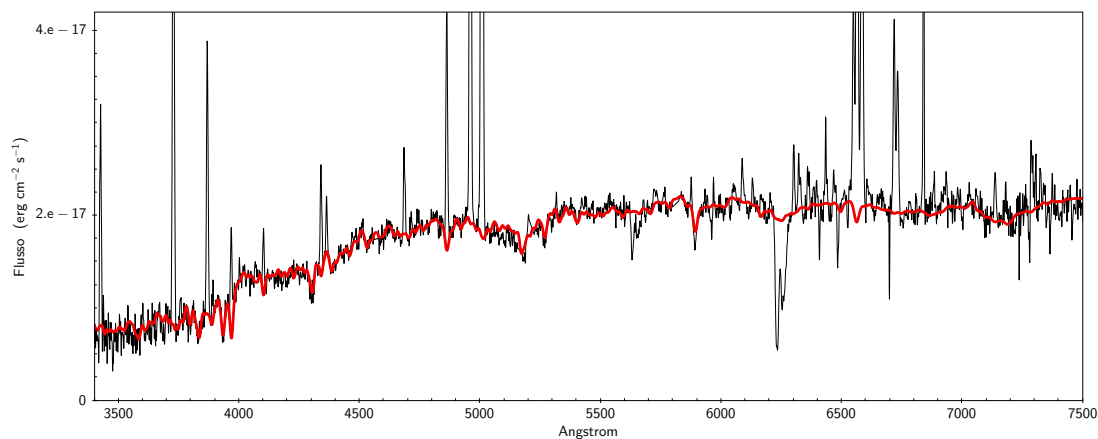
$$M_\lambda = \sum_{j=1}^N L_{\lambda,j} = \sum_{j=1}^N L_{\lambda,j}^0 \otimes G(v_*, \sigma_*) 10^{-0.4A_{\lambda,j}} \quad (3.1)$$

dove  $M_\lambda$  rappresenta il modello finale creato dalla somma di N spettri,  $L_{\lambda,j}$  è lo spettro dalla popolazione j-esima,  $L_{\lambda,j}^0$  rappresenta lo spettro della popolazione j-esima,  $G(v_*, \sigma_*)$  è una funzione gaussiana centrata in  $v_*$  con larghezza  $\sigma_*$  che include nello spettro sintetico la velocità radiale e la dispersione di velocità delle stelle e  $10^{-0.4A_{\lambda,j}}$  è la correzione per estinzione, dove  $A_{\lambda,j}$  è l'estinzione della popolazione j-esima a  $\lambda$ . In figura (3.7) è rappresentato lo spettro della componente stellare



**Figura 3.6:** Dal basso verso l'alto sono riportati gli spettri delle regioni A1, A2, N1, N2, N3, B1 e B2. Il flusso è espresso in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

della regione N1. Si può osservare in nero lo spettro osservato, mentre in rosso il modello che verrà successivamente sottratto per ottenere lo spettro del gas ionizzato dall'AGN.



**Figura 3.7:** Spettro da 3500 Å a 7500 Å della componente stellare della regione N1. In nero lo spettro osservato, in rosso il modello ottenuto con STARLIGHT.

Per avere un confronto più diretto tra le popolazioni stellari presenti all'interno delle varie regioni, i risultati ottenuti sono stati inseriti in figura (3.8). Si può notare



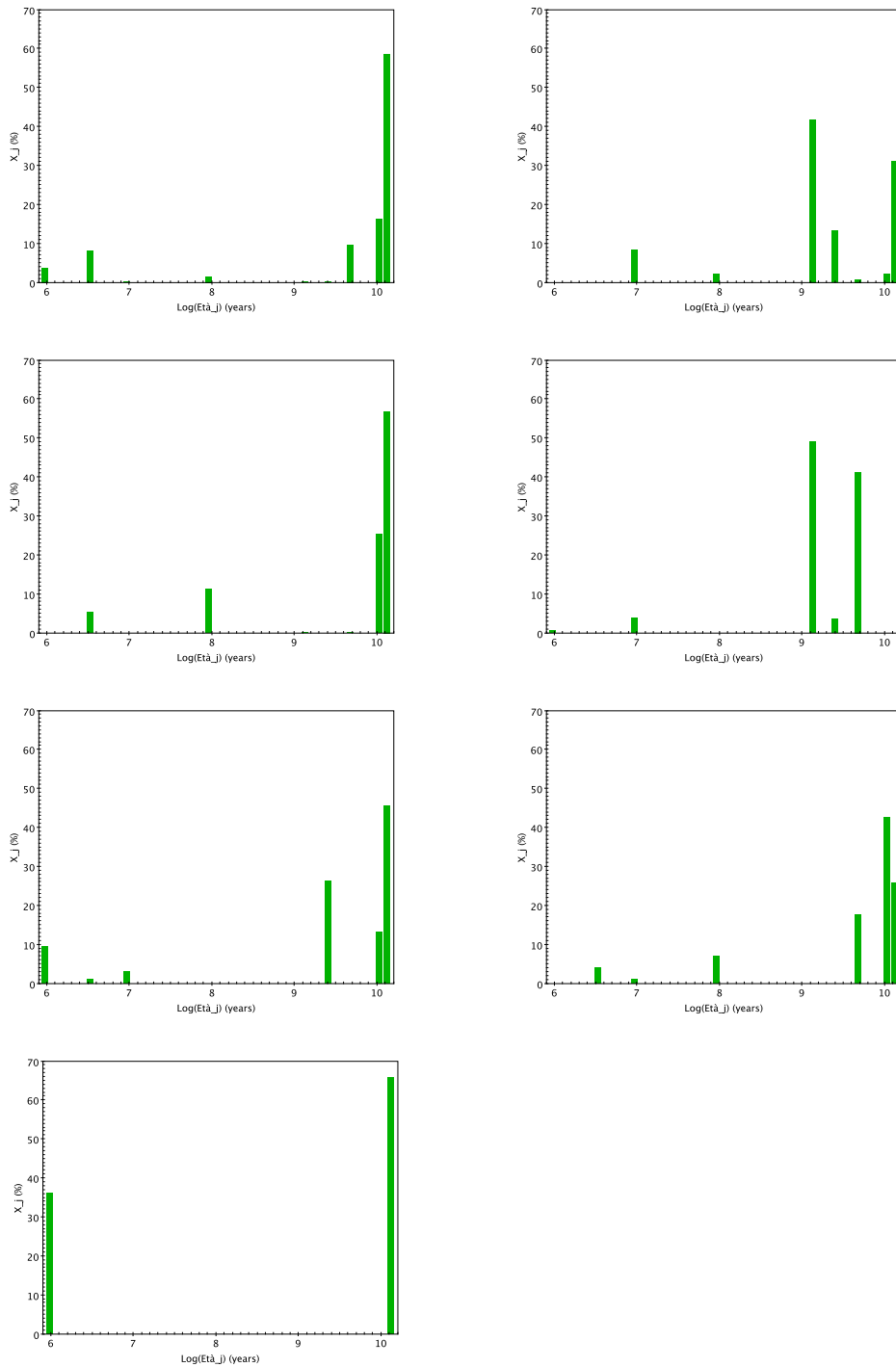
in tutte le regioni la presenza di due gruppi di popolazioni stellari: l'80-85% della luce è emesso da stelle vecchie con età di  $10^9 - 10^{10}$  anni, mentre c'è una frazione significativa di luce, circa il 15-20%, che è causata da stelle più giovani, con età di circa  $10^7 - 10^8$  anni. Questa separazione è più netta nelle regioni interne dell'AGN.

### 3.1.2 Analisi Righe Spettrali

È stato possibile quindi procedere alla misura delle righe spettrali. Per far questo, i profili di ogni riga sono stati riprodotti con dei profili gaussiani. I parametri che caratterizzano i profili gaussiani ottenuti sono stati raggruppati per le regioni A1 e A2 nella tabella (3.5), per le regioni N1, N2 e N3 nelle tabelle (3.6), (3.7), per le regioni B1 e B2 nella tabella (3.8). I parametri misurati sono: la lunghezza d'onda  $\lambda$  corrispondente al picco della riga, il *core* cioè l'ampiezza della riga sul continuo, la FWHM del profilo gaussiano, il flusso della riga e infine l'errore sulla determinazione del livello del continuo alla base di ogni riga dato dallo scarto quadratico medio (*rms*). La fase successiva è la correzione per arrossamento (*dereddening*) dei flussi misurati. Il *reddening* è l'effetto prodotto dalla presenza del mezzo interstellare (ISM) tra l'osservatore e l'oggetto. L'ISM è costituito principalmente di H, H<sub>2</sub>, elettroni liberi, varie molecole e grani di polvere. Tutte queste componenti, avendo un'elevata sezione d'urto, hanno una forte probabilità di causare scattering di fotoni, le polveri inoltre assorbono i fotoni per poi riemetterli nell'infrarosso. La radiazione UV e la radiazione blu, avendo una maggiore probabilità di subire scattering per effetto Rayleigh, rimangono maggiormente all'interno dell'ISM aumentando così la probabilità di essere assorbite. La radiazione a lunghezza d'onda corta viene assorbita maggiormente rispetto alla radiazione a lunghezza d'onda più lunga provocando così il reddening dello spettro. Il *dereddening* è quindi il processo che permette di correggere l'assorbimento prodotto dalle polveri. L'assorbimento varia in funzione della lunghezza d'onda ( $A(\lambda)$ ) e per ottenerlo si parte dal valore che ha nel visibile ( $A_V$ ). Se per convenzione si esprime il flusso intrinseco come  $F_\lambda$  mentre il flusso osservato come  $f_\lambda$ , il rapporto teorico tra le righe della serie di Balmer, H $\alpha$  e H $\beta$  è:

$$\frac{F_\alpha}{F_\beta} = 2.86 \quad (3.2)$$

L'arrossamento provoca un aumento del rapporto tra i flussi intrinseci delle righe di Balmer. In questo modo sfruttando la relazione che lega il flusso intrinseco a quello osservato, si può ricavare il coefficiente di arrossamento per ogni regione studiata. Tale relazione è stata ricavata utilizzando l'equazione (3.5) valida per  $0.125 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 3.5 \mu\text{m}$ . (Cardelli, Clayton e Mathis 1989).



**Figura 3.8:** Rappresentazione grafica delle popolazioni stellari che sommate formano il modello utilizzato per sottrarre il continuo. La percentuale di luce della popolazione  $j$ -esima ( $X_j$ ) è riportata in funzione della sua età. Dall'alto verso il basso, a sinistra le popolazioni appartengono alle regioni A1, A2, B1, B2, a destra le popolazioni appartenenti a N1, N2, N3

$$\frac{F_\alpha}{F_\beta} = \frac{f_\alpha}{f_\beta} 10^{-0.1384(A_V)} \quad (3.3)$$

Dall'equazione 3.3 è possibile ricavare  $A_V$ .

$$A_V = \frac{1}{0.1384} \left( \log \frac{f_\alpha}{f_\beta} - \log \frac{F_\alpha}{F_\beta} \right) \quad (3.4)$$

I risultati ottenuti sono inseriti nella tabella (3.1). Si può osservare che  $A_V$  varia per ogni regione. Questo probabilmente è legato ad una diversa quantità di polveri nelle diverse direzioni di osservazione. Il più elevato arrossamento corrisponde al cono di ionizzazione posto a SW, mentre il cono posto a NE mostra un minor coefficiente di arrossamento; il nucleo presenta dei valori intermedi. Nella regione N1,  $A_V = 0$ , poiché, come si osserva dai dati riportati, il valore di  $\frac{f_\alpha}{f_\beta} < \frac{F_\alpha}{F_\beta}$ .

**Tabella 3.1:** Valori dei coefficienti di  $A_V$  ottenuti con le relazioni precedenti.

Regioni	$\frac{f_\alpha}{f_\beta}$	$A_V$
A1	4.598	1.490
A2	4.237	1.233
N1	2.831	0
N2	3.788	0.881
N3	3.678	0.790
B1	3.120	0.273
B2	3.501	0.635

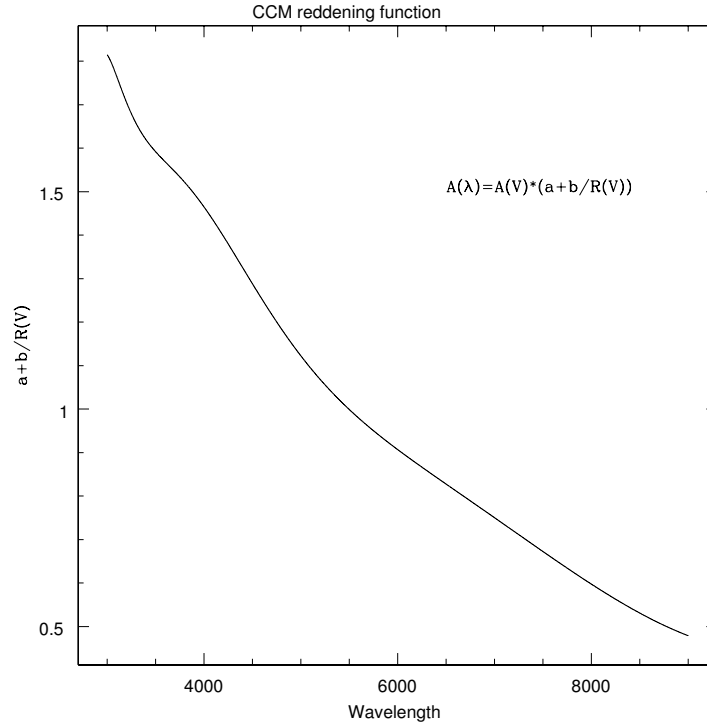
Per poter correggere i flussi per arrossamento, è necessario ricavare l'andamento del coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda che è rappresentato in figura (3.9). A tal fine si utilizza nuovamente l'equazione (3.5) per ottenere i coefficienti di arrossamento cercati (Cardelli, Clayton e Mathis 1989). I coefficienti utilizzati nella relazione sono stati ottenuti empiricamente e sono riportati per ogni riga in tabella (3.4). Nelle equazioni per ricavare  $a_y$  e  $b_y$  la variabile  $y = x - 1.82$  dove  $x = \frac{10000}{\lambda}$ ,  $\lambda$  è espressa in Å.

$$A(\lambda) = (A_V) \left( a_y + \frac{b_y}{R_v} \right) \quad (3.5)$$

$$a_y = 1. + 0.17699y - 0.50447y^2 - 0.02427y^3 + 0.72085y^4 + 0.01979y^5 - 0.77530y^6 + 0.32999y^7$$

$$b_y = 1.41338y + 2.28305y^2 + 1.07233y^3 - 5.38434y^4 - 0.62251y^5 + 5.30260y^6 - 2.09002y^7$$

Per poter confrontare i dati relativi alle varie regioni, tutti i flussi misurati per ogni riga ( $F_\lambda$ ) sono stati normalizzati al flusso di  $H_\beta$  della relativa regione. Tali rapporti sono stati poi corretti per arrossamento utilizzando i valori  $A(\lambda)$  ottenuti



**Figura 3.9:** Andamento del coefficiente di assorbimento  $A(\lambda)$  nello spettro ottico secondo la legge di Cardelli, Clayton e Mathis (1989).

precedentemente. I risultati ottenuti sono inseriti nelle tabelle (3.5), (3.6), (3.7) e (3.8).

$$\frac{F_{\lambda}}{F_{\beta}} = \frac{f_{\lambda}}{f_{\beta}} 10^{0.4(A(\lambda) - A(\beta))}$$

### 3.1.3 Calcolo degli errori

Nel caso degli AGN, come osservato precedentemente, il profilo di ogni riga è riprodotto in buona approssimazione da un profilo gaussiano. Il flusso della riga corrisponde all'integrale della funzione che meglio ne riproduce l'andamento. L'errore sulla misura del flusso può essere associato all'imprecisione nel calcolare la funzione che riproduce il profilo di riga. L'imprecisione si può associare alla difficoltà di individuare il punto dove finisce il continuo e dove inizia la riga. Per calcolare questo errore si è misurato il valore di *rms* nel continuo vicino alla riga. In generale la funzione di Gauss dipende dal centro di simmetria ( $x_0$ ), dalla massima ampiezza ( $I_0$ ) e dal parametro  $\sigma$  che ne descrive la larghezza della curva:

$$F(x) = I_0 \exp^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.6)$$

L'integrale della gaussiana è funzione dell'ampiezza massima e della  $\sigma$ :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 \exp^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} dx = \sqrt{2\pi} I_0 \sigma$$

considerando poi la relazione  $\text{FWHM} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma$  si può esprimere l'integrale come:

$$I = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} I_0 \text{FWHM} = 1.064467 I_0 \text{FWHM} = \text{cost } I_0 \text{FWHM}$$

Si osserva che l'errore associato alla misura del flusso della riga ottenuto dall'equazione precedente è legato alla misura di  $I_0$  e FWHM. L'errore relativo associato è:

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \frac{\Delta I_0}{I_0} + \frac{\Delta \text{FWHM}}{\text{FWHM}} \approx \frac{\Delta I_0}{I_0} = \frac{rms}{core}$$

La seconda approssimazione è valida poiché si assume che l'errore associato alla misura di FWHM sia trascurabile. Nell'ultima uguaglianza è stato effettuato un cambio di variabile  $\Delta I_0 = rms$  e  $I_0 = core$ , i valori misurati sono raggruppati nelle tabelle in allegato. L'errore relativo associato al rapporto di flussi utilizzato nei vari confronti si ottiene dalle relazioni di propagazione degli errori. Definiamo  $R = \frac{F_\lambda}{F_\beta}$  il rapporto tra i flussi delle righe osservati normalizzati al flusso di H $\beta$ , l'errore relativo associato è:

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{\Delta F_\lambda}{F_\lambda} + \frac{\Delta F_\beta}{F_\beta} = \frac{rms_\lambda}{core_\lambda} + \frac{rms_\beta}{core_\beta}$$

## 3.2 Misura della temperatura e della densità

Dopo aver corretto i flussi misurati delle vari righe spettrali, per ogni regione, sono state misurate sia la temperatura elettronica ( $T_e$ ), sia la densità elettronica ( $n_e$ ). Per ottenerle è stato utilizzato un processo iterativo eseguito con IRAF. Il processo assumendo un valore iniziale di temperatura,  $T_e = 10^4$  K, calcola la densità utilizzando il rapporto tra le righe di [S II]  $\frac{\lambda 6716}{\lambda 6731}$ . Successivamente, partendo dal rapporto tra le righe di [O III]  $\frac{\lambda 4959 + \lambda 5007}{\lambda 4363}$  e dal valore della densità ricavato al passo precedente, calcola la temperatura. Tale procedimento è stato eseguito fino a convergere a risultati stabili. I risultati ottenuti sono stati inseriti nella tabella (3.2).

**Tabella 3.2:** Temperature e densità elettroniche ottenute per le regioni dello spettro studiate.

Regione	$\frac{\lambda_{4959} + \lambda_{5007}}{\lambda_{4363}}$	$\frac{\lambda_{6716}}{\lambda_{6731}}$	$T_e$ (K)	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )
A1	157.60	1.20	11000	250
A2	111.59	1.30	12400	100
N1	104.50	1.24	12800	200
N2	96.54	1.25	13100	200
N3	132.42	1.19	11700	250
B1	112.07	1.24	12400	200
B2	94.18	1.60	13300	50

Per la regione B2, a causa del segnale molto debole delle righe di emissione, si è assunta la densità minima teorica, 50 cm<sup>-3</sup>; di conseguenza la temperatura è stata calcolata partendo da questo valore della densità. L'andamento generale si mantiene abbastanza costante per entrambe le variabili, discostandosi poco dalla media e senza mostrare alcun trend particolare. Il valore medio della densità elettronica è 200 cm<sup>-3</sup>, mentre per la temperatura è 12400 K. Nel calcolo del valor medio di  $n_e$  non è stato considerato il valore di B2.

### 3.3 Diagrammi Diagnostici

Per verificare se le emissioni provenienti dalle varie regioni fossero tutte causate dall'AGN e non da altre sorgenti della galassia, sono stati costruiti dei digrammi diagnostici mettendo in relazione  $\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$  con  $\frac{[\text{N II}]}{\text{H}\alpha}$ ,  $\frac{[\text{S II}]}{\text{H}\alpha}$  e  $\frac{[\text{O I}]}{\text{H}\alpha}$ . Nei vari grafici, per rendere più evidente la suddivisione tra le regioni H II oppure le galassie star-forming e gli AGN, sono state riportate delle curve che rappresentano la suddivisione proposta da Kewley nel 2001 (Ke01). La classificazione è basata su una moderna combinazione tra varie popolazioni stellari e modelli di fotoionizzazione in modo da poter ricreare un limite che potesse differenziare le diverse tipologie di processo radiativo (Kewley et al. 2006). Le relazioni Ke01 sono qui riportate, esse esprimono la condizione necessaria affinché l'emissione osservata provenga da un AGN.

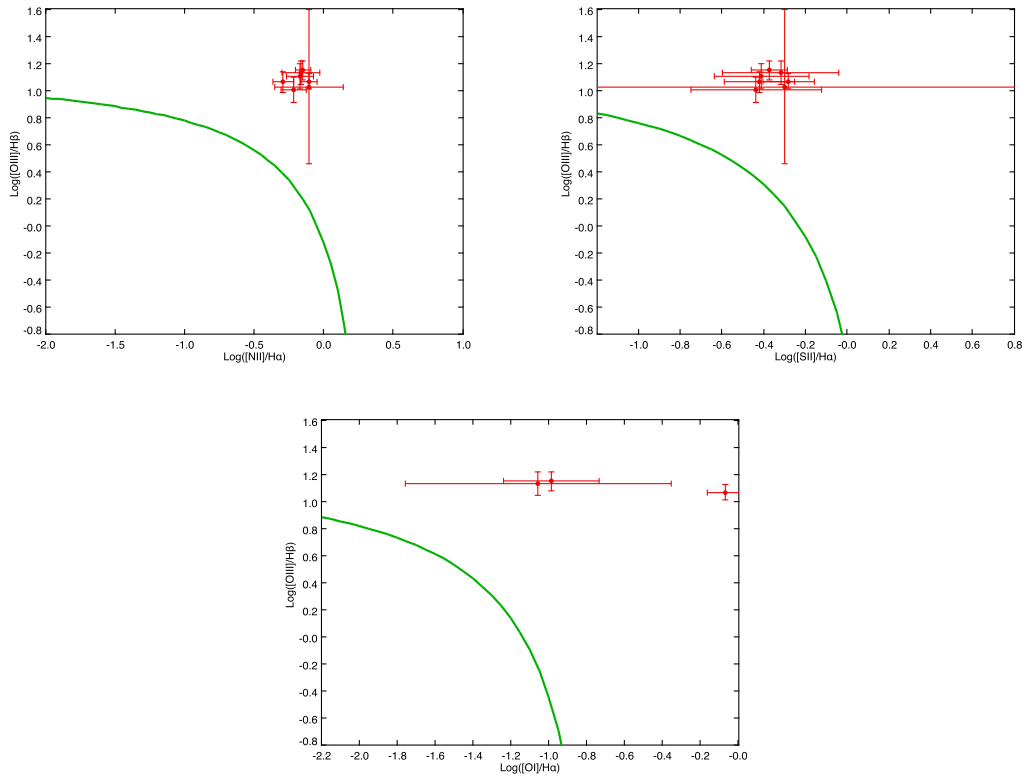
$$\log([\text{O III}]/\text{H}\beta) > \frac{0.61}{\log([\text{N II}]/\text{H}\alpha) - 0.47} + 1.19$$

$$\log([\text{O III}]/\text{H}\beta) > \frac{0.72}{\log([\text{S II}]/\text{H}\alpha) - 0.32} + 1.30$$

$$\log([\text{O III}]/\text{H}\beta) > \frac{0.73}{\log([\text{O I}]/\text{H}\alpha) + 0.59} + 1.33$$

Per la stima dell'errore è stata utilizzata la propagazione degli errori. Considerando in generale la funzione  $F(x, y) = \log \frac{x}{y}$ , effettuando poi il cambio di variabile  $x = F_{\lambda_1}$  e  $y = F_{\lambda_2}$  l'errore massimo risulta essere approssimato dalla seguente relazione:

$$\Delta F \approx \left| \frac{\delta F}{\delta x} \right| \Delta x + \left| \frac{\delta F}{\delta y} \right| \Delta y = \left| \frac{1}{F_{\lambda_1}} \frac{1}{\ln 10} \Delta F_{\lambda_1} \right| + \left| \frac{1}{F_{\lambda_2}} \frac{1}{\ln 10} \Delta F_{\lambda_2} \right| \quad (3.7)$$



**Figura 3.10:** Diagrammi diagnostici delle righe [NII], [SII] e [OI]. I rapporti di righe misurati per 3C 180 sono riportati in rosso, mentre in verde sono rappresentate le curve Ke01.

La ionizzazione negli AGN è maggiore sia delle regioni HII sia rispetto alle galassie star-forming. Nei diagrammi diagnostici si osserva che gli AGN per le loro caratteristiche sono posti in alto a destra, mentre le regioni HII sono poste in basso a sinistra. Nei grafici in figura (3.10) si osservano in rosso le regioni della NLR studiate e in verde la suddivisione Ke01 tra regioni HII e AGN. La posizione nel grafico delle varie regioni, conferma che l'emissione osservata proviene da gas fotoionizzato dall'AGN. Gli errori più elevati corrispondono alle misure effettuate per la regione B2 dove il rapporto segnale-rumore (S/N) è basso.

### 3.4 Grado di ionizzazione

Per studiare le caratteristiche del campo di radiazione nella NLR è stato calcolato il parametro di ionizzazione e l'andamento del rapporto  $\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$  per ogni regione, poi si è osservato l'andamento in base alla distanza dall'AGN. Per calcolare il valore del parametro di ionizzazione è stata utilizzata la relazione (Penston et al. 1990):

$$\log U = -2.73 - \log\left(\frac{\lambda 3727}{\lambda 5007}\right) \quad (3.8)$$

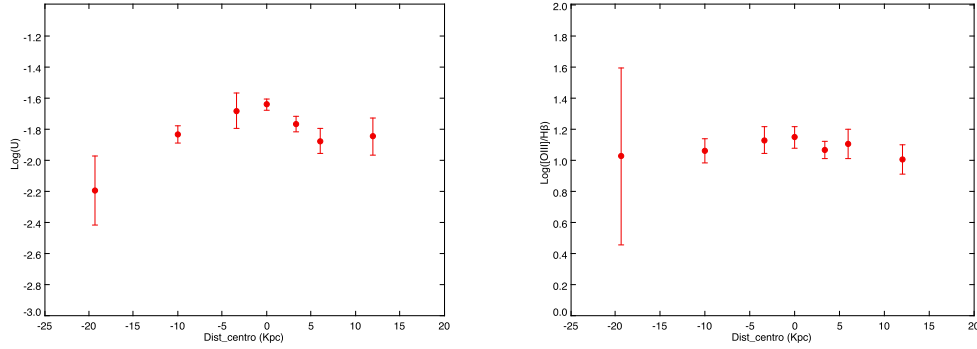
Le righe utilizzate corrispondono rispettivamente a  $[\text{O II}] \lambda 3727$  e  $[\text{O III}] \lambda 5007$ . Per ottenere i valori delle distanze delle regioni si è partiti dallo spettro, caratterizzato da una scala di  $0.188 \text{ arcsec px}^{-1}$ . Per rendere più facile il confronto con altri oggetti è necessario ottenere le varie distanze in unità di kpc. Il primo passo è ottenere le varie distanze in arcsec. Per far ciò è stata misurata la distanza in pixel del centro di ogni regione dal pixel centrale dello spettro. Per semplicità nell'interpretazione dei risultati le distanze nel cono di SW sono state assunte positive mentre in quello di NE sono state assunte negative. Il pixel centrale dello spettro è stato considerato come il punto a distanza zero. Dall'assunzione dei parametri cosmologici fatta in precedenza, la scala spaziale per 3C 180 è  $3.55 \text{ kpc arcsec}^{-1}$ . È stato possibile, a questo punto, ottenere le distanze in kpc del centro delle regioni studiate. Nella seguente tabella sono raggruppati i valori ottenuti per il parametro di ionizzazione e per l'andamento di  $\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$ .

**Tabella 3.3:** Parametro di ionizzazione ( $\log U$ ) e rapporto  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$  in funzione della distanza (D) dal centro dell'AGN espressa in kpc.

Regioni	D	$\log U$	$\log \frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$
A1	12.00	$-1.852 \pm 0.120$	$0.998 \pm 0.094$
A2	6.00	$-1.881 \pm 0.083$	$1.100 \pm 0.093$
N1	3.34	$-1.774 \pm 0.050$	$1.061 \pm 0.054$
N2	0	$-1.648 \pm 0.038$	$1.143 \pm 0.070$
N3	-3.34	$-1.687 \pm 0.114$	$1.124 \pm 0.085$
B1	-10.00	$-1.841 \pm 0.055$	$1.056 \pm 0.078$
B2	-19.35	$-2.200 \pm 0.220$	$1.020 \pm 0.057$

In figura (3.11), sono rappresentati sia l'andamento di  $U$ , sia l'andamento di  $\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$ . Il parametro di ionizzazione  $U \propto L \cdot n_e^{-1}$ , dal momento che  $n_e$  è costante nelle regioni, l'andamento di  $U$  suggerisce la presenza di sorgenti di radiazione nella NLR oltre a quella prodotta dal nucleo attivo. Il risultato è confermato dall'andamento costante di  $\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta}$ . Come detto precedentemente una fonte di ionizzazione locale potrebbe essere l'urto del fronte d'onda del plasma con l'ISM presente nelle NLR.





**Figura 3.11:** A sinistra il parametro di ionizzazione ( $\log U$ ) è posto in relazione con la distanza dal centro, a destra è stato posto il rapporto  $\log [O III]/H\beta$  in relazione con la distanza.

L'alta ionizzazione del gas ad elevata distanza è anche legata alla distribuzione non uniforme del gas nella NLR. Ciò comporta una minore possibilità di assorbimento vicino al nucleo dei fotoni energetici che possono quindi ionizzare il gas anche a grande distanze.

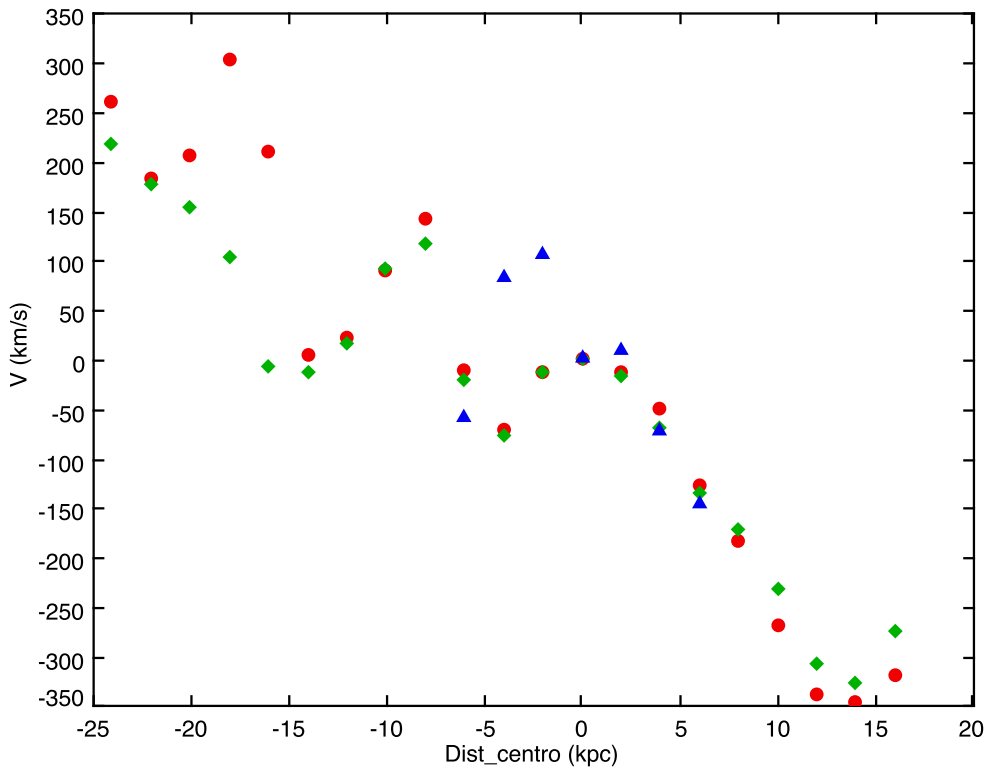
### 3.5 Curva di rotazione

Per determinare la cinematica del gas sono state costruite curve di rotazione sia per il gas a bassa ionizzazione, sia per il gas ad alta ionizzazione. Per il gas a bassa ionizzazione è stata studiata la riga  $H\alpha$ , mentre per il gas ad alta ionizzazione è stata studiata la riga dell'[O III]. Partendo dallo spettro bidimensionale, la prima fase consiste nel determinare il redshift della riga a diverse distanze dal centro lungo tutta la fenditura. Per avere un miglior rapporto S/N, il segnale è stato sommato su 3 pixel corrispondenti a 2 kpc. Per determinare la cinematica stellare si è utilizzato un metodo simile a quello utilizzato per il gas. A diverse distanze dal centro è stata misurata la lunghezza d'onda della riga di assorbimento del Na I  $\lambda 5892$ . A causa dello scarso S/N è stato possibile studiare questa componente cinematica solo nelle zone limitrofe al nucleo attivo. Gli errori nella determinazione di questa componente sono più elevati rispetto a quella gassosa poiché lo spettro stellare è caratterizzato da righe di assorbimento. Rispetto alle righe di emissione sono più deboli e, inoltre, sono spesso fuse con le righe vicine; questo aumenta l'imprecisione nella determinazione della lunghezza d'onda corrispondente al picco della riga. Per ogni regione in cui è stato suddiviso lo spettro bidimensionale, è stata determinata la lunghezza d'onda osservata del picco della riga ed è poi stata convertita in redshift. Il passo successivo è stato trasformare  $z$  in velocità (V). Per ottenere la velocità radiale è stata utilizzata

la formula relativistica che lega  $z$  e  $V$  poiché la velocità di recessione della galassia è circa un quinto della velocità della luce:

$$V = c \frac{(z + 1)^2 - 1}{(z + 1)^2 + 1} \quad (3.9)$$

Alle velocità così ottenute è stata sottratta la velocità radiale della galassia in modo da ottenere una misura della velocità relativa rispetto al centro della galattico. Ultimo passaggio è stato trasformare la distanza in pixel delle regioni dal centro dello spettro in kpc. Il procedimento utilizzato è analogo a quello utilizzato nella sezione precedente. La distanza del centro è stata posta uguale a zero, le distanze negative corrispondono al cono di ionizzazione NE, mentre le distanze positive al cono di SW. Le curve ottenute sono state inserite in figura (3.12).



**Figura 3.12:** Curva di velocità del gas presente in 3C 180. In verde è rappresentata la curva dell'[O III], in rosso la curva dell' $H\alpha$ , in blu la curva della componente stellare. I valori negativi della distanza dal centro corrispondono al cono di ionizzazione di NE, mentre i valori positivi al cono di ionizzazione di SW.

Dalla curva di rotazione si può notare che la cinematica del gas nel cono di NE è più turbolenta rispetto al cono di SW dove si nota una buona corrispondenza

tra il gas a bassa ed alta ionizzazione. Le zone più esterne di entrambe le NLR mostrano un disaccoppiamento delle componenti gassose, questo può essere dovuto al minore segnale proveniente da queste regioni. Nella zona centrale è possibile osservare anche la cinematica della componente stellare. Nel cono di SW si nota un'ottima corrispondenza con la cinematica del gas, mentre nel cono di NE il gas e le stelle sembrano comportarsi in modo diverso. Senza considerare la velocità della componente stellare misurata nel cono di NE a 6 kpc dal nucleo, si nota che la curva di rotazione ha una forma lineare, come un moto di rotazione rigida.



# Conclusioni

Il quasar 3C 180 presenta una NLR con una morfologia biconica. La dimensione totale corrisponde a  $\sim 40$  kpc simile a quella osservata in NGC 5252; il cono di NE è leggermente più sviluppato del cono di SW. La composizione chimica è simile in tutte le regioni analizzate. Gli elementi maggiormente presenti sono H, O, N, Ne, Ar, S, Ca. Le regioni più vicine al nucleo attivo presentano elementi con una ionizzazione più elevata come [Fe VII] e [Fe X], mentre più ci si allontana verso le regioni esterne, più le righe corrispondenti agli elementi con maggior ionizzazione scompaiono. Il parametro di ionizzazione nelle varie regioni rimane costante e questo supporta l'ipotesi riguardante la presenza di una sorgente di ionizzazione locale provocata dall'interazione tra i jet radio e l'ISM come osservato per altri oggetti come NGC 5252 e Mrk 573. Dai risultati ottenuti si è osservato che la temperatura media è intorno a 12400 K, mentre la densità si attesta intorno a  $200 \text{ cm}^{-3}$ . Sia la temperatura, sia la densità sono ben in accordo con i valori che si osservano nelle NLR di altre galassie Seyfert; inoltre il fatto che la densità non vari tra le regioni studiate è un'ulteriore conferma della natura di  $U$ . La NLR, come osservato precedentemente, è caratterizzata da una struttura a shell. Le regioni ad alta ionizzazione rappresentate dalla distribuzione di [O III] e le regioni a bassa ionizzazione rappresentate dalla distribuzione di  $H\alpha$  mostrano una morfologia simile. Questo è confermato anche dalle curve di velocità che sono state ricavate per il gas. Le due componenti sia nel cono di SW, sia nel cono di NE, mostrano una buona corrispondenza. Dai modelli ricavati per riprodurre lo spettro continuo di ogni regione, si è osservato che sono composti principalmente da due gruppi di popolazioni stellari. Il gruppo dominante è composto di stelle più vecchie, mentre le rimanenti sono principalmente stelle giovani. Questo può suggerire che la galassia ospite abbia subito un merging recente con una galassia ricca di gas. Anche la cinematica del gas e quella stellare conferma questa ipotesi, si nota infatti soprattutto nel cono di ionizzazione di NE un moto molto disturbato. Ulteriore evidenza osservativa che potrebbe confermare l'ipotesi del merging è la divisione in più parti delle regioni di emissione del nucleo.



# Allegati

**Tabella 3.4:** Coefficienti parametrici utilizzati per calcolare l' arrossamento.

Riga	$\lambda$	$a_y$	$b_y$	Riga	$\lambda$	$a_y$	$b_y$
[NeIII]	3342.50	0.8724	2.3767	[OIII]	5006.70	1.0161	0.3231
[NeV]	3425.90	0.8741	2.3677	[FeVII]	5720.90	1.0140	0.2005
[OII]	3727.40	0.9681	1.7699	He I	5875.60	0.9723	-0.1378
[NeIII]	3868.80	0.9766	1.6323	[CaV]	6086.40	0.9537	-0.1896
H8	3888.05	0.9775	1.6131	[OI]	6300.30	0.9337	-0.2333
[NeIII]	3967.50	0.9807	1.5310	[OI]	6363.80	0.9277	-0.2453
H $\epsilon$	3970.07	0.9808	1.5282	[FeX]	6375.00	0.9267	-0.2475
[SII]	4068.60	0.9861	1.3804	[OI]	6393.50	0.9249	-0.2509
H $\delta$	4101.74	0.9861	1.3804	[ArV]	6435.10	0.9209	-0.2587
[FeII]	4244.00	0.9924	1.2064	[NII]	6548.10	0.9102	-0.2796
H $\gamma$	4340.47	0.9969	1.0834	H $\alpha$	6562.82	0.9088	-0.2823
[OIII]	4363.20	0.9980	1.0542	[NII]	6583.40	0.9069	-0.2861
He II	4685.68	1.0115	0.6527	[SII]	6715.50	0.8944	-0.3110
[ArIV]	4711.30	1.0123	0.6232	[SII]	6730.80	0.8930	-0.3137
[ArIV]	4725.00	1.0131	0.5905	[ArIII]	7135.80	0.8563	-0.3943
[ArIV]	4740.20	1.0131	0.5905	[ArIV]	7267.30	0.8451	-0.4211
H $\beta$	4861.33	1.0155	0.4610	[OII]	7319.90	0.8401	-0.4333
[OIII]	4958.90	1.0161	0.3663	[OII]	7321.80	0.8401	-0.4333

**Tabella 3.5:** Analisi spettroscopica della regione A1 a sinistra, e della regione A2 a destra.  $\lambda$  in Å corrisponde alla lunghezza d'onda corrispondente al picco della riga,  $f_\lambda$  è il flusso osservato della riga in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ,  $\frac{F_\lambda}{f_\beta}$  è il rapporto tra il flusso della riga a lunghezza d'onda  $\lambda$  e il flusso di  $\text{H}\beta$ ,  $\frac{F_\lambda}{F_\beta}$  è il rapporto di flussi corretto per reddening.

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{F_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	2.701E-16	1.436	2.402 ± 0.206
[NIII]	3868.80	9.281E-17	0.493	0.786 ± 0.123
[NIII]	3968.50	2.000E-17	0.106	0.163 ± 0.034
He	3970.07	1.613E-17	0.086	0.131 ± 0.033
He I	4026.36	1.059E-17	0.056	0.084 ± 0.024
H $\delta$	4101.74	2.404E-17	0.128	0.184 ± 0.036
H $\gamma$	4340.47	6.983E-17	0.371	0.477 ± 0.059
[OIII]	4363.20	1.248E-17	0.066	0.084 ± 0.025
He I	4471.69	5.958E-18	0.032	0.038 ± 0.013
He II	4541.59	7.335E-18	0.039	0.045 ± 0.014
He II	4685.68	4.949E-17	0.263	0.285 ± 0.041
H $\beta$	4861.33	1.881E-16	1.000	1.000 ± 0.075
[OIII]	4958.90	6.489E-16	3.450	3.311 ± 0.159
[OIII]	5006.70	1.990E-15	10.579	9.962 ± 0.407
He I	5875.60	1.242E-17	0.066	0.048 ± 0.017
[CaV]	6086.40	1.007E-17	0.054	0.037 ± 0.017
[OI]	6363.80	3.885E-17	0.207	0.134 ± 0.047
[OI]	6393.50	6.243E-17	0.332	0.214 ± 0.046
[ArV]	6435.10	3.931E-17	0.209	0.133 ± 0.035
[NII]	6548.10	1.802E-16	0.958	0.597 ± 0.065
H $\alpha$	6562.82	8.648E-16	4.598	2.858 ± 0.149
[NII]	6583.40	5.304E-16	2.820	1.746 ± 0.107
[SII]	6716.50	1.782E-16	0.947	0.570 ± 0.085
[SII]	6730.80	1.490E-16	0.792	0.475 ± 0.081
[ArIII]	7135.80	7.790E-17	0.414	0.228 ± 0.061

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{F_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	2.856E-16	2.120	3.246 ± 0.235
[NIII]	3868.80	1.107E-16	0.822	1.208 ± 0.140
[NIII]	3967.50	4.493E-17	0.334	0.475 ± 0.110
[SII]	4068.60	9.178E-18	0.068	0.093 ± 0.060
[SII]	4076.40	3.747E-18	0.028	0.038 ± 0.017
H $\delta$	4101.74	2.426E-17	0.180	0.244 ± 0.049
H $\gamma$	4340.47	5.354E-17	0.397	0.489 ± 0.056
[OIII]	4363.20	1.673E-17	0.124	0.151 ± 0.032
He II	4541.59	7.854E-18	0.058	0.066 ± 0.029
He II	4685.68	3.586E-17	0.266	0.284 ± 0.048
H $\beta$	4861.33	1.347E-16	1.000	1.000 ± 0.077
[OIII]	4958.90	5.980E-16	4.439	4.291 ± 0.191
[OIII]	5006.70	1.783E-15	13.237	12.594 ± 0.510
He I	5875.60	9.694E-18	0.072	0.055 ± 0.022
[CaV]	6086.40	2.800E-17	0.208	0.153 ± 0.045
[ArV]	6435.10	6.660E-17	0.494	0.341 ± 0.047
[NII]	6548.10	1.628E-16	1.209	0.818 ± 0.081
H $\alpha$	6562.82	5.707E-16	4.237	2.859 ± 0.159
[NII]	6583.40	3.899E-16	2.895	1.946 ± 0.124
[SII]	6716.50	1.289E-16	0.957	0.629 ± 0.070
[SII]	6730.80	9.911E-17	0.736	0.482 ± 0.064
[ArIII]	7135.80	5.087E-17	0.378	0.230 ± 0.062



**Tabella 3.6:** Analisi spettroscopica della regione N1 a sinistra, e della regione N3 a destra.  $\lambda$  in Å corrisponde alla lunghezza d'onda corrispondente al picco della riga,  $f_\lambda$  è il flusso osservato della riga in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ,  $\frac{f_\lambda}{f_\beta}$  è il rapporto tra il flusso della riga a lunghezza d'onda  $\lambda$  e il flusso di H $\beta$ ,  $\frac{F_\lambda}{F_\beta}$  è il rapporto di flussi corretto per reddening.

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{f_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	5.727E-16	2.317 ± 0.096	
[NeIII]	3868.80	2.398E-16	0.970 ± 0.049	
H8	3888.05	1.241E-17	0.050 ± 0.014	
[NeIII]	3967.50	1.083E-16	0.438 ± 0.034	
[SII]	4068.60	2.448E-17	0.099 ± 0.024	
[SII]	4076.40	1.437E-17	0.058 ± 0.023	
H $\delta$	4101.74	5.463E-17	0.221 ± 0.026	
H $\gamma$	4340.47	1.119E-16	0.453 ± 0.034	
[OIII]	4363.20	3.641E-17	0.147 ± 0.020	
He II	4685.68	8.585E-17	0.347 ± 0.029	
H $\beta$	4861.33	2.472E-16	1.000 ± 0.043	
[OIII]	4958.90	9.415E-16	3.809 ± 0.104	
[OIII]	5006.70	2.847E-15	11.517 ± 0.270	
[NI]	5199.10	3.570E-17	0.144 ± 0.041	
[HeI]	5875.60	1.881E-17	0.076 ± 0.050	
[CaV]	6086.40	2.993E-17	0.121 ± 0.055	
[OI]	6300.30	5.925E-17	0.240 ± 0.069	
[OI]	6363.80	1.874E-17	0.076 ± 0.042	
[ArV]	6435.10	3.804E-17	0.154 ± 0.038	
[NII]	6548.10	2.061E-16	0.834 ± 0.050	
H $\alpha$	6562.82	6.999E-16	2.831 ± 0.093	
[NII]	6583.40	5.467E-16	2.212 ± 0.080	
[SII]	6716.50	2.026E-16	0.820 ± 0.049	
[SII]	6730.80	1.636E-16	0.662 ± 0.046	
[ArIII]	7135.80	4.356E-17	0.176 ± 0.040	
[ArIV]	7267.30	7.454E-17	0.302 ± 0.181	
[OII]	7321.80	3.039E-17	0.123 ± 0.032	
[ArIII]	7333.40	8.534E-18	0.035 ± 0.017	

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{f_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	2.232E-16	1.671	2.194 ± 0.179
[NeIII]	3868.80	9.568E-17	0.716	0.916 ± 0.114
[NeIII]	3967.50	6.093E-17	0.456	0.572 ± 0.122
H $\delta$	4101.74	3.440E-17	0.257	0.313 ± 0.050
H $\gamma$	4340.47	4.681E-17	0.350	0.400 ± 0.055
[OIII]	4363.20	1.585E-17	0.119	0.135 ± 0.037
He II	4685.68	3.656E-17	0.274	0.285 ± 0.040
H $\beta$	4861.33	1.336E-16	1.000	1.000 ± 0.069
[OIII]	4958.90	6.165E-16	4.615	4.515 ± 0.186
[OIII]	5006.70	1.836E-15	13.743	13.311 ± 0.489
[FeVI]	5177.00	9.090E-18	0.068	0.064 ± 0.094
[NI]	5199.10	1.020E-17	0.076	0.071 ± 0.094
HeI	5875.60	8.557E-18	0.064	0.054 ± 0.044
[CaV]	6086.40	8.336E-18	0.062	0.051 ± 0.034
[OI]	6300.30	4.189E-17	0.314	0.251 ± 0.082
[ArV]	6435.10	4.190E-17	0.314	0.247 ± 0.073
[NII]	6548.10	1.443E-16	1.080	0.841 ± 0.109
H $\alpha$	6562.82	4.914E-16	3.678	2.859 ± 0.178
[NII]	6583.40	3.395E-16	2.541	1.971 ± 0.130
[SII]	6716.50	1.309E-16	0.980	0.749 ± 0.090
[SII]	6730.80	1.099E-16	0.823	0.628 ± 0.086
[ArIII]	7135.80	4.247E-17	0.318	0.232 ± 0.057
[ArIV]	7170.60	1.005E-17	0.075	0.055 ± 0.022

**Tabella 3.7:** Analisi spettroscopica della regione N2.  $\lambda$  in  $\text{\AA}$  corrisponde alla lunghezza d'onda corrispondente al picco della riga,  $f_\lambda$  è il flusso osservato della riga in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ,  $\frac{f_\lambda}{f_\beta}$  è il rapporto tra il flusso della riga a lunghezza d'onda  $\lambda$  e il flusso di  $\text{H}\beta$ ,  $\frac{F_\lambda}{F_\beta}$  è il rapporto di flussi corretto per reddening.

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{f_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[NeIII]	3342.50	9.812E-17	0.125	$0.184 \pm 0.047$
[NeV]	3425.90	3.985E-16	0.508	$0.747 \pm 0.072$
[OII]	3727.40	1.211E-15	1.545	$2.094 \pm 0.089$
[NeIII]	3868.80	6.229E-16	0.795	$1.046 \pm 0.056$
H8	3888.05	1.217E-16	0.155	$0.204 \pm 0.037$
[NeIII]	3967.50	2.649E-16	0.338	$0.435 \pm 0.040$
[SII]	4068.60	5.855E-17	0.075	$0.093 \pm 0.040$
H $\delta$	4101.74	1.432E-16	0.183	$0.227 \pm 0.033$
[FeII]	4244.00	2.287E-17	0.029	$0.035 \pm 0.010$
H $\gamma$	4340.47	3.010E-16	0.384	$0.445 \pm 0.025$
[OIII]	4363.20	1.294E-16	0.165	$0.190 \pm 0.016$
He II	4685.68	2.875E-16	0.367	$0.384 \pm 0.039$
[ArIV]	4711.30	6.094E-17	0.078	$0.081 \pm 0.033$
[ArIV]	4725.00	3.217E-17	0.041	$0.042 \pm 0.020$
[ArIV]	4740.20	1.670E-17	0.021	$0.022 \pm 0.020$
H $\beta$	4861.33	7.839E-16	1.000	$1.000 \pm 0.056$
[OIII]	4958.90	3.586E-15	4.575	$4.465 \pm 0.152$
[OIII]	5006.70	1.128E-14	14.390	$13.886 \pm 0.414$
[FeVII]	5720.90	7.644E-17	0.098	$0.091 \pm 0.019$
He I	5875.60	8.004E-17	0.102	$0.084 \pm 0.014$
[CaV]	6086.40	1.233E-16	0.157	$0.126 \pm 0.017$
[OI]	6300.30	2.958E-16	0.377	$0.294 \pm 0.035$
[OI]	6363.80	1.460E-16	0.186	$0.144 \pm 0.036$
[FeX]	6375.00	2.328E-17	0.030	$0.023 \pm 0.018$
[OI]	6393.50	5.720E-17	0.073	$0.056 \pm 0.028$
[ArV]	6435.10	1.220E-16	0.156	$0.119 \pm 0.026$
[NII]	6548.10	7.865E-16	1.003	$0.759 \pm 0.050$
H $\alpha$	6562.82	2.969E-15	3.787	$2.859 \pm 0.109$
[NII]	6583.40	2.118E-15	2.702	$2.034 \pm 0.086$
[SII]	6715.50	7.159E-16	0.913	$0.676 \pm 0.036$
[SII]	6730.80	5.715E-16	0.729	$0.539 \pm 0.032$
[ArIII]	7135.80	2.044E-16	0.261	$0.183 \pm 0.020$
[OII]	7319.90	1.276E-16	0.163	$0.112 \pm 0.022$
[OII]	7321.80	7.165E-17	0.091	$0.063 \pm 0.015$

**Tabella 3.8:** Analisi spettroscopica della regione B1 a sinistra, e della regione B2 a destra.  $\lambda$  in Å corrisponde alla lunghezza d'onda corrispondente al picco della riga,  $f_\lambda$  è il flusso osservato della riga in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ,  $\frac{f_\lambda}{f_\beta}$  è il rapporto tra il flusso della riga a lunghezza d'onda  $\lambda$  e il flusso di H $\beta$ ,  $\frac{F_\lambda}{F_\beta}$  è il rapporto di flussi corretto per reddening.

Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{f_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	4.151E-16	2.435	$2.676 \pm 0.140$
[NeIII]	3868.80	1.291E-16	0.757	$0.825 \pm 0.069$
[NeIII]	3967.50	7.940E-17	0.466	$0.504 \pm 0.067$
[SII]	4068.60	1.790E-17	0.105	$0.113 \pm 0.048$
H $\delta$	4101.74	3.581E-17	0.210	$0.225 \pm 0.037$
H $\gamma$	4340.47	6.246E-17	0.366	$0.384 \pm 0.046$
[OIII]	4363.20	2.217E-17	0.130	$0.136 \pm 0.023$
He II	4685.68	5.076E-17	0.298	$0.302 \pm 0.042$
H $\beta$	4861.33	1.705E-16	1.000	$1.000 \pm 0.062$
[OIII]	4958.90	6.602E-16	3.872	$3.843 \pm 0.150$
[OIII]	5006.70	1.962E-15	11.507	$11.381 \pm 0.384$
[CaV]	6086.40	1.775E-17	0.104	$0.097 \pm 0.020$
[ArV]	6435.10	3.910E-17	0.229	$0.211 \pm 0.028$
[NII]	6548.10	1.678E-16	0.984	$0.903 \pm 0.060$
H $\alpha$	6562.82	5.320E-16	3.120	$2.860 \pm 0.121$
[NII]	6583.40	2.728E-16	1.600	$1.465 \pm 0.078$
[SII]	6716.50	1.126E-16	0.660	$0.602 \pm 0.053$
[SII]	6730.80	9.038E-17	0.530	$0.483 \pm 0.049$
[ArIV]	7170.60	3.612E-17	0.212	$0.190 \pm 0.076$
[ArIV]	7237.30	1.589E-17	0.093	$0.083 \pm 0.039$
[OII]	7319.90	4.779E-18	0.028	$0.025 \pm 0.035$
[OII]	7321.80	1.562E-17	0.092	$0.081 \pm 0.037$
Riga	$\lambda$	$f_\lambda$	$\frac{f_\lambda}{f_\beta}$	$\frac{F_\lambda}{F_\beta}$
[OII]	3727.40	9.087E-17	4.516	$5.623 \pm 1.588$
[OIII]	4363.20	2.780E-18	0.138	$0.153 \pm 0.110$
H $\beta$	4861.33	2.012E-17	1.000	$1.000 \pm 0.434$
[OIII]	4958.90	8.069E-17	4.010	$3.941 \pm 1.153$
[OIII]	5006.70	2.160E-16	10.736	$10.464 \pm 2.585$
[NII]	6548.10	1.232E-17	0.612	$0.501 \pm 0.196$
H $\alpha$	6562.85	7.044E-17	3.501	$2.859 \pm 0.757$
[NII]	6583.40	5.547E-17	2.757	$2.248 \pm 0.624$
[SII]	6716.50	2.212E-17	1.099	$0.886 \pm 0.919$
[SII]	6730.80	1.383E-17	0.687	$0.553 \pm 0.845$
[ArIV]	7170.60	4.480E-17	2.227	$1.721 \pm 0.582$



# Bibliografia

- Baldi, R. D. e A. Capetti (2008). «Recent star formation in nearby 3CR radio-galaxies from UV HST observations». In: *Astronomy & Astrophysics* 489, pp. 989–1002.
- Baldwin, J. A. (1977). «Luminosity Indicators in the Spectra of Quasi-Stellar Objects». In: *Astrophysical Journal* 214, pp. 679–684.
- Beckmann, Shrader(auth.) (2012). *Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH.
- Bennert, N. et al. (2002). «Size and Structure of the Narrow-Line Region of Quasars». In: *Astrophysical Journal* 574, pp. L105–L109.
- Buttiglione, S. et al. (2010). «An optical spectroscopic survey of the 3CR sample of radio galaxies with  $z < 0.3$ . II. Spectroscopic classes and accretion modes in radio-loud AGN». In: *Astronomy & Astrophysics* 509.
- Capetti, A. et al. (1996). «Radio Outflows and the Origin of the Narrow-Line Region in Seyfert Galaxies». In: *Astrophysical Journal* 469, p. 554.
- Cardelli, J. A., G. C. Clayton e J. S. Mathis (1989). «The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction». In: *Astrophysical Journal* 345, pp. 245–256.
- Dopita, M. A. et al. (2002). «Are the Narrow-Line Regions in Active Galaxies Dusty and Radiation Pressure Dominated?» In: *Astrophysical Journal* 572, pp. 753–761.
- Hardcastle, M. J., D. A. Evans e J. H. Croston (2009). «The active nuclei of  $z < 1.0$  3CRR radio sources». In: 396, pp. 1929–1952.
- Heckman, T. M. e P. N. Best (2014). «The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52, pp. 589–660.
- Kewley, L. J. et al. (2006). «The host galaxies and classification of active galactic nuclei». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 372, pp. 961–976.
- Mulchaey, J. S. et al. (1994). «Multiwavelength tests of the dusty torus model for Seyfert galaxies». In: *Astrophysical Journal* 436, pp. 586–598.

- Netzer, H. (2015). «Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 53, pp. 365–408.
- Osterbrock, D. E. (1989). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Penston, M. V. et al. (1990). «The extended narrow line region of NGC 4151. I - Emission line ratios and their implications». In: *Astronomy and Astrophysics* 236, pp. 53–62.
- Schlafly, E. F. e D. P. Finkbeiner (2011). «Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD». In: *Astrophysical Journal* 737, 103, p. 103.
- Schmitt, H. R. et al. (2003). «A Hubble Space Telescope Survey of Extended [O III]  $\lambda 5007$  Å Emission in a Far-Infrared-Selected Sample of Seyfert Galaxies: Results». In: *Astrophysical Journal* 597, pp. 768–779.
- Sikora, M. et al. (2009). «Constraining Emission Models of Luminous Blazar Sources». In: *Astrophysical Journal* 704, pp. 38–50.
- Sutherland, R. S. e M. A. Dopita (1993). «Cooling functions for low-density astrophysical plasmas». In: *Astrophysical Journal* 88, pp. 253–327.
- Taylor, A. R. et al. (1992). «VLBI observations of the X-ray binary LS I +61 deg 303». In: *Astrophysical Journal* 395, pp. 268–274.
- Tremblay, G. R. et al. (2009). «HST/ACS Emission Line Imaging of Low-redshift 3CR Radio Galaxies. I. The Data». In: *Astrophysical Journal* 183, pp. 278–294.
- Veilleux, S. e D. E. Osterbrock (1987). «Spectral classification of emission-line galaxies». In: *Astrophysical Journal* 63, pp. 295–310.
- Wilson, A. S. e Z. I. Tsvetanov (1994). «Ionization cones and radio ejecta in active galaxies». In: *Astrophysical Journal* 107, pp. 1227–1234.