



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Moti radiali nella Narrow Line Region delle galassie di Seyfert

Candidato:

Stefano Zebellin

Matricola 1081814

Relatore:

Dott. Stefano Ciroi

Correlatore:

Dott.ssa Valentina Cracco

Sommario

I profili asimmetrici delle righe di [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ e i loro spostamenti dalla lunghezza d'onda di laboratorio, osservati nella gran parte degli spettri dei Nuclei Galattici Attivi (AGN), sono da anni motivo studio. Queste righe provengono dalla Narrow Line Region (NLR) e secondo i modelli attuali sono causati da getti di gas caldo altamente ionizzato in moto radiale verso l'osservatore, tuttavia i meccanismi fisici alla base di tali moti sono ancora in fase di studio. In questa tesi è stato selezionato un campione di 455 spettri di Seyfert 1 e di Seyfert intermedie utilizzando l'archivio pubblico della Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Dopo aver fittato e sottratto da ogni spettro il continuo a legge di potenza, l'emissione del Fe II e la componente larga della riga $H\beta$ si è calcolata la velocità delle nubi della NLR a partire dalla posizione di [O III]. Successivamente sono state calcolate la massa del buco nero centrale, usando la larghezza e la luminosità della riga $H\beta$ e applicando il teorema del viriale, e la luminosità di Eddington. La misura della luminosità del continuo a 5100 \AA ha permesso inoltre di ricavare il rapporto di Eddington. Infine dal confronto con due survey radio si sono ricercate possibili correlazioni tra l'emissione radio e i moti radiali.

Nel primo capitolo di questo elaborato verrà spiegato che cos'è un AGN e verrà presentata un'introduzione storica sulle prime osservazioni. Verranno inoltre enunciati i criteri adottati per l'usuale classificazione e si dedicherà un capitolo a parte alle galassie di Seyfert che sono oggetto dello studio di questa tesi. Nel secondo capitolo verranno spiegati i processi fisici che generano gli spettri osservati e si presterà particolare attenzione alle righe di [O III] grazie alle quali vengono effettuate le misure di velocità. Nel terzo capitolo sarà spiegata nel dettaglio la procedura utilizzata per selezionare gli spettri dall'archivio della SDSS e si affronterà passo passo la loro analisi. Sempre in questo capitolo verranno calcolate le velocità radiali, le masse dei buchi neri supermassicci e i rapporti di Eddington. Tutte le quantità ottenute verranno infine messe a confronto con un campione di NLS1 e un campione di Seyfert 2 cercando analogie e differenze. Nell'ultimo capitolo verranno riportate le conclusioni alle quali si è giunti grazie a questo lavoro.

Indice

1	NUCLEI GALATTICI ATTIVI	5
1.1	La scoperta	5
1.2	Proprietà	6
1.3	Classificazione	6
1.4	Le galassie di Seyfert	9
1.5	Il modello unificato	11
2	FONDAMENTI DI SPETTROSCOPIA	13
2.1	Processi radiativi	13
2.1.1	Processi non termici	15
2.1.2	Emissione di corpo nero	17
2.2	Righe di emissione	18
2.3	Le righe di [O III]	22
2.4	Profili asimmetrici di [O III] negli AGN	24
3	ANALISI DEI DATI	27
3.1	Scopo del lavoro	27
3.2	Selezione del campione	28
3.3	Sottrazione del continuo a legge di potenza	30
3.4	Fit e sottrazione del ferro	34
3.5	Eliminazione degli spike	36
3.6	Sottrazione di $H\beta$	37
3.7	Fit delle righe di [O III]	41
3.8	Masse dei buchi neri e rapporti di Eddington	58
4	CONCLUSIONI	65

Capitolo 1

NUCLEI GALATTICI ATTIVI

1.1 La scoperta

I Nuclei Galattici Attivi (AGN) sono tra le più potenti sorgenti d'energia dell'universo. La prima descrizione di uno spettro ottico di AGN fu fatta da Fath (1908) che studiava la presenza di righe di assorbimento nello spettro di galassie molto brillanti, al tempo chiamate *spiral nebulae*. In particolare, Fath notò delle forti righe di emissione nella zona del nucleo di NGC1068, ad oggi considerata l'esempio classico di AGN. La prima classificazione sistematica, tuttavia, fu fatta da Seyfert nel 1943. Egli osservò un comportamento inusuale nelle regioni nucleari di sei galassie vicine, scoprendo nel loro spettro righe di emissione larghe e strette. Successivamente spettri simili ai primi oggetti di Seyfert furono identificati nei nuclei di diverse galassie, e questo generò un grande interesse e motivò la necessità di una classificazione. Nel 1963 Maarten Schmidt del California Institute of Technology si accorse che alcune radio sorgenti simili a stelle, come 3C 273 e 3C 48, che mostravano strane righe di emissione larghe, in realtà erano galassie ad alto redshift. Infatti Schmidt riconobbe nello spettro di 3C 273 quattro righe le cui caratteristiche ricordavano la serie di Balmer dell'idrogeno ($H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ e $H\epsilon$). La posizione delle righe della serie di Balmer implicava un redshift $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0.16$ (Schmidt, 1999). Poco dopo le stesse righe furono trovate anche nello spettro di 3C 48 che risultava avere un redshift di 0.37, il più grande mai misurato all'epoca. Queste galassie furono chiamate Quasar, acronimo per radio sorgenti quasi stellari (quasi stellar radio sources).

1.2 Proprietà

Affinché un oggetto sia considerato AGN deve possedere almeno una delle seguenti caratteristiche (Netzer, 1992):

- sorgente estremamente compatta;
- energia emessa molto grande, tra 10^{41} e 10^{47} erg s⁻¹;
- emissione continua su tutto lo spettro;
- intense righe di emissione, indicanti gas ionizzato da parte di un continuo non stellare;
- variabilità;
- elevata polarizzazione.

La presenza di una o più di queste proprietà nel nucleo di una galassia indica che il nucleo è attivo. La grande energia emessa dagli AGN proviene da una regione molto piccola e non risolta. Inoltre, l'emissione di un AGN si può estendere dal radio fino ai raggi X e γ , mentre una galassia normale presenta radiazione in un intervallo ristretto di frequenze. Gli AGN quindi hanno spettri molto diversi sia rispetto a quelli delle galassie normali, caratterizzati dagli assorbimenti dovuti alle stelle, sia da quelli delle galassie in cui è attiva la formazione stellare, caratterizzati da righe in emissione provenienti da gas a più basso grado di ionizzazione. La radiazione emessa dalla maggior parte degli AGN, sia sotto forma di continuo che di righe, può essere molto variabile su tempi scala che possono essere anche molto brevi, ed infine alcuni AGN come i Blazars possono avere emissione altamente polarizzata.

1.3 Classificazione

Variazioni di queste proprietà causano variazioni nelle tipologie degli spettri degli AGN e quindi una classificazione si rende necessaria. La prima caratteristica importante per la classificazione di un AGN è il rapporto tra il flusso radio (5 GHz) e il flusso ottico (banda B) (Urry e Padovani, 1995). Un rapporto maggiore di 10 tra radio e ottico porterà l'oggetto ad essere classificato come *radio-loud*, mentre un rapporto inferiore lo farà classificare come *radio-quiet*. Gli AGN radio-quiet si suddividono in: galassie di Seyfert

1, galassie di Seyfert 2, LINER (Low Ionization Nuclear Emission Regions), QSO (Quasi Stellar Object) e NLS1 (Narrow-Line Seyfert 1).

Le Seyfert 1 hanno una luminosità relativamente bassa e per questo motivo sono visibili maggiormente a basso redshift, dove la galassia ospite può essere risolta. Lo spettro è dominato dal continuo non termico, le righe permesse sono larghe, con FWHM (Full Width at Half Maximum) $\sim 10^4$ km s⁻¹, mentre le righe proibite sono strette (FWHM $< 10^3$ km s⁻¹) (Antonucci, 1993). Le galassie Seyfert 2 invece presentano nuclei con continuo non-termico molto debole o assente, le righe di emissione sia permesse che proibite sono molto intense, strette e non presentano variabilità (Lawrence, 1987).

I QSO hanno una luminosità più elevata e sono rilevabili fino a grandi distanze. QSO e Seyfert 1 hanno delle caratteristiche in comune, infatti mostrano entrambe un forte continuo di origine non stellare compreso tra il lontano infrarosso (FIR) e i raggi X, bassa polarizzazione, variabilità e forti righe di emissione (Lawrence, 1987).

I LINER sono gli AGN meno luminosi ($< 10^{41}$ erg s⁻¹), le loro righe di emissione più intense sono di bassa ionizzazione e leggermente più strette (200-400 km s⁻¹) rispetto a quelle delle galassie di Seyfert (Netzer, 1992).

Infine le Narrow-Line Seyfert 1 (NLS1) sono caratterizzate da un continuo con un profilo più ripido rispetto alle normali Seyfert 1, presentano righe di emissione di Fe II molto intense, [Fe VII] $\lambda 6087$ e [Fe X] $\lambda 6375$ tipiche delle Seyfert 1, il rapporto fra i flussi delle righe [O III] $\lambda 5007$ e H β è minore di 3 come nelle Seyfert 1, tuttavia presentano righe permesse solo leggermente più larghe ($\sim 1000 - 2000$ km sec⁻¹) rispetto alle proibite (Boller et al., 1996).

Anche gli AGN radio-loud possono essere suddivisi in una classificazione analoga a quella usata per quelli radio-quiet: la controparte delle Seyfert 1 e dei QSO sono le Broad Line Radio Galaxies (BLRG) (bassa luminosità) e i radio quasars (elevata luminosità); la controparte delle Seyfert 2 invece sono le Narrow Line Radio Galaxies (NLRG). Le NLRG a loro volta si suddividono nelle Fanaroff-Riley di tipo I e II (FR I e FR II) (Urry e Padovani, 1995). Esiste infine un altro tipo di AGN radio-loud chiamati Blazars. Questi oggetti sono caratterizzati da forte variabilità, alta polarizzazione, continuo intenso e moti superluminali. Uno schema riassuntivo della classificazione è riportato in figura 1.1, mentre in figura 1.2 vengono mostrati gli spettri delle varie categorie nell'intervallo di lunghezze d'onda del visibile.

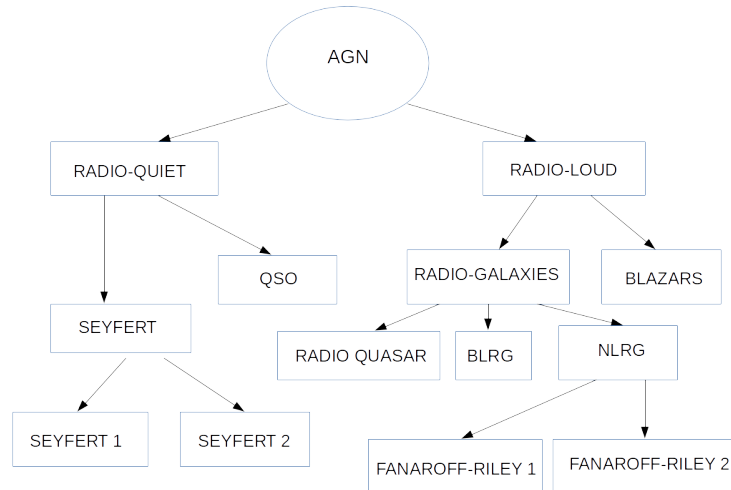


Figura 1.1: Schema riassuntivo della classificazione degli AGN.

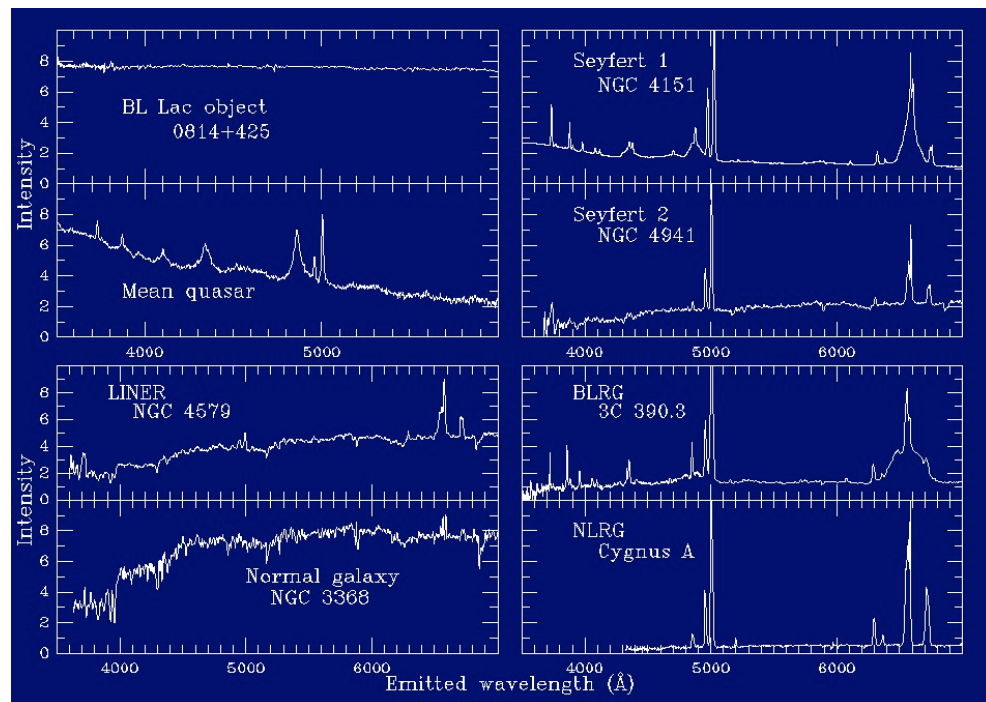


Figura 1.2: Spettri di AGN di tipologia differente a confronto.

1.4 Le galassie di Seyfert

Le galassie di Seyfert sono il tipo più vicino e quindi più studiato di AGN. Si distinguono dai QSO in base alla definizione di Schmidt e Green (1983) che fissa il limite per la magnitudine assoluta a $M_B = -23$. I primi oggetti classificati come Seyfert furono trovati dallo studio condotto da Carl Seyfert nel 1943. Successive osservazioni portarono alla divisione nelle due classi Seyfert 1 e Seyfert 2. Nelle Seyfert 1 si osservano righe permesse molto larghe con FWHM tra 1000 e 10000 km s⁻¹, mentre nelle Seyfert 2 queste righe sono molto più strette con larghezze al massimo di 1000 km s⁻¹. Le righe proibite invece sono strette ed osservabili in entrambi in casi. La sottoclassificazione tra Seyfert 1 e Seyfert 2 negli anni è stata migliorata ulteriormente introducendo delle tipologie intermedie 1.2, 1.5, 1.8 e 1.9. Queste tipologie intermedie mostrano righe permesse con profilo composito dato da una riga stretta più una riga larga e con intensità decrescente della componente larga andando da 1.2 a 1.9. In figura 1.3 viene mostrato il passaggio e le differenze tra Seyfert 1, Seyfert intermedie e Seyfert 2. Secondo il modello attuale, chiamato modello unificato, si ritiene che le righe strette siano emesse dalla *Narrow Line Region* (NLR), una regione di gas a bassa densità, in cui le transizioni spontanee dominano sulle diseccitazioni collisionali e la velocità della nubi è bassa. Tipici valori per la NLR sono: temperatura elettronica $T_e \sim 10^4$ K, densità elettronica $N_e \sim 10^4$ cm⁻³, dimensioni medie $r \sim 0.1 - 1$ kpc, massa media $M \sim 10^6 M_\odot$. Questi valori derivano da stime della luminosità di H β , che risulta proporzionale alla densità di elettroni e protoni per unità di volume, ad un coefficiente che dipende dalle righe di emissione e dalla temperatura del gas, al volume totale del gas ionizzato e alla frazione di volume occupata dalla materia emittente, detta “filling factor”. Le righe larghe invece sono emesse in una regione con alta densità elettronica, la *Broad Line Region* (BLR), in cui le nubi di gas hanno un’alta velocità e tutte le righe proibite non sono osservabili a causa delle diseccitazioni collisionali. Tipici valori per la BLR sono: $T_e \sim 10^4$ K, $N_e \sim 10^{9.5}$ cm⁻³, $M \sim 30 - 40 M_\odot$, $r \sim 3 \cdot 10^{-2}$ pc (Osterbrock, 1989).

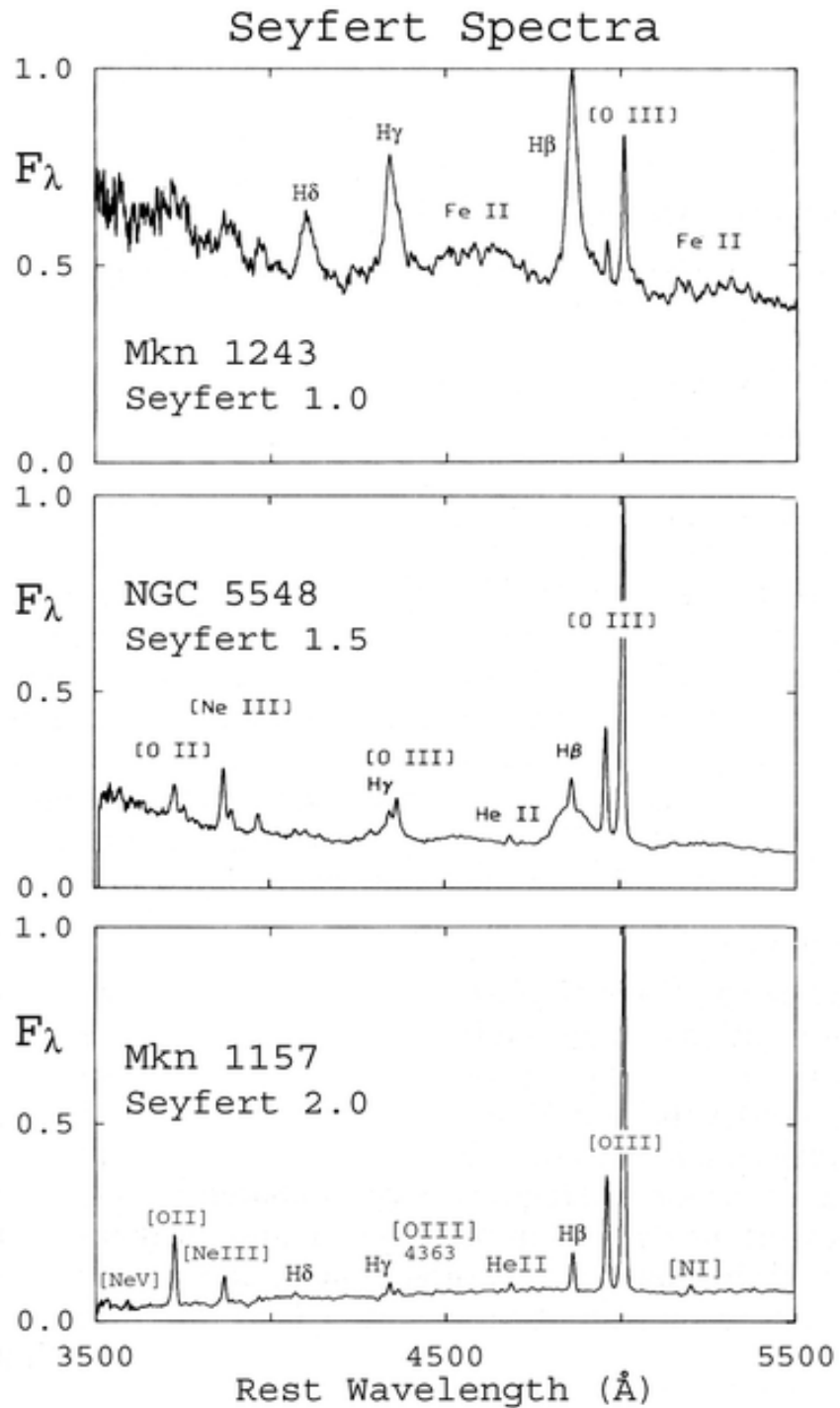


Figura 1.3: Confronto tra una Seyfert 1 (in alto), una Seyfert 1.5 (in mezzo) e una Seyfert 2 (in basso). Come si può notare le componenti larghe diminuiscono di intensità e sono assenti nelle Seyfert 2.

1.5 Il modello unificato

Il modello unificato è un tentativo di spiegare le proprietà degli AGN. Secondo la teoria attuale tutti gli AGN sono oggetti analoghi e le differenze osservative dipendono semplicemente dall'angolo di osservazione. Un AGN può arrivare a produrre anche 100 volte la luminosità di una galassia normale, in una minuscola frazione di spazio (~ 100 UA). Attualmente l'unico modo per spiegare una così elevata produzione di energia è un disco di accrescimento intorno ad un buco nero super-massiccio. Il potenziale gravitazionale del buco nero risulta quindi il principale responsabile della luminosità degli AGN: la materia cadendo nel buco nero forma un disco di accrescimento e perde momento angolare tramite attriti viscosi e moti turbolenti; l'energia persa viene emessa sotto forma di fotoni nell'ultravioletto (UV), soft X e hard X. Tale disco è circondato dalla BLR, le cui dimensioni sono piccole (come visto prima), in genere inferiori al parsec. La BLR e il disco di accrescimento sono circondati da una struttura polverosa simmetrica, presumibilmente con una forma toroidale, con un raggio interno dell'ordine del parsec (il raggio esterno si ritiene raggiunga anche i 100 pc). Lungo le direzioni polari la radiazione emessa dal disco di accrescimento irradia il gas nella galassia ospite e crea la NLR. Le righe strette sono prodotte in quest'ultima regione composta da nubi di gas a bassa densità che si muovono lentamente su scale maggiori del toro oscurante. A seconda dell'orientazione della nostra linea di vista, il disco di accrescimento e la BLR possono essere visti direttamente (Seyfert 1) od essere oscurati dalle polveri del toro (Seyfert 2), mentre la NLR risulta osservabile in entrambi i casi. L'emissione lungo i poli di particelle ad alta energia forma getti radio molto collimati, il cui plasma si muove a velocità elevatissima verso l'esterno, irradiando in modo relativistico lungo la direzione del getto. Nel caso estremo in cui la linea di vista cada all'interno del getto, l'oggetto in questione appare come un Blazar. Un passo importante che ha portato al modello unificato è stato la scoperta, da parte di Antonucci e Miller (1985), che la Seyfert 2 NGC 1068 osservata in luce polarizzata aveva lo spettro di una Seyfert 1, con $H\beta$ larga e Fe II. Fu il primo caso di BLR nascosta, la cui radiazione era invisibile direttamente, ma riusciva ad arrivare a noi tramite lo scattering di elettroni liberi al di sotto e al di sopra del toro oscurante. In figura 1.4 viene presentata la struttura di un AGN così come previsto dal modello unificato.

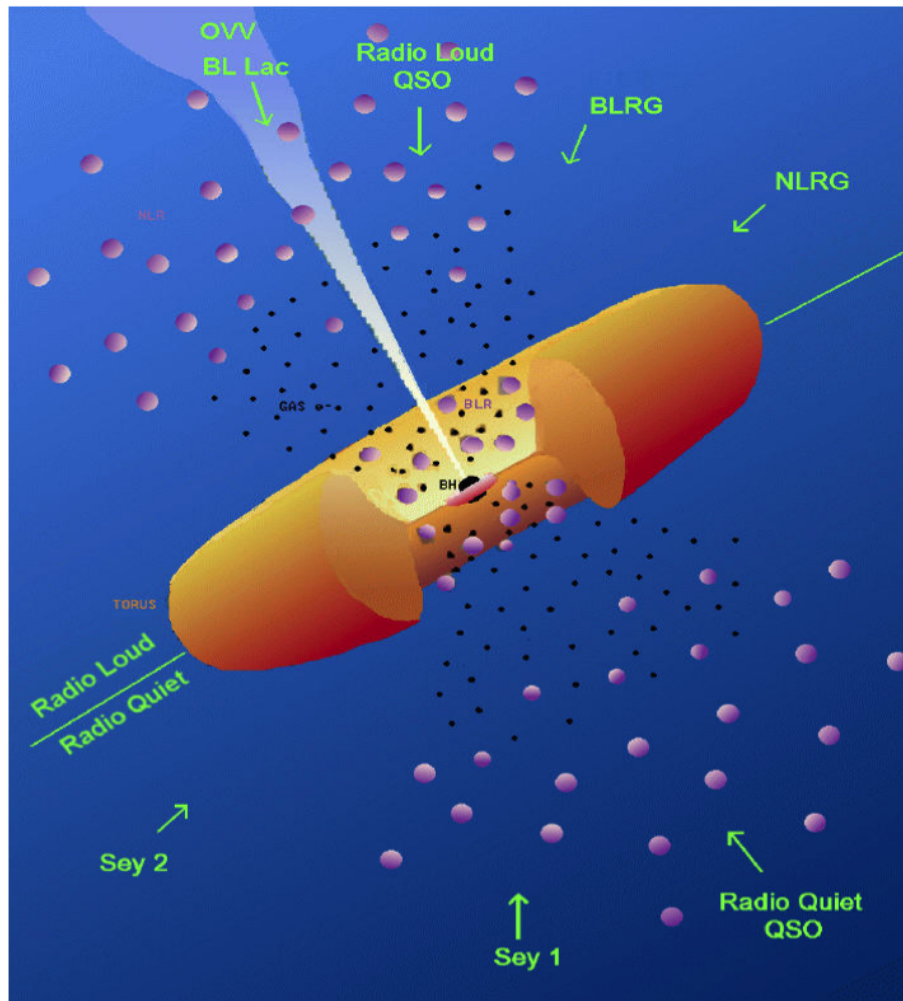


Figura 1.4: Schema che descrive il modello unificato degli AGN. Al variare dell'angolo di vista dell'osservatore rispetto all'asse del toro di gas e polveri, varia la classificazione spettrale degli AGN.

Capitolo 2

FONDAMENTI DI SPETTROSCOPIA

2.1 Processi radiativi

Le righe di emissione di un elemento chimico sono l'insieme delle frequenze di transizione elettromagnetica emessa dagli elettroni quando questi compiono una transizione da uno stato ad energia maggiore ad uno stato ad energia minore. Per ogni transizione, l'energia del fotone emesso è uguale alla differenza energetica degli stati iniziale e finale. Ricordando le note relazioni è possibile legare energia e lunghezze d'onda:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

dove c è la velocità della luce, ν è la frequenza e h è la costante di Planck.

Dal momento che in ogni atomo vi sono numerose transizioni possibili, l'insieme dei fotoni di diverse frequenze emessi dall'elemento ne costituisce lo spettro. Lo spettro è unico e varia da elemento a elemento, in figura 2.1 possiamo vedere un confronto nel visibile tra il tipico spettro dell'idrogeno e lo spettro del ferro.

Nell'universo è frequente trovare sorgenti in grado di ionizzare nubi di idrogeno. Perché questo accada occorre che la lunghezza d'onda del fotone emesso sia inferiore al limite di Lyman ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$). Il fotone infatti deve avere l'energia sufficiente per scalzare l'elettrone dell'idrogeno dal livello fondamentale. Gli AGN sono una sorgente di questo tipo, infatti la radiazione emessa dal disco di accrescimento sul buco nero super massiccio è in grado

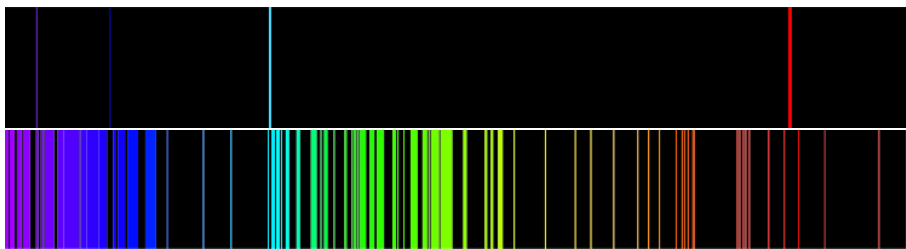


Figura 2.1: Spettro d'emissione nel visibile dell'idrogeno (sopra) e del ferro (sotto). Come si può notare la presenza di più elettroni e di conseguenza di più transizioni rende lo spettro più ricco e complicato.

di emettere fotoni con piccola lunghezza d'onda. L'elevata energia permette di ionizzare la nube circostante per centinaia di parsec dal centro. I fotoni tuttavia non si limitano alla ionizzazione, ma riscaldano anche il gas fornendo energia cinetica agli elettroni liberati. Ciò che permette di contraddistinguere gli AGN da nebulose fotoionizzate da stelle è la diversa forma del continuo e l'elevato grado di ionizzazione degli elementi più pesanti dell'idrogeno. Per ionizzare l'elio ad esempio occorrono fotoni con un lunghezza d'onda $\lambda \leq 504 \text{ \AA}$, cioè con energia $E > 24.6 \text{ eV}$. In tabella 2.1 vengono presentate le energie di ionizzazione per alcuni atomi.

Lo spettro tipico del continuo degli AGN è in prima approssimazione una legge di potenza:

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$$

dove l'indice α varia a seconda dell'intervallo delle lunghezze d'onda. Secondo la teoria attuale si ritiene che il continuo osservato sia il prodotto della sovrapposizione di processi termici (emissione del disco di accrescimento in ottico e UV e ri-emissione delle polveri del toro nell'infrarosso), e da processi non termici in cui la distribuzione delle particelle non è Maxwelliana; in questi ultimi sono coinvolti fotoni ad alta energia ed elettroni relativistici. Tra i processi non termici risultano particolarmente importanti:

- Emissione di sincrotrone (dominante negli AGN radio-loud)
- Scattering Compton
- Scattering Compton inverso
- Produzioni di coppie

Energie di ionizzazione in eV					
	I	II	III	IV	V
H	13.6				
He	24.6	54			
C	11.3	24.4	47.9	64.5	392.1
N	14.5	29.6	47.4	77.4	97.9
O	13.6	35.1	54.9	77.4	113.0
Ne	21.5	40.9	63.4	91.1	126.2
Mg	7.6	15.0	80.1	109.3	141.3
Si	8.1	16.3	33.5	45.1	116.8
S	10.4	23.3	34.8	47.3	72.7
Ar	15.8	27.6	40.7	59.8	75.0
Fe	7.9	16.2	30.6	54.8	74.9

Tabella 2.1: Energie di ionizzazione in unità di eV dei principali atomi, le cui righe in emissione sono presenti negli spettri degli AGN.

2.1.1 Processi non termici

Quando una particella carica è in moto in un campo magnetico, si ha l'emissione di ciclotrone. La frequenza caratteristica di questa emissione risulta essere pari a:

$$\nu_{ciclotrone} = \frac{qB}{2\pi mc}$$

dove q e m sono la carica elettrica e la massa della particella, c è la velocità della luce e B è il campo magnetico. Tale emissione cambia radicalmente natura se la particella che emette diventa relativistica, a causa delle trasformazioni di Lorentz che operano rispetto ad un osservatore a riposo. In questo caso si ha emissione di sincrotrone. La radiazione di sincrotrone negli AGN, altamente polarizzata, è prodotta da elettroni relativistici che si muovono all'interno di intensi campi magnetici. Questa emissione dominante negli AGN radio-loud produce un continuo caratteristico che si estende fino alle energie dei raggi X e gamma. L'energia totale della particella per l'osservatore sarà $E = \gamma mc^2$ con γ fattore di Lorentz. La frequenza caratteristica dell'emissione di sincrotrone dipenderà fortemente dall'energia della particella emittente, questa forte dipendenza è dovuta alla distribuzione angolare della radiazione emessa da una particella relativistica. Nel sistema dell'osservatore

la radiazione è vista essere emessa con angolo piccolo e circa eguale a $\alpha \sim \frac{1}{\gamma}$: maggiore è l'energia della particella, più piccolo è l'angolo d'emissione. Più piccolo è α , più breve sarà il tempo d'illuminamento dell'osservatore da parte della particella durante la sua orbita circolare, più breve quindi il periodo d'emissione e più elevata infine la frequenza caratteristica. Si usa definire inoltre una frequenza critica in cui sarà piccata l'emissione di una singola particella. In figura 2.2 viene mostrato lo spettro di emissione di sincrotrone di una singola particella, il picco si ha in corrispondenza della frequenza critica

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_{\text{sincrotrone}}$$

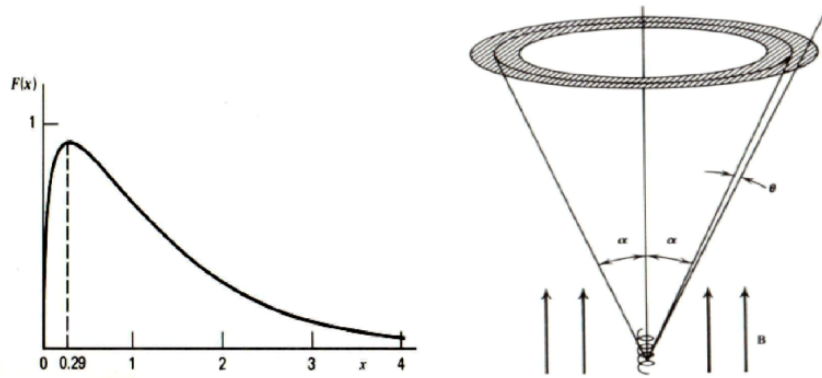


Figura 2.2: Spettro d'emissione della singola particella a sinistra, dove x è il rapporto tra ν_c e ν (a sinistra), e cono di emissione (destra).

In conseguenza della geometria dell'emissione, l'emissione di sincrotrone risulta polarizzata in modo lineare lungo la direzione del vettore velocità (ossia lungo il cono). Se la distribuzione d'energia ϵ delle particelle segue la legge di potenza allora l'emissione di sincrotrone è pure a legge di potenza con indice spettrale $\alpha_r = \frac{p-1}{2}$ dove p è l'indice in energia con valori tipici tra 2 e 3.

Lo scattering Compton avviene quando fotoni ad alta energia perdono energia in favore di elettroni a bassa energia. Questo fenomeno è importante nelle regioni vicine al nucleo degli AGN dove gli elettroni sono esposti a un campo di fotoni ad alta energia. Lo scattering Compton è responsabile di una parte dell'emissione X.

Lo scattering Compton inverso ha luogo quando un elettrone ad alta energia interagisce con un fotone e gli rilascia parte della sua energia. Questo fenomeno è probabilmente all'origine del flusso X e γ , i fotoni emessi per radiazione di sincrotrone infatti subiscono lo scattering compton inverso da parte degli elettroni relativistici e producono la radiazione dall'X fino al γ .

Infine la produzione di coppie avviene quando un fotone con energia molto elevata ($E > 1024$ keV) interagendo con il campo di un nucleo o con un altro fotone produce una coppia elettrone-positrone. Questo fenomeno è abbastanza raro ma diventa importante nella regione dello spettro compresa tra l'emissione X e gamma.

2.1.2 Emissione di corpo nero

Oltre ai processi fin qui esposti, nello spettro di un AGN saranno presenti le emissioni termiche o di corpo nero dal disco di accrescimento, dalle polveri del toro e dalle stelle della galassia ospite. La predominanza di una o dell'altra componente definirà la forma finale dello spettro. In condizioni di equilibrio termodinamico gli atomi del corpo nero emettono il caratteristico spettro:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2(\exp(\frac{h\nu}{k_bT}) - 1)}$$

dove h è la costante di Plank, c è la velocità della luce, k_b è la costante di Boltzmann e T è la temperatura espressa in gradi Kelvin. Se siamo in una regione dello spettro per cui $\frac{h\nu}{k_bT} \ll 1$ (approssimazione di Rayleigh-Jeans), l'esponenziale può essere espanso nella forma $e^{\frac{h\nu}{k_bT}} \sim 1 + \frac{h\nu}{k_bT}$, quindi l'equazione del corpo nero diventa:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2(\frac{h\nu}{k_bT})} = \frac{2k_bT\nu^2}{c^2}$$

Ad alte energie invece, dove $\frac{h\nu}{k_bT} \gg 1$ possiamo approssimare $e^{\frac{h\nu}{k_bT}} - 1 \sim e^{\frac{h\nu}{k_bT}}$ (approssimazione di Wien). In questo modo l'espressione matematica della radiazione di corpo nero diventa:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 e^{\frac{h\nu}{k_bT}}}$$

Quanto detto sarà vero solo in prima approssimazione, infatti non si ha quasi mai a che fare con corpi neri perfetti in quanto le polveri assorbono nella regione UV ma non emettono come corpi neri avendo una riflettività maggiore di zero.

2.2 Righe di emissione

A causa della loro distanza, negli AGN non è possibile separare l'emissione del gas ionizzato circostante la sorgente centrale, dall'emissione della sorgente stessa. Per questo motivo lo spettro del gas risulterà sovrapposto al continuo discusso nel paragrafo precedente. Le righe di emissione si possono dividere in due gruppi: righe di ricombinazione e righe di eccitazione collisionale. Le righe di ricombinazione sono prodotte quando un elettrone si ricombina con uno ione ad un livello eccitato. Dal livello eccitato l'elettrone decade poi in fasi successive fino allo stato fondamentale e ad ogni salto tra livelli emette un fotone che contribuisce alla riga corrispondente. L'insieme dei salti energetici della ricombinazione è chiamato cascata e produce le righe permesse dello ione o dell'atomo in questione. In figura 2.3 sono mostrate come esempio le transizioni responsabili delle righe osservate dell'idrogeno. Se consideriamo un livello energetico n di un atomo (o di uno ione), la ricombinazione ha luogo con una certa frequenza per unità di volume e di tempo:

$$\alpha_{rec}(n)N_eN_p$$

dove N_e è la densità numerica degli elettroni, N_p è la densità numerica degli ioni ricombinati e $\alpha_{rec}(n)$ è il coefficiente di ricombinazione per il livello n che è funzione della sezione d'urto di ricombinazione per un elettrone con velocità v e della temperatura ($\propto T^{-\frac{1}{2}}$). Se assumiamo che la fotoionizzazione abbia luogo partendo solo dallo stato fondamentale e non vi siano eccitazioni collisionali, l'equazione di equilibrio sarà dunque:

$$\alpha_{rec}(n)N_eN_p + \sum_{m(m>n)} N_m A_{mn} = N_n \sum_{m(m<n)} A_{nm}$$

dove A_{mn} è il coefficiente di probabilità di transizione dal livello m al livello n , N_m è la popolazione del livello m , A_{nm} è il coefficiente di probabilità di transizione dal livello n al livello m e N_n è la popolazione del livello

n. Combinando l'equazione di Saha e l'equazione di Boltzmann¹ si trova che $N_n \propto T^{-\frac{3}{2}} N_e N_p$; sostituendo nell'equazione di equilibrio precedente e risolvendo si può ottenere l'intensità teorica della riga corrispondente alla transizione tra i livelli m ed n :

$$I_{nm} = \frac{h\nu}{4\pi} \alpha_{nm}^{eff} N_e N_p$$

Le varie righe di questo tipo osservate nello spettro corrisponderanno dunque a diversi salti possibili tra i livelli energetici dell'atomo in questione, per esempio nel caso dell'idrogeno per emissioni che avvengono ad una temperatura di 10^4 K si ottiene:

$$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}} = 2.87 \quad \frac{I_{H\gamma}}{I_{H\beta}} = 0.46$$

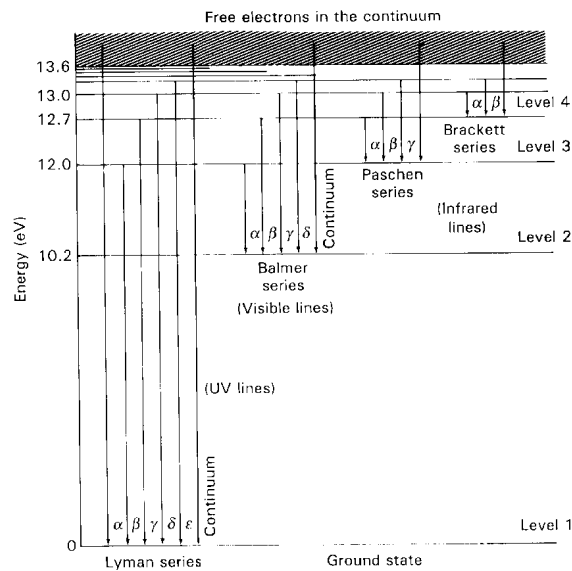


Figura 2.3: Diagramma per i livelli energetici dell'idrogeno (Robson, 1996).

¹Equazione di Boltzmann opportunamente modificata per le deviazioni dall'equilibrio termodinamico

Le righe di eccitazione collisionale invece hanno un'origine diversa, un atomo o uno ione possono portarsi in uno stato eccitato per urti (quasi sempre con elettroni). In questo modo possono manifestarsi le righe proibite che sono originate da salti tra i livelli energetici non permessi dalle regole di selezione della meccanica quantistica ($\Delta L = \pm 1$ e $\Delta m = 0$). Queste righe non possono essere osservate in normali condizioni di laboratorio in quanto le densità sono troppo alte. La non osservabilità di queste righe ne spiega anche il loro nome: *righe proibite*. Infatti la probabilità di transizione spontanea dei salti che danno origine alle righe proibite sarà molto bassa; per dare un'idea dei diversi ordini di grandezza una transizione proibita avrà un coefficiente di transizione $A_{ij} \approx 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ mentre una transizione permessa avrà $A_{ij} \approx 10^8 \text{ sec}^{-1}$. Per questo motivo, una volta creato, lo stato eccitato vivrà a lungo prima di decadere e perciò la densità giocherà un ruolo chiave nell'osservazione di tali righe. In un laboratorio sulla Terra le densità sono troppo elevate e una volta creato lo stato eccitato subirà altri urti ed interazioni prima di decadere rendendo in questo modo impossibile l'osservazione della riga corrispondente. Ci deve essere quindi un intervallo di densità tale da rendere possibile l'urto iniziale e la creazione dello stato eccitato senza poi avere altre interazioni prima del decadimento, ovvero densità basse ma non troppo. Consideriamo ora una transizione proibita tra due livelli i e j (con $i > j$) e assumiamo che vi possa essere diseccitazione anche tramite collisioni, l'equazione dell'equilibrio statistico sarà data da:

$$N_i A_{ij} + N_i N_e Q_{ij} = N_j N_e Q_{ji}$$

dove Q_{ij} e Q_{ji} , che sono rispettivamente i coefficienti di eccitazione e diseccitazione collisionale, sono funzione della sezione d'urto collisionale e della velocità degli elettroni. Risolvendo l'equazione per N_i e usando l'equazione di Boltzmann possiamo ottenere l'intensità delle righe proibite:

$$I_{ij} = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} \frac{g_i}{g_j} \frac{A_{ij} X N_e}{\frac{A_{ij}}{N_e Q_{ij}} + 1}$$

dove g_i e g_j sono il peso statistico per i livelli i e j , X è una costante e $\frac{A_{ij}}{Q_{ij}}$ è chiamata densità critica N_c . Quando $N_e \ll N_c \Rightarrow I_{ij} \propto N_e^2$ come per le righe di ricombinazione permesse², mentre quando $N_e \gg N_c \Rightarrow I_{ij} \propto N_e$

²Nell'approssimazione $N_e = N_p$

cioè le righe proibite sono dominate dalle righe di ricombinazione (Rafanelli, 1994). Le righe tipiche osservabili in uno spettro AGN sono mostrate in figura 2.4. Per comprendere la teoria alla base di queste transizioni e dare stime precise delle ampiezze di transizione occorre considerare correzioni relativistiche e correzioni dovute all'operatore di dipolo magnetico. Conti precisi per le transizioni proibite degli atomi con sequenza isoelettronica dell'ossigeno e del carbonio furono fatti verso la fine degli anni 90 (Galavís et al., 1997). La sequenza degli ioni dell'ossigeno viene descritta in 12 possibili configurazioni base usando gli orbitali 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4p e 4f. L'Hamiltoniana descrivente il sistema incorpora l'interazione di Coulomb tra gli elettroni e la correzione relativistica di Breit-Pauli (Eissner et al. 1974). Quest'ultima include le interazioni one-body e two-body dell'interazione fine spin-orbita spin-spin, etc. Galavís nel suo lavoro incluse inoltre un ulteriore termine per la correzione termica (TEC), questo termine serviva per aggiustare empiricamente il valore teorico con le osservazioni.

In figura 2.4 sono riportate le righe tipiche degli AGN.

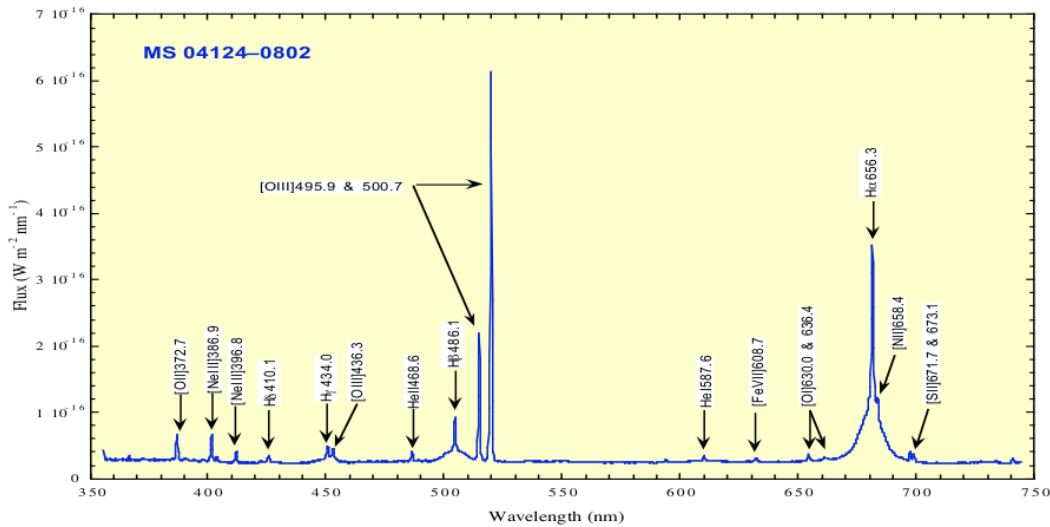


Figura 2.4: Righe di emissione tipiche degli AGN.

2.3 Le righe di [O III]

Le righe di [O III] a 4959 e 5007 Å sono un doppietto dell'ossigeno ionizzato due volte e sono dovute alle transizioni: $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ e $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ (figura 2.5). Sono righe proibite che si possono ritrovare in determinate condizioni di bassa densità tipiche degli AGN o delle nebulose. La non osservabilità di tali transizioni in normali condizioni di laboratorio comporta che tutte le proprietà fisiche siano ricavate da stime teoriche e alcune apparenti incongruenze con le osservazioni sono state motivo di dibattiti per lunghi anni. Ad esempio negli anni '80 il rapporto teorico dei flussi delle due righe era fissato a 2.88 (Nussbaumer e Storey 1981), ma molte osservazioni su spettri con rapporto segnale-rumore (S/N) molto elevato evidenziavano un valore maggiore. Spesso la discrepanza tra valore teorico e sperimentale veniva usata per dimostrare la non linearità nel conteggio dei fotoni (e.g. Peimbert e Torres-Peimbert 1987), tuttavia già nel 1985 Rosa suggerì un valore maggiore rispetto a quanto comunemente accettato pari a 3.03 ± 0.03 . Il netto miglioramento nella tecnologia dei CCD permise di confermare che effettivamente il valore doveva essere più alto e arrivarono nuove stime del rapporto: 3.17 ± 0.04 (Iye, Ulrich e Peimbert 1987) e 3.00 ± 0.08 (Leisy e Dennefeld 1986). Le transizioni degli ioni della serie del carbonio e dell'ossigeno in prima approssimazione sono dovute dalla radiazione di dipolo magnetico, ma per essere precisi bisogna considerare anche le piccole correzioni dovute al quadrupolo. L'usuale forma per il dipolo magnetico M è data da:

$$M = L + 2S$$

dove L è l'operatore associato al momento angolare totale e S allo spin. Questo operatore M gode della proprietà per cui i suoi elementi di matrice sono non nulli solo nelle transizioni in cui SL è il medesimo. Con questo operatore si può dimostrare che nel caso dell'[O III] in esame il rapporto tra l'intensità S delle righe dovute alle transizioni $^1D_2 - ^3P_2$ e $^1D_2 - ^3P_1$, nel limite dell'accoppiamento LS dove tutte le interazioni magnetiche sono trascurabili, è uguale a:

$$\frac{S(^1D_2 - ^3P_2)}{S(^1D_2 - ^3P_1)} = 3$$

La probabilità di transizione è data da:

$$\frac{A(^1D_2 - ^3P_2)}{A(^1D_2 - ^3P_1)} = 3 \frac{E(^1D_2 - ^3P_2)}{E(^1D_2 - ^3P_1)}$$

dove E è l'energia della riga. La differenza in energia tra le due transizioni dipende dalla struttura fine dell'orbitale 3P. Nel caso specifico di [O III] $E(^1D_2 - ^3P_2) = 19967 \text{ cm}^{-1}$ e $E(^1D_2 - ^3P_1) = 20160 \text{ cm}^{-1}$ (Edlean 1983, 1985). Ottenendo un valore ~ 2.915 . Per migliorare la stima è necessario introdurre le correzioni di quadrupolo:

$$M1' = \sum_{j=1}^N M(j) + \sum_{i=1}^N \sum_{j<1} M(ij)$$

In cui M(j) contiene l'operatore one-body di dipolo magnetico al primo ordine più correzioni al secondo ordine (α^2), M_{ij} contiene l'operatore two-body anch'esso al secondo ordine α^2 , con α costante di struttura fine. Questa ulteriore correzione porta il rapporto tra le probabilità di transizione a 3.01, che implica un rapporto di intensità pari a 2.98 decisamente migliore rispetto alle vecchie stime che non tenevano conto della correzione di quadrupolo.

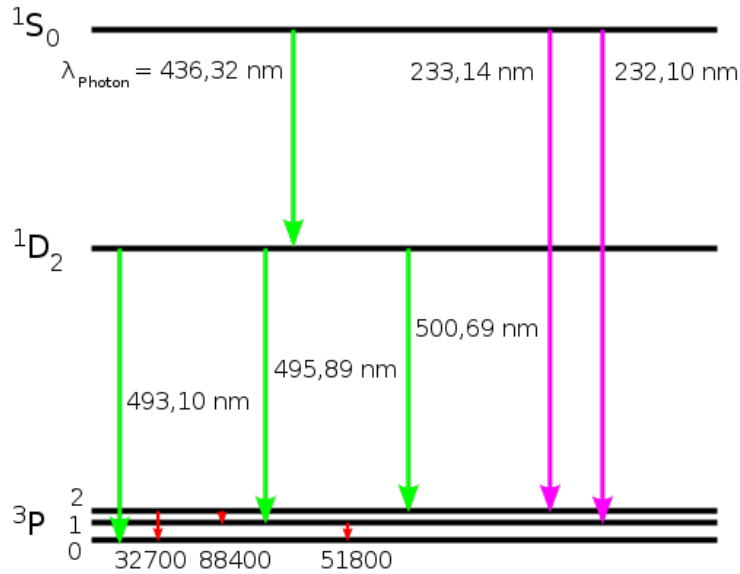


Figura 2.5: Transizioni possibili per [O III]. In verde le righe presenti nel visibile, in magenta quelle in ultravioletto e in rosso quelle in infrarosso.

2.4 Profili asimmetrici di [O III] negli AGN

Nella maggior parte degli AGN, sia di tipo 1 che di tipo 2, il profilo delle righe di [O III] presenta una visibile asimmetria. Questa asimmetria è dovuta alla sovrapposizione fra una componente larga (FWHM $\sim 500\text{-}800 \text{ km s}^{-1}$), spostata generalmente verso il blu e chiamata *wing*, e una componente stretta (FWHM $\sim 200\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$), quasi sempre comovente con la galassia ospite e chiamata *core* (Heckman et al., 1981; Véron-Cetty, 2001). L'osservazione e la quantificazione di tale asimmetria può fornire informazioni sulla cinematica della NLR dalla quale le righe di [O III] vengono emesse. Esistono ad oggi due modelli che possono spiegare lo spostamento verso il blu osservato:

- modello *outflow*;
- modello *infall*.

Nei modelli *outflow* si suppone che le righe di emissione siano prodotte da gas, mescolato a polveri, in moto radiale nel verso dell'osservatore e a velocità dell'ordine di centinaia di km s^{-1} . Il gas in movimento nella direzione opposta all'osservatore, che dovrebbe mostrare uno spostamento verso il rosso, nella maggior parte dei casi non compare perché assorbito dalle polveri. Il risultato finale sarà dunque un profilo della riga asimmetrico verso il blu.

Nei modelli *infall* si pensa che la NLR sia composta da nubi piccole e polverose in caduta libera in un mezzo relativamente trasparente. Se, a causa delle polveri, ogni nube è ionizzata solo dal lato rivolto verso il nucleo e se il *covering factor* è minore di uno (affinché le nubi più lontane non siano oscurate da quelle più vicine) il risultato finale è una asimmetria della riga verso il blu.

Oggi si preferisce il modello *outflow* al modello *infall*, infatti il primo è più in accordo con le osservazioni rispetto al secondo. Misure e osservazioni delle righe di H I in galassie di Seyfert (Heckman, Balick e Sullivan, 1978) hanno mostrato tutto uno spostamento verso il blu di circa 100 km s^{-1} rispetto alla velocità di recessione della galassia. Se queste velocità sono rappresentative delle velocità caratteristiche della NLR è ragionevole pensare che il materiale che assorbe la radiazione sia gas neutro che insieme al gas ionizzato si sta allontanando dal nucleo. Un'altra argomentazione contro il modello *infall* è che il materiale in caduta libera deve avere per forza un momento angolare maggiore rispetto al gas circostante. Questo eccesso di momento angolare dovrà essere dissipato lentamente nel disco di accrescimento e le velocità

osservate di centinaia di km s^{-1} sarebbero difficilmente spiegabili. Per poter spiegare velocità così elevate si deve ricorrere a potenziali gravitazionali asimmetrici che tuttavia non sono osservati nelle galassie ospiti delle Seyfert.

Attraverso la misura delle velocità radiali della riga di [O III] $\lambda 5007$ rispetto alle velocità della riga $\text{H}\beta$, effettuata su un campione di circa 200 AGN a basso redshift, Zamanov et al. (2002) hanno identificato 7 oggetti, che mostravano uno spostamento verso il blu della componente *core* o comunque del profilo globale della riga superiore a 250 km s^{-1} . Questo *blueshift* era sempre accompagnato da uno spostamento sistematico verso il blu delle righe larghe della BLR. Le galassie che mostravano questo effetto furono chiamate *Blue Outliers* da Zamanov et al. e, data la relazione fra moti radiali concomitanti nella NLR e nella BLR, questo fenomeno di blueshift fu attribuito ad un meccanismo di *outflow* che avveniva nella parte più interna della NLR e molto probabilmente originava dalla BLR.

Negli anni successivi molti autori si sono dedicati all'argomento della presenza di outflow nella NLR degli AGN. Fra questi ricordiamo il lavoro di Komossa et al. (2008), i quali hanno trovato una forte correlazione tra gli spostamenti verso il blu osservati e il potenziale di ionizzazione delle righe, inoltre hanno messo in luce anche una relazione tra il blueshift e la larghezza delle righe di [O III]. Komossa et al. concludono ipotizzando uno scenario in cui le nubi di gas sono trascinate da un getto in decelerazione nella direzione dell'osservatore.

Ad oggi quindi secondo la maggior parte degli studi gli spostamenti verso il blu osservati sono causati da moti radiali di gas ionizzato che si generano nelle regioni più interne dell'AGN e sono diretti verso l'osservatore. Si pensa che la componente *wing* sia originata nella zona più interna della NLR e che invece la componente *core* sia emessa dalla regione più estesa e più esterna. Se il moto radiale è molto veloce è lecito aspettarsi uno spostamento anche della parte *core* perturbata dal gas che emette la *wing* come trovato da Cracco et al. (2016) per un campione di NLS1. Rimane aperta la discussione su quale sia il meccanismo fisico che spinge masse di gas ionizzato verso l'esterno dell'AGN (se assumiamo per corretto il modello di *outflow*). Venti dal disco di accrescimento legati al tasso di accrescimento e quindi al rapporto di Eddington, oppure interazioni fra il plasma radio e il gas ionizzato, sono fra i più comuni meccanismi invocati. Ma ad oggi una risposta finale su questa questione ancora non esiste. Cracco et al. (2016) hanno mostrato che nelle NLS1 un'elevata luminosità del continuo oppure un'elevato tasso di accrescimento sono condizioni necessarie, ma non sufficienti, per avere gas

ionizzato con forte velocità radiale. Inoltre, sempre secondo questi autori, il plasma radio in espansione sembra non influenzare il gas ionizzato a tal punto da giustificare le osservate velocità radiali.

Capitolo 3

ANALISI DEI DATI

3.1 Scopo del lavoro

Scopo di questo lavoro è cercare evidenza di moti radiali del gas ionizzato all'interno della NLR delle Seyfert 1 e Seyfert intermedie. Attraverso l'analisi dei profili delle righe di [O III] sono state studiate le proprietà cinematiche delle componenti *wing* e *core*. Queste proprietà sono state poi confrontate con quelle osservate nelle Seyfert 2 (Vaona et al. 2010) e nelle NLS1 (Cracco et al. 2016). Nelle sezioni successive verranno spiegate nel dettaglio tutte le procedure applicate agli spettri analizzati: la selezione del campione, il fit e la sottrazione del continuo a legge di potenza, il fit e la sottrazione dei multipletti di Fe II in emissione, il fit e la sottrazione della componente larga di $H\beta$ e infine le misure dei profili delle righe di [O III]. La velocità delle nubi di gas ad alta ionizzazione, che emettono le righe di [O III], verrà calcolata come differenza rispetto alla velocità del gas a bassa ionizzazione, che si ritiene seguire maggiormente il potenziale gravitazionale della galassia ospite. Per misurare le velocità del gas a bassa ionizzazione si utilizzeranno i doppietti di [O II] $\lambda\lambda 3726, 3729$ e di [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$. Infine verranno calcolate le luminosità, le masse dei buchi neri supermassicci, i rapporti di Eddington e questi valori verranno confrontati con le proprietà cinematiche mostrate dalle righe di [O III] di questo campione di Seyfert.

3.2 Selezione del campione

La prima fase del lavoro è consistita nel selezionare un campione di Seyfert 1 e 1.5 su cui andare a studiare i profili delle righe di [O III] $\lambda 4959$ e $\lambda 5007$. Gli spettri idonei sono stati selezionati nel enorme database fornito dalla Sloan Digital Sky Survey (SDSS). La SDSS è una mappatura digitale di una grossa fetta di cielo dell'emisfero nord che nasce alla fine degli anni '90 da una collaborazione americano-giapponese. Per l'acquisizione di dati fotometrici e spettroscopici è stato utilizzato un telescopio da 2.5-m di diametro (figura 3.1), il quale è situato presso l'osservatorio di Apache Point nel Nuovo Messico. Dal telescopio la luce viene inviata in alternanza a due strumenti: il primo consiste di 54 rivelatori CCD che riprendono immagini nelle bande fotometriche u,g,r,i e z; il secondo è una coppia di spettrografi a cui la luce arriva tramite un fascio di fibre ottiche rendendo possibile l'analisi di 600 oggetti contemporaneamente. Al momento la SDSS copre 8000 gradi quadrati (pari a circa un quarto della volta celeste).

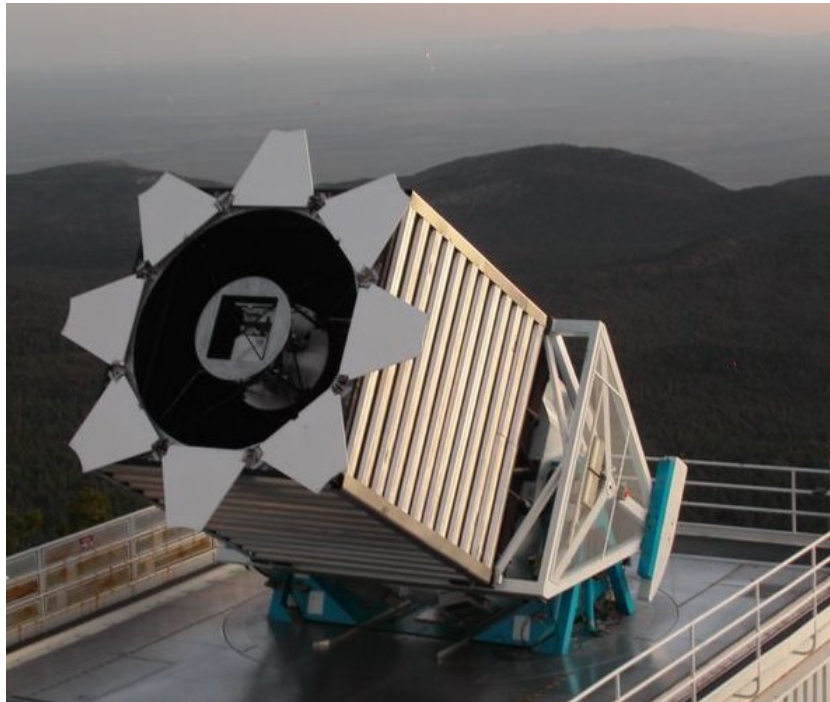


Figura 3.1: Il telescopio da 2.5-m di Apache Point utilizzato per realizzare la Sloan Digital Sky Survey.

Come criteri di selezione si è imposto:

- redshift compreso tra 0.02 e 0.35, per fare in modo che ogni spettro includa le righe di emissione comprese fra [O II] $\lambda 3727$ e [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$;
- larghezza di $H\beta$ maggiore di 4000 km s^{-1} , per escludere NLS1, Seyfert 2 e LINERs;
- larghezza equivalente di [O I] $\lambda 6300$, [O II] $\lambda 3727$ e [O III] $\lambda 5007$ maggiore di zero, per assicurarci di avere tutte e tre le righe di ossigeno negli spettri e in particolare la riga [O III] $\lambda 5007$ con un buon segnale, essendo la più brillante delle tre negli AGN.

Sulla base di questi criteri è stato selezionato un campione di 3472 spettri. Questa preselezione tuttavia ha incluso oggetti che c'entravano con il campione che si voleva ottenere, questo a causa del fatto che la SDSS ha una procedura automatica per misurare i parametri. È stato quindi necessario un ricontrollo visivo spettro per spettro al fine di eliminare manualmente i falsi positivi. Al termine di questa operazione il campione finale comprendeva 455 galassie. In figura 3.2 viene riportato l'istogramma dei redshift dei 455 spettri finali, mentre in figura 3.3 viene mostrato uno spettro del campione nel quale sono state messe in evidenza le righe di emissione caratteristiche.

Nello spettro in figura 3.3 si può osservare molto bene la forma del continuo che segue una legge di potenza decrescente e le righe caratteristiche degli spettri ottici di AGN. Prima di procedere con le fasi successive gli spettri del nuovo campione sono stati portati a $z=0$ con il comando **newredshift** di IRAF¹. IRAF (Image Reduction and Analysis Facility), è un software per l'analisi e la riduzione di spettri astronomici ed è scritto e supportato dal NAO (National Optical Astronomy Observatories).

¹<http://iraf.noao.edu/>

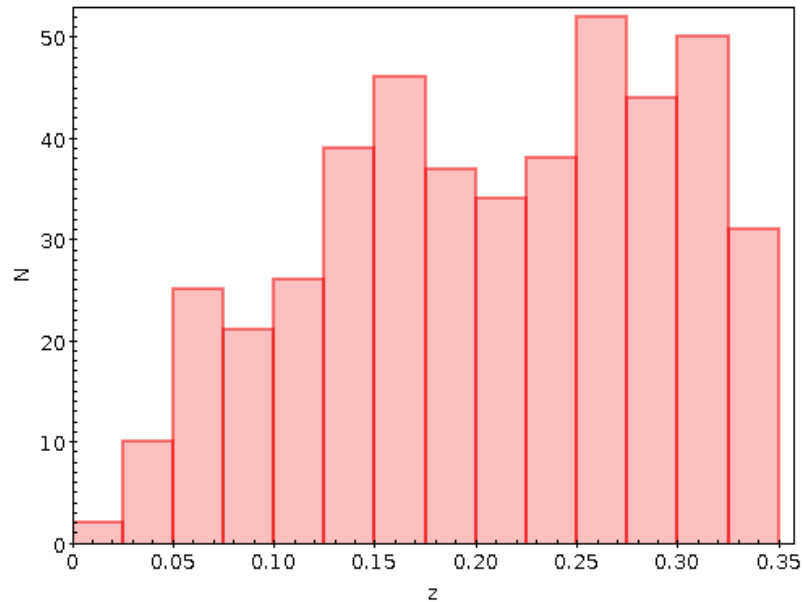


Figura 3.2: Istogramma del redshift dei 455 oggetti finali.

3.3 Sottrazione del continuo a legge di potenza

Per fittare il continuo è stato utilizzato il comando **specfit** disponibile all'interno di IRAF. Gli spettri tuttavia avevano flussi molto diversi tra loro e prima di procedere è stato necessario normalizzarli a 5100 \AA . La lunghezza d'onda di normalizzazione è stata scelta perché fosse posizionata in uno dei pochi intervalli di continuo disponibili. Per fare ciò si è proceduto nel seguente modo:

1. Con il comando **slist** si è ricavata la lunghezza d'onda associata al primo pixel dello spettro.
2. Spettro per spettro è stato trasformato l'intervallo $5080\text{-}5120 \text{ \AA}$ in pixel.
3. Con il comando **imstat** si è calcolata l'intensità media dello spettro nell'intervallo ottenuto al punto precedente, la media ottenuta è il coefficiente di normalizzazione usato.

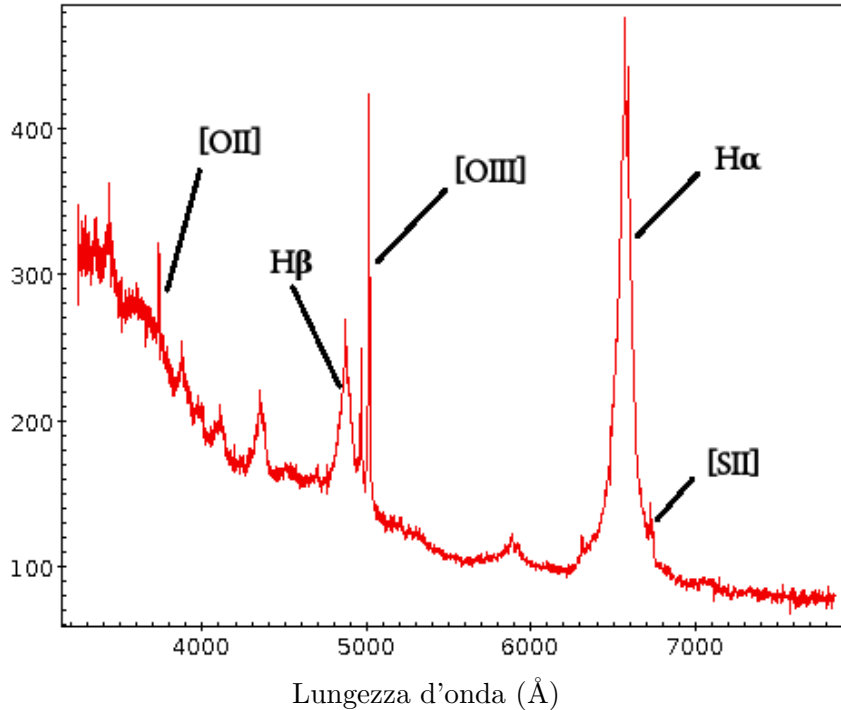
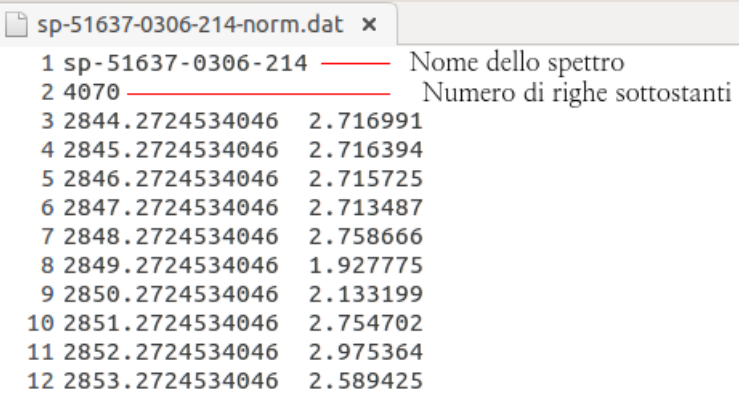


Figura 3.3: Uno degli spettri del campione con in evidenza le righe di emissione caratteristiche. Lo spettro è stato portato a $z=0$.

4. Con il comando **sarith** lo spettro è stato diviso per il coefficiente di normalizzazione.
5. Con il comando **wspectext** lo spettro è stato convertito da formato FITS a formato ASCII, cioè in un file di testo a due colonne: lunghezza d'onda e flusso normalizzato.

Questa procedura è stata effettuata tramite l'utilizzo di liste contenenti i nomi dei file corrispondenti agli spettri del campione selezionato. Come ultimo passaggio in ogni file di testo, tramite l'utilizzo di uno script bash, si è proceduto all'inserimento di due righe iniziali contenenti il nome del file e il numero di righe sottostanti così come richiesto da **specfit** (figura 3.4).

Come impostazioni per **specfit** si è scelto l'algoritmo *Simplex*, 200 iterazioni, e 10^{-4} come tolleranza del fit. Per procedere con il fit si è deciso di usare 14 componenti e si è creato un database opportuno (figura 3.5). Le 14 com-



Line	Wavelength	Flux	Description
1	sp-51637-0306-214		Nome dello spettro
2	4070		Numero di righe sottostanti
3	2844.2724534046	2.716991	
4	2845.2724534046	2.716394	
5	2846.2724534046	2.715725	
6	2847.2724534046	2.713487	
7	2848.2724534046	2.758666	
8	2849.2724534046	1.927775	
9	2850.2724534046	2.133199	
10	2851.2724534046	2.754702	
11	2852.2724534046	2.975364	
12	2853.2724534046	2.589425	

Figura 3.4: Uno dei file preparati per `specfit`, nell'immagine appaiono i primi 10 punti su 4070.

ponenti sono una broken power-law per fittare il continuo e 13 gaussiane per le righe più intense che avrebbero potuto falsare il fit. La broken power-law è stata usata per riprodurre contemporaneamente sia la componente dovuta alla galassia ospite, sia la componente a legge di potenza tipica del disco di accrescimento del buco nero. Tramite uno script opportunamente scritto per IRAF il fit è stato eseguito spettro per spettro su tutto il campione.

Utilizzando un ulteriore script si è proceduto a ricreare gli spettri del solo continuo. Lo script in questione prende come input un file di testo a due colonne in cui in ogni riga c'è rispettivamente il nome del file contenente l'esito del fit n-esimo e il coefficiente di normalizzazione corrispondente. Nei vari passaggi viene creato per ogni spettro un file FITS del continuo (la broken power-law), tramite `sarith` viene rimoltiplicato per l'opportuno coefficiente di normalizzazione e infine tramite `scopy` tutti i file vengono compattati in un unico file multi-apertura (multispec) più comodo da usare. In figura 3.6 sono riportati alcuni esempi di continuo ottenuti in questa fase: come si può osservare possono variare di molto da spettro a spettro, questo è dovuto ad un diverso peso delle varie componenti in gioco. Successivamente tramite `sarith` il multispec delle broken power-law è stato sottratto al multispec degli spettri del campione. In questo modo si ottengono gli spettri con il continuo sottratto che contengono solo la componente delle righe di emissione.

A questo punto del lavoro un controllo visuale sui risultati ottenuti ha messo in evidenza che in molti casi il continuo non era perfettamente piatto come sperato. Per risolvere questo problema su tutto il campione è stato

```

begin database 006
task specfit
components 14
  bpl
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  gaussian
  bpl1 4 #continuo
  1.2 0. 50. 0.1 0.001 0
  4400. 4000. 5000. 0.1 0.001 0
  2.5 -5. 5. 0.1 0.001 0
  1.5 -3. 3. 0.1 0.001 0
  gaussian2 4
  14.7 0. 5000. 1. 0.001 0
  3425. 3400. 3500. 0.1 0.001 0
  300. 0. 1000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian3 4
  4.5 0. 5000. 1. 0.001 0
  3728. 3725. 3735. 0.1 0.001 0
  300. 0. 1000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian4 4
  9.25 0. 5000. 1. 0.001 0
  3865. 3860. 3870. 0.1 0.001 0
  300. 0. 1000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian5 4
  9.3 0. 5000. 1. 0.001 0
  3975. 3970. 3990. 0.1 0.001 0
  5132. 0. 10000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian6 4
  14.5 0. 5000. 1. 0.001 0
  4105. 4100. 4110. 0.1 0.001 0
  5919. 0. 10000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian7 4
  21. 0. 5000. 1. 0.001 0
  4340. 4330. 4350. 0.1 0.001 0
  3870. 0. 10000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian8 4
  10. 0. 5000. 1. 0.001 0
  4570. 4510. 4600. 0.1 0.001 0
  7000. 4000. 10000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian9 4
  65. 0. 5000. 1. 0.001 0
  4867. 4840. 4872. 0.1 0.001 0
  5600. 0. 10000. 1. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian10 4
  4. 0. 10000. 1. 0.001 0
  4961. 4955. 4965. 0.1 0.001 0
  300. 0. 1000. 10. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian11 4
  12. 0. 10000. 1. 0.001 0
  5008. 5000. 5015. 0.1 0.001 0
  300. 0. 1000. 10. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian12 4
  19. 0. 10000. 1. 0.001 0
  5873. 5850. 5890. 1. 0.001 0
  6589. 0. 10000. 10. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian13 4
  249. 0. 10000. 1. 0.001 0
  6560. 6550. 6580. 1. 0.001 0
  7800. 0. 10000. 10. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0
  gaussian14 4
  19. 0. 10000. 1. 0.001 0
  5250. 5100. 5400. 1. 0.001 0
  7800. 4000. 10000. 10. 0.001 0
  1. 0.1 10. 0.1 0.001 0

```

Figura 3.5: Database con le componenti e i parametri iniziali usati per effettuare i fit con specfit, per ogni componente gaussiana sono stati forniti i valori iniziali di area, centroide, larghezza e parametro di asimmetria (nel nostro caso fissato a 1 = perfettamente simmetrico). Per la componente broken power-law sono stati forniti i valori iniziali del punto in cui cambia pendenza, dei due diversi coefficienti di power-law e il flusso a 1000 Å.

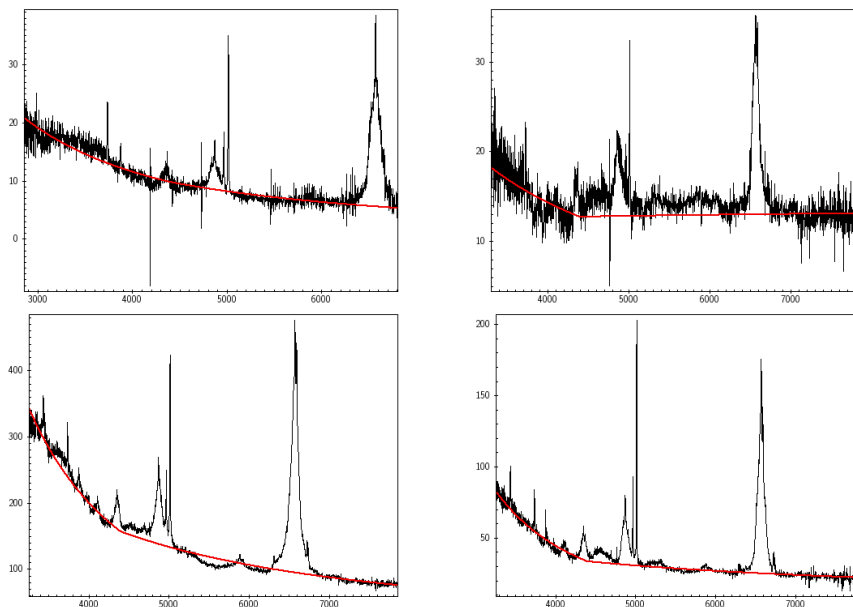


Figura 3.6: Esito di alcuni fit.

usato il comando **continuum** il quale permette di riprodurre e sottrarre automaticamente il continuo di uno spettro utilizzando una funzione polinomiale. Questo metodo non è stato utilizzato prima perché la funzione polinomiale non ha significato fisico in questo contesto. Per effettuare questa procedura si è utilizzata una funzione *spline* e i parametri: *order*, *low_rejection*, *high_rejection* e *niterate* sono stati scelti di volta in volta per ottenere i risultati migliori. Gli spettri così ottenuti alla fine di questa procedura mostrano un continuo praticamente piatto e a intensità zero come voluto. In figura 3.7 viene riportato un esempio di spettro del campione nelle varie fasi: originale, dopo il fit e la sottrazione della broken power-law e infine dopo il fit e la sottrazione di una funzione polinomiale.

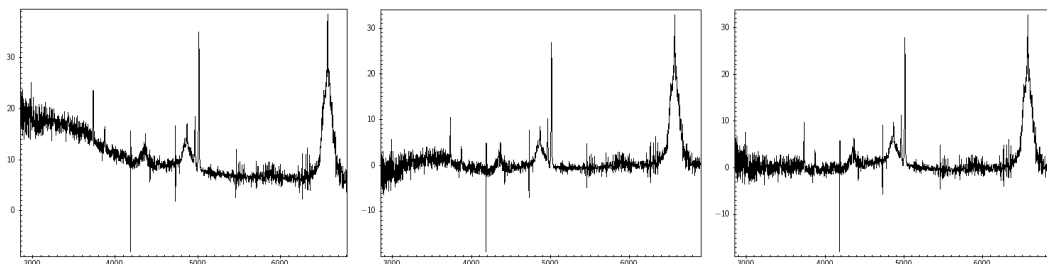


Figura 3.7: Esempio di spettro del campione nelle varie fasi: lo spettro originale (a sinistra), dopo la sottrazione della broken power-law (al centro) e infine dopo aver utilizzato il comando **continuum** (a destra).

3.4 Fit e sottrazione del ferro

La fase successiva è stata capire quando il ferro, nello specifico i multipletti del Fe II, era presente e nei casi opportuni sottrarlo. Il ferro infatti, se presente va sottratto in quanto le emissioni dei multipletti si sovrappongono all'emissione di $H\beta$ e di [O III] che sono le righe che si vogliono misurare. Per i fit si è utilizzato il software² basato sui lavori di Kováček, Popović, & Dimitrijević (2010) e Shapovalova et al. (2012). Questo programma si basa su un modello con 65 righe di emissione tra 4000 e 5500 Å, e riordinate in 5 differenti gruppi; per ogni riga viene adottato un profilo gaussiano. Il programma in input vuole un file di testo a due colonne corrispondente allo

²<http://servo.aob.rs/FeII-AGN/>

spettro tra 4000 e 5500 Å, necessita che gli spettri abbiano il continuo a zero. Infine, è necessario inizializzare 8 parametri corrispondenti a: larghezza e spostamento in velocità delle funzioni gaussiane, cinque intensità (una per ogni gruppo) ed infine la temperatura di eccitazione. Per questa fase è stato dunque necessario ottenere degli spettri con intervallo spettrale tra 4000 e 5500 Å, in particolare si è usato **scopy** per selezionare l'intervallo e poi **wspectext**. Da un rapido controllo visivo sull'esito dei fit è emerso in maniera evidente che in molti spettri il ferro era molto debole o assente. Per scegliere dove fosse opportuno eseguire la sottrazione del ferro si è proceduto a calcolare il rapporto S/N a 4570 e a 5200 Å, e si è deciso di effettuare la sottrazione solo quando in entrambi i casi il rapporto S/N era maggiore di 2. Procedendo in questo modo, dei 455 spettri complessivi sono risultati candidati per la sottrazione solamente 128 spettri (in figura 3.8 viene riportata la distribuzione di entrambi i S/N su tutto il campione).

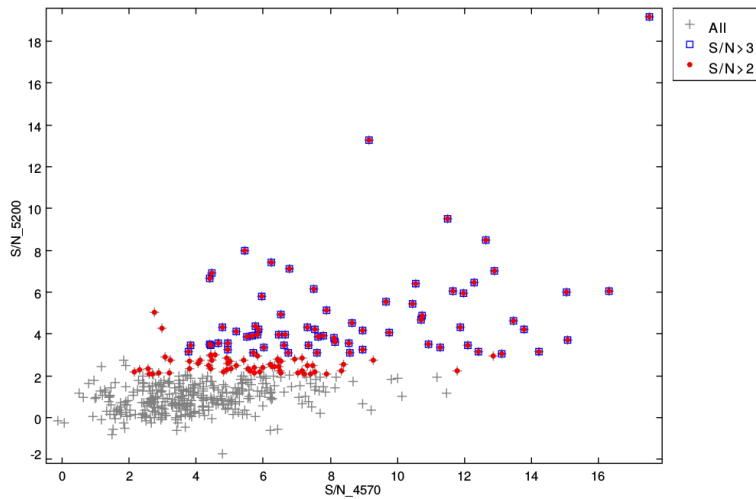


Figura 3.8: Rapporto S/N a 4570 Å contro quello a 5200 Å per i 455 spettri. Solo 128 mostrano S/N > 2 in entrambi i multipletti (punti rossi). Gli spettri con rapporto S/N > 3 sono indicati con il quadrato blu.

Un controllo visivo dei fit risultanti ha portato infine all'esclusione di due spettri ritenuti idonei alla sottrazione col metodo appena descritto. In definitiva quindi la sottrazione è stata effettuata solo su 126/455 spettri. Il ferro infatti non era presente in tutti gli spettri, e dove era presente lo era con intensità diverse. In figura 3.9 sono messi a confronto i fit effettuati su due spettri: il primo con presenza modesta di ferro, il secondo con picchi molto

intensi. Infine in figura 3.10 viene riportato uno spettro con forti multipletti di ferro, prima e dopo la sottrazione.

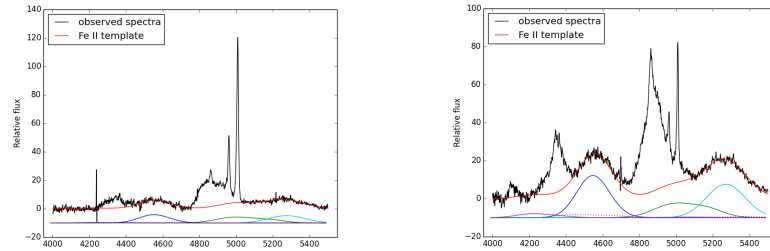


Figura 3.9: Due esempi di fit per il ferro, un caso in cui il ferro è presente ma non in maniera marcata (sinistra) e un caso in cui il multipletto era molto marcato (destra). I colori diversi dei fit indicano gruppi diversi.

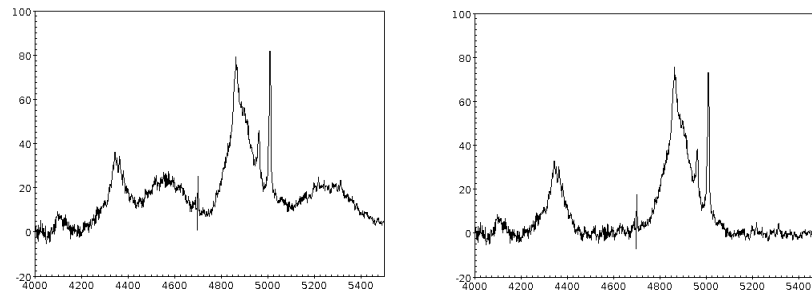


Figura 3.10: Esempio di spettro con forti emissioni di Fe II, prima del fit (sinistra) e dopo il fit e la sottrazione del modello (destra). In figura 3.9 (sinistra) è mostrato il fit dello spettro in questione.

3.5 Eliminazione degli spike

Prima di procedere con le fasi successive si è deciso di eliminare tutti gli spike dagli spettri. Gli spike sono dei picchi molto stretti che non c'entrano con le righe in emissione, sono residui di raggi cosmici oppure residui della sottrazione dello spettro del cielo rimasti al termine della fase di riduzione degli spettri. Per procedere con la loro rimozione si sono effettuati i seguenti passaggi:

- si sono visualizzati gli spettri con il comando **splot**;
- per ogni spike si è fatto uno zoom su di essi;
- premendo il pulsante **x** a destra e a sinistra dello spike e poi riplottando con il tasto **r** si è proceduto alla rimozione;
- con il comando **i** si è proceduto a salvare lo spettro modificato senza gli spike.

In figura 3.11 viene riportato un esempio di uno spike e la porzione di spettro interessata come appare dopo la sua rimozione. In figura 3.12 invece viene mostrato il primo spettro del campione, vengono evidenziati gli spike e mostrato l'esito dopo la rimozione.

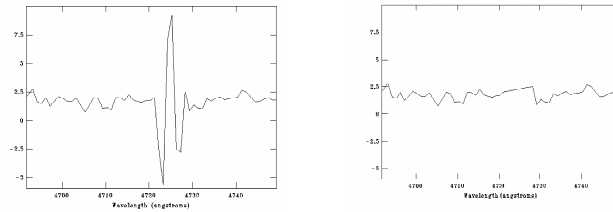


Figura 3.11: Zoom di una porzione di spettro con spike prima e dopo la rimozione.

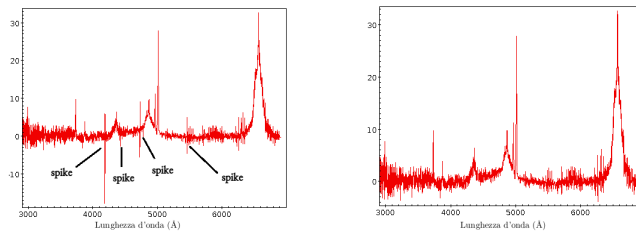


Figura 3.12: In figura viene riportata la rimozione degli spike sul primo spettro del campione.

3.6 Sottrazione di $H\beta$

La riga $H\beta$ spesso aveva una componente molto larga e irregolare che andava a sovrapporsi alle righe di $[O III]$, è stato quindi necessario fittarla e sottrarla

agli spettri prima di poter procedere con le analisi successive. Per effettuare dei fit rigorosi si è utilizzato il software PAN³ di IDL. La larghezza e la forma di H β erano molto diverse da spettro a spettro, per questo motivo questa fase ha richiesto molto tempo ed è stato necessario applicare fit diversi caso per caso. Come approccio generale si è cercato di fittare la componente larga di H β con due o più componenti gaussiane, mentre H β stretta e [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$ sono state riprodotte ciascuna con una singola gaussiana. Tuttavia alcuni spettri sono stati fittati in maniera diversa: ad esempio senza H β stretta quando questa non era visibile o con una sola componente per H β larga quando non erano necessarie ulteriori componenti. In figura 3.13 è riportato un esempio di fit.

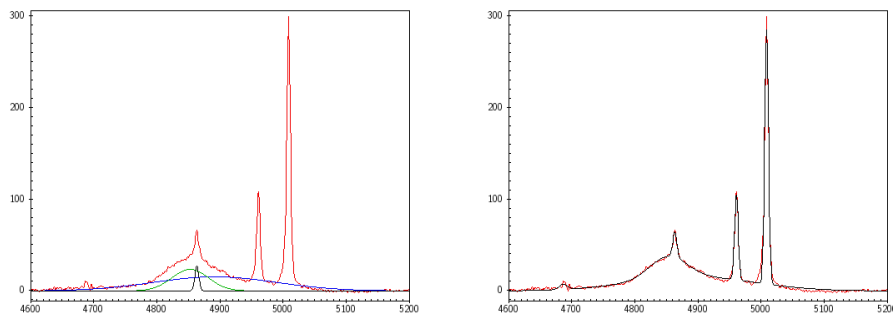


Figura 3.13: Esempio di fit: a sinistra le componenti usate per ricostruire H β , a destra il fit totale.

Al termine della procedura di fit si disponeva per ogni spettro di due file ASCII, il primo contenente i parametri delle gaussiane usate, il secondo contenente molteplici colonne (la prima l'asse x ovvero la lunghezza d'onda, le altre corrispondenti al fit totale e alle varie componenti usate). È stato dunque creato uno script bash per leggere il file delle componenti e riconoscere tramite precisi criteri le due gaussiane corrispondenti alle due righe di [O III] e la gaussiana usata per H β stretta quando presente. Dopo averle individuate, lo script ha ricostruito i file di testo corrispondenti allo spettro del fit totale (somma di tutte le componenti usate) e agli spettri delle singole componenti individuate al passaggio precedente. I criteri usati per riconoscere le componenti sono i seguenti:

- H β stretta: centroide compreso tra 4850 e 4870 Å , e larghezza compresa tra 0 e 20 Å;

³<http://ifs.wikidot.com/pan>

- [O III] $\lambda 4959$: centroide compreso tra 4955 e 4965 Å , e larghezza compresa tra 0 e 37 Å;
- [O III] $\lambda 5007$: centroide compreso tra 4995 e 5015 Å , e larghezza compresa tra 0 e 37 Å.

Nei casi in cui più di una componente rispondeva ai requisiti richiesti per $H\beta$ stretta e per le due righe di [O III] il fit è stato rifatto. Un ulteriore script è stato creato appositamente per ricostruire $H\beta$ larga identificando le componenti che soddisfacevano i seguenti requisiti:

- centroide compreso tra 4800 e 4900 Å , e larghezza compresa tra 20 e 300 Å;
- centroide compreso tra 4900 e 5200 Å , e larghezza compresa tra 38 e 300 Å.

Tramite un altro script appositamente realizzato in **Octave**⁴ si sono successivamente effettuate operazioni tra le varie componenti dei fit che in questa fase ricordiamo sono dei file di testo a due colonne. Si sono dunque sommate le varie componenti di $H\beta$ larga in un unico file e al fit totale sono state sottratte $H\beta$ stretta e le due righe di [O III]. Infine il file risultante da questa operazione è stato riconvertito in formato FITS con l'utilizzo del comando **rspectext** di IRAF. Questo ultimo file è stato sottratto allo spettro corrispondente tramite l'utilizzo di **sarith**. In questo modo lo spettro risultante conteneva solo $H\beta$ stretta se presente e le righe di [O III]. Il profilo di $H\beta$ larga, ricostruito sommando le componenti che rispettavano i parametri richiesti è stato invece trasformato in formato FITS e salvato per successive analisi. La figura 3.14 mostra tre esempi di spettri in cui era visibile solo $H\beta$ larga e per i quali non si è potuto tenere conto della componente stretta. Mentre in figura 3.15 è mostrato un caso in cui $H\beta$ stretta era ben visibile ed è stata efficacemente riprodotta.

⁴<https://www.gnu.org/software/octave/>

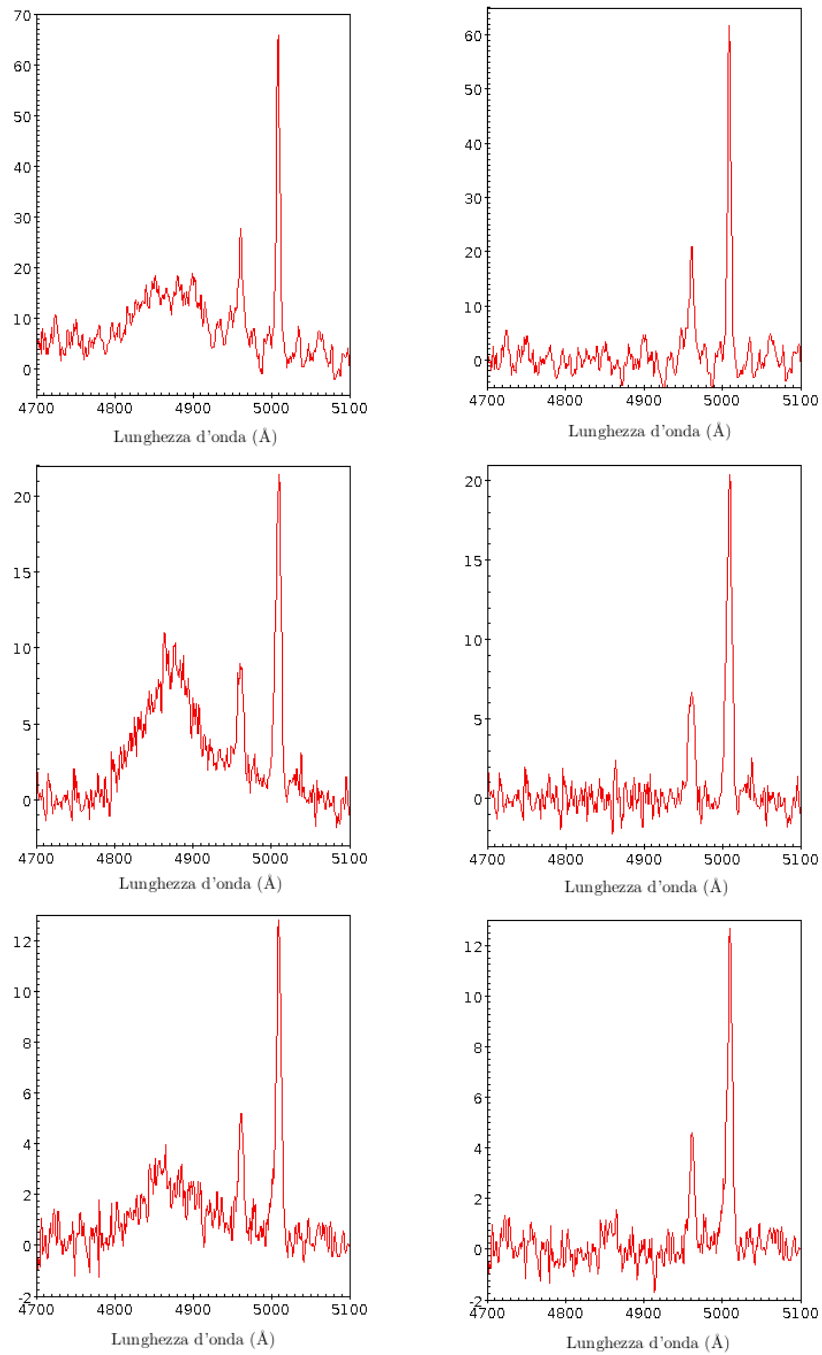


Figura 3.14: Esempi di spettri in cui $H\beta$ stretta non è visibile. A sinistra lo spettro prima della sottrazione della componente larga di $H\beta$ e a destra dopo la sottrazione.

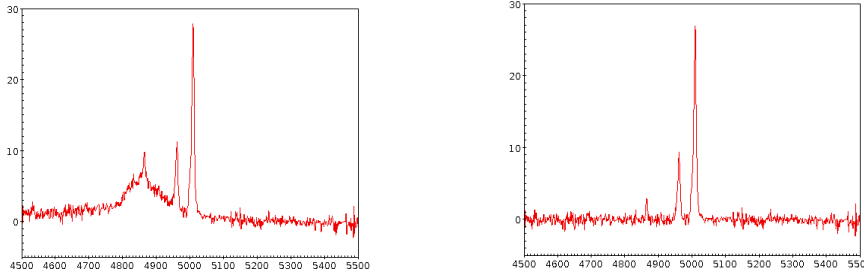


Figura 3.15: Esempio di spettro con profilo composto di $H\beta$, larga e stretta (a sinistra) e solo stretta dopo il fit e la sottrazione della componente larga (a destra).

3.7 Fit delle righe di [O III]

Per fittare le righe dell'[O III] a 4959 e 5007 Å, si è creata una funzione apposita in modo tale da vincolare le due gaussiane:

$$F(\lambda, A, \sigma) = \frac{A}{\sqrt{2\pi} \sigma} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}} + \frac{1}{3} \frac{A}{\sqrt{2\pi} \sigma} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0+47.932)^2}{2\sigma^2}}$$

Ricordando poi che per una gaussiana $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \simeq 2.354\sigma$ possiamo riscrivere:

$$F(\lambda, A, FWHM) = \frac{A}{\sqrt{2\pi} \left(\frac{FWHM}{2.354}\right)} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\left(\frac{FWHM}{2.354}\right)^2}} + \frac{1}{3} \frac{A}{\sqrt{2\pi} \left(\frac{FWHM}{2.354}\right)} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0+47.932)^2}{2\left(\frac{FWHM}{2.354}\right)^2}}$$

Le due righe di [O III] sono un doppietto per questo motivo si è imposta uguale FWHM. La gaussiana a 4959 Å, è vincolata ad avere area (A) uguale ad un terzo di quella a 5007 Å, questo valore è dovuto al rapporto teorico tra le probabilità di transizione e dalle intensità come descritto in sezione 2.3. Per quanto riguarda i centroidi per avere valori teorici precisi delle righe si è fatto affidamento al sito del NIST⁵ trovando: 4958.911 Å e 5006.843 Å. Nella funzione usata per i fit le due gaussiane sono quindi vincolate ad essere distanti 47.932 Å, che è proprio la differenza tra le righe teoriche.

È stato quindi creato un multispec di tutti gli spettri tra 4600 e 5400 Å, ma prima di procedere con i fit si è riapplicato il comando **continuum** a tutto

⁵Nist : http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

il campione. Infatti alcuni spettri mostravano un continuo non perfettamente a zero che avrebbe potuto rendere sbagliati i fit delle righe di [O III].

Successivamente si è effettuato il fit con PAN su tutti gli spettri usando l'equazione delle due gaussiane vincolate. La stessa procedura è stata eseguita nuovamente aggiungendo due e anche tre volte la funzione con le gaussiane legate, questo perché spesso i profili erano asimmetrici e richiedevano l'introduzione di più di una componente per avere fit precisi. Per capire quante gaussiane usare per ogni picco si è considerato il chi-quadro dei fit complessivi. In particolare si è ricostruita una tabella del chi-quadro ottenuto con una, due e tre gaussiane. Come criterio empirico si è scelto di considerare buoni i fit con una gaussiana per picco che presentavano un miglioramento inferiore al 7% con l'aggiunta di una seconda componente, e buoni i fit con tre gaussiane per picco che presentavano un ulteriore miglioramento del 9% con l'introduzione di una terza componente. Usando questo sistema 174 spettri sono stati fittati con una sola componente, mentre solo una decina dei restanti sembravano richiedere l'introduzione di 3 componenti. Un controllo visivo ha tuttavia portato a ridurre questi ultimi a solo a 4 spettri (Tabella 3.1), in molti casi infatti il miglioramento del chi-quadro non era reale, ma era dovuto al continuo non perfettamente a zero. In figura 3.16 viene riportato e mostrato nel dettaglio uno spettro in cui sono state usate tre gaussiane, in figura 3.17 è mostrato un esempio di fit a due gaussiane, infine in figura 3.18 uno spettro riprodotto bene con una sola componente.

Tabella del chi-quadro

Num	Galassia	CHI 1	CHI 2	CHI 3	DIFF %1-2	DIFF %2-3
116	J121607.34-021417.7	33.80	25.84	22.14	23.55	14.32
188	J155417.43+323837.8	13.29	8.35	7.55	37.17	9.58
317	J161847.93+215925.4	25.46	10.46	8.01	58.91	23.42
370	J134327.27+082234.1	17.11	14.204	11.99	16.98	15.59

Tabella 3.1: Tabella del chi quadro per i 4 spettri che sono stati fittati con tre gaussiane per picco.

I fit di [O III] sono stati fatti come visto usando spesso più componenti. Per le analisi successive queste componenti sono state classificate come *core* e *wing*. Come criterio di classificazione la componente *core* è quasi sempre la più stretta, la più alta e la più vicina al centroide teorico della riga. La componente *wing* invece è più bassa, larga e quasi sempre decentrata

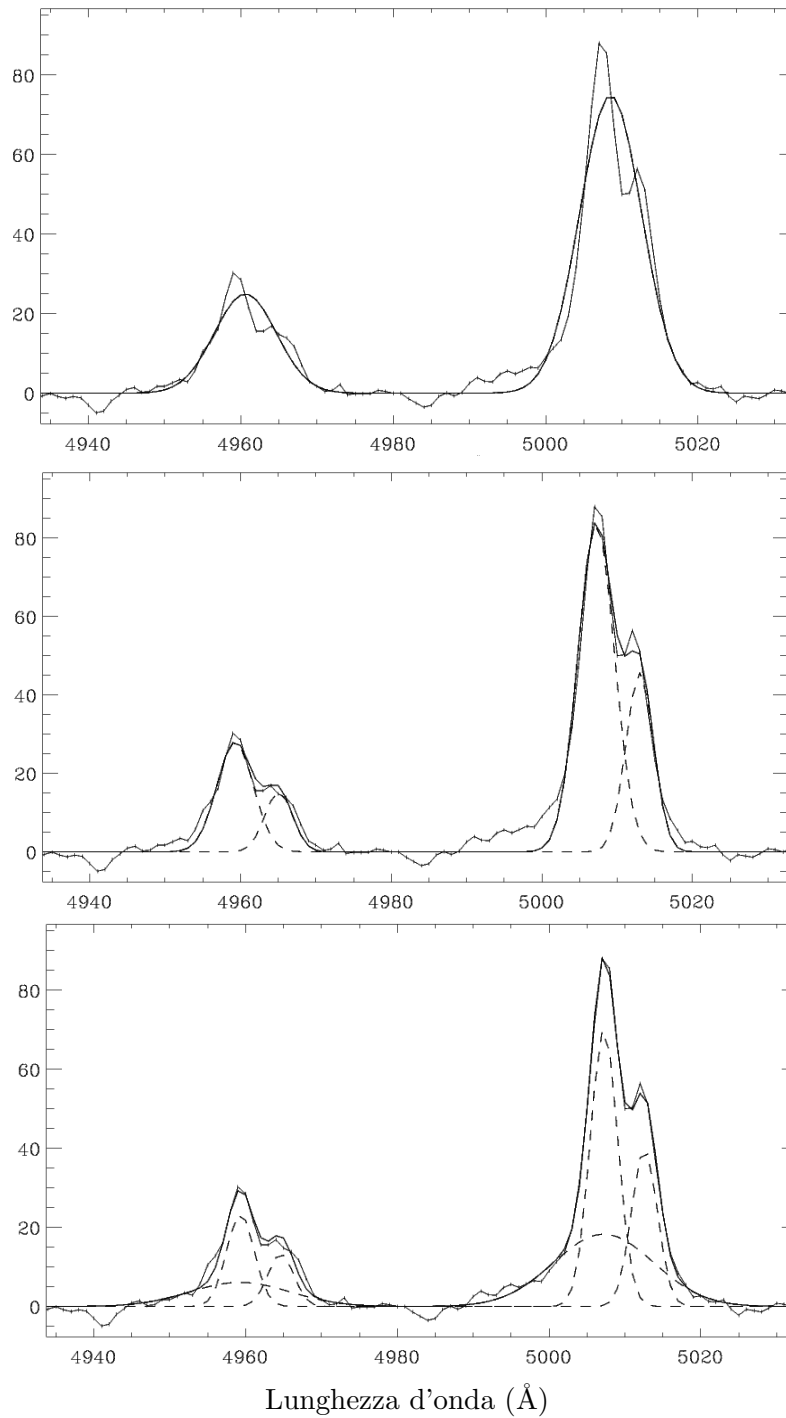


Figura 3.16: Spettro fittato con tre gaussiane, nelle immagini si possono visivamente osservare i miglioramenti che hanno portato alla scelta di tre componenti.

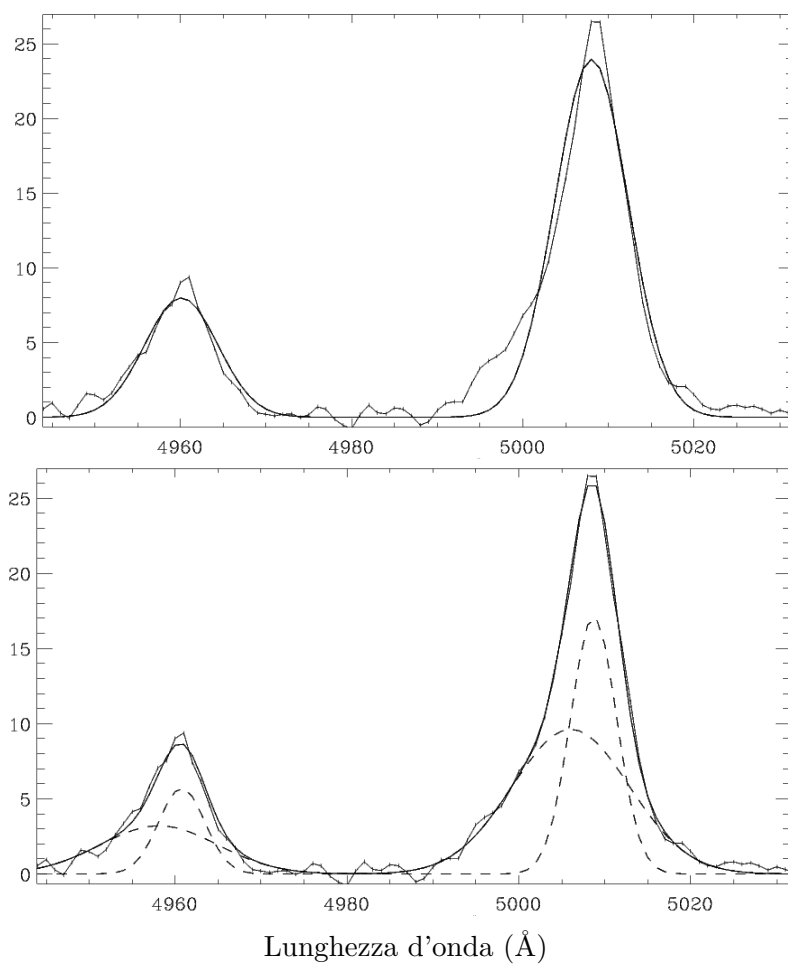


Figura 3.17: Spettro fittato con due gaussiane. Come si può osservare il fit viene abbastanza bene a due componenti e non è necessaria l'introduzione di una terza gaussiana.

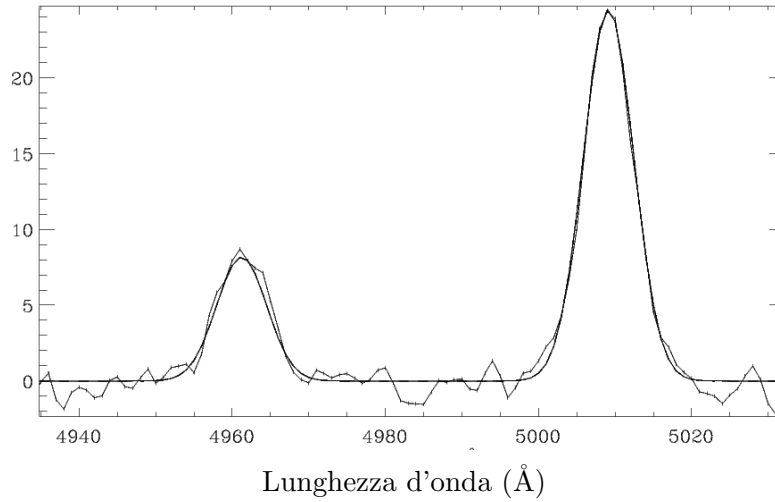


Figura 3.18: Spettro fittato con una sola gaussiana per picco. Come si può osservare il fit viene bene senza dover aggiungere ulteriori componenti.

rispetto al centroide teorico. Solo in 4 casi peculiari (SDSS J121607.34-021417.7, SDSS J155417.43+323837.8, SDSS J161847.93+215925.4, SDSS J134327.27+082234.1)(figura 3.19) in cui la riga sembra sdoppiarsi e le due componenti sono strette e alte circa uguali si è deciso di considerarle entrambe *core*. Quando la riga è stata fittata con una sola gaussiana, quella componente è stata considerata *core*.

Come già spiegato nella sezione 3.1 ci si è concentrati sul fit dei doppietti di [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ e di [O II] $\lambda\lambda 3726,3729$ al fine di misurare le di velocità fra il gas ad alta ionizzazione, influenzato da moti radiali, e il gas a bassa ionizzazione che segue maggiormente il potenziale gravitazionale della galassia ospite. Le transizioni responsabili delle righe sono mostrate in figura 3.20.

Per effettuare i fit di [S II] si è dunque creata una funzione di due gaussiane legate, simile a quella usata per i fit di [O III]:

$$F(A_1, \lambda, FWHM, A_2) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi} \left(\frac{FWHM}{2.354}\right)} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\left(\frac{FWHM}{2.354}\right)^2}} + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi} \left(\frac{FWHM}{2.354}\right)} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0-14.375)^2}{2\left(\frac{FWHM}{2.354}\right)^2}}$$

dove: A_1 è l'area della gaussiana a 6716 Å, λ è il centroide della gaussiana a 6716 Å, $FWHM$ è la larghezza delle righe, A_2 è l'area della gaussiana a 6731 Å. Le due gaussiane sono vincolate ad avere la stessa larghezza e ad

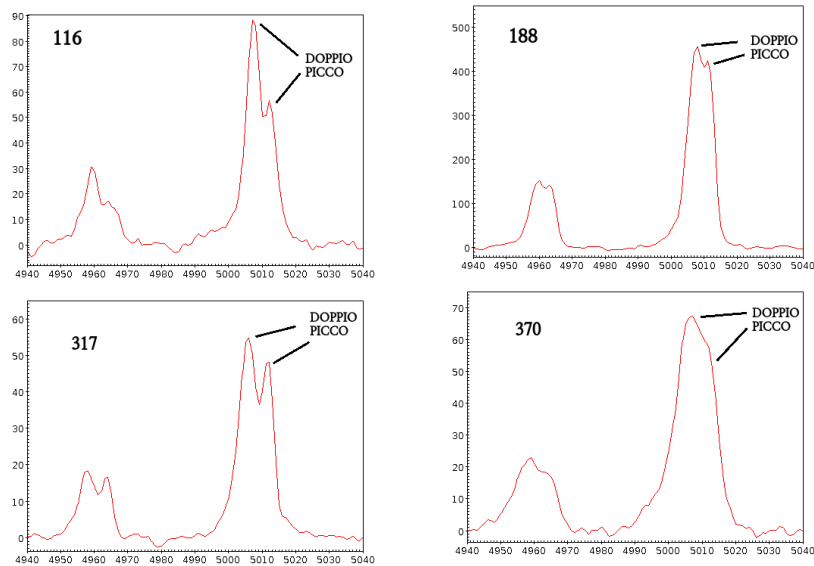


Figura 3.19: Spettri di tabella 3.1 fittati con tre gaussiane per picco e in cui il picco di [O III] sembra essere doppio.

essere distanti 14.375 \AA , che come nel caso di [O III] è la differenza tra le righe teoriche fornite dal NIST: 6716.44 \AA e 6730.815 \AA .

Purtroppo non si è potuto effettuare il fit su tutto il campione ma si è proceduto a selezionare gli spettri dove [S II] era chiaramente visibile. In molti casi infatti le righe non erano distinguibili dal rumore (un confronto tra spettri in cui [S II] era molto marcato e in cui era assente è riportato in figura 3.21). Con un controllo visivo si è deciso di effettuare il fit solo su 223 di 455 spettri. Si è quindi proceduto a creare un multispec e ad effettuare con PAN i fit utilizzando la funzione descritta in precedenza. Dopo un primo tentativo ci si è accorti che spesso i risultati non erano quelli sperati a causa della presenza della componente larga di $H\alpha$ che rendeva il continuo diverso da zero. Un continuo non a zero rendeva i fit sbagliati causando un'errata determinazione del centroide. Per ovviare a questo problema si è introdotta una componente fittizia, una retta che si comportasse come un finto continuo al di sotto delle righe di [S II], e si è rieseguita la procedura. I fit così facendo sono estremamente migliorati come si può osservare in figura 3.22. Una volta appurato che tutti i fit fossero venuti correttamente si è provveduto a salvare i centroidi della riga a 6716 \AA .

A differenza di [S II] in cui le righe del doppietto, se visibili, sono ben

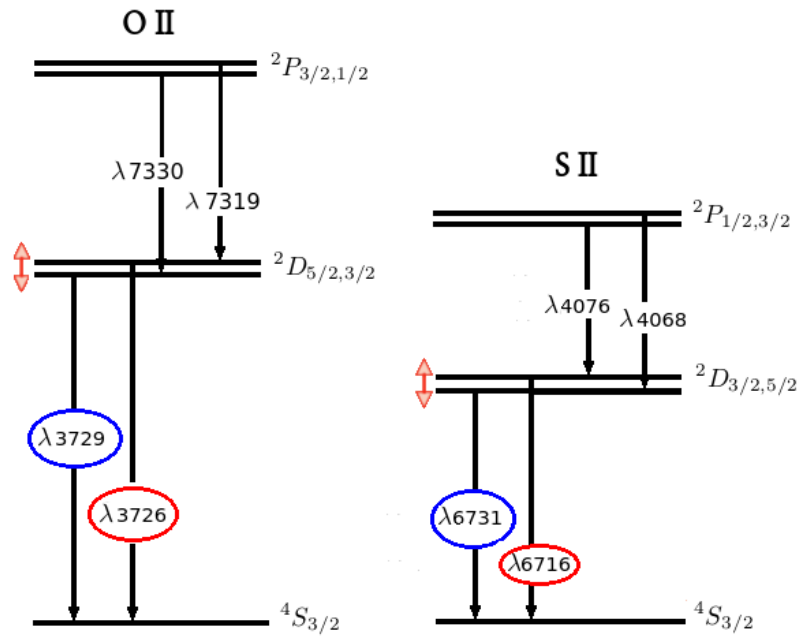


Figura 3.20: Transizioni responsabili delle righe di [O II] e [S II].

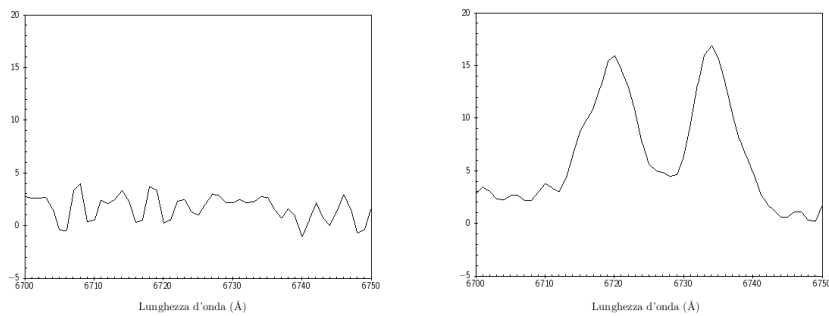


Figura 3.21: Confronto tra uno spettro in cui il doppietto caratteristico di [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ non è visibile in maniera chiara (sinistra) e uno spettro dove invece risulta visivamente riconoscibile (destra).

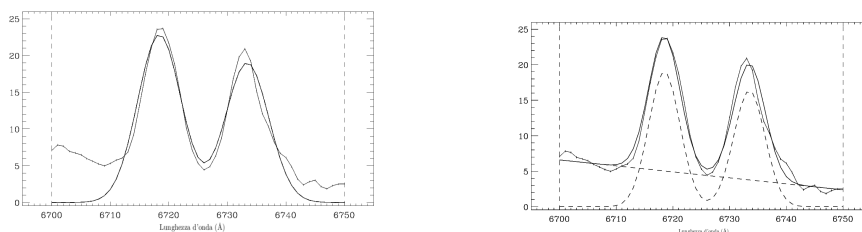


Figura 3.22: Miglioramento del fit con l'introduzione della componente che riproduce la parte di profilo di H α larga sottostante [S II] con una retta.

separate e riconoscibili, nel caso di [O II] appare sempre un picco unico centrato intorno a 3727 Å. Questo perchè negli AGN, come si è visto, le righe in emissione sono spesso abbastanza larghe (500 km s⁻¹ corrispondono a larghezze di 6-12 Å). Se si considera inoltre che la risoluzione strumentale è circa 2.6 Å, la vicinanza e la larghezza delle righe rende impossibile la risoluzione del doppietto. Tuttavia a differenza di [S II] si è riusciti a misurare [O II] con successo in quasi tutti gli spettri. Per effettuare i fit è stato creato un multispec degli spettri tra 3715 e 3750 Å, come componenti si sono usate una retta per fittare il continuo quando non perfettamente a zero e una componente gaussiana. In alcuni spettri il rapporto S/N della riga era molto alto e i fit sono venuti bene (figura 3.23, a sinistra), in altri il rapporto S/N era molto basso e il fit era molto incerto (figura 3.23, a destra), tuttavia in tutti i 455 spettri del campione è stato possibile dare una stima più o meno buona della riga a 3727 Å.

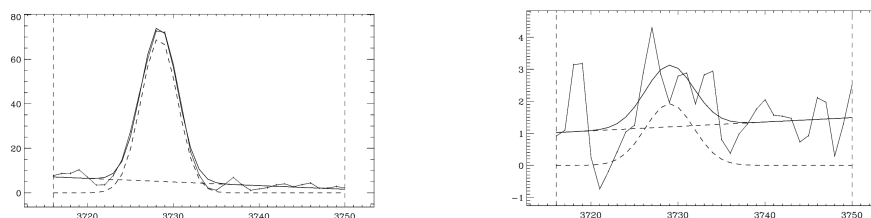


Figura 3.23: Confronto tra uno spettro con riga ben visibile e uno spettro con una riga molto debole che si confonde con il rumore.

Dopo aver misurato i centroidi delle righe si è proceduto a convertirli in velocità tramite la formula del redshift:

$$v = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right) \cdot c \quad (3.1)$$

dove λ è la lunghezza d'onda misurata, λ_0 è la lunghezza d'onda teorica della riga e c è la velocità della luce.

Ricordiamo a questo punto che tutti gli spettri sono stati portati a redshift zero, quindi tutti gli spostamenti rispetto alla posizione teorica dovrebbero essere attribuibili all'effetto Doppler causato unicamente da moti del gas emittente. Tuttavia è bene tenere presente che per portare gli spettri a redshift zero si è fatto affidamento sul valore di z fornito dalla SDSS. Questo valore è piuttosto approssimativo perché calcolato tramite una procedura automatica e va utilizzato con le dovute precauzioni. Le righe di [S II] e di [O II] sono infatti state acquisite apposta come riferimento. Queste righe sono prodotte da gas a bassa ionizzazione, più distante dalla sorgente centrale e quindi più dominato dal potenziale gravitazionale della galassia. Sia [S II] che [O II] hanno mostrato velocità diverse da zero che sono proprio la conseguenza di valori di redshift non abbastanza precisi forniti dalla SDSS. Se il redshift fosse stato esatto, per calcolare i moti radiali cercati sarebbe bastato limitarsi a calcolare gli spostamenti delle righe di [O III] rispetto al valore teorico, invece in questo caso le velocità effettive di [O III] saranno quelle calcolate partendo dal centroide misurato di [O III] meno quelle di riferimento ottenute utilizzando [S II] o [O II].

Per il calcolo delle velocità si sono utilizzati i valori della posizione del centroide delle righe forniti dal NIST ovvero:

1. 4958.911 e 5006.843 Å per le righe di [O III]
2. 3726.04 e 3728.80 Å per le righe di [O II].
3. 6716.44 e 6730.815 Å per le righe di [S II]

Non riuscendo a risolvere le due righe di [O II] come centroide teorico si è usato il valor medio 3727.44 Å.

L'utilizzo di lunghezze d'onda precise si è reso necessario in quanto un valore approssimato all'unità comporta un errore sistematico ed un errato calcolo della velocità. Siccome nella formula del redshift si moltiplica per la velocità della luce appare subito evidente che bastano differenze minime sul centroide per far cambiare di molto il valore della velocità. Dovendo come detto essere entrambi comoventi con la galassia, una differenza sistematica tra [S II] e [O II] per quanto supposto non ha senso ed è indice o di un errore sistematico nell'analisi dati o di una non corretta calibrazione in lunghezza d'onda.

Per quanto detto in precedenza, si è voluto verificare che [S II] e [O II] fornissero risultati analoghi e coerenti. Come si può osservare dalla figura 3.24 le velocità fornite da [O II] e [S II] sono coerenti e in accordo. I punti si dispongono attorno alla diagonale con un'incertezza mediamente inferiore ai 30 km s^{-1} , che è un valore accettabile tenendo conto della risoluzione di questi spettri e soprattutto del rapporto S/N che deforma il profilo delle righe rendendo impreciso il fit con funzioni gaussiane. Sempre in figura 3.24 (destra) sono riportati gli istogrammi delle velocità di [O III] *core* rispetto a [S II] e [O II]. Si nota il buon accordo fra le due distribuzioni a conferma della coerenza fra le misure di [O II] e di [S II]. Come ulteriore conferma si è effettuato anche un confronto con la velocità delle stelle, ricavata da alcune righe di assorbimento presenti in alcuni spettri (figura 3.25). Avendo dimostrato l'accordo tra i valori ottenuti usando come riferimento [O II] e [S II], da questo punto in poi verrà utilizzato solamente [O II] in quanto si è riusciti ad ottenere una misura su tutto il campione, mentre [S II] è stato osservato solo in 223 spettri. [S II] è stato utilizzato dunque in questa fase per controllare che i valori forniti da [O II] fossero sensati e coerenti con quanto voluto.

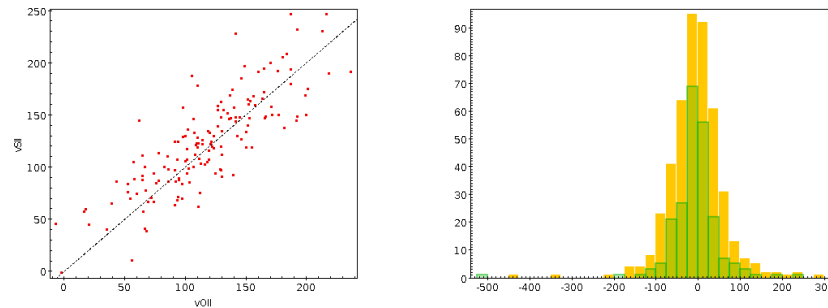


Figura 3.24: A sinistra: confronto tra $v_{[SII]}$ e $v_{[OII]}$ la retta tratteggiata è la bisettrice $y=x$. A destra: invece istogrammi delle velocità di [O III] *core* rispetto a [S II] (in verde) e [O II] (in giallo).

A questo punto del lavoro si dispone di tutti gli elementi per andare ad analizzare i moti radiali. Come già in Cracco et al. (2016) e Komossa et al. (2008), si è deciso di considerare come soglia per *blue/red outliers*, valori di velocità della componente *core* di [O III] superiori a 150 km s^{-1} . Al di sotto di tale velocità infatti, a causa della risoluzione strumentale (circa 167 km s^{-1}), i valori ottenuti potrebbero essere compatibili con 0. In figura 3.26 sono state riportate le velocità effettive delle componenti *core* e *wing* di [O

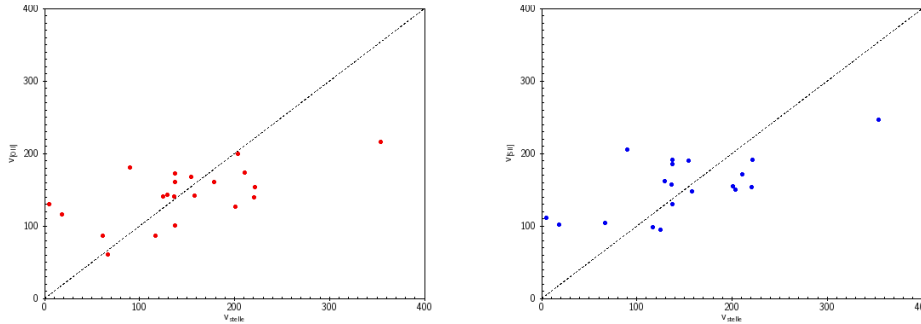


Figura 3.25: Confronto tra $v_{[OIII]}$ e la velocità delle stelle (a sinistra) e tra $v_{[SIII]}$ e la velocità delle stelle (a destra). La retta tratteggiata è la bisettrice $y=x$.

III]. Risulta visivamente chiaro come le *wing* hanno quasi sempre velocità negative (blueshift), mentre le *core* hanno velocità sia negative che positive e sono quasi tutte contenute nell'intervallo $(-150, +150)$. Solo in pochi casi le *core* hanno velocità superiori a 150 km s^{-1} . In figura 3.27 è riportato un confronto con un campione di Seyfert 2 (Vaona et al. 2012), mentre in figura 3.28 è riportato un confronto con il campione di NLS1 (Cracco et al., 2016). Si nota che Seyfert 1, Seyfert intermedie, Seyfert 2 e NLS1 hanno distribuzioni molto simili all'interno dell'intervallo -150 km s^{-1} e 150 km s^{-1} . Ma le NLS1 hanno un maggior numero di blue outliers con *wing* blu ad alta velocità. Ci sono poi dei red outliers con *wing* blu a bassa velocità, che sono propri solo del campione di questo lavoro e del campione di Seyfert 2.

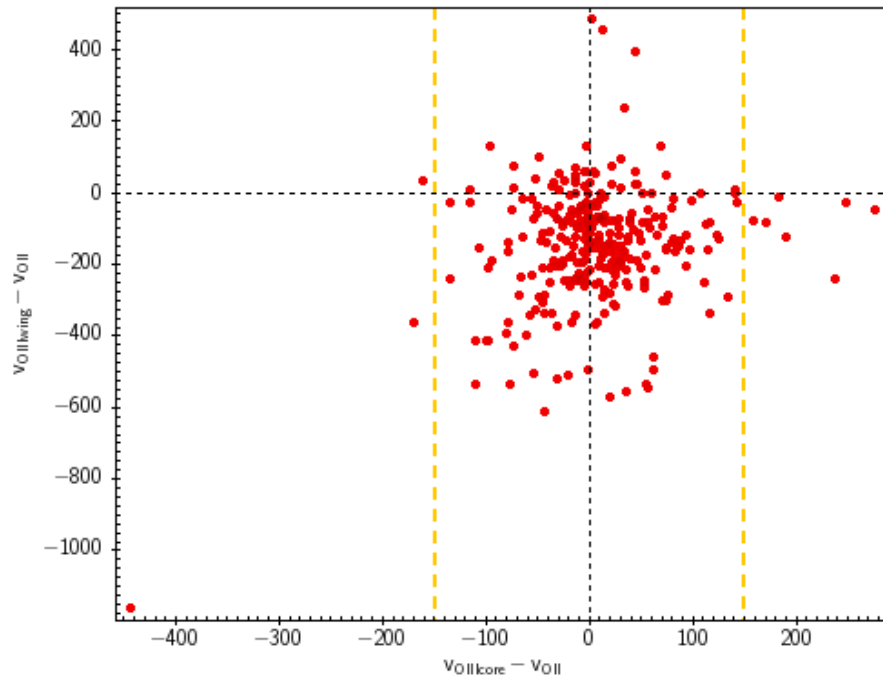


Figura 3.26: Distribuzione della velocità delle componenti *core* e delle componenti *wing*, nel grafico sono state introdotte due rette tratteggiate in giallo a $+150$ e -150 km s^{-1} per isolare i blue e i red outliers. Le linee nere tratteggiate sono invece gli assi $x=0$ e $y=0$.

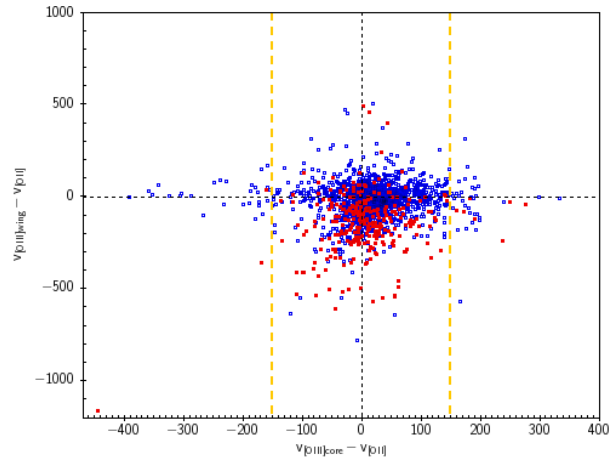


Figura 3.27: Confronto tra la distribuzione delle velocità di *core* e *wing* per il campione usato in questo lavoro (in rosso) e per il campione di NLS1 di Vaona et al. (2010) (in blu). Nel grafico sono state introdotte due rette tratteggiate in giallo a $+150$ e -150 km s^{-1} per isolare i blue e i red outliers. Le linee nere tratteggiate sono invece gli assi $x=0$ e $y=0$.

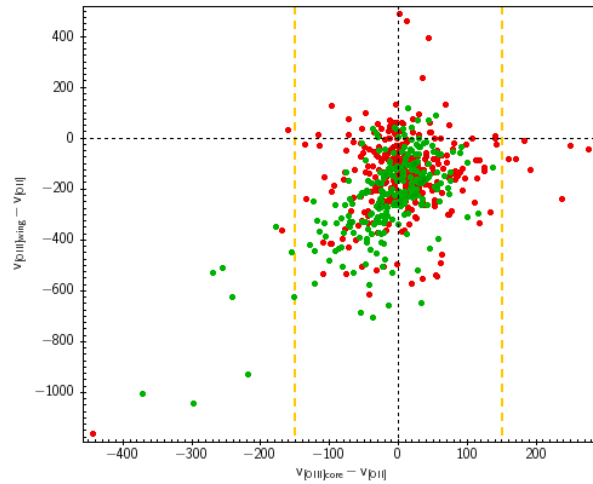


Figura 3.28: Confronto tra la distribuzione delle velocità di *core* e *wing* per il campione usato in questo lavoro (in rosso) e per il campione di NLS1 di Cracco et al. (2016) (in verde). Nel grafico sono state introdotte due rette tratteggiate in giallo a $+150$ e -150 per isolare i blue e i red outliers. Le linee nere tratteggiate sono invece gli assi $x=0$ e $y=0$.

Num spettro	Nome oggetto	Velocità (km/s)
260	J163459.82+204936.0	-444.29
262	J161723.12+322818.2	-337.27
242	J144618.08+412003.0	-208.99
200	J094741.33+360459.3	-169.63
82	J013253.32-095239.4	-168.39
218	J111455.75+423212.3	-161.08
441	J142434.99+214208.0	-153.76
116*	J121607.34-021417.7	276.67
317*	J161847.93+215925.4	248.93
370*	J134327.27+082234.1	237.89
3	J151600.96+000949.7	204.80
188*	J155417.43+323837.8	190.87
438	J145933.10+152741.2	183.31
31	J024703.24-071421.6	171.29
127	J132418.25+584911.6	159.30

Tabella 3.2: Tabella degli spettri con componente *core* spostata, in alto quelli con uno spostamento verso il blu, in basso quelli verso il rosso. Gli * sono gli spettri che possiedono 2 componenti *core*.

Agli spettri che evidenziano blueshift o redshift della componente *core*, messi in evidenza in figura 3.26, se ne aggiungono altri 4 nel blu e 1 nel rosso che non compaiono nella figura perché sono stati fittati con una sola componente e non possiedono una componente *wing*. In tabella 3.2 sono riportati gli oggetti i cui spettri mostrano blueshift della componente *core* di $[O III] < -150 \text{ km s}^{-1}$ (7 casi mostrati nel dettaglio in figura 3.29) e redshift $> 150 \text{ km s}^{-1}$ (8 casi mostrati nel dettaglio in figura 3.30).

Si è inoltre calcolata la larghezza delle righe di $[O III]$ in km s^{-1} . Per farlo si è utilizzata la seguente equazione:

$$FWHM = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot c$$

dove: λ è la posizione del picco della riga in Å , $\Delta\lambda$ è la larghezza della riga in Å , c è la velocità della luce in km s^{-1} . In figura 3.31 viene mostrato il grafico

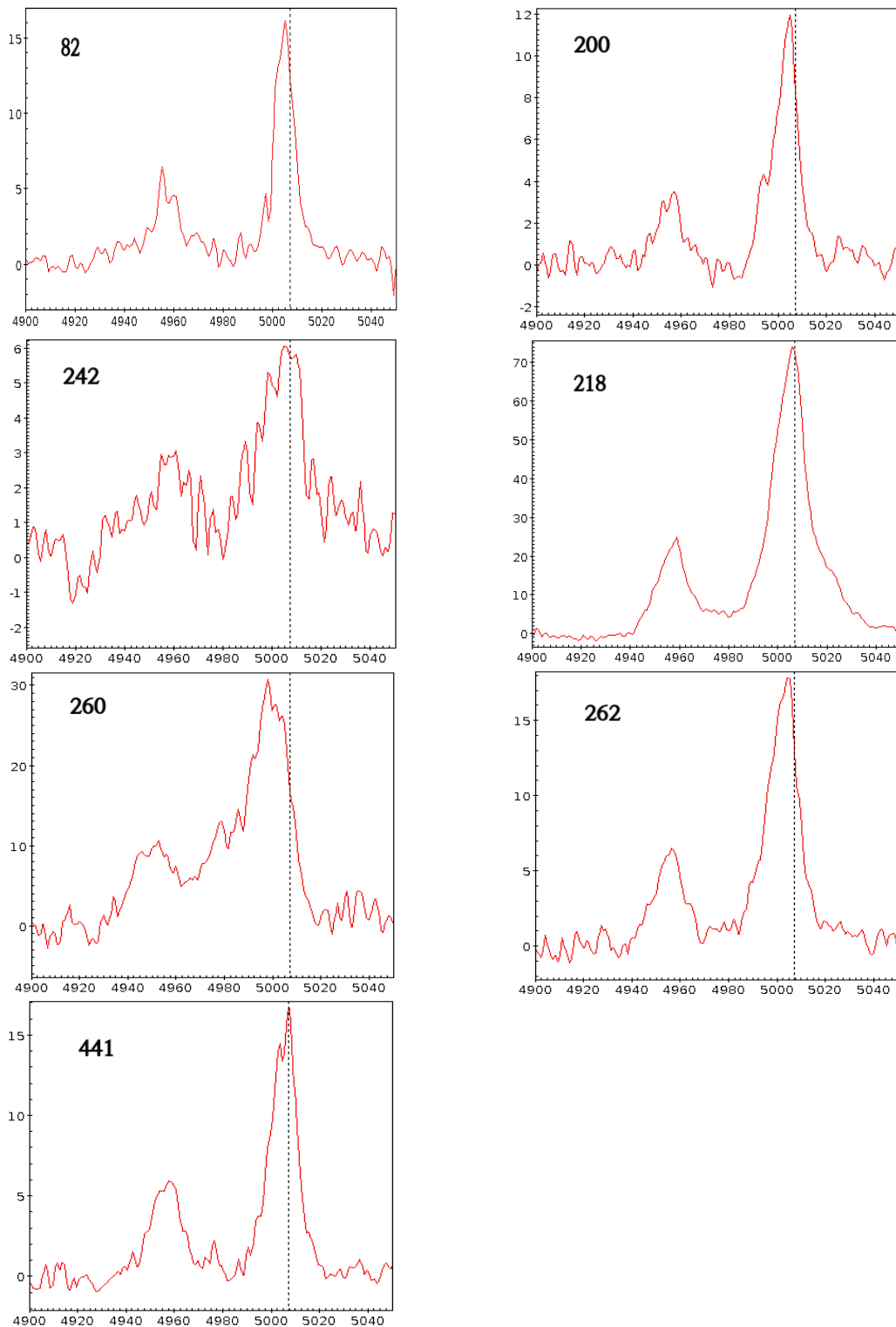


Figura 3.29: Spettri con componenti *core* spostate verso il blu, in ascissa la lunghezza d'onda in Å. La linea tratteggiata rappresenta la posizione teorica della riga a $\lambda 5007$ Å in modo che sia visibile lo spostamento.

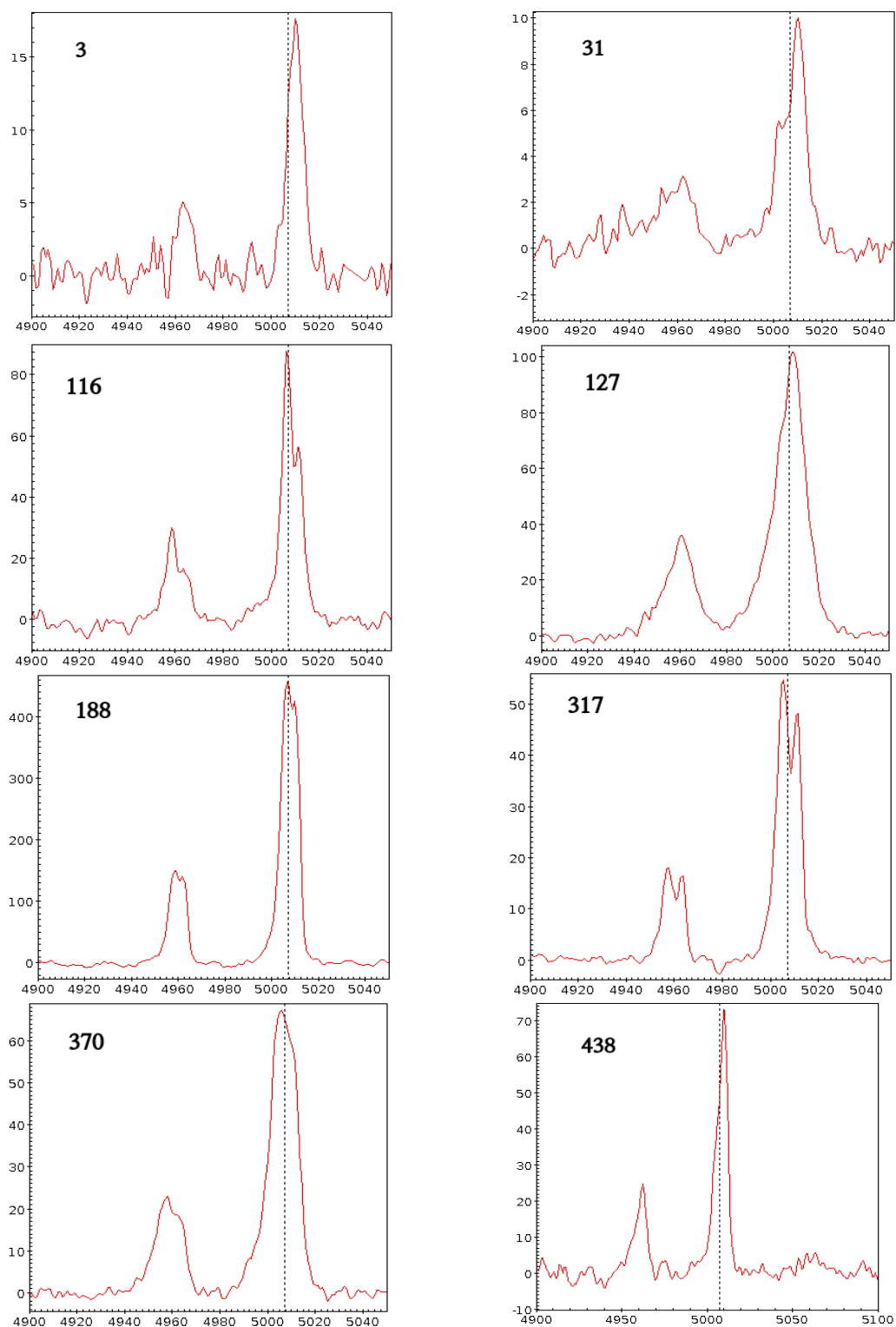


Figura 3.30: Spettri con componenti *core* spostate verso il rosso, in ascissa la lunghezza d'onda in Å. La linea tratteggiata rappresenta la posizione teorica della riga a $\lambda 5007$ Å in modo che sia visibile lo spostamento.

delle larghezze delle componenti *core* contro le larghezze delle componenti *wing*. In rosso le Seyfert 1 e intermedie di questo lavoro, in blu le Seyfert 2 di Vaona et al. (2010), in verde le NLS1 di Cracco et al. (2016). Il grafico mostra un andamento crescente, ciò sta ad indicare che le FWHM delle due componenti sono fisicamente legate, ovvero all'aumentare della turbolenza dell'una, aumenta anche l'altra. I dati inoltre si sovrappongono, questo vuol dire che il processo di interazione fra il gas della *wing* e quello della *core* avviene all'interno della NLR in modo del tutto indipendente dal tipo di AGN.

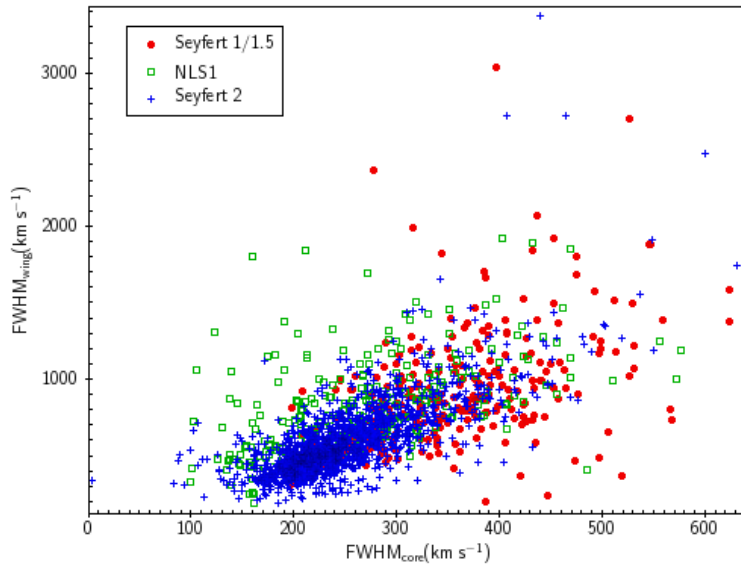


Figura 3.31: Il grafico mostra la relazione fra la FWHM della componente *core* e della componente *wing*. Sovrapposti si trovano i punti rossi che sono ricavati dal campione utilizzato di Seyfert 1 e di Seyfert intermedie, le croci blu che sono ricavate dal campione di Seyfert 2 di Vaona et al. (2010) ed infine i quadrati verdi che sono ricavati dal campione di NLS1 di Cracco et al. (2016). In tutti i casi c'è una tendenza da parte della larghezza della *core* ad aumentare con la larghezza della *wing*.

3.8 Masse dei buchi neri e rapporti di Eddington

Infine si sono calcolate le masse dei buchi neri per calcolare le luminosità di Eddington e i rapporti di Eddington. Queste grandezze sono importanti in quanto sono spesso citate come possibili concause dei moti radiali. Il rapporto di Eddington è il rapporto tra la luminosità di Eddington e la luminosità bolometrica. Per ottenere la massa del buco nero si è analizzata la componente larga di $H\beta$ che viene emessa dalla BLR, regione molto vicina al buco nero e che quindi è stata utilizzata per il calcolo della sua massa e del rapporto di Eddington. Dai valori ottenuti dal fit del profilo di $H\beta$ larga (vedi sezione 3.6) si è proceduto a calcolarne area e larghezza. Avendo gli spettri una dispersione di $1 \text{ \AA}/\text{pixel}$, con uno script Octave l'area è stata calcolata come la somma delle singole intensità. Per il calcolo della FWHM invece, sempre con uno script Octave, si sono effettuati i seguenti passaggi:

- si è calcolato il punto del profilo che avesse la massima intensità;
- si sono trovati i punti, a destra e sinistra del massimo, che avessero intensità uguale a metà della massima;
- la FWHM è stata calcolata come la differenza tra le lunghezze d'onda dei punti calcolati nel passaggio precedente.

A questo punto avendo area e FWHM di $H\beta$ larga si è proceduto convertendo la larghezza da \AA , in km s^{-1} usando la stessa formula riportata precedentemente per le righe di [O III]. In figura 3.32 viene riportato l'istogramma delle FWHM ottenute. I valori sono coerenti con quanto ci si aspetta per la BLR nelle Seyfert 1 in quanto potendo osservare le zone più interne e turbolente dell'AGN la riga $H\beta$ risulta molto larga.

Si è calcolata quindi la luminosità di $H\beta$ per ogni galassia. Per prima cosa si è ottenuto il flusso in $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ moltiplicando l'area per 10^{-17} (i flussi degli spettri SDSS sono in unità di $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$). Poi si è proceduto a calcolare la distanza utilizzando il valore di z fornito da SDSS. Per il calcolo si è utilizzata la costante di Hubble $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ e $\Omega_\lambda = 0.7$. Conoscendo distanza e flusso della riga è stato possibile dare una stima della luminosità (in unità di erg s^{-1}) moltiplicando il flusso per $4\pi D^2$ dove per D si intende la distanza tra noi e la sorgente. Avendo

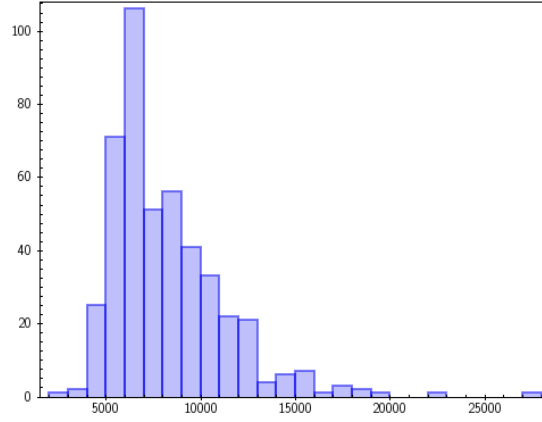


Figura 3.32: Istogramma delle larghezze di $H\beta$ in km s^{-1} .

ora luminosità e larghezza di $H\beta$, si è potuto dare una stima della massa del buco nero applicando il teorema del Viriale:

$$M_{BH} = \frac{R_{BLR}v^2}{G}$$

dove R_{BLR} è il raggio della BLR che è stato calcolato tramite la luminosità di $H\beta$ usando la seguente formula (Greene et al. 2010):

$$\log \frac{R_{BLR}}{10 \text{ lt} - \text{days}} = A_2 \cdot \log \frac{L_{H\beta}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} + B_2$$

dove $A_2 = 0.2 \pm 0.004$ e $B_2 = 0.085 \pm 0.05$. La velocità v è stata calcolata assumendo una distribuzione isotropa delle nubi della BLR: $v = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot FWHM$. Le masse trovate variano da un minimo di $1.56 \cdot 10^7 M_{\odot}$ fino ad un massimo di $4.65 \cdot 10^9 M_{\odot}$ con una media di $3.36 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

In figura 3.33 sono riportati gli istogrammi dei valori di massa ottenuti in unità logaritmiche per il campione di Seyfert 1 e intermedie (in rosso) e per il campione di NLS1 di Cracco et al. (in verde). Come si può notare le masse dei buchi neri nelle NLS1 sono più piccole come ci attendiamo.

Una volta ottenuta la massa del buco nero per ogni galassia del campione, è stata calcolata la luminosità di Eddington usando la seguente formula:

$$L_{Edd} = (1.3 \cdot 10^{38}) \cdot \frac{M_{BH}}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1}$$

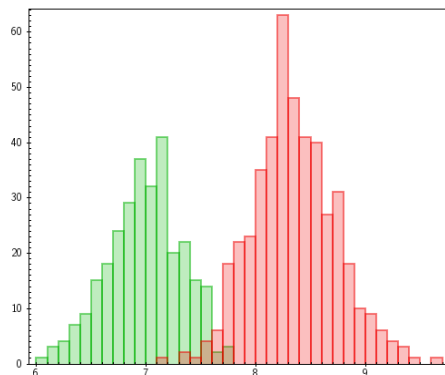


Figura 3.33: Confronto degli istogrammi del logaritmo in base 10 del rapporto M_{BH}/M_{\odot} . In verde i dati ricavati dal campione di NLS1 di Cracco et al., in rosso i valori ottenuti dal campione di Seyfert 1,1.5 utilizzato in questa tesi. Le masse sono state calcolate sulla base della larghezza di $H\beta$ e della sua luminosità e assumendo il teorema del Viriale.

Successivamente si è ottenuta la luminosità del continuo a 5100 \AA . Per ottenere questa luminosità si è usata la stessa procedura seguita per la normalizzazione degli spettri e descritta nel capitolo riguardante la sottrazione del continuo. Una volta ottenuto il flusso medio del continuo per unità di lunghezza in un intorno di 5100 \AA , questo è stato prima moltiplicato per 10^{-17} e poi per 5100 \AA . Infine tramite la distanza il flusso è stato convertito in luminosità. Se il modello unificato è valido ci si aspetta una stretta dipendenza tra la luminosità del continuo e la luminosità di $H\beta$. Infatti se la sorgente che ionizza la BLR è la stessa che produce il continuo, maggiore è la quantità di fotoni ionizzanti che investono le nubi della BLR e maggiore di conseguenza sarà la quantità di gas ionizzato che riemette questa radiazione per ricombinazione. In figura 3.34 si può notare come la luminosità a 5100 \AA e la luminosità di $H\beta$ siano strettamente legate.

Applicando ai dati la regressione lineare si è ottenuta la seguente equazione (linea tratteggiata in figura):

$$\log L(H\beta_b) = 1.178 \log \lambda L_{\lambda}(5100) - 9.70$$

L'indice di correlazione della regressione è $r=0.915$.

Moltiplicando infine la luminosità a 5100 \AA per 9 si è ottenuta la luminosità bolometrica (Kaspi et al. 2000). Avendo luminosità bolometrica e luminosità di Eddington si è proceduto a calcolare il rapporto di Eddington.

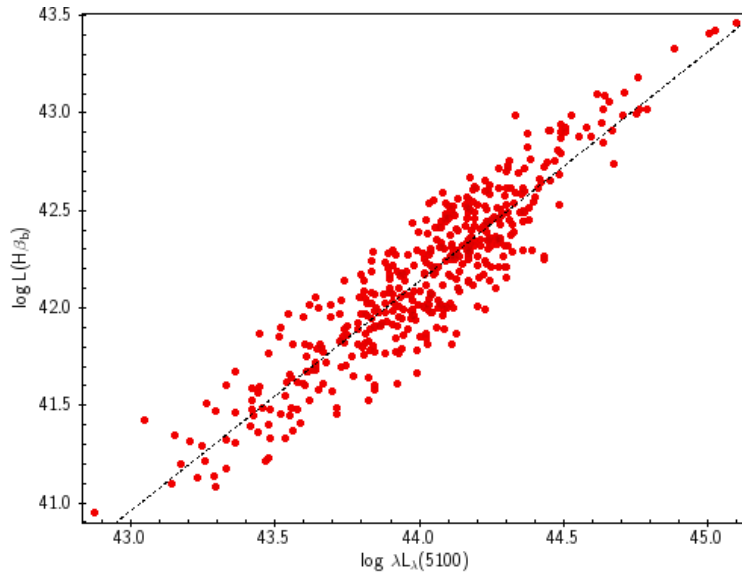


Figura 3.34: Luminosità a 5100 Å contro luminosità di $H\beta$. È stato eseguito il fit lineare (linea tratteggiata) e si può osservare una forte correlazione.

I valori ottenuti sono compresi tra 0.003 e 0.509, con una media di 0.042. Questi sono molto più bassi se confrontati con i valori ottenuti da Cracco et al. (2016) per il campione di NLS1, per le quali i rapporti vanno da 0.23 a 4.75, con una media di 1.03. La figura 3.35 mostra infatti il confronto fra i due tipi di Seyfert. Il risultato è atteso ed è coerente con l'idea che le NLS1 abbiano buchi neri meno massicci delle Seyfert 1 e tassi di accrescimento più alti.

Seguendo l'esempio di Cracco et al. (2016) si sono utilizzate le coordinate degli oggetti di questo campione per cercare delle corrispondenze con sorgenti radio a 1.4 GHz presenti nei database delle survey FIRST⁶ e NVSS⁷. Sono stati ottenuti i flussi radio di 67 oggetti dalla FIRST e di 29 oggetti dalla NVSS. 18 sorgenti erano presenti in entrambi gli archivi, alcune presentavano valori anche abbastanza diversi. Questo può essere dovuto a più fattori: le due survey hanno una risoluzione diversa, $\text{FWHM} = 45$ arcsec per la NVSS e 5 arcsec per la FIRST. Di conseguenza può accadere che due o più sorgenti non siano risolte nella NVSS e vengano considerate come un'unica sorgente;

⁶<http://sundog.stsci.edu/>

⁷<http://www.cv.nrao.edu/nvss/>

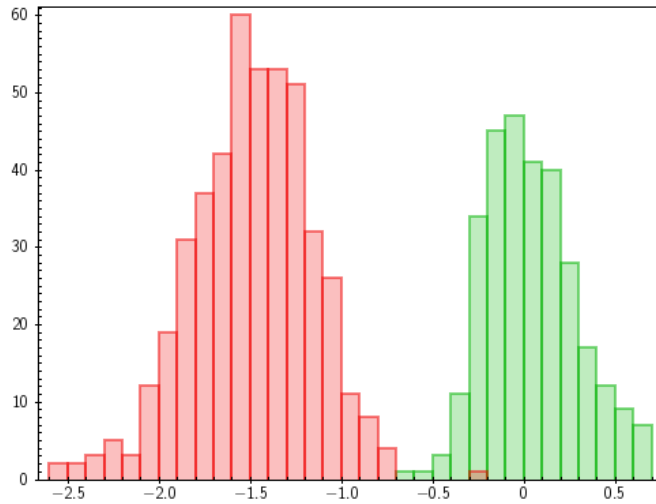


Figura 3.35: Istogrammi del logaritmo in base 10 del rapporto di Eddington. In verde i dati ricavati dal campione di NLS1 di Cracco et al., in rosso i valori ottenuti dal campione di Seyfert 1 e Seyfert intermedie utilizzato in questa tesi.

inoltre bisogna considerare la variabilità, infatti le due survey sono state effettuate in epoche diverse. Nei casi in cui la differenza era inferiore al 10% è stata considerata la media, mentre se la differenza era maggiore si è considerato solo il dato fornito da NVSS che, nel caso di emissione radio estesa, permette di raccogliere il flusso di un'area più vasta rispetto alla FIRST. In figura 3.36 sono riportati i valori della differenza di velocità fra la componente *core* e la componente *wing* in funzione della luminosità del continuo a 5100 \AA , del rapporto di Eddington e della luminosità radio a 1.5 GHz. Ai dati di questo campione sono stati aggiunti quelli delle NLS1 di Cracco et al. (2016). Come si può osservare sembra esserci solo una debole tendenza per gli oggetti più luminosi nel visibile e in radio e con tassi di accrescimento più alti, ad avere *wing* più veloci.

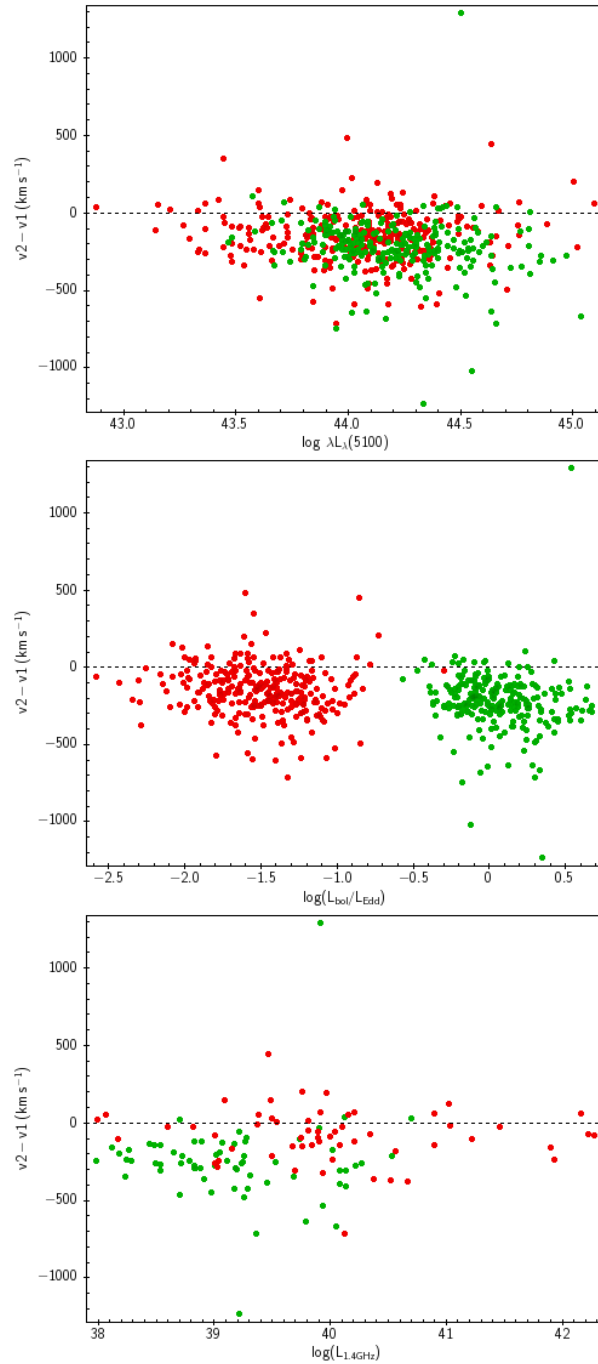


Figura 3.36: Confronti tra il campione utilizzato di Seyfert 1 ed intermedie (in rosso) e il campione di NLS1 di Cracco et al. (in verde). In ordinata: la differenza di velocità tra componente *core* e componente *wing*. In ascissa: logaritmo in base 10 della luminosità a 5100 Å (sopra), logaritmo in base 10 del rapporto di Eddington (in mezzo), logaritmo in base 10 della luminosità radio a 1.4 GHz (sotto).

Capitolo 4

CONCLUSIONI

In questa tesi si sono studiate alcune caratteristiche di un campione di Seyfert 1 e di Seyfert intermedie, si sono cercate evidenze di moti radiali nella NLR e sono state cercate possibili correlazioni con altre grandezze fisiche. Il campione di galassie è stato selezionato dall'archivio pubblico della Sloan Digital Sky Survey (SDSS) imponendo un redshift compreso tra 0.02 e 0.035, una larghezza di $H\beta$ maggiore di 4000 km s^{-1} e una larghezza equivalente di [O I] $\lambda 6300$, [O II] $\lambda 3727$ e [O III] $\lambda 5007$ maggiore di zero. Il redshift è stato scelto in modo che ogni spettro includesse le righe di emissione comprese tra [O II] $\lambda 3727$ e [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$. La condizione sulla larghezza di $H\beta$ è servita per escludere NLS1, Seyfert 2 e LINERs. L'ultima condizione è stata necessaria per assicurare la presenza delle righe dell'ossigeno negli spettri. È stato ottenuto un campione di 3472 galassie di cui sono stati estratti gli spettri ottici della SDSS. Dopo un controllo visivo degli spettri per scartare i falsi positivi della preselezione si è ricavato un campione di 455 spettri con le caratteristiche volute.

La cinematica della NLR è stata studiata attraverso l'analisi dei profili delle righe di [O III], applicando un fit multi-gaussiano con un massimo di 3 componenti, a seconda dei casi. Le velocità delle nubi di gas ad alta ionizzazione sono state calcolate come differenza rispetto alle velocità del gas a bassa ionizzazione che si ritiene segua maggiormente il potenziale gravitazionale della galassia ospite. In linea di principio sarebbe più corretto calcolare le velocità rispetto alla componente stellare, tuttavia quest'ultima non era visibile nella maggior parte del campione. Una buona scelta sarebbe stata utilizzare il doppietto di [S II] $\lambda\lambda 3726, 3729$ come fatto da Cracco et al. (2016) e Komossa et al. (2008), ma purtroppo tale doppietto non era

visibile nella metà del campione. Per questa ragione si è deciso di utilizzare il doppietto di [O II] $\lambda\lambda 3726, 3729$. Questo doppietto è stato fittato per tutti gli spettri del campione con un'unica componente gaussiana a $\lambda 3727$ Å in quanto in nessun caso era risolvibile. Per controllare che le velocità ricavate in questo modo fossero corrette, si sono confrontate le velocità ottenute da [O II] con le velocità ottenute da [S II] e con le velocità ottenute da alcune righe di assorbimento stellare visibili in alcuni spettri. Tutti i confronti effettuati hanno mostrato un pieno accordo e una coerenza con i valori ricavati a partire da [O II]. Dall'analisi della componente larga della riga H β sono state poi calcolate le masse dei buchi neri supermassicci e i rapporti di Eddington e sono stati confrontati questi valori con le proprietà cinematiche mostrate dalle righe di [O III]. Sono state infine studiate le proprietà di questi oggetti, incrociando il campione di questo lavoro con due survey radio a 1.4 GHz, la FIRST e la NVSS, ottenendo 67 riscontri nella prima e 29 nella seconda. I risultati ottenuti sono stati confrontati con un campione di Seyfert 2 studiato da Vaona et al. (2010) e un campione di NLS1 studiato da Cracco et al. (2016).

I profili di [O III], del campione di questo lavoro, sono stati fittati con una singola gaussiana in 174 casi su 455, mentre in 277 casi con 2 gaussiane e in soli 4 casi con 3. In questa analisi le componenti usate sono state suddivise in *core* e *wing*. Le *core* sono le componenti più strette e vicine al centroide teorico, mentre le *wing* sono più larghe e decentrate. Nel caso di fit ad una sola componente, questa è stata considerata sempre *core*. Nel campione studiato circa il 62% degli oggetti presenta profili asimmetrici con almeno una *wing*. Dai confronti effettuati con i lavori di Vaona et al. e Cracco et al. risultano similitudini con il campione di Seyfert 2 in cui il fit a due componenti è stato effettuato nel 64% dei casi, mentre le NLS1 sembrano distinguersi nettamente in quanto è stato necessario usare più di una componente nel 95% dei casi. Le velocità delle componenti *core* sono quasi tutte comprese nell'intervallo ± 150 km s $^{-1}$ mostrando pieno accordo con i campioni di Seyfert 2 e NLS1, ma le NLS1 mostrano un maggior numero di oggetti con $v < -150$ km s $^{-1}$ (*blue outliers*). Nel campione utilizzato di Seyfert 1 ed intermedie solo 7 casi sono stati catalogati come *blue outliers*, mentre solo 8 casi hanno mostrato velocità $v > 150$ km s $^{-1}$ e sono stati catalogati come red outliers. Le NLS1 presentano il 5% di blue outlier contro l'1.5% del campione di Seyfert 1 e 1.5 utilizzato. I blue outliers sono maggiormente presenti nelle NLS1 rispetto sia alle Seyfert 2 che alle Seyfert 1 ed intermedie, quindi si ritiene ci sia qualcosa che differenzia le NLS1 rispetto agli altri tipi di Seyfert, ma che non sia

legato al toro e all'effetto dell'inclinazione della linea di vista, altrimenti si dovrebbero osservare comportamenti analoghi nelle Seyfert 1 e nelle NLS1. Nonostante i modelli prevedano soltanto la presenza di blue outliers in questo campione sono stati identificati 8 red outliers. In 4 di essi sono state utilizzate due componenti *core* in quanto il picco sembrava essere doppio ma non c'era abbastanza risoluzione per separarli in maniera netta. La FWHM della componente *core* inoltre, sembra essere strettamente correlata alla FWHM della componente *wing* in tutti i tipi di Seyfert, ad indicare che il fenomeno dei moti radiali è comune alle NLR delle Seyfert indipendentemente dalla loro tipologia, anche se risultano più presenti nelle NLS1. Il confronto tra Seyfert 1, intermedie e NLS1 conferma che la velocità della componente *wing* dipende debolmente dalla luminosità del continuo e quasi per niente dal rapporto di Eddington. Inoltre è evidente che non esiste alcuna dipendenza dall'emissione radio. Questo può essere parzialmente giustificato dal fatto che si tratta di oggetti tutti radio quiet. A conferma di questo la galassia J163459.82+204936.0, che nel campione presenta il più elevato blueshift della *core* e della *wing*, non mostra un'emissione radio altrettanto rilevante.

Come sviluppi futuri per approfondire l'analisi ci concentreremo sugli oggetti peculiari, ovvero i 7 blue outliers e i 4 oggetti che sembrano mostrare una doppia componente *core*. Cercheremo di ottenere spettri con risoluzione più alta in modo da comprendere meglio il profilo delle righe di [O III]. Inoltre amplieremo i campioni andando a redshift più alto, almeno fino a 0.8, limite oltre il quale [O III] esce dall'intervallo di lunghezze d'onda degli spettri SDSS.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare Stefano Ciroi e Valentina Cracco per avermi guidato passo passo in ogni dettaglio di questo lavoro. Ringrazio Federico Ceriani per le sue preziose consulenze informatiche senza le quali i numerosi script utilizzati non sarebbero stati possibili. Ringrazio infine mio padre e mia madre per avermi supportato nei momenti difficili e di maggior stress.

Bibliografia

- [1] Antonucci R., 1993, *ARA&A*, 31, 473.
- [2] Antonucci R. R. J., Miller, J. S. 1985 , *ApJ*, 297, 621.
- [3] Boller T., Brandt W. N., Fink H., 1996, *rftu.proc*, 425.
- [4] Cracco V., Ciroti S., Berton M., Di Mille F., Foschini L., La Mura G., 2016, *MNRAS*, 462, 1256.
- [5] Emerson D.: *Interpreting Astronomical Spectra* (Wiley, Chichester 1996).
- [6] Galavís M. E., Mendoza C., Zeppen C. J., 1997, *A&AS*, 123, 159.
- [7] Heckman T. M., Miley G. K., Van Breugel W. J. M., & Butcher H. R., 1981, *ApJ*, 247, 403.
- [8] Kaspi S., Smith P. S., Netzer H., Maoz D., Jannuzi B. T., Giveon U., 2000, *ApJ*, 533, 631.
- [9] Komossa S., Xu D., Zhou H., Storchi-Bergmann T., Binette L, 2008, *ApJ*, 680, 926.
- [10] Lawrence C. R., Readhead C. S., Pearson T. J., Unwin S. C., 1987, Cambridge University Press, 260.
- [11] Marconi A., 2008/2009, I nuclei galattici attivi, lezione 15
- [12] Netzer, H., 1992, *AIPC*, 254, 146.
- [13] Osterbrock D. E., 1989, *NYASA*, 571, 99.
- [14] Rafanelli, P.; Vaona, L.; D'Abrusco, R.; Ciroti, S.; Cracco, V., 2010, *MSAIS*, 15, 75.

- [15] Schmidt, M, 1999, ApJ, 525, 735.
- [16] Urry C. M., Padovani P., 1995, 107, 803.
- [17] Zamanov, R., Marziani P., Sulentic J. W., Calvani M., Dultzin-Hacyan D., Bachev R., 2002, ApJ, 576, 9.
- [18] Zhang K., Dong X.-B., Wang T.-G., Gaskell C. M., 2011, ApJ, 737, 71