

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA “GALILEO GALILEI”
Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

Proprietà delle righe [O III] nei *Flat Spectrum Radio Quasar*

Laureando
Francesco Gabrielli
Matricola 10315759

Relatore:
Dott. Stefano Ciroi

Co-Relatori:
Dott. Giovanni La Mura
Dott. Marco Berton

Anno accademico 2017/2018

A mia madre

Indice

Introduzione.....	1
Capitolo 1	
I blazar e la cinematica del gas [O III]	
1.1 Le sorgenti blazar.....	7
1.2 Le galassie NLS1.....	9
1.3 Cinematica del gas [O III].....	11
Capitolo 2	
Acquisizione dati e calcolo dei parametri fisici	
2.1 Definizione del campione di FSRQ.....	13
2.1.1 Correlazione con SDSS-DR13.....	14
2.1.2 Correlazione con FIRST e NVSS.....	18
2.2 Riduzione dei dati.....	19
2.2.1 Correzione per estinzione galattica.....	19
2.2.2 Riduzione degli spettri.....	20
2.3 Analisi spettroscopica.....	21
2.3.1 Interpolazione delle righe [O III].....	21
2.3.2 Interpolazione della riga H β	23
2.3.3 Calcolo dei parametri cinematici.....	25
2.3.4 Parametri fisici del buco nero centrale.....	26
2.4 Emissione radio.....	28
Capitolo 3	
Risultati dell'analisi	
3.1 Risultati cinematici.....	30
3.1.1 Distribuzione delle velocità di <i>core</i>	30
3.1.2 Distribuzione delle velocità di <i>wing</i>	34
3.1.3 Correlazioni fra i parametri cinematici.....	37
3.2 Proprietà della riga $\lambda 5007$	41
3.3 Confronto con lo stato cinematico delle NLS1.....	44

3.3.1 Confronto delle velocità di <i>core</i>	45
3.3.2 Confronto delle velocità di <i>wing</i>	49
3.4 Legame con i parametri del motore centrale	53
3.4.1 Proprietà del motore centrale	53
3.4.2 Effetto dei fenomeni di accrescimento.....	56
3.4.3 Effetto del getto relativistico	57
 Capitolo 4	
Discussione	
4.1 Cinematica dell'[O III].....	61
4.2 Confronto con i campioni di NLS1.....	63
4.3 Origine dei moti osservati.....	65
4.3.1 Accrescimento sul BH centrale.....	65
4.3.2 Effetto del getto relativistico e diffusione del gas	66
 Capitolo 5	
Sommaio.....	69

Introduzione

I *Flat Spectrum Radio Quasar* (FSRQ) fanno parte di quella categoria di nuclei galattici attivi (AGN), denominata *blazar*, che sono caratterizzati dalla presenza di un getto relativistico diretto verso l'osservatore. L'effetto principale di questo allineamento è la massiccia emissione di radiazione non-termica in grado di sovrastare la radiazione proveniente dalla galassia e parte delle emissioni dell'AGN. La proprietà principale che permette di distinguere i FSRQ dall'altra tipologia di blazar (oggetti BL Lac) è la presenza di un disco di accrescimento molto sviluppato e circondato da un ambiente ricco di fotoni e materia. Questa caratteristica influenza fortemente i processi che avvengono all'interno della struttura, a partire dai meccanismi che regolano l'emissione radiativa del getto, fino ad arrivare alla quantità di energia liberata dal motore centrale. Un fenomeno particolarmente interessante di questi AGN è l'immissione di energia meccanica all'interno del gas circostante, che può avvenire a seguito dell'impatto del getto relativistico, del gas espulso sotto forma di vento o dall'assorbimento radiativo. Queste interazioni possono giocare un ruolo determinante nell'influenzare l'evoluzione del gas interstellare e, in generale, della galassia. Ma si ripercuotono anche sulla formazione delle strutture e delle emissioni radiative che contraddistinguono la natura stessa dell'AGN.

Un'altra classe di AGN che può perturbare meccanicamente l'ambiente circostante in maniera analoga ai FSRQ sono le galassie *Narrow-line Seyfert 1* (NLS1). Secondo i modelli recenti, queste sorgenti possono essere identificate come oggetti giovani e in piena fase evolutiva. Le osservazioni effettuate nei raggi- γ e nella banda radio hanno inoltre dimostrato che, nonostante siano AGN di piccola massa ($\leq 10^8 M_{\odot}$), alcune NLS1 possono presentare un getto relativistico allineato lungo la linea di vista che può arrivare a potenze paragonabili a quelle rilevate nei BL Lac. La presenza o meno di un getto ben sviluppato potrebbe essere la naturale interpretazione della separazione fra NLS1 *radio-loud* e NLS1 *radio-quiet*. Recenti indagini hanno permesso di notare delle differenze anche nel modo con cui queste due tipologie di NLS1 interagiscono con il gas circostante. In particolare è stato visto che la presenza del getto genera dei moti più rapidi e caratterizzati da un grado di turbolenza molto superiore rispetto a quelli riscontrati nelle strutture *radio-quiet*.

In questa tesi verrà analizzata la cinematica del gas contenuto nei FSRQ, e si cercherà di

capire quali siano le origini delle perturbazioni meccaniche introdotte nell'ambiente. Il gas considerato è quello contenuto nella *Narrow-line Region* (NLR), ovvero in quella struttura che si colloca fra la regione interna dell'AGN, costituita dal disco di accrescimento e dalla *Broad-line Region* (BLR), ed il mezzo interstellare della galassia ospite. La parte interna della NLR è quella più soggetta alle perturbazioni introdotte dalle regioni centrali e ospita le specie atomiche con un grado di ionizzazione più elevato. Il tracciante utilizzato per questo studio è il doppietto [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$, una delle righe più brillanti e meno contaminate presenti nello spettro ottico degli AGN.

Utilizzando i dati spettroscopici ottenuti dalla *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) sarà definito lo stato cinematico del gas ionizzato, che verrà poi confrontato con i parametri che quantificano l'immissione di energia da parte dei processi di accrescimento e dal getto relativistico. I due parametri utilizzati sono il rapporto di Eddington e la potenza del getto, che saranno calcolati rispettivamente sulla base delle proprietà della riga H β e dalle emissioni radio. Le distribuzioni di velocità ed i profili della riga [O III] saranno inoltre confrontati con quelli pubblicati per diversi campioni di NLS1.

Il primo capitolo della tesi è dedicato all'introduzione delle due tipologie di AGN considerate, ovvero FSRQ e galassie NLS1, e della cinematica del gas ionizzato. Nel secondo capitolo verranno discussi i criteri adottati per selezionare il campione di FSRQ e le procedure applicate per calcolare le quantità utilizzate nell'indagine. I risultati dell'analisi saranno esposti nel terzo capitolo, il quale è suddiviso in tre parti. La prima parte sarà dedicata alla presentazione dello stato cinematico e dei risultati ottenuti dall'analisi sul profilo di riga dell'[O III]. Nella seconda parte verrà effettuato il confronto fra le distribuzioni di velocità del campione di FSRQ con quelle appartenenti ai due campioni di NLS1, quello *radio-loud* e quello *radio-quiet*. Nella terza parte saranno riportati i risultati delle misurazioni che interessano i processi di accrescimento ed il getto relativistico, che verranno confrontati con la cinematica della NLR. Nel quarto capitolo saranno discussi i risultati e le cause che possono aver contribuito alla perturbazione della NLR. Infine un sommario sarà presente nel quinto capitolo.

È stato utilizzato il modello cosmologico Λ CDM con $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$.

Capitolo 1

I blazar e la cinematica del gas [O III]

1.1 Le sorgenti blazar

Fra tutte le sorgenti astrofisiche che costituiscono la famiglia dei nuclei galattici attivi (AGN), i blazar sono sicuramente la tipologia più elusiva e più estrema finora rilevata. Dal punto di vista osservativo, i blazar si presentano come oggetti di tipo stellare, in maniera simile ai quasar, ma si distinguono dagli altri AGN grazie ad una serie di caratteristiche riscontrate nelle proprietà radiative che sono attribuibili a processi di natura non-termica generati all'interno di una regione molto compatta. Lo spettro di queste sorgenti infatti è dominato da una radiazione che si estende dal regime radio fino a quello dei raggi- γ , arrivando ad energie pari a 10^2 MeV e oltre. Le proprietà che sono state fondamentali per la loro classificazione, avvenuta negli anni Settanta, sono: 1) una rapida variabilità del flusso radiativo, riscontrata su di un intervallo molto esteso di frequenze; 2) un'elevata polarizzazione della radiazione ottica, variabile anch'essa su tempi scala ridotti e 3) una forte emissione radio, che proviene da una regione compatta e che può presentare delle componenti in moto di espansione in regime super-luminale. Una discussione di queste proprietà e molti riferimenti ai principali studi che le hanno trattate si possono trovare nella pubblicazione di Urry & Padovani (1995), una fra le più citate in questo campo d'indagine; mentre una versione più recente la si può trovare in Padovani et al. (2017).

Come originariamente proposto da Blandford & Rees queste caratteristiche vengono ampiamente spiegate assumendo che il getto relativistico, originato nel nucleo della struttura, sia orientato lungo la linea di vista dell'osservatore (Begelman et al. 1984). All'interno del getto, le particelle possono avere un fattore di Lorentz pari a $\Gamma \approx 5-20$ ed emettono radiazione di natura puramente non-termica. Il regime relativistico assicura la presenza di un forte effetto Doppler che, da un lato, porta ad un restringimento del cono entro cui viene emessa la radiazione ($\sim \Gamma^{-1}$), mentre dall'altro incrementa notevolmente la luminosità rilevata. Pertanto, se il getto è orientato in direzione dell'osservatore, questa radiazione risulta predominante sia

sull'emissione della galassia ospite, sia sulla maggior parte dell'emissione dell'AGN.

La classificazione dei blazar ha visto numerose variazioni, partendo da un metodo basato solamente sulle proprietà apparenti, fino ad arrivare a modelli fisicamente più accurati che tengono conto della distinzione fra i vari processi che possono avvenire al loro interno (per esempio Giommi 2012). Per avere un'idea generale, si può considerare la suddivisione classica basata sullo spettro ottico. La classe meno energetica, gli oggetti BL Lac, mostrano uno spettro ottico privo di righe di emissione o con righe molto deboli (di larghezza equivalente $EW < 5 \text{ \AA}$) e senza alcun tipo di contributo termico. Essi si trovano a redshift relativamente basso e presentano una luminosità limitata, $L < 10^{46} \text{ erg/s}$. Al contrario, i *Flat Spectrum Radio Quasar* (FSRQ) possono mostrare un contributo termico nella regione blu-UV dello spettro (*blue-UV bump*) che può estendersi fino al regime X. Ma la caratteristica più importante è la presenza delle righe in emissione originate dai processi di accrescimento e l'elevata luminosità, che può estendersi fino a 10^{48} erg/s e ne permette la rilevazione ad alto redshift.

I processi di emissione sono principalmente due. Nella parte dello spettro a minor energia, la radiazione proviene dall'emissione di sincrotrone originata dagli elettroni relativistici. Questo meccanismo genera uno spettro regolare (*smooth*) con un picco collocato nella regione compresa fra l'infrarosso ed i raggi-X. Nel regime delle alte energie, invece, l'emissione ha origine dal processo di diffusione anelastica (*scattering*) di Compton inverso. Le collisioni fra gli elettroni ed i fotoni a bassa energia permettono a questi ultimi di incrementare la propria energia, facendoli arrivare al regime dei raggi- γ . A seconda della tipologia di blazar, questa componente viene suddivisa secondo lo scenario *Synchrotron Self Compton* (SSC) o *External Compton* (EC). Il processo SSC viene associato agli oggetti BL Lac, dove i fotoni interessati dallo *scattering* sono gli stessi che costituiscono l'emissione di sincrotrone, mentre quello EC lo si applica nei FSRQ, dove i fotoni provengono anche dalle strutture di accrescimento adiacenti al buco nero. Questi meccanismi, strettamente legati alla tipologia di blazar, si riflettono nella SED. Le differenze sono state originariamente attribuite ai processi di raffreddamento degli elettroni relativistici, diversificate dalla presenza massiccia o meno di fotoni a cui le particelle possono cedere la loro energia. Le correlazioni fra l'intensità e la frequenza dell'emissione che si manifestano nella SED hanno dato luogo alla cosiddetta *blazar sequence* (Fossati et al. 1998, Ghisellini et al. 1998). Seguendo questo modello, i blazar che hanno una luminosità bolometrica maggiore presentano la componente di sincrotrone della SED spostata verso energie minori (detti *Low Synchrotron Peaked*, LSP Padovani & Giommi 1995), ma con un picco di intensità più pronunciato; mentre quelli con luminosità bolometrica minore possiedono la componente di sincrotrone spostata verso energie maggiori (*High Synchrotron Peaked*, HSP) e con un picco di luminosità simile a

quello originato dallo scattering di Compton.

Come in molti altri campi di indagine sugli AGN, anche lo studio e l'interpretazione delle proprietà dei blazar vengono continuamente rivisitate. A partire dalla suddivisione fra FSRQ ed oggetti BL Lac, che viene contestualizzata in uno scenario che coinvolge i processi fisici che avvengono entro queste sorgenti, e non solo nelle proprietà apparenti. Un esempio interessante può essere trovato in Ghisellini et al. (2011), dove viene proposta una suddivisione basata sul rapporto fra la luminosità della *broad line region* (BLR) e quella di Eddington, quindi legata all'efficienza dei processi di accrescimento e di fotoionizzazione della BLR. Un altro esempio di riclassificazione, che coinvolge le proprietà cinematiche basate sulle osservazioni radio, è stato recentemente proposto da Hervet et al. (2016). Anche la *blazar sequence* è stata recentemente oggetto di revisione (si vedano ad esempio Ghisellini & Tavecchio 2008, Giommi et al. 2011, Ghisellini 2016, Ghisellini et al. 2017).

1.2 Le galassie NLS1

L'unificazione degli AGN provvisti di getto segue lo schema di Urry & Padovani (1995) e si fonda su tre fattori principali: l'angolo di visuale, lo spettro ottico e l'emissione radio. Viene ipotizzato anche un quarto fattore, la rotazione del buco nero (BH) centrale, che dovrebbe essere maggiore per gli AGN provvisti di getto. Questo modello può essere suddiviso in due classi principali e quattro sottoclassi sulla base dei primi due fattori. La prima classe è quella costituita dalle sorgenti osservate con il getto allineato alla linea di vista, ovvero dai blazar che, come detto, sono suddivisi a loro volta nelle due tipologie FSRQ e oggetti BL Lac. La seconda classe è formata dalle radio galassie di tipo HErG (*High-Excitation radio galaxy*), che presentano delle forti righe ottiche in emissione, e dalle LErG (*Low-Excitation radio galaxy*), prive di righe ottiche o con righe molto deboli. La differenza fra queste due classi principali è quindi la rilevazione di radiazione collimata oppure diffusa.

Inizialmente il getto è stato associato esclusivamente agli AGN con BH molto massicci, con masse comprese fra 10^8 - $10^{10} M_{\odot}$ e generalmente collocati nel nucleo di galassie ellittiche. Tuttavia, di pari passo con il miglioramento delle tecniche di osservazione, è stato scoperto che il getto può svilupparsi anche in strutture con BH di massa minore di $10^8 M_{\odot}$ e che vengono rilevate all'interno di galassie a spirale (Coziol et al. 2016). Queste ricerche hanno messo in evidenza che l'associazione fra la massa del BH e la presenza del getto altro non era che un semplice effetto di selezione.

In questo contesto le *Narrow-line Seyfert 1 Galaxies* (NLS1) assumono il ruolo di

protagoniste. In un primo momento le NLS1 non sono state nemmeno inserite nel Modello Unificato (per esempio Urry & Padovani 1995). Solo verso la fine degli anni Ottanta, sono state definite come AGN e catalogate come: sorgenti *radio-quiet* caratterizzate da una massa inferiore a $10^8 M_{\odot}$, un elevato tasso di accrescimento e presenti nelle galassie a spirale. Dopo l'avvento della SDSS, lo studio di estesi campioni di NLS1 ha indirizzato le ricerche verso l'analisi delle possibili emissioni radio provenienti da un getto relativistico. Le nuove rilevazioni hanno permesso di definire la nuova tipologia di NLS1 *radio-loud* (NLS1-RL, Yuan et al. 2008) che comprende circa il 7% delle NLS1 totali (Komossa et al. 2008). In alcuni di questi oggetti furono osservate anche delle strutture caratterizzate da moti superluminali. Il vero punto di svolta però lo si può far coincidere con la rilevazione dell'emissione nei raggi- γ effettuata da *Fermi Gamma-ray Space Telescope* (per esempio Abdo et al. 2009, Foschini 2011). Queste ricerche hanno permesso di confermare la presenza del getto relativistico nelle NLS1 (forte emissione radio altamente variabile, spettro radio piatto ed emissione γ), e di equipararlo ai getti a bassa potenza tipicamente rilevati negli oggetti BL Lac.

Sono molte le ripercussioni che hanno avuto questi studi, soprattutto per lo stretto collegamento fra NLS1 *radio-loud* ed i blazar. Per esempio, suggeriscono che non è necessario avere un BH di massa elevata per generare un flusso collimato di particelle ad alta energia. Inoltre la formazione del getto in un ambiente come quello delle NLS1, che è molto diverso da quello dei blazar, potrebbe non essere influenzato dalle condizioni ambientali (Blandford 1978) oppure esserlo solo marginalmente. Queste scoperte hanno portato molti autori a suggerire che le NLS1 siano in realtà la componente di piccola massa dei quasar (Abdo et al. 2009, Foschini et al. 2015). Infatti Berton et al. (2015) hanno dimostrato che la funzione di luminosità delle NLS1 si accoda a quella dei FSRQ ed hanno suggerito che, come le radio-galassie FRI e FRII sono la controparte disallineata degli oggetti BL Lac e dei FSRQ, le galassie HerG possono essere la controparte delle NLS1. Un'altra ipotesi suggerisce che le NLS1 siano a tutti gli effetti una tipologia di quasar nei primi stati evolutivi (D'Ammando et al. 2012) o ringiovaniti per effetto di *merging* recenti (Mathur 2000). Ma, a prescindere dalla vera natura delle NLS1 e dalla loro relazione con i blazar, queste due tipologie di sorgenti sono accomunate dalla presenza di un getto relativistico che potrebbe influenzare in modo significativo la cinematica del gas ionizzato attorno al BH, in particolare della *Narrow Line Region* (NLR). Pertanto è interessante mettere in relazione i moti che avvengono nella NLR di queste due tipologie di sorgenti.

1.3 Cinematica del gas [O III]

Il doppietto [O III], costituito dalle righe $\lambda 5007$ e $\lambda 4959$, è fra le componenti spettrali più utilizzate per studiare le proprietà della NLR. La riga $\lambda 5007$ è generalmente quella più intensa rilevabile nello spettro ottico degli AGN ed è scarsamente contaminata da fenomeni di emissione o assorbimento. In molti AGN a basso redshift, il profilo del [O III] appare asimmetrico, con un decadimento della luminosità netta nella parte rossa e più graduale in quella blu. Misurando la posizione del [O III] rispetto agli assorbimenti stellari della galassia, si osserva anche uno spostamento dell'intera riga verso lunghezze d'onda minori.

Queste caratteristiche, pur non essendo presenti in tutte le righe [O III], sono state rilevate in diverse tipologie di AGN come le galassie di Seyfert di tipo 1 e 2, le NLS1, e i quasar di tipo 1 (per esempio Green & Ho 2005, Peng et al. 2014 e riferimenti). Il profilo della riga può essere suddiviso in due componenti principali. La componente più stretta, detta *core*, ha generalmente una $FWHM \approx 200-500$ km/s e proviene dalla porzione di NLR più distante dal nucleo galattico, dove la cinematica è dominata dal potenziale gravitazionale della galassia ospite (Nelson & Whittle 1996). La seconda componente, detta *wing*, è quella più larga, con $FWHM \approx 500-1000$ km/s, e viene generata dalle regioni più interne della NLR, dove il moto del gas ha un regime turbolento più intenso.

Il meccanismo responsabile dello spostamento delle righe [O III] non è ancora stato compreso totalmente. Un'ipotesi comune è che lo spostamento verso il blu, così come la formazione delle *wing* blu, abbiano origine dai forti venti che si sviluppano attorno alle strutture di accrescimento, in particolare a quelle dove il tasso di accrescimento è molto elevato. Queste caratteristiche infatti vengono trovate in molti AGN caratterizzati da un rapporto di Eddington elevato, dove la pressione di radiazione proveniente dal disco di accrescimento può essere la causa principale dell'accelerazione di questo gas (Komossa et al. 2008 e riferimenti).

Nonostante ciò un ruolo determinante lo può giocare anche il getto relativistico. Tipicamente l'asse della NLR e dei lobi radio estesi sono allineati, e ciò suggerisce che potrebbe esistere una forte connessione fra i due. Questo legame viene confermato dalla maggior larghezza mostrata dalle righe proibite osservate in oggetti che presentano un getto relativistico. L'interazione fra il flusso di particelle ed il gas circostante non è ancora ben nota. Recenti simulazioni (Wagner & Bicknell 2011, Wagner et al. 2012) suggeriscono che l'efficienza con cui viene ceduta l'energia al gas dipende dalla potenza del getto stesso, e che esiste una soglia minima di potenza affinché la NLR subisca una perturbazione rilevante. Recentemente sono state confrontate le proprietà cinematiche del gas ad alto grado di ionizzazione, tracciato dalla riga [O III], per due campioni distinti di NLS1, uno *radio-loud* ed uno *radio-quiet* (Berton et al. 2016). I risultati mostrano come gli oggetti *radio-loud* tendano ad avere un gas in

espansione con maggior velocità rispetto agli oggetti *radio-quiet* e un grado di turbolenza più sviluppato. Queste differenze suggeriscono che all'origine della perturbazione vi siano cause, o meglio, contributi, diversi. Nonostante ciò non vi sono dei legami diretti ed evidenti fra lo stato cinematico ed i parametri che caratterizzano queste perturbazioni, ovvero la potenza del getto relativistico o il rapporto di Eddington.

Confrontando lo stato cinematico rilevato nei FSRQ con quello presente nelle NLS1-RL, si cercherà di indagare sull'effetto del getto sulla NLR. Infatti queste due classi di sorgenti possiedono dei getti con potenze notevolmente diverse, dell'ordine di $\log(P_{jet,rad}) \approx 43.6$ per i FSRQ e $\log(P_{jet,rad}) \approx 42.5$ per le NLS1-RL (§2.3.5), che potrebbero lasciare tracce distinguibili nella cinematica del gas. Tuttavia il compito è reso particolarmente difficile a causa delle numerose caratteristiche che differenziano questi oggetti, come l'età della struttura o le condizioni ambientali in cui si propagano le perturbazioni, che potrebbero dominare le differenze riscontrate.

Capitolo 2

Acquisizione dati e calcolo dei parametri fisici

In questo capitolo verranno presentate tutte le fasi del lavoro che sono state affrontate per passare dalla definizione del campione di FSRQ alla determinazione dei parametri fisici utilizzati nell'indagine.

Nella prima parte verrà definito il campione di blazar utilizzato e i procedimenti seguiti per estrarre i dati ottici dal catalogo SDSS-DR13 e quelli radio dai cataloghi FIRST e NVSS. Nel secondo paragrafo saranno riportati i metodi applicati per ridurre i dati fotometrici e quelli spettroscopici utilizzati per prepararli alle analisi che seguiranno. Nel terzo paragrafo saranno esposte le procedure seguite per interpolare le righe in emissione, per calcolare i parametri cinematici del gas ionizzato e per determinare le proprietà del motore centrale. La quarta e ultima parte è dedicata all'analisi dei dati radio ed al calcolo della potenza del getto relativistico.

2.1 Definizione del campione di FSRQ

Come anticipato, i blazar costituiscono la classe più enigmatica di AGN. Per questo motivo, fra i numerosi cataloghi che riportano i dati osservativi di quasar e, in generale, di AGN (per esempio Veron-Cetty & Veron 2010), il campione di FSRQ è stato selezionato da *Roma-BZCat*. Questo è un catalogo dedicato esclusivamente ai blazar, che vede la sua prima pubblicazione nel 2009 (Massaro et al. 2009) ed oggi, dopo 10 anni di aggiornamenti e revisioni dei metodi utilizzati nella classificazione, è arrivato alla quinta edizione (*5BZCat*, Massaro et al. 2015). In *5BZCat* vengono riportate le proprietà radiative di blazar o di sorgenti che ne manifestano le principali caratteristiche. Questi dati sono stati raccolti da numerose osservazioni di tipo *survey*, da varie pubblicazioni inerenti agli AGN e da osservazioni singole (*pointed observation*) mirate proprio alla classificazione di blazar di tipo ignoto (per esempio Alvarez-Crespo et al. 2016a,b,c). Per essere inclusa nel catalogo ed essere identificata come blazar, una sorgente deve soddisfare una serie di requisiti: 1) deve essere rilevabile nella

banda radio alle frequenze di 1.4 GHz (*NVSS*, *FIRST*) o 0.84 GHz (*SUMSS*) con una densità di flusso dell'ordine dei millijansky o superiore; 2) deve essere disponibile uno spettro ottico per poterne definire la tipologia, distinta fra FSRQ e oggetto BL Lac; 3) l'emissione nei raggi-X deve avere una luminosità pari o superiore a 10^{43} erg/s; 4) nel caso in cui la sorgente sia un FSRQ, lo spettro radio definito nella banda compresa fra 1.4 GHz (o 0.843 GHz) e 5 GHz deve essere piatto; utilizzando la convenzione sulla densità di flusso $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, questa condizione si traduce nel vincolo sull'indice spettrale $\alpha < 0.5$; 5) la morfologia radio deve avere una struttura compatta oppure una componente nucleare dominante e un getto orientato in un'unica direzione. Il catalogo conta 3561 sorgenti, di cui 1909 FSRQ e 1059 oggetti BL Lac. Le sorgenti rimanenti, pur non rispettando tutti i requisiti, mostrano delle caratteristiche tipiche dei blazar (per esempio mostrano fenomeni di transizione fra radio galassie e oggetti BL Lac) e sono definite come blazar di tipo incerto o candidati BL Lac.

Roma-BZCat è il catalogo più esteso e probabilmente il più accurato attualmente disponibile per studiare sorgenti di questo tipo. Il suo punto di forza è l'utilizzo di vincoli molto restrittivi che permettono di evitare la contaminazione da parte di altri tipi di AGN. Una ripercussione negativa di questa scelta però è la potenziale esclusione di una porzione significativa di blazar che possono appartenere a tipologie non ancora ben definite. Un tipico esempio sono i blazar *radio-quiet* (Massaro 2017), le cui proprietà sono ancora oggetto di dibattito (per esempio Bruni et al. 2018). Nonostante ciò, si deve tener conto del fatto che il campione analizzato in questo studio è composto da soli FSRQ e che, come mostrato dalle statistiche inerenti ai nuovi blazar scoperti (per esempio Paggi et al. 2015), questi risultano essere molto meno elusivi rispetto agli oggetti BL Lac.

2.1.1 Correlazione con SDSS-DR13

Allo scopo di ottenere gli spettri ottici ed i dati fotometrici, abbiamo correlato spazialmente il campione di 1909 FSRQ con il catalogo *SDSS-DR13* (*Sloan Digital Sky Survey, data release 13*). Le coordinate riportate in *5BZCat* non sono state definite con un metodo di rilevazione omogeneo ed hanno una incertezza molto variabile. Mediamente l'errore astrometrico vale 1.5", ma può arrivare fino a 5". La scelta di una distanza di correlazione appropriata è quindi un problema tutt'altro che banale. Il valore che abbiamo utilizzato è pari a 1.8" ed è stato definito sulla base dell'analisi statistica effettuata da Massaro et al. (2014). Gli autori, dopo aver quantificato la probabilità che si verificano delle associazioni spurie fra i due cataloghi, hanno indicato il valore di 1.8" come la distanza a cui la probabilità di errore nella correlazione è inferiore a 1% (si veda anche Mao et al. 2016).

Nel catalogo *SDSS-DR13* sono stati ricercati gli oggetti fotometrici esenti da problemi di rilevazione (con *flag clean* = 1) e che sono stati definiti come *oggetti primari*. Queste condizioni assicurano che i dati selezionati abbiano la massima qualità fra le varie osservazioni disponibili. Il campione ottenuto è costituito da 907 oggetti fotometrici e da 546 oggetti spettroscopici. Per confrontare il numero di correlazioni che si avrebbero per distanze superiori, è stata effettuata una seconda ricerca con un raggio pari a 9". Così facendo il numero di oggetti selezionati arriva a 911. La prima sorgente introdotta, ovvero quella più vicina, ha una distanza pari a 2.8" dalla propria controparte, mentre le altre hanno una distanza superiore a 7". Il numero di spettri, invece, rimane invariato anche utilizzando un raggio così elevato.

Come nel caso fotometrico, molte sorgenti dispongono di osservazioni spettroscopiche ripetute, che vengono definite primarie o secondarie sulla base del valore di *S/N*. Inizialmente sono stati considerati solamente gli spettri primari. In alcuni casi però la regione compresa fra la riga $H\beta$ ed il doppietto [O III] è stata compromessa da un troncamento della rilevazione oppure da un rumore troppo elevato. Di conseguenza, per una ventina di oggetti, sono stati cercati gli spettri secondari.

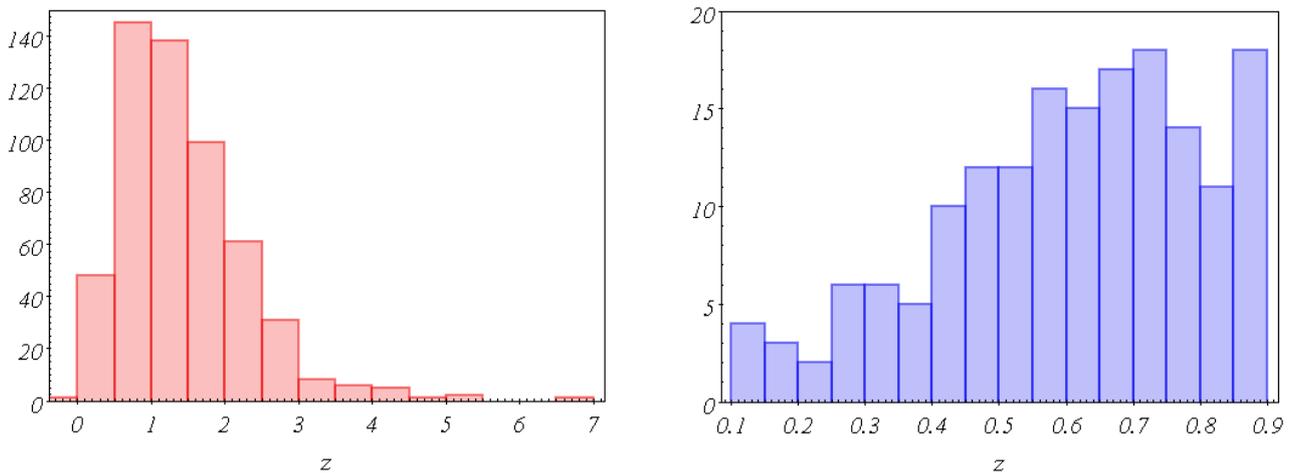


Figura 2.1: Distribuzione dei valori del redshift ricavati da *SDSS-DR13* o *5BZCat*.

A sinistra sono riportati i dati dei 546 spettri selezionati dalla correlazione spaziale, a destra sono riportati quelli dei 169 oggetti a basso redshift.

Il 60% degli oggetti selezionati è stato osservato mediante lo spettrografo *SDSS*, con campionamento compreso nell'intervallo 3800-9200 Å ed una risoluzione $R=\Delta\lambda/\lambda$ variabile

fra 1850 e 2200. Il rimanente 40% è costituito da dati ottenuti mediante BOSS, una *survey* analoga alla precedente, ma con una copertura spettrale più ampia (3800-10400 Å) ed una risoluzione che può arrivare fino a 2650 (Dawson et al. 2013). La massima incertezza sulla calibrazione di questi strumenti è uguale a 5 km/s.

Per assicurarsi che la porzione di spettro adiacente al doppietto [O III] fosse stata adeguatamente campionata, abbiamo selezionato solamente gli oggetti con un valore del redshift pari o inferiore a 0.9. Il campione è stato così ridotto a 169 FSRQ. Il valore di z utilizzato è quello estratto direttamente dal catalogo *SDSS* oppure, dove la stima è stata contrassegnata come incerta, quello riportato da *5BZCat*. Le distribuzioni dei valori di z per il campione totale e per quello a basso redshift sono riportate in figura 2.1. Si noti che le differenze fra i valori di z riportati nei due cataloghi sono meno del 10% per 528 spettri sui 546 considerati e inferiori al 1% per 164 FSRQ delle 169 sorgenti a basso redshift ($z \leq 0.9$).

Sui 169 spettri è stato calcolato il rapporto S/N in una regione adiacente al [O III] e priva di emissioni rilevanti. L'intervallo utilizzato, definito dopo aver corretto per effetto del redshift (§2.2.2), è pari a [5050, 5150] Å. In cinque casi però è stato considerato un intervallo diverso, [5020, 5100] Å, a causa della presenza di un troncamento nella parte rossa dello spettro. La distribuzione dei rapporti S/N è riportata in figura 2.2, mentre un esempio di tre spettri aventi valori di S/N differenti è riportata in figura 2.3.

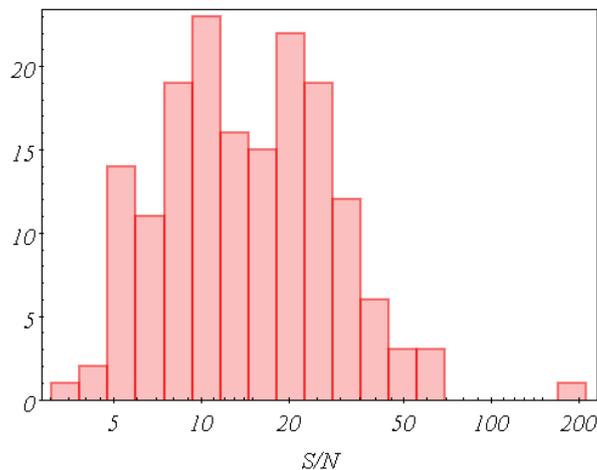


Figura 2.2: Distribuzione del rapporto segnale-rumore per il campione di 169 spettri a basso redshift.

Per analizzare adeguatamente le proprietà del gas ad alta ionizzazione, è necessario disporre di una buona rilevazione della riga [O III]. Infatti non si andrà solamente a determinarne la

posizione, ma si effettueranno anche delle misurazioni sul suo profilo e sulla sua luminosità. Sono stati quindi selezionati gli oggetti che mostrano un rapporto S/N pari o superiore a 10. Per quanto riguarda la qualità delle altre righe utilizzate, ovvero il doppietto [OII] e la $H\beta$, sono stati imposti dei vincoli meno restrittivi. Queste righe serviranno per identificare il sistema di riferimento solidale all'AGN e per determinare i parametri del motore centrale. Sono state considerate solo quelle che hanno un'intensità di picco pari o superiore a $3 \cdot rms$, dove rms è lo scarto quadratico medio misurato a 5100 \AA .

In conclusione è stato selezionato un campione di 94 FSRQ a basso redshift ($z \leq 0.9$), dotati di rilevazioni fotometriche accurate ed uno spettro con rapporto $S/N \geq 10$.

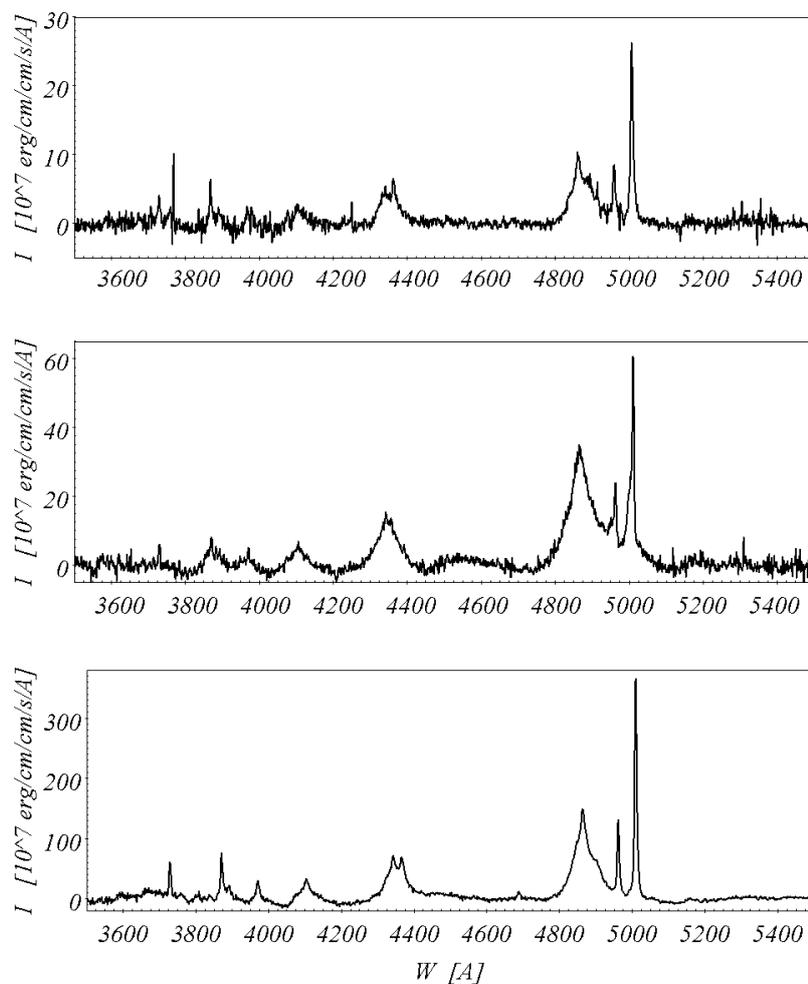


Figura 2.3: Esempi di tre spettri di diverso rapporto S/N . Dall'alto verso il basso si trovano gli oggetti SDSS J0741+3112; SDSS J1220+0203 e SDSS J1538+4105 con rapporti S/N pari a 10, 20, 50 rispettivamente.

2.1.2 Correlazione con FIRST e NVSS

Per analizzare le proprietà radio dei FSRQ, sono state cercate le controparti di tutti i 94 spettri nei cataloghi *FIRST* (*Faint Images of the Radio Sky at Twenty centimeters*, Becker et al. 1995) e *NVSS* (*NRAO-VLA Sky Survey*, Condon et al. 1998). Entrambi questi cataloghi riportano osservazioni effettuate a 20 cm (1.4 GHz) mediante l'osservatorio *Very Large Array* (VLA), ma condotte con le antenne posizionate in diverse configurazioni. Uno dei principali obiettivi preposti nella formazione del catalogo *FIRST* è quello di ottenere le controparti radio delle rilevazioni ottiche. Di conseguenza le osservazioni sono state effettuate con una risoluzione angolare pari a 5" ed un errore astrometrico compreso fra 0.5" e 1". Particolare attenzione è stata data anche alla profondità di campo, significativamente maggiore rispetto a quella di *NVSS* e di numerose altre *survey* radio. Ovviamente l'incremento della profondità di campo gioca a sfavore della copertura celeste. Nonostante ciò la *footprint* di *FIRST* è pressoché coincidente con quella della *Sloan*. Il catalogo *NVSS* invece ha una copertura completa per declinazioni superiori a -40° , ma ha una risoluzione pari a 15" ed una precisione astrometrica limitata, per cui l'errore sulla localizzazione delle sorgenti varia fra 1" e 7". Anche le sensibilità dei due cataloghi sono molto diverse; *FIRST* presenta una completezza garantita al 85% per flussi che arrivano fino a 1 mJy, mentre *NVSS* pone a 2.5 mJy il limite di osservabilità. Nello studio di sorgenti puntiformi, le misurazioni di *FIRST* risultano sicuramente più accurate rispetto a quelle di *NVSS* e pertanto sono state preferite. Però la mancanza di alcune correlazioni fra *FIRST* e *SDSS*, dovuta soprattutto alla presenza di errori nel processo di acquisizione dei dati radio (*flag not clean*), ha reso necessario l'utilizzo dei dati *NVSS* per una piccola porzione del campione.

I raggi di correlazione fra i cataloghi radio e *SDSS* sono stati definiti riproponendo l'analisi statistica effettuata da Massaro et al. (2013, 2014). In questa analisi sono stati utilizzate tutte le 546 sorgenti spettroscopiche inizialmente selezionate. Le coordinate ottiche sono state traslate casualmente entro una distanza compresa fra 20" e 60", in modo da definire un campione fittizio non troppo dissimile da quello reale. Di questo campione sono state cercate le controparti radio entro un raggio massimo di 300" e sono stati analizzati sia il numero di correlazioni che avvengono entro una certa distanza, $N(r)$, sia il suo incremento associato ad un aumento della distanza di una quantità fissata, Δr , ovvero $\Delta N = N(r+\Delta r) - N(r)$. Mediante questi parametri è possibile quantificare l'entità delle correlazioni che si verificano casualmente fra i due cataloghi. La procedura è stata ripetuta 100 volte, in modo da poter analizzare statisticamente l'andamento del numero di sorgenti associate casualmente in funzione della distanza di correlazione. Le *query* sono state sottoposte a *Vizier* in maniera automatica, grazie all'implementazione di un programma in *Python* e all'utilizzo del

pacchetto *Astroquery* (*Astropy Collaboration*). I raggi utilizzati nelle correlazioni fra i cataloghi radio e *SDSS-DR13* sono quelli che assicurano una probabilità di associazione spuria minore del 1%, e valgono rispettivamente 3.6" per l'abbinamento *FIRST-SDSS* e 8.5" per quello *NVSS-SDSS*. Entro queste distanze sono state selezionate 519 sorgenti *FIRST*, di cui 158 aventi $z \leq 0.9$, e 545 oggetti *NVSS*, comprendendo tutti i 169 oggetti spettroscopici a basso redshift.

In definitiva sono disponibili i flussi radio per tutti i 169 oggetti considerati. I dati sono stati estratti da *FIRST* per 89 sorgenti (95% del campione totale) e da *NVSS* per i 5 rimanenti.

2.2 Riduzione dei dati

In questo paragrafo verranno esposte le procedure eseguite sui dati grezzi per prepararli al calcolo dei parametri fisici. Le correzioni per estinzione galattica sono state effettuate utilizzando i metodi ed i dati più aggiornati fra quelli attualmente disponibili, di conseguenza questa procedura verrà trattata per esteso. Le correzioni effettuate sugli spettri, invece, sono state affrontate seguendo i metodi classici e l'utilizzo del programma *IRAF*, pertanto l'esposizione sarà più breve.

2.2.1 Correzione per estinzione galattica

La prima operazione da effettuare sui dati raccolti, che siano di natura fotometrica o spettroscopica, è la correzione per estinzione galattica. Questa procedura parte dalla quantificazione delle polveri interstellari presenti lungo la linea di vista di ogni oggetto. Essa dovrà essere poi trasformata in termini di assorbimento assoluto $A(V)$ oppure relativo $E(B-V)$, il quale verrà utilizzato per rimuovere l'effetto dell'arrossamento. Un metodo comunemente utilizzato si basa sulla determinazione della densità di colonna dell'idrogeno neutro, N_H (per esempio Kalberla 2005), che verrà convertita direttamente in termini di assorbimento. Tuttavia, oltre alla calibrazione del valore di estinzione associata alla quantità di polveri, questo metodo necessita anche dell'introduzione di alcune assunzioni che coinvolgono sia il rapporto fra la quantità delle polveri ed il gas neutro presente lungo la linea di vista, sia la correlazione fra l'idrogeno neutro ed il gas ionizzato (si veda Burstein & Heiles 1978). Un approccio alternativo, che permette di evitare queste due complicazioni, è stato proposto da

Schlegel et al. (1998). Schlegel et al. definirono una mappa dell'estinzione galattica basandosi direttamente sulla distribuzione delle polveri. Combinando le osservazioni dell'emissione termica rilevata a 100 μm e 240 μm , gli autori hanno potuto determinare la temperatura effettiva della polvere interstellare (assumendo il sistema isoterma lungo tutta la linea di vista). A sua volta, la temperatura ha permesso di convertire l'intensità della radiazione rilevata a 100 μm in termini di densità di colonna, e quindi di definire una mappa bidimensionale della quantità del materiale assorbente. La conversione di questa mappa, N_{dust} , in una mappa del *reddening*, $E(B-V)$, è un punto cruciale trattato estensivamente in letteratura, dove solitamente viene applicata una legge di estinzione opportunamente calibrata (per es. Cardelli et al. 1989, O'Donnell 1994). Sebbene diverse ricerche abbiano evidenziato che le mappe $E(B-V)$ fornite da Schlegel et al. (1998) tendano a sovrastimare l'estinzione (per es. Schlafly et al. 2010 e riferimenti), queste correzioni sono state utilizzate in molti studi recenti (per esempio, limitandoci agli studi effettuati sui blazar, si veda Paggi et al. 2013, 2014) ed in alcuni cataloghi come *SDSS* (fino alla *release DR12*) e *Galex-DR6/7*. Utilizzando il cosiddetto *pair method* applicato alle stelle, Schlafly & Finkbeiner (2011) effettuarono una ricalibrazione della conversione fra la mappa delle polveri e quella dell'estinzione, offrendo così dei dati aggiornati di $E(B-V)$.

Il passo successivo per correggere i dati dall'estinzione dipende dall'analisi effettuata. Nell'applicazione ai dati fotometrici, la mappa del *reddening* $E(B-V)$ deve essere convertita in termini di estinzione entro la banda di osservazione λ , $A(\lambda) = R(\lambda) \cdot E(B-V)$. La trasformazione viene descritta dai coefficienti $R(\lambda)$ che dipendono dalla risposta del sistema fotometrico, dalla legge di estinzione e dalla distribuzione spettrale della sorgente considerata. Si trovano numerosi studi che riportano i valori di questi coefficienti per le principali bande fotometriche e per diversi modelli spettrali. In questa tesi sono stati utilizzati i coefficienti di Yuan et al. (2013) che sono calibrati per essere applicati alla mappa di estinzione di Schlegel et al. (1998). Questo tipo di correzioni sono state utilizzate anche nei cataloghi *SDSS-DR13* e *DR14*, nonché dai programmi online riportati in *IRSA* e *NED*.

2.2.2 Riduzione degli spettri

Per rimuovere l'effetto dell'estinzione galattica dagli spettri, è stato utilizzato il comando di *IRAF DEREEDEN* nel pacchetto *noao*. Il programma applica la legge di estinzione di Cardelli et al. (1989) e necessita solamente dei valori di $E(B-V)$ associati alla singola sorgente. La mappa utilizzata è quella riportata da Schlafly & Finckbeiner (2011), mentre il rapporto fra l'estinzione monocromatica e l'eccesso di colore è stato fissato a $R = 3.1$.

Mediante la procedura *DOPCOR* lo spettro è stato corretto per lo spostamento Doppler originato dal redshift cosmologico. I valori di z utilizzati sono quelli riportati da *SDSS* o da *5BZCat*. Si noti che questi sono stati controllati a posteriori mediante la misurazione della posizione delle righe spettrali, in particolare del doppietto [OII] e della riga $H\beta$, e sono risultati corretti a meno di un fattore 10^{-3} .

Per sottrarre la componente continua dello spettro si è fatto uso della comando *CONTINUUM*. Il contributo del continuo è stato definito direttamente dai dati, mediante un'interpolazione con *spline* cubiche. Gli intervalli di applicazione sono stati definiti in modo tale da evitare regioni che presentassero emissioni in riga rilevanti.

La rimozione dei multipletti del FeII è stata effettuata utilizzando il programma sviluppato da Kovacevic et al. (2010) e Shapovalova et al. (2012). Questo software utilizza un modello costituito da 65 righe del FeII presenti nell'intervallo di lunghezze d'onda [4000, 5500] Å e suddivise in 5 gruppi. Le righe vengono interpolate mediante una singola Gaussiana, utilizzando come parametri liberi la temperatura del gas, lo spostamento delle righe, l'allargamento Doppler delle righe del FeII (eventualmente della riga $H\beta$) e l'intensità di ogni gruppo. Le righe così riprodotte sono state sottratte direttamente dallo spettro analizzato.

2.3 Analisi spettroscopica

L'analisi spettroscopica si è concentrata sulle righe [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$, sul doppietto [OII] $\lambda\lambda 3726,3729$ e su $H\beta$. La riga $\lambda 5007$ è stata utilizzata come tracciante della cinematica del gas ad alta ionizzazione, mentre il doppietto [OII] e la componente stretta di $H\beta$ sono stati utilizzati per definire il sistema di riferimento solidale all'AGN. Infine la componente larga $H\beta$ è stata utilizzata per determinare le proprietà fisiche del BH centrale.

Nei paragrafi seguenti verranno esposti i metodi utilizzati per interpolare le righe in emissione. Dopodiché saranno riportate le procedure seguite per calcolare i parametri cinematici del gas e le proprietà fisiche del motore centrale.

2.3.1 Interpolazione delle righe [O III]

Il processo di interpolazione è stato effettuato mediante delle curve Gaussiani e applicando il metodo dei minimi quadrati implementato in *Python*. Gli spettri sono stati processati singolarmente, controllando la qualità del fit e scegliendo il numero di Gaussiani da utilizzare

a seconda della accuratezza della rappresentazione. La singola riga del doppietto è stata riprodotta da una o due curve, ma in due casi ne sono state utilizzate tre. Queste Gaussiane sono suddivise in due tipologie. Quella che presenta una minor estensione di base è detta componente di *core*, essa ha generalmente l'area maggiore e permette di riprodurre il picco stesso della riga. La seconda Gaussiane e, eventualmente, la terza permettono di interpolare le ali della riga e perciò sono dette componenti di *wing*. A seconda che il centro della *wing* si collochi a lunghezze d'onda minori o maggiori rispetto al centro del *core*, essa verrà definita blu (*blue wing*) o rossa (*red wing*). Nei due casi in cui sono state utilizzate tre curve di interpolazione, le *wing* sono risultate di entrambe le tipologie.

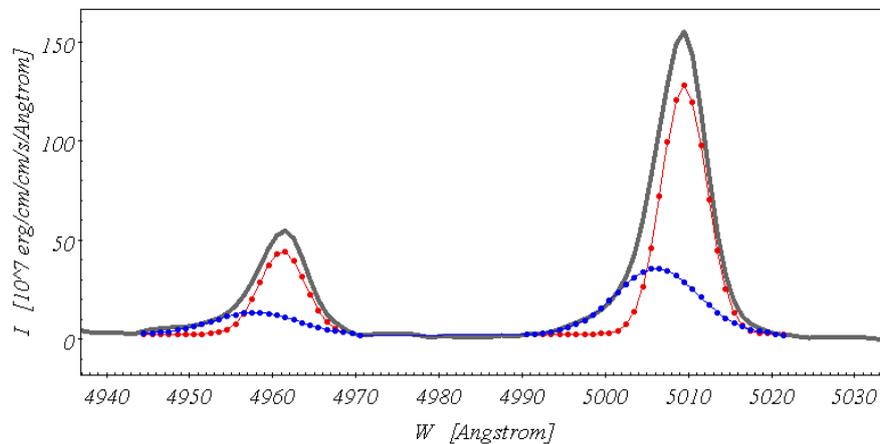


Figura 2.4: Esempio di interpolazione del doppietto [O III] mediante due Gaussiani. Sono raffigurate la componente di *wing* (blu) e quella di *core* (rosso)

Tutte le curve utilizzate nella riproduzione del doppietto [O III] sono state interpolate in un'unica esecuzione del programma. I parametri utilizzati per rappresentare la riga $\lambda 5007$, ovvero l'ampiezza della Gaussiana, la posizione e l'intensità di picco, sono stati mantenuti liberi. Negli oggetti in cui la riga $\lambda 4959$ ha mostrato un'intensità pari o superiore a $3 \cdot rms$ (92% del campione), il fit è stato effettuato anche su questa, però i parametri utilizzati sono stati vincolati a quelli definiti nella $\lambda 5007$, considerando l'accoppiamento *wing* con *wing* e *core* con *core*. Le condizioni imposte prevedono che: 1) il flusso relativo delle due Gaussiani sia pari a $F_{4959}/F_{5007} = 1/3$; 2) la dispersione di velocità sia la stessa, ovvero $FWHM_{\lambda 4959} = FWHM_{\lambda 5007}$ e 3) la distanza fra le due componenti, definita nel sistema di riferimento a riposo, sia pari a $\Delta\lambda = 48 \text{ \AA}$. L'interpolazione della $\lambda 4959$ permette di aumentare

la precisione del processo e di limitare le influenze provenienti dalle righe adiacenti (per esempio dal multipletto del FeII, nel caso non fosse stato rimosso adeguatamente; cf. Mullaney et al. 2013). Tuttavia si deve notare che i parametri cinematici e le altre grandezze fisiche definite sulla riga [O III] sono state estratte esclusivamente dalla $\lambda 5007$.

Su 94 sorgenti costituenti il campione, vi sono 20 oggetti che presentano solamente la gaussiana di *core*, 66 che presentano anche una *wing* blu, 6 che presentano anche una *wing* rossa e 2 che le presentano entrambe.

Un altro parametro considerato in questo lavoro è l'indice di asimmetria dell'[O III]. Questa quantità è stata estratta direttamente dalla riga $\lambda 5007$ ed è definita come (Whittle 1985):

$$A_{20} = \frac{(\lambda_{50} - \lambda_{10})}{(\lambda_{90} - \lambda_{50})} \quad (2.1)$$

dove λ_{10} , λ_{50} , λ_{90} sono le lunghezze d'onda entro cui viene sottesa una frazione di area rispettivamente pari al 10%, 50% e 90% dell'area totale. Questo metodo non dipende dal processo di interpolazione e permette di quantificare lo sbilanciamento della riga verso valori blu (indice positivo) o rosso (indice negativo) rispetto al suo baricentro. Basandosi sulle aree parziali dalla riga, questa quantità è meno sensibile al rapporto *S/N* ed alla risoluzione strumentale rispetto ai metodi basati sul profilo (Vaona et al. 2012). Tuttavia essa è anche meno sensibile alla presenza di *wing* deboli (Cracco et al. 2016).

2.3.2 Interpolazione della riga H β

La corretta riproduzione della riga H β è di fondamentale importanza, in quanto essa permette di misurare le proprietà del buco nero centrale del blazar. Dopo la rimozione dei contributi del ferro e dell'ossigeno, la riga H β è stata interpolata mediante due o tre curve Gaussiane. Questa riga è costituita da due componenti, quella stretta (*narrow*, H β_N) emessa dalla NLR e quella larga (*broad*, H β_B) emessa dalle regioni più interne dell'AGN. La componente *narrow* è stata riprodotta mediante una singola curva, imponendo che la *FWHM* fosse uguale a quella della $\lambda 5007$ (Véron-Cetty et al. 2001). Considerando però che il gas ad alta ionizzazione può avere un grado di turbolenza maggiore dell'idrogeno, è stata considerata solamente la componente di *core* dell'ossigeno. Questo vincolo è stato trascurato in 34 casi, in quanto comprometteva chiaramente la riuscita dell'interpolazione.

La componente *broad* di H β è stata riprodotta mediante una o due Gaussiane, a seconda della regolarità del profilo. Sui parametri di queste curve non è stato imposto alcun vincolo.

L'utilizzo di due Gaussiani offre un'applicazione semplice e diretta al problema dell'interpolazione, tuttavia ad esso non si associa alcuna interpretazione fisica (per confrontare l'utilizzo di un profilo Lorentziano si veda ad esempio Xu et al. 2007).

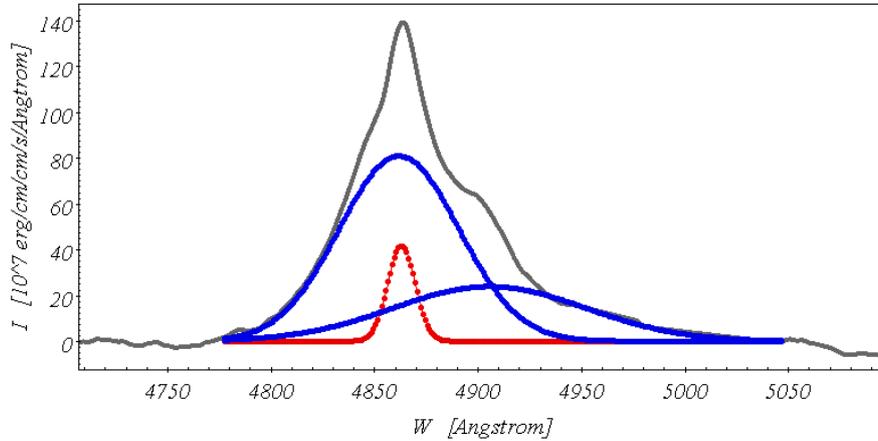


Figura 2.5: Esempio di interpolazione mediante tre Gaussiani della riga H β . Sono riportate la componente *narrow* (rossa) e le due Gaussiani che costituiscono la componente *broad* (blu).

Dopo aver riconosciuto e separato le componenti *narrow* e *broad*, di quest'ultima sono stati calcolati il flusso, la *FWHM* e la dispersione, $\sigma_{H\beta}$, definita come il momento di ordine 2 del profilo di riga

$$\sigma_{line}^2 = \left[\frac{\int \lambda^2 F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} \right] - \left[\frac{\int \lambda F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} \right]^2 \quad (2.2)$$

Sebbene la H β sia una riga molto brillante, l'emissione non-termica del blazar può essere tale da sovrastare la maggior parte della componente *broad*, comportando una notevole riduzione sia della luminosità misurata, sia della sua larghezza. Per evitare di sottostimare la massa del BH centrale, sono state considerate solamente le sorgenti aventi $FWHM \geq 2000$ km/s (Ghisellini & Tavecchio 2015, Shaw et al. 2012, si veda anche Foschini 2011). Questa condizione ha portato all'esclusione di 21 oggetti dall'analisi dei parametri fisici del BH. Di conseguenza questi dati sono stati determinati solamente per il 78% del campione originario (73 sorgenti su 94). Anticipiamo subito che le proprietà cinematiche del gas ad alta

ionizzazione rilevate in queste 21 sorgenti escluse, così come il profilo di riga [O III], non mostrano alcuna differenza rispetto a quelle delle altre 73 sorgenti.

2.3.3 Calcolo dei parametri cinematici

Le proprietà spettrali della riga [O III] permettono di determinare lo stato cinematico del gas ad alto grado di ionizzazione. Il parametro principale è la velocità di espansione. Questa dovrebbe essere determinata utilizzando lo spostamento Doppler rispetto alla galassia ospite. Tuttavia nello spettro dei blazar il contributo galattico non viene rilevato, pertanto questo spostamento è stato calcolato rispetto alla riga $H\beta_N$ oppure al doppietto [OII]. Questa scelta è giustificata dal fatto che alcune righe, in particolare quelle dello zolfo ([SII] $\lambda\lambda 6716,6731$), quelle di Balmer ($H\alpha$ e $H\beta$), e, in generale, quelle a basso grado di ionizzazione ([OI] $\lambda 6300$, [NII] $\lambda 6584$ e [O II] $\lambda 3727$), sono accomunate da uno spostamento limitato rispetto alla galassia (Komossa et al. 2006, Cracco et al. 2016). D'altra parte questi studi hanno mostrato anche che le righe ad alto grado di ionizzazione ([Ne III] $\lambda 3861$, [NeV] $\lambda 3426$ e le righe coronali del ferro) sono soggette ad uno spostamento verso lunghezze d'onda minori analoghe a quelle di [O III].

Il calcolo delle velocità e della sua dispersione è stato effettuato sulle singole componenti della riga $\lambda 5007$, ottenendo così i parametri cinematici delle componenti di *core* (V_c , $FWHM_c$) e di *wing*, (V_w , $FWHM_w$ o V_{bw} , $FWHM_{bw}$ a seconda che ci si riferisca alla *wing* generica oppure a quella blu). La velocità fra [O III] e [OII] (o $H\beta$) è definita come la distanza fra i picchi delle gaussiane trasformata in unità di km/s mediante la classica formula:

$$V = c \cdot \left[\frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{rest}} - 1 \right] \quad (2.3)$$

dove i valori delle lunghezze d'onda a riposo (λ_{rest}) sono quelle definite in aria (Morton 1991) e valgono rispettivamente 4958.511 Å, 5006.843 Å, per il doppietto [O III], e 4861.362 Å per la riga $H\beta$. Il doppietto [OII] non è risolvibile, pertanto ad esso è stata associata una singola lunghezza d'onda calcolata come la media pesata per l'intensità relativa delle due componenti. Il valore utilizzato è pari a 3727.450 Å (*NIST Atomic Spectra Database*).

La dispersione della riga in termini di velocità è data da $FWHM_{kms} = (FWHM \cdot c) / \lambda$. La $FWHM$ è stata corretta per la risoluzione spettrale di SDSS ($R = 2000$ per i dati rilevati da BOSS e $R = 1800$ per i dati provenienti dallo spettrografo SDSS, Burles et al. 1999) mediante la relazione

$$FWHM = \sqrt{FWHM_{obs}^2 - FWHM_{strum}^2} \quad (2.4)$$

Per determinare gli errori associati ai parametri cinematici è stato utilizzato il metodo Monte Carlo. Mediante una procedura automatica sono stati generati 100 spettri fittizi, ottenuti sommando allo spettro originale un rumore casuale e compreso fra $0.5 \cdot rms$ e $1.5 \cdot rms$. Su questi spettri artificiali sono state ripetute 100 misurazioni della singola quantità cinematica (V o $FWHM$). La deviazione standard calcolata dalle 100 ripetizioni è stata utilizzata come errore casuale associato al particolare parametro considerato.

2.3.4 Parametri fisici del buco nero centrale

La massa del BH centrale è stata determinata seguendo i procedimenti utilizzati da Foschini et al. (2015) e Berton et al. (2015). In linea di principio, il metodo classico di *reverberation mapping* (Lyutyi & Cherepashchuk 1972) permette di determinare sia la geometria che la cinematica della BLR o, per essere più precisi, della regione di emissione delle particolari righe analizzate. Mentre la cinematica viene tracciata dalle proprietà spettrali della riga, la dimensione della struttura può essere dedotta dal ritardo temporale che intercorre fra la variazione dell'intensità delle righe in emissione e le variazioni del continuo responsabile della fotoionizzazione. Combinando la misura del ritardo temporale, τ , con la larghezza cinematica della riga, ΔV , è possibile determinare la massa virializzata del buco nero,

$$M = f \left(\frac{c \tau \cdot \Delta V^2}{G} \right) \quad (2.5)$$

dove c e G sono la velocità della luce e la costante gravitazionale, mentre f è un fattore moltiplicativo dell'ordine dell'unità che tiene conto della struttura della BLR, della sua cinematica e dell'orientazione rispetto alla linea di vista (Peterson et al. 2004). Il valore utilizzato è pari a $f = 3.85$ (Collin et al. 2006). La dispersione di velocità della BLR, ΔV , può essere quantificata dalla $FWHM$ della riga $H\beta_B$, oppure dal momento di ordine 2 del suo profilo, $\sigma_{H\beta}$. Quest'ultimo parametro è da preferirsi alla $FWHM$ in quanto risulta essere meno soggetto alle variazioni del profilo, del rapporto di Eddington e dell'orientazione della struttura (Peterson et al. 2004, Collin et al. 2006). Inoltre, come mostrato da Collin et al. (2016), le differenze fra i due si fanno ancora più marcate nelle sorgenti con un valore di Eddington elevato. Un altro motivo per cui è stato scelto l'utilizzo del parametro $\sigma_{H\beta}$ è per seguire lo stesso metodo utilizzato da Berton et al. (2015) per calcolare la massa delle galassie

NLS1 con cui si effettueranno i confronti degli stati cinematici presenti nella NLR (§3.3).

Il prodotto $c\tau$ è stato posto uguale alla dimensione della BLR che, come è stato dimostrato dalle analisi sulla *reverberation mapping*, cresce proporzionalmente alla luminosità dell'AGN, $R_{BLR} \propto L^\alpha$. L'esponente ha un valore generalmente pari $\alpha \approx 0.5$, ma può variare a seconda del tipo di luminosità utilizzata. In questo studio è stata utilizzata la luminosità della riga H β ed è stata applicata la relazione di Greene et al. (2010):

$$\log\left(\frac{R_{BLR}}{10 \text{ ld}}\right) = (0.53 \pm 0.04) \cdot \left(\frac{L_{H\beta}}{10^{43} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right) + (0.85 \pm 0.05) \quad (2.6)$$

Questa relazione è particolarmente utile nello studio dei blazar, in quanto limita gli effetti dovuti alla contaminazione generata dall'emissione non-termica. Infatti la convenzionale relazione fra la luminosità monocromatica $\lambda L_\nu(5100)$ e la dimensione della BLR (per esempio Bentz et al. 2013) potrebbe portare ad una sovrastima della dimensione della BLR a seguito delle forti contaminazioni provenienti dal getto relativistico (Wu et al. 2004 e Xue-Bing et al. 2011).

Conoscendo l'estensione della BLR è possibile determinare la luminosità del disco di accrescimento mediante la relazione (Ghisellini & Tavecchio 2009)

$$\log\left(\frac{L_{disk}}{10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right) = \left(\frac{R_{BLR}}{10^{17} \text{ cm}}\right)^2 \quad (2.7)$$

Infine il rapporto di Eddington è stato calcolato con la luminosità di disco anziché con quella bolometrica per ovviare, anche in questo caso, al problema della contaminazione da parte del continuo non-termico. Pertanto si ha

$$\varepsilon = \frac{L_{disk}}{1.28 \cdot 10^{38} M_{BH}/M_\odot} \quad (2.8)$$

I risultati di questa analisi ed il confronto con i parametri cinematici verranno discussi nei paragrafi §3.3 e §3.4.

2.4 Emissione radio

Una delle caratteristiche fondamentali dei blazar è l'emissione radio. Infatti nel Modello Unificato (Urry & Padovani 1995) i blazar vengono identificati come la controparte delle radio-galassie il cui getto è allineato lungo la linea di vista. Questo collegamento fra oggetti BL Lac e FSRQ con le radio-galassie di tipo FRI e FRII è stato già ipotizzato da Blandford & Konig nel 1979. Vi sono numerosi studi che hanno permesso di legare le proprietà radio con quelle del getto relativistico dal punto di vista dinamico e radiativo (per esempio la connessione radio- γ , Ghirlanda et al. 2010). Sebbene recentemente l'ubiquità dell'emissione radio negli oggetti BL Lac sia stata messa in discussione (per esempio Massaro et al. 2017 e Bruni et al. 2018), essa rimane una caratteristica fondamentale dell'emissione dei FSRQ. Lo spettro di queste sorgenti si presenta piatto per una regione che si estende dalle alte frequenze (dell'ordine dei GHz) fino a quelle inferiori a 100MHz. Tale condizione viene descritta quantitativamente mediante l'indice spettrale che, considerando la convenzione sulla densità di flusso $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, assume valori pari a $\alpha \leq 0.5$ nel regime delle alte frequenze (per es. Kharb et al. 2010) o lievemente maggiori nelle frequenze più basse (cf. Massaro 2013a e Massaro et al. 2014 [regime 1.4 GHz - 300MHz], Healey et al. 2007 [regime 8.6 - 1.4 GHz], Massaro et al. 2013b [regime 1.4GHz - 74MHz] e Giroletti et al. 2016 [regime 120 - 180 MHz]).

Una delle principali suddivisioni fra gli AGN si basa sull'analisi quantitativa dell'emissione radio, ovvero la *radio-loudness*. La classe *radio-loud* costituisce circa il 15-20% degli AGN (per esempio Urry & Padovani 1995). In letteratura sono state proposte due diverse definizioni della classe *radio-loud* (cf. Appendice C in Ivezić et al. 2002). La prima, proposta da Schmidt (1970), si basa sul rapporto fra le densità di flusso radio e ottico; la seconda, utilizzata anche nel catalogo *Roma-BZCat*, si basa solamente sulla luminosità radio (per esempio Miller et al. 1990). In questo lavoro si è fatto uso della definizione classica fornita da Kellermann et al. (1989). Una sorgente viene detta *radio-loud* se il parametro R , dato dal rapporto fra le densità di flusso radio a 5GHz e quella ottica in banda B, risulta essere maggiore di 10.

Per calcolare il rapporto R del campione di FSRQ è stata utilizzata la seguente procedura. Partendo dalle magnitudini *SDSS* rilevate nelle bande u e g è stata determinata la magnitudine B mediante la relazione $B = g + 0.17 \cdot (u - g) + 0.11$, calibrata da Jester et al. (2005) su quasar rilevati a $z \leq 2.1$, che è stata poi convertita in unità di milliJansky. Il calcolo della densità di flusso radio a 5GHz è stata estrapolata da quella rilevata a 1.4 GHz applicando la correzione K per uno spettro a legge di potenza, ovvero moltiplicando il valore misurato per $(1+z)^{\alpha-1}$. Considerando l'indice spettrale $\alpha = 0.5$ sono stati determinati i valori sottostimati dei rapporti R , che variano fra 11 e $2.0 \cdot 10^4$ con un valore medio pari a 1932. Considerando uno spettro

perfettamente piatto, $\alpha = 0$, si ottengono dei valori compresi fra 15 e $2.5 \cdot 10^4$ con valore medio 2424 (figura 2.5). Pertanto la natura *radio-loud* del campione selezionato è stata verificata, mentre oltre il 90% del campione è fortemente *radio-loud* ($R > 100$).

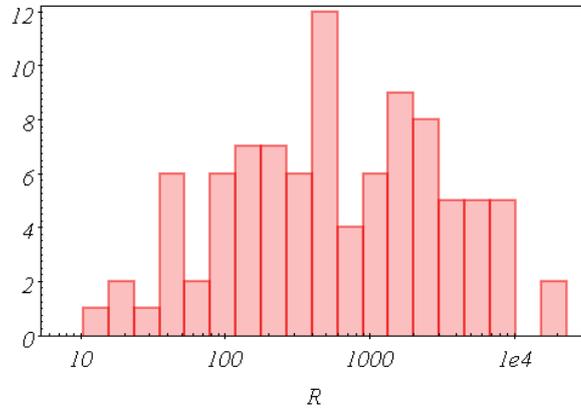


Figura 2.5: Distribuzione dei rapporti di *radio-loudness*, R , per il campione di 94 FSRQ.

La luminosità radio è strettamente legata al processo di espulsione del gas all'interno del getto relativistico. Utilizzando la luminosità rilevata a 15GHz è possibile determinare la potenza del getto relativistico mediante le relazioni (Foschini et al. 2015 e riferimenti):

$$\log(P_{jet, radiative}) = (12 \pm 2) + (0.75 \pm 0.04) \cdot \log(L_{radio, 15GHz}) \quad (2.9)$$

e

$$\log(P_{jet, kinetic}) = (6 \pm 2) + (0.90 \pm 0.04) \cdot \log(L_{radio, 15GHz}) \quad (2.10)$$

Non disponendo degli indici spettrali delle singole sorgenti, la luminosità a 15 GHz è stata calcolata utilizzando la correzione K per uno spettro a legge di potenza, considerando gli indici $\alpha = 0$ e $\alpha = 0.5$. Essendo il campione a basso redshift, non si trovano significative differenze fra i valori ottenuti con i due indici spettrali. Considerando $\alpha = 0$ si ottiene una potenza del getto pari mediamente a $\log(P_{jet_rad}) = 43.6 \pm 3.9$ e $\log(P_{jet_rad}) = 43.9 \pm 3.8$.

Capitolo 3

Risultati dell'analisi

3.1 Risultati cinematici

In questo paragrafo verranno riportati i parametri cinematici del gas [O III] che sono stati ricavati dall'analisi spettroscopica del campione di 94 FSRQ. Nelle prime due sezioni saranno descritte le distribuzioni della velocità e della dispersione di velocità rispettivamente per le componenti di *core* e di *wing*. Nella terza parte verranno considerate le correlazioni presentate dai FSRQ fra queste quantità. Nella quarta sezione sarà descritto la morfologia della riga [O III] che sarà messa in relazione con lo stato cinematico rilevato.

3.1.1 Distribuzione delle velocità di *core*

Fra le curve Gaussianhe utilizzate nell'interpolazione della riga [O III] λ 5007, la componente di *core* è quella che presenta una maggior intensità di picco ed una minor dispersione. Questa componente viene generalmente associata all'emissione del gas collocato a maggior distanza dal nucleo dell'AGN, dove la cinematica è dominata dal potenziale gravitazionale della galassia ospite (Nelson & Whittle 1996). Come si vedrà in §3.1.3, essa fornisce il maggior contributo alla luminosità della riga [O III], quindi ne rappresenta la componente principale. La velocità V_c rappresenta il moto medio di questa porzione di gas ed è stata definita come la differenza fra la velocità misurata sulla Gaussiana di *core* della λ 5007 e quella misurata sulla riga [OII], prendendo quest'ultima come velocità sistematica della galassia. Nei 7 casi in cui la riga [OII] non è stata ben rilevata, è stata utilizzata la riga $H\beta_N$. La distribuzione delle V_c spazia fra -383 ± 64 km/s e $+252 \pm 34$ km/s con un valore medio pari a $\langle V_c \rangle = -29 \pm 4$ km/s ed una dispersione di $\sigma_{V_c} = 74 \pm 5$ km/s. Come si può vedere dall'istogramma riportato in figura 3.1, la distribuzione presenta una decrescita regolare verso le velocità negative ed un troncamento più netto verso il lato positivo. Il momento centrale di ordine 3, ovvero la *skewness*, mostra un valore pari a -1.3 che sta ad indicare un'asimmetria significativa che

sposta il baricentro della distribuzione verso valori negativi. Mentre il momento centrale di ordine 4, la *curtosi*, mostra un valore elevato e pari a 7.3, indice di una distribuzione predominata dalla componente centrale, dove le ali sono quindi poco rilevanti dal punto di vista statistico. La particolare forma della distribuzione si ripercuote sulle differenze mostrate dalla media e dalla dispersione rispetto alla mediana ed all'indice interquartile (*iqr*). Questi due sono infatti lievemente minori e valgono rispettivamente $V_{c,50\%} = -16 \pm 4$ km/s e $iqr_{V_c} = 58 \pm 4$ km/s. I risultati di questa analisi dimostrano che il gas costituente la componente di *core* si sta espandendo dal centro dell'AGN verso l'esterno, con un moto medio diretto verso l'osservatore (da cui i segni negativi delle velocità) e con una tendenza nell'assumere valori elevati (in modulo). I valori riportati saranno particolarmente utili nel confronto di questa distribuzione con quella ricavata dai campioni di galassie NLS1 (cf §3.3).

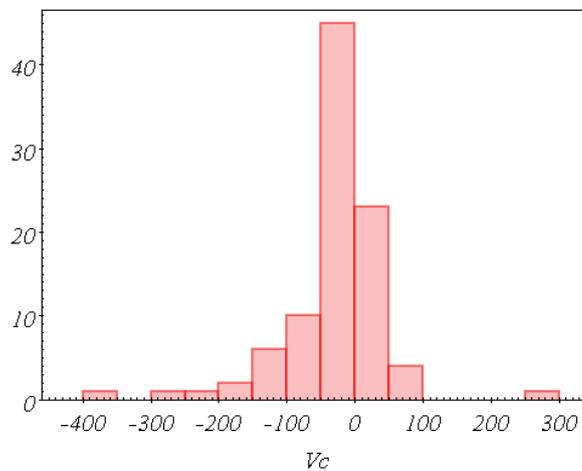


Figura 3.1: Distribuzione della velocità della componente di *core* della riga $\lambda 5007$, misurata rispetto ai picchi delle righe [OII] o $H\beta_N$. La velocità è espressa in unità di km/s, mentre il binning utilizzato è pari a 50 km/s.

Gli errori associati ai parametri statistici sono stati calcolati mediante il metodo Monte Carlo. Il procedimento consiste nel generare una nuova distribuzione di velocità fittizie su cui si simula l'effetto di un errore casuale. Per ottenere una misura fittizia, è stata sommata alla velocità vera un termine proporzionale al suo errore, moltiplicato per un fattore casuale e compreso fra 0.5 e 1.5. Per questa nuova distribuzione sono stati poi calcolati i parametri statistici. Il procedimento è stato ripetuto 1000 volte per poter calcolare lo scarto quadratico medio del singolo parametro, che è stato utilizzato come errore casuale.

Le sorgenti che presentano un moto con velocità di *core* elevata, $|V_c| > 150$ km/s, vengono definiti *outliers* (Komossa et al. 2008). Nel campione sono stati rilevati 5 *outliers* blu (5.3% del campione totale) e 1 rosso (1.1%). Cinque di queste sorgenti rientrano pienamente nella definizione di *outlier* anche considerando gli errori di misura. I loro valori sono rispettivamente pari a 252 ± 35 km/s, -181 ± 13 km/s, -200 ± 23 km/s, -383 ± 64 km/s e -696 ± 24 km/s. Il sesto *outlier* e altre due sorgenti cosiddette *regolari* ($|V_c| \leq 150$ km/s) si pongono al limite di questa definizione, avendo V_c pari a -162 ± 93 km/s, -124 ± 68 km/s e -112 ± 44 km/s. I parametri statistici calcolati sul campione *regolare* risultano simili a quelli del campione totale. Di conseguenza la presenza di sorgenti che contengono gas ad alta velocità sono statisticamente poco rilevanti e la loro osservazione è un fenomeno singolare. Questo risultato conferma quanto suggerito dall'analisi della *curtosi*.

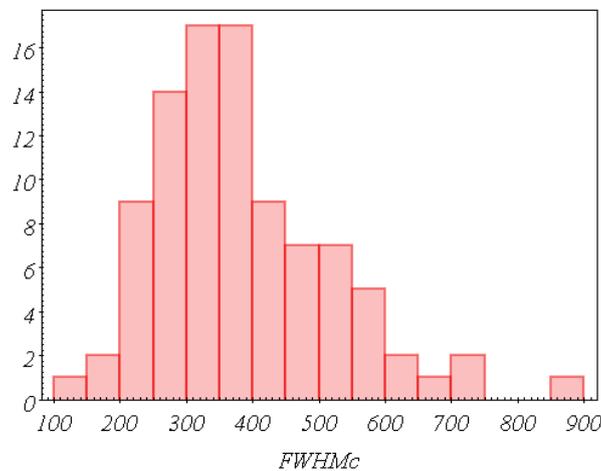


Figura 3.2: Distribuzione delle FWHM della componente di *core*, $FWHM_c$, rappresentata con un binning è pari a 50 km/s. In ascissa sono riportate le velocità in unità di km/s.

La larghezza a metà altezza della componente di *core*, indicata come $FWHM_c$, permette di tracciare la dispersione di velocità radiale per la porzione principale del gas ad alta ionizzazione. La distribuzione è rappresentata in figura 3.2. I dati spaziano fra 149 ± 9 km/s e 878 ± 16 km/s, con dei valori di mediana e *iqr* pari a $FWHM_{c,50\%} = 365 \pm 6$ km/s e $iqr_{FWHM_c} = 176 \pm 5$ km/s. La forma della distribuzione mostra una asimmetria spostata verso valori elevati, speculare a quella delle velocità di picco (*skewness* = 1.0), mentre ha una distribuzione più rilevante nelle ali rispetto alla precedente (*curtosi* = 1.4). Le informazioni

interessanti racchiuse in queste due distribuzioni verranno discusse in §3.1.3, quando verranno confrontate fra loro.

3.1.2 Distribuzione delle velocità di *wing*

La componente più larga utilizzata nell'interpolazione della riga [O III] è la *wing*. Essa rappresenta la frazione di gas con maggior dispersione di velocità che, come suggerito da Veron-Cetty et al. (2001) e da Zhang et al. (2011), si forma nella regione più interna della NLR dove i moti sono più turbolenti. Su un totale di 94 FSRQ analizzati, 72 sorgenti presentano una sola componente di *wing*, mentre per 2 sorgenti ne sono state utilizzate due, le rimanenti sono state interpolate mediante una singola Gaussiana. La velocità di *wing*, V_w , è stata definita allo stesso modo di V_c , ovvero considerando la differenza fra la velocità della Gaussiana di *wing* interpolante la riga $\lambda 5007$ e la velocità sistematica della galassia rappresentata da [OII] o $H\beta_N$. I valori di V_w variano fra un minimo di -836 ± 98 km/s ed un massimo di $+361 \pm 85$ km/s; nonostante le incertezze associate a questi valori siano elevate, l'errore medio si aggira attorno ai 50 km/s. Come la componente di *core*, anche la *wing* presenta generalmente un moto di espansione dal centro dell'AGN e diretto verso l'osservatore, con una velocità pari a $\langle V_w \rangle = -261 \pm 11$ km/s ed una dispersione $\sigma_{V_w} = 220 \pm 15$ km/s.

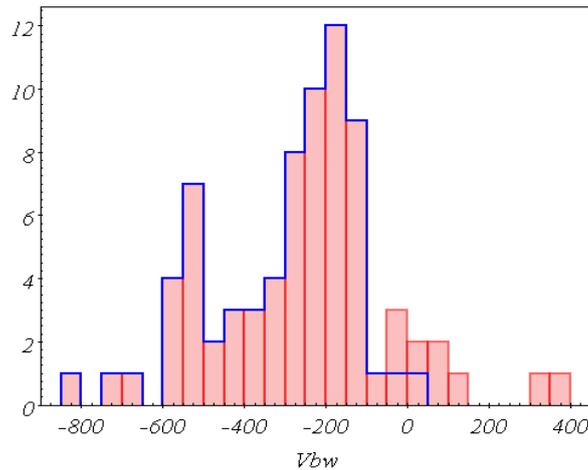


Figura 3.3: Distribuzione delle velocità della componente di *wing*, V_w . Il campione costituito dalle sole *wing* blu è stato messo in evidenza. In ascissa sono riportate le velocità in unità di km/s ed il binning utilizzato è pari a 50 km/s.

La distribuzione, mostrata in figura 3.3, risulta essere molto diversa da quella delle velocità di *core* (figura 3.1). Innanzitutto la dispersione di V_w , con un indice $iqr_{V_w} = 253 \pm 22$ km/s, risulta essere cinque volte superiore a quella dei *core*. Ma anche la forma stessa è differente. Calcolando i momenti centrali si può vedere che la distribuzione è meno centrata rispetto a quella delle V_c ($curtosi = 0.5$) e che l'asimmetria è pressoché assente ($skewness = -0.7$).

Dalla differenza fra le velocità di *core* e di *wing* ($V_w - V_c$) è possibile vedere se vi siano dei regimi di espansione diversi fra la parte interna e quella esterna della NLR. Il valore medio, pari a $\langle V_w - V_c \rangle = -220 \pm 25$ km/s (figura 3.4), mostra che la componente di *wing* ha un moto in avvicinamento molto più rapido di quello di *core* e, come verrà mostrato in figura 3.10 (§3.1.3), questo moto è dominato dal termine V_w .

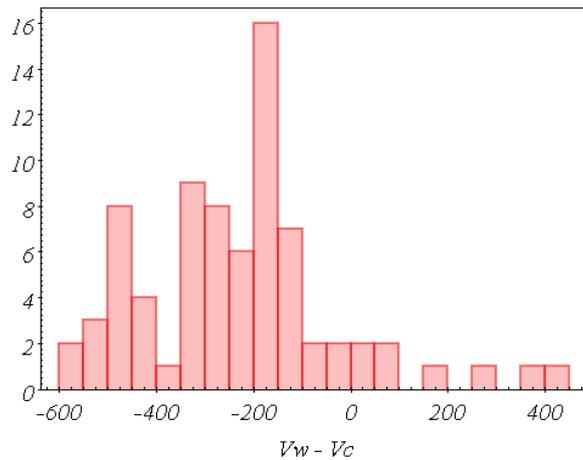


Figura 3.4: Distribuzione delle differenze fra la velocità di *core* e quella di *wing*. In ascissa sono riportate le velocità in unità di km/s ed il binning utilizzato è pari a 50 km/s.

Le *wing* sono state suddivise in blu o rosse, a seconda che la differenza ($V_w - V_c$) sia risultata negativa o positiva. Su 76 *wing* ve ne sono 68 blu (87% del campione) e 8 rosse (13%). Queste proporzioni sono simili a quelle trovate negli altri studi effettuati sulle NLS1, ma il confronto viene rimandato al paragrafo §3.3. Come in molti altri lavori, l'attenzione si è spostata sull'analisi delle proprietà di quelle blu, che costituiscono la componente principale. Data la differenza fra i valori di V_c e V_w , la distribuzione delle *wing* blu costituisce essenzialmente la parte negativa della distribuzione totale di *wing* (figura 3.4). I valori di media e dispersione sono pari a $\langle V_{bw} \rangle = -305 \pm 12$ km/s e $\sigma_{V_{bw}} = 180 \pm 16$ km/s. Confrontando

questa distribuzione con quella trovata per le V_c , si nota che la dispersione fra i due campioni rimane comunque molto diversa, tuttavia le velocità delle *wing* blu mostrano lo stesso tipo di asimmetria, il quale porta ad un decentramento della distribuzione verso valori elevati (in modulo) delle velocità di espansione.

Per approfondire il significato di questi risultati, abbiamo focalizzato l'attenzione sulle correlazioni dei parametri cinematici considerando il solo campione di *wing* blu (§3.1.3).

Infine, per definizione, la $FWHM$ delle *wing* è molto maggiore di quella della componente di *core*. Il valore della media è pari a $\langle FWHM_w \rangle = 806 \pm 8$ km/s, mentre quello della mediana è lievemente inferiore. Come si può vedere dalla figura 3.5, la distribuzione differisce significativamente da quella delle V_c , delle $FWHM_c$ e delle V_w . Ma la cosa che appare più evidente è un elevato grado di omogeneità che porta ad una notevole simmetria ($skewness = 0.06$) e quasi all'assenza di una componente centrale ($curtosi = -0.48$). Inoltre la dispersione vale $iqr_{FWHM_w} = 476 \pm 18$ km/s ed è molto più alta di quella rilevata dalla $FWHM$ del *core*. Si può subito anticipare che la dispersione di velocità della *wing* non ha costituito un parametro particolarmente interessante in questa indagine preliminare, tuttavia è importante notare che, fra tutti i parametri cinematici considerati, la $FWHM_w$ è quello più difficile da determinare con precisione (§3.1.3).

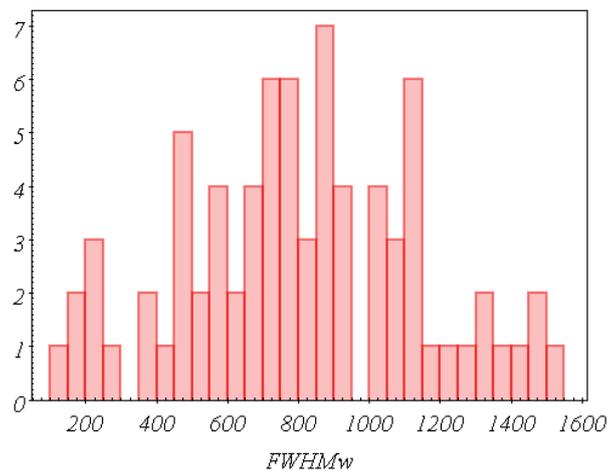


Figura 3.5: Distribuzione delle $FWHM_w$ della componente di *wing*. In ascissa sono riportate le velocità in unità di km/s ed il binning utilizzato è pari a 50 km/s.

3.1.3 Correlazioni fra i parametri cinematici

Lo studio delle correlazioni fra i parametri cinematici permette di verificare se vi siano dei legami fra la velocità media di spostamento del gas (V_c o V_w) ed il suo grado di turbolenza ($FWHM_c$ o $FWHM_w$). Ma permette anche di confrontare lo stato cinematico associato alle due componenti utilizzate nella riproduzione della riga [O III], ovvero a quella di *core*, che rappresenta lo stato più quieto del moto del gas, ed a quella di *wing*, che rappresenta la componente più turbolenta. Come già anticipato, le due componenti sono distinte anche dal punto di vista strutturale della NLR, la prima ha origine nella parte esterna, mentre la seconda in quella interna. Assumendo che questa associazione sia vera, lo studio di queste correlazioni potrebbe quindi portare a definire dei legami fra gli stati cinematici di due zone differenti della NLR che, a sua volta, potrebbe suggerire che le due regioni siano perturbate dalla medesima causa. Infatti non è scontato che le due potenziali sorgenti di perturbazione, il getto relativistico e l'azione dei venti originatisi dai processi di accrescimento, agiscano allo stesso modo su tutta la NLR.

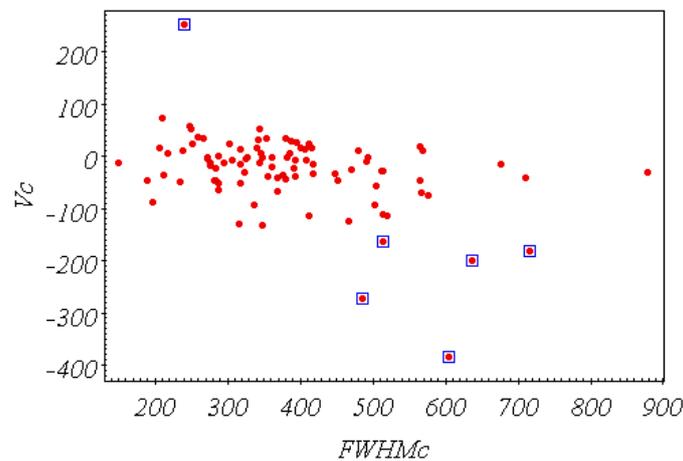


Figura 3.6: Distribuzione delle velocità di picco dei *core*, V_c , e delle relative dispersioni, $FWHM_{V_c}$. Gli *outlier* ($|V_c| > 150$ km/s) sono stati evidenziati. Le velocità sono riportate in unità di km/s

La prima correlazione è stata effettuata considerando la dispersione di velocità e la velocità media della componente di *core*, $FWHM_c$ e V_c . È stata trovata inizialmente una lieve correlazione lineare, con indice di Pearson pari a $r = -0.41$ ed un livello di significatività pari a $p\text{-value} = 3 \cdot 10^{-5}$. In particolare gli *outlier* blu ($V_c < -150$ km/s) hanno tutti una valore della

$FWHM_c$ superiore alla media, ma non tutte le sorgenti che presentano valori elevati di $FWHM_c$ sono *outlier*. Di conseguenza sembra che le sorgenti in cui il gas ionizzato presenta una grande velocità di *core*, presentino anche un grado di turbolenza elevato. Riesaminando il campione è stato notato che la correlazione, in realtà, viene dominata dagli *outlier* (figura 3.6). Infatti, considerando solamente le sorgenti *regolari*, è stato ottenuto un indice pari a $r = -0.23$ con $p\text{-value} = 0.03$. La mancanza di una correlazione significativa per questo campione è da attribuirsi alla maggior dispersione delle $FWHM_c$ rispetto alle V_c . Lo stesso risultato è stato ottenuto anche da Berton et al. (2016) nell'esame del campione di galassie NLS1 *radio-quiet*. Nonostante ciò la presenza di una forte correlazione fra lo spostamento medio del gas ed il suo grado di turbolenza è stata riportata per molte sorgenti NLS1 (Cracco et al. 2016, Komossa et al. 2008) ed hanno interessato non solo la riga [O III], ma anche le righe ad alto grado di ionizzazione (per esempio Spoon & Holt 2009). In particolare, il campione di galassie NLS1 *radio-loud* analizzato da Berton et al. (2016), che sarà preso in considerazione in §3.3, presenta una forte correlazione, con indice pari a $r = -0.78$ e con una significatività molto alta ($p\text{-value} = 1 \cdot 10^{-12}$). Anche in questi lavori, comunque, il legame più evidente interessa proprio le sorgenti *outlier*.

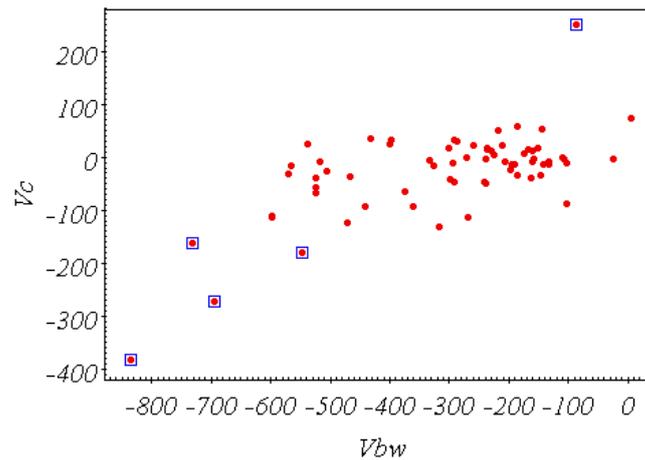


Figura 3.7: Distribuzione delle velocità di *core* e di *wing*. La correlazione lineare presenta un indice di Pearson $r = -0.64$ e un $p\text{-value} = 4 \cdot 10^{-9}$. Le velocità sono riportate in unità di km/s

La seconda correlazione analizzata coinvolge le velocità del *core* e quella della *wing*. Da una prima analisi è stata rilevata una correlazione lineare con indice di Pearson $r = 0.62$ e

$p\text{-value} = 4 \cdot 10^{-9}$ (figura 3.7). Di conseguenza, negli oggetti in cui la regione esterna del gas ionizzato presenta un moto in rapida espansione (V_c), vi sarà anche una rapida espansione nel gas presente nelle regioni interne (V_{bw}). Tuttavia, anche in questo caso, sono gli *outlier* a dominare la correlazione, mentre il solo campione *regolare* mostra un indice molto minore ($r = 0.3$). Questo fenomeno è riconducibile, ancor una volta, alla grande differenza che si riscontra fra le dispersioni dei due parametri considerati. Mentre gli *outlier*, pur essendo in numero limitato, sembrano mostrare una regolarità delle proprietà cinematiche.

Appurato che non vi sono legami fra la velocità media di espansione ed il grado di turbolenza nelle componenti di *core*, l'attenzione è stata spostata sulle componenti di *wing blu*.

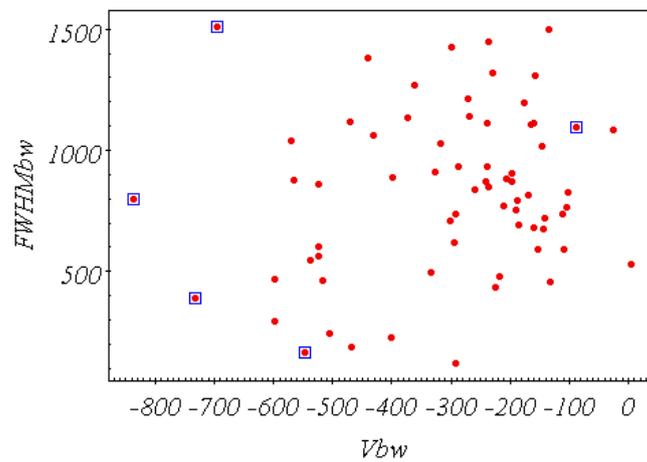


Figura 3.8: Distribuzione delle velocità di picco e della dispersione di velocità per le *wing blu*. La correlazione mostra un indice di Pearson $r = 0.30$ e un $p\text{-value} = 3 \cdot 10^{-2}$. Le velocità sono riportate in unità di km/s.

Nonostante le aspettative, anche in questo caso è stato rilevato solamente un *trend* fra le due variabili, con un indice di Pearson pari a $r = 0.3$ ed un livello di significatività $p\text{-value} = 0.03$ (figura 3.8). Ma, a differenza dei casi precedenti, gli *outlier* non sono per nulla interessati da questo *trend*, al contrario, vi si contrappongono. In realtà la $FWHM_{bw}$ non mostra nessuna correlazione significativa nemmeno con gli altri parametri cinematici. Nonostante ciò, non si può escludere a priori che non vi siano dei legami reali fra il grado di turbolenza delle *wing* e gli altri parametri cinematici. Infatti bisogna tenere in considerazione che la $FWHM_{bw}$ è il parametro più difficile da misurare accuratamente. Questo è dovuto al fatto che la Gaussiana di *wing* ha un'intensità di picco relativamente bassa (cf § 3.2) ed una larghezza elevata rispetto alla gaussiana di *core*. Inoltre, a differenza della misura della posizione del picco, la

determinazione della $FWHM$ dipende fortemente dall'altezza della Gaussiana. Di conseguenza la presenza di un continuo forte, come quello non-termico dei blazar, si ripercuote molto di più sulla stima di $FWHM_w$ di quanto non lo faccia sulle misurazioni di V_c , V_w e $FWHM_c$. Questa potrebbe essere anche la causa della particolare distribuzione assunta dalla $FWHM_w$.

Considerando i fattori che potrebbero aver compromesso la presenza delle correlazioni esaminate in precedenza, ovvero la scarsa dispersione delle V_c rispetto agli altri parametri cinematici e la difficoltà sistematica nella determinazione della $FWHM_{bw}$, per determinare se vi sia o meno un legame fra il moto medio del gas ed il grado di turbolenza, abbiamo analizzato i valori di $FWHM_c$ e V_{bw} , quindi la dispersione di velocità dei *core* ed il moto medio delle *wing* blu. Il risultato è particolarmente interessante. In questo caso si ottiene un indice pari a $r = -0.62$ ed un livello di significatività pari a $p\text{-value} = 1 \cdot 10^{-9}$ (figura 3.9). Nonostante i valori siano simili a quelli della correlazione fra V_{bw} e V_c , la tipologia di correlazione è diversa. Fra queste variabili infatti il ruolo giocato dagli *outlier* ha un peso minore nel risultato, pertanto la correlazione coinvolge significativamente anche la componente *regolare* del campione. Questa ci mostra che effettivamente la velocità di picco delle *wing* cresce, in modulo, con la dispersione di velocità della componente di *core*, ovvero con il grado di turbolenza. Il significato di questi risultati verranno esposti nel capitolo §4.

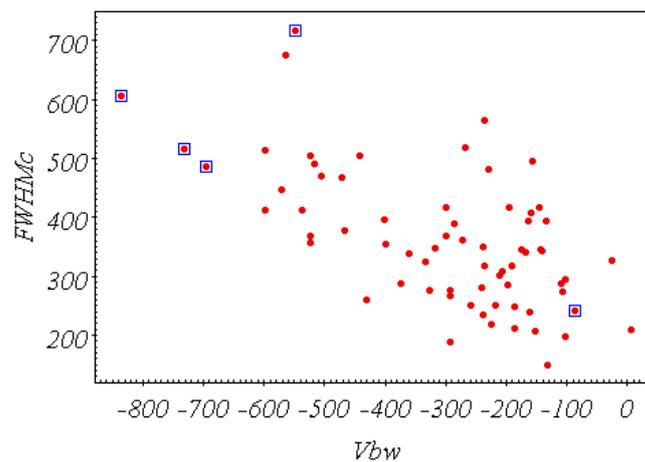


Figura 3.9: Distribuzione delle velocità di picco della *wing* e della dispersione di velocità del *core*. La correlazione mostra un indice di Pearson pari a $r = -0.62$ e un $p\text{-value} = 1 \cdot 10^{-9}$. Le velocità sono riportate in unità di km/s.

Come ultima analisi sui parametri cinematici, sono state cercate delle correlazioni fra la differenza delle velocità ($V_w - V_c$) con le velocità e le relative dispersioni delle due componenti.

Come si può vedere dalla figura 3.10, questa differenza è dominata dalla componente di *wing*, pertanto le correlazioni che interessano V_{bw} sono presenti anche per il termine $(V_w - V_c)$. In particolare la correlazione fra $(V_w - V_c)$ e $FWHM_c$ presenta un indice $r = -0.5$ ed un $p\text{-value} = 8 \cdot 10^{-6}$.

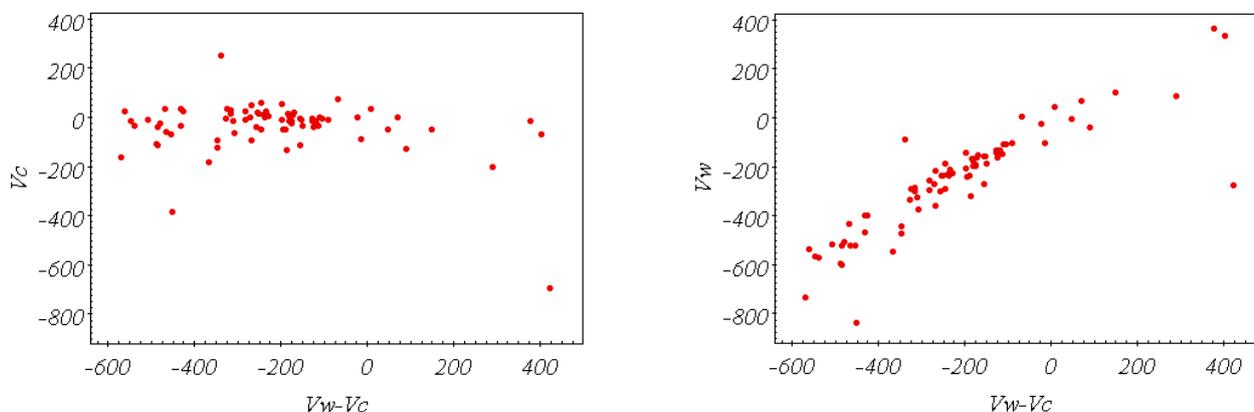


Figura 3.10: Distribuzioni fra le velocità di picco delle due componenti e la loro differenza. Le velocità sono riportate in unità di km/s.

3.2 Proprietà della riga $\lambda 5007$

Le due tipologie di Gaussiane utilizzate nell'interpolazione delle righe sono state definite mediante un criterio ben preciso: la componente di *core* è costituita dalla Gaussiana che ha una larghezza inferiore rispetto alle altre curve utilizzate, di conseguenza essa permetterà di riprodurre il picco della riga. Ma, a prescindere da questa definizione, lo studio dimostra che la componente di *core* è anche la componente più importante all'interno della riga, ed è predominante sia in termini di intensità di picco, sia in termini di flusso integrato sulle lunghezze d'onda. Considerando solamente i 74 oggetti che presentano almeno una *wing*, sono state confrontate le intensità di picco delle due gaussiane e si è visto che quella rilevata nelle *wing* è mediamente il 35% di quella rilevata nei *core*. Dal rapporto fra le aree delle curve è stato quantificato anche il contributo dato dalle singole componenti all'emissione totale della riga. Il contributo dato dai *core* spazia fra il 30% ed il 98%, con dei valori di mediana e *iqr* pari a 65% e 35%. Questi valori sono nettamente superiori a quelli riscontrati nelle analisi delle NLS1 (per esempio Cracco et al. 2016, Zhang et al. 2011, Mullaney et al. 2012 e Peng et al. 2014), i quali riportano dei valori più vicini ad un'equipartizione delle emissioni. Di

conseguenza il contributo energetico fornito dalla componente di *core* appare nettamente predominante rispetto a quella data dalle *wing*, con una differenza più evidente rispetto a quella presentata nelle galassie NLS1.

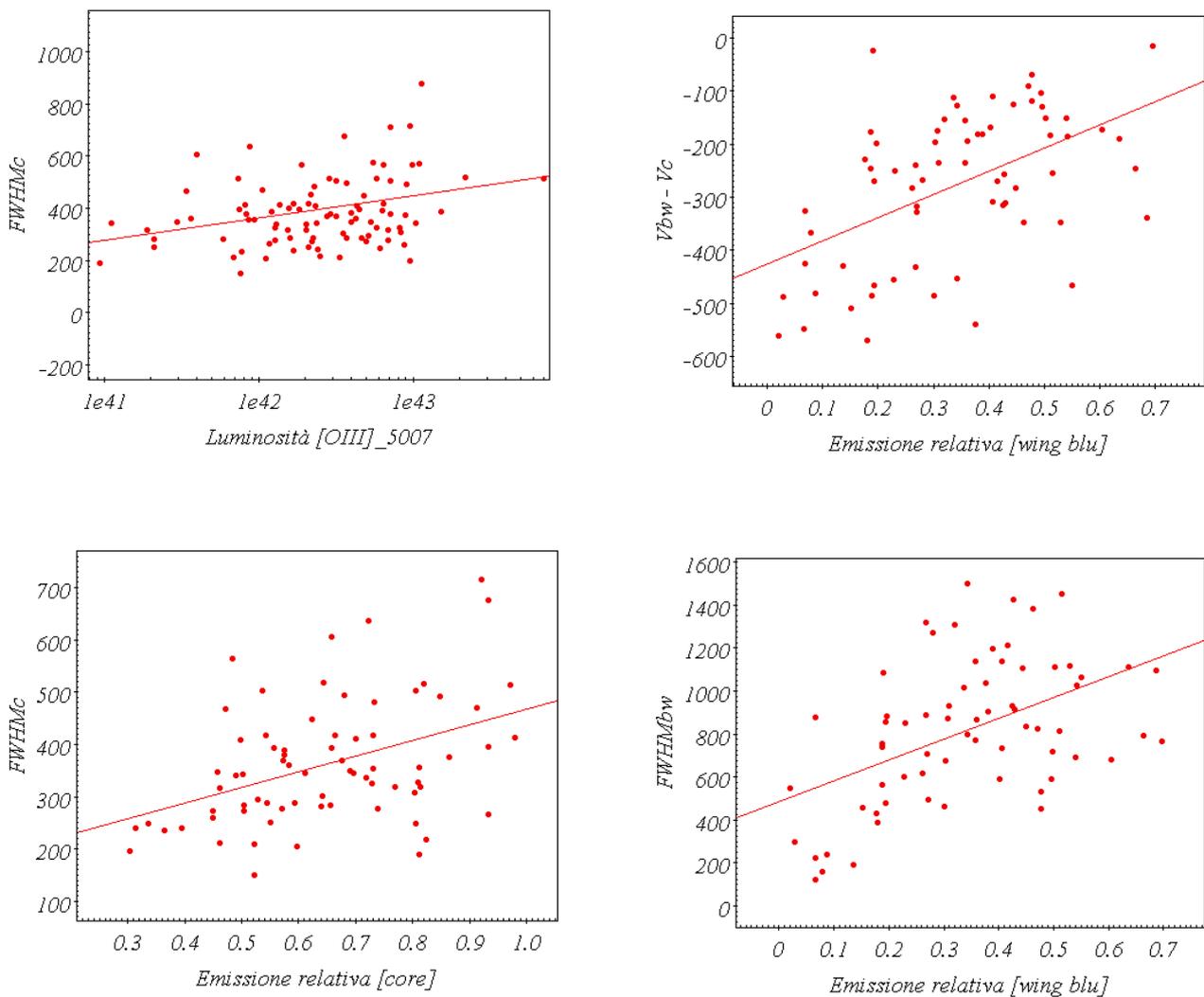


Figura 3.11: (alto a sinistra): Distribuzione della luminosità della riga $[O\ III]\lambda 5007$ contro la $FWHM$ della componente di *core*. (in basso a sinistra): distribuzione dell'emissione integrata della componente di *core*, normalizzata sull'emissione totale, contro la $FWHM_c$. (a destra): distribuzioni dell'emissione integrata della componente di *wing*, normalizzata sull'emissione totale contro la differenza di velocità dei *core* (in alto) e la $FWHM$ della *wing* (in basso).

L'emissione totale della riga $[O\ III]\lambda 5007$ spazia nell'intervallo $9 \cdot 10^{40}$ - $3 \cdot 10^{43}$ erg/s, con un

valore medio di $2 \cdot 10^{42}$ erg/s. Questa mostra un leggero *trend* con la dispersione di velocità presentata dalla componente di *core* ($r = 0.3$ ed un p -value = $2 \cdot 10^{-6}$, figura 3.11), mentre non presenta alcuna correlazione con la $FWHM_{bw}$. Anche l'emissione proveniente dalle regioni più esterne della NLR (componente di *core*) mostra un *trend* con la dispersione di velocità, $FWHM_c$, con un indice di Pearson pari a $r = 0.4$ ed un p -value = $4 \cdot 10^{-7}$, mentre non si riscontra nessuna correlazione con l'intensità di picco. Per quanto riguarda le *wing* blu, la frazione emessa in questa componente mostra un *trend* con la corrispettiva dispersione di velocità, $FWHM_{bw}$, maggiore rispetto al precedente, con $r = 0.5$, ma con una significatività minore, p -value = $6 \cdot 10^{-4}$. Come nelle altre correlazioni che coinvolgono le $FWHM_{bw}$, la significatività risulta essere compromessa dalla forte dispersione dei dati. Questa è dovuta probabilmente alle incertezze associate alla misura, piuttosto che ad una intrinseca dispersione dei valori. Nonostante la dispersione dei dati, il parametro che influenza maggiormente la suddivisione dell'emissione fra le componenti di *core* e di *wing* è la differenza di velocità, $(V_{wb} - V_c)$ ($r = 0.5$ ed un p -value = $4 \cdot 10^{-5}$).

Una proprietà indipendente dal metodo di interpolazione della riga è l'indice di asimmetria, A_{20} . Come esposto in §2.3.1 questo parametro permette di quantificare la predominanza blu (A_{20} positivo) o rossa (A_{20} negativo) dell'emissione all'interno della riga. Basandosi sulle aree, invece che sul profilo di riga, esso è un indicatore meno sensibile al rapporto S/N .

L'indice assume dei valori compresi fra -0.13 e 0.48 con una mediana e un *iqr* rispettivamente pari a 0.17 e 0.24. Il campione, suddiviso in tre gruppi, è costituito per il 74% da sorgenti aventi un'asimmetria blu ($A_{20} \geq 0.02$), il 5% da sorgenti aventi un'asimmetria rossa ($A_{20} \leq -0.02$) e dal rimanente 21% da sorgenti simmetriche ($-0.02 < A_{20} < 0.02$). Confrontando questi valori con quelli delle NLS1 analizzate da Cracco et al. (2016), dove le popolazioni relative sono rispettivamente pari al 94% ed al 1% per le asimmetrie blu e rosse, si può notare come i FSRQ mostrino una componente blu della riga meno marcata di quella delle NLS1.

Per comprendere la causa di queste asimmetrie, sono state effettuate delle correlazioni con le proprietà cinematiche. Sono state considerate le velocità delle componenti di *core* e di *wing*, ovvero V_c e V_w , la larghezza delle Gaussiani, $FWHM_c$ e $FWHM_w$, e la differenza di velocità, $(V_w - V_c)$. Le due velocità, V_c e V_w , e la $FWHM$ della componente di *core*, non influiscono sull'indice di asimmetria A_{20} . Mentre è stata trovata una lieve correlazione con la $FWHM$ della *wing* (Pearson $r = 0.4$ e valore- $p = 5 \cdot 10^{-4}$). Questa appare presente anche nei campione di NLS1 analizzato da Cracco et al. (2016), dove il campione molto più numeroso permette di ottenere dei risultati statisticamente più significativi. La maggior correlazione però è stata trovata con la distanza della *wing* relativa alla componente di *core*, $(V_w - V_c)$ (figura 3.12), dove all'aumentare della distanza fra le due componenti, aumenta l'asimmetria. Tale correlazione è

descritta da un indice di Pearson pari a $r = -0.7$ con $p\text{-value} = 10^{-10}$. Di conseguenza si può concludere che, fra le varie proprietà cinematiche mostrate dall'[O III] che possono caratterizzare la deformazione della riga, quella che predomina su tutte è la differenza di velocità della componente di *wing* rispetto al *core*. Nonostante ciò non si può escludere che la combinazione degli altri fattori possa contribuire al valore di $A20$.

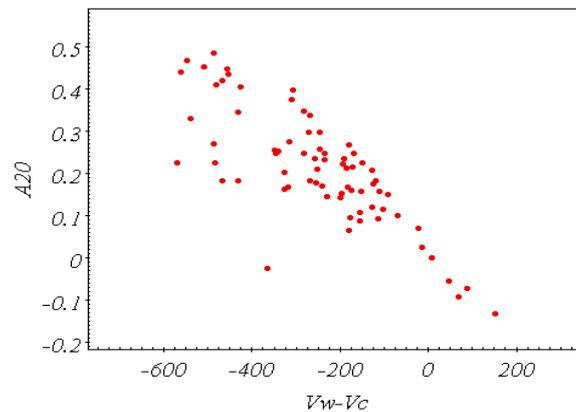


Figura 3.12: Distribuzione della differenza di velocità fra le componenti di *core* e di *wing* (in km/s), con l'indice di asimmetria $A20$.

3.3 Confronto con lo stato cinematico delle NLS1

Nel paragrafo §3.1 sono stati esposti i risultati principali dell'analisi cinematica basata sulla riga [O III]. Questi risultati dimostrano che i moti che caratterizzano la NLR dei FSRQ rispecchiano grossomodo quelli presenti nelle NLR di altri tipi di AGN, in particolare delle galassie NLS1. In questo paragrafo verrà approfondito il confronto fra i dati di queste due classi di AGN. Il paragone principale viene fatto con gli studi di Berton et al. (2016), nei quali sono state analizzate le proprietà cinematiche di un campione di NLS1 che è stato suddiviso in 56 sorgenti *radio-loud* (indicato nel seguito come NLS1-RL) e 68 sorgenti *radio-quiet* (indicato come NLS1-RQ). Le metodologie utilizzate dall'autore sono state riprese in questo studio, in particolare è stato utilizzato lo stesso tipo di interpolazione e lo stesso criterio per definire il riferimento solidale all'AGN. Come verrà discusso nel capitolo §4, questo confronto è molto importante per poter interpretare la cinematica del gas ionizzato rilevata nei

FSRQ, ma assume anche un significato molto rilevante nel contesto evolutivo degli AGN introdotto nel paragrafo §1.2.

Nel confrontare gli stati cinematici dei tre campioni di sorgenti, FSRQ, NLS1-RQ e NLS1-RL, verranno considerate le distribuzioni che descrivono le componenti di *core* e di *wing*. Per ognuna di queste saranno considerati i moti medi, (V_c e V_w) e le dispersioni di velocità ($FWHM_c$ e $FWHM_w$). Sarà prestata attenzione anche alla forma delle loro distribuzioni, in quanto forniscono delle informazioni sull'omogeneità dello stato cinematico presente nelle varie sorgenti osservate.

3.3.1 Confronto delle velocità di *core*

Per prima cosa sono state confrontate le distribuzioni delle velocità di *core*, V_c . I valori statistici che le caratterizzano sono riassunti nella tabella 3.1. Nel confrontare i dati statistici, soprattutto quelli delle sorgenti *radio-loud*, si deve notare che i parametri basati sulla distribuzione del numero di rilevazioni, ovvero mediana e indice *iqr*, sono meno soggetti alla presenza di rilevazioni anomale rispetto alla media ed alla dispersione. Questi ultimi infatti tengono conto anche del valore assunto da queste anomalie. Nei pannelli di sinistra della figura 3.13 sono rappresentate le distribuzioni di velocità V_c , normalizzate sul numero totale di rilevazioni.

Consideriamo innanzitutto il campione di galassie NLS1-RQ. Questo particolare campione possiede tutte le caratteristiche tipiche delle “classiche” galassie NLS1, sia per quanto riguarda le proprietà del motore centrale, come la massa del BH oppure il tasso di accrescimento (Foschini et al. 2015), sia per quanto riguarda le proprietà cinematiche del gas ionizzato (Berton et al. 2016). La componente di *core* di queste sorgenti presenta un moto relativamente lento rispetto all'AGN, con un valore medio inferiore ai 30 km/s (in modulo), ed una bassa dispersione dei dati rispetto ad altri campioni di NLS1 “misti” (ovvero non suddivisi sulla base della *radio-loudness*, per esempio Cracco et al. 2016). Effettuando un confronto con i valori estratti dal campione di FSRQ, si può notare che la velocità media è simile, mentre la dispersione è lievemente maggiore nelle NLS1-RQ. Gli indici di dispersione e soprattutto lo studio della *curtosi* dimostrano che in entrambe la distribuzione è dominata dalla parte centrale, ovvero sono concentrate attorno al valore medio. Anche la presenza di *outlier* è simile. Infatti i FSRQ presentano 5 *outlier* blu e 1 rosso (rispettivamente il 5% ed il 1% del campione totale), mentre le NLS1-RQ ne presentano 3 blu e 1 rosso (ovvero il 4% e il 1%). Confrontando i dati statistici ottenuti sui campioni totali e su quelli cosiddetti *regolari*, ovvero privati delle sorgenti ad alta velocità, si ottengono dei valori molto simili. Ciò

significa che la presenza di *outlier* non è molto rilevante per questo tipo di sorgenti. Una considerazione analoga può essere effettuata anche sulla base del campione analizzato da Cracco et al. (2016), costituito da ben 360 galassie NLS1 accuratamente selezionate, nel quale le popolazioni relative di *outlier* sono pari al 4%, per quelli di tipo blu, ed al 1% per quelli rossi.

Come ultima analisi sulle velocità di *core* è stato effettuato il test di Anderson-Darling (A-D). Questo test di verifica permette di confutare l'ipotesi che le due distribuzioni siano in realtà la manifestazione dello stesso campione di oggetti. Rispetto al test di Kolmogorov-Smirnov, quello di A-D effettua il confronto dando maggior peso alle ali della distribuzione, ovvero dove si trovano le maggiori differenze dei campioni considerati (come dimostrato dagli indici di dispersione). L'ipotesi viene scartata se il livello di significatività osservato (*p-value*) risulta inferiore o uguale a 0.05. Nel caso esaminato il *p-value* vale 0.42, di conseguenza le distribuzioni di V_c rilevate dai campioni di FSRQ e NLS1-RQ potrebbero essere originate dallo stessa popolazione (in termini statistici).

Si consideri ora il campione NLS1-RL. Questo campione mostra delle caratteristiche differenti rispetto alle NLS1 utilizzate precedentemente ed è rappresentativo di quella tipologia di galassie NLS1 provviste di un getto relativistico (Berton et al. 2015, Foschini et al. 2015). Per prima cosa si consideri la velocità media con cui si espande il gas ionizzato. Il moto medio è molto più rapido rispetto ai campioni analizzati precedentemente, superando, in valore assoluto, i 70 km/s. Tuttavia la caratteristica più evidente la si trova nella dispersione dei dati e nel ruolo degli *outlier*. Il confronto dei momenti centrali di ordine 3 e 4 dimostra che le NLS1-RL assumono una distribuzione molto meno concentrata, ma più simmetrica rispetto a quella dei FSRQ. La stessa cosa vale anche considerando solamente le sorgenti *regolari*. Il numero di *outlier* è elevato, si registrano infatti 13 *outlier* blu (23%) e 3 rossi (5%), con velocità che vanno da -770 ± 72 km/s a 300 ± 8 km/s. Confrontando il campione totale con quello *regolare* si ottengono dei parametri statistici molto differenti, per esempio il valore medio passa da -72 km/s a $+1$ km/s. La predominanza degli *outlier* blu su quelli rossi può essere apprezzata anche confrontando i valori della media e della mediana; la prima, essendo più soggetta a queste rilevazioni, risulta minore rispetto alla seconda. Queste considerazioni dimostrano che la presenza di gas ad alta velocità è un fenomeno frequentemente osservato nelle NLS1-RL e che le sorgenti presentano una notevole varietà di valori V_c . Il test di A-D, infine, riporta un *p-value* pari a 0.01, quindi permette di scartare l'ipotesi che le distribuzioni di V_c associate alle sorgenti FSRQ e NLS1-RL siano originate dalla stesso campione.

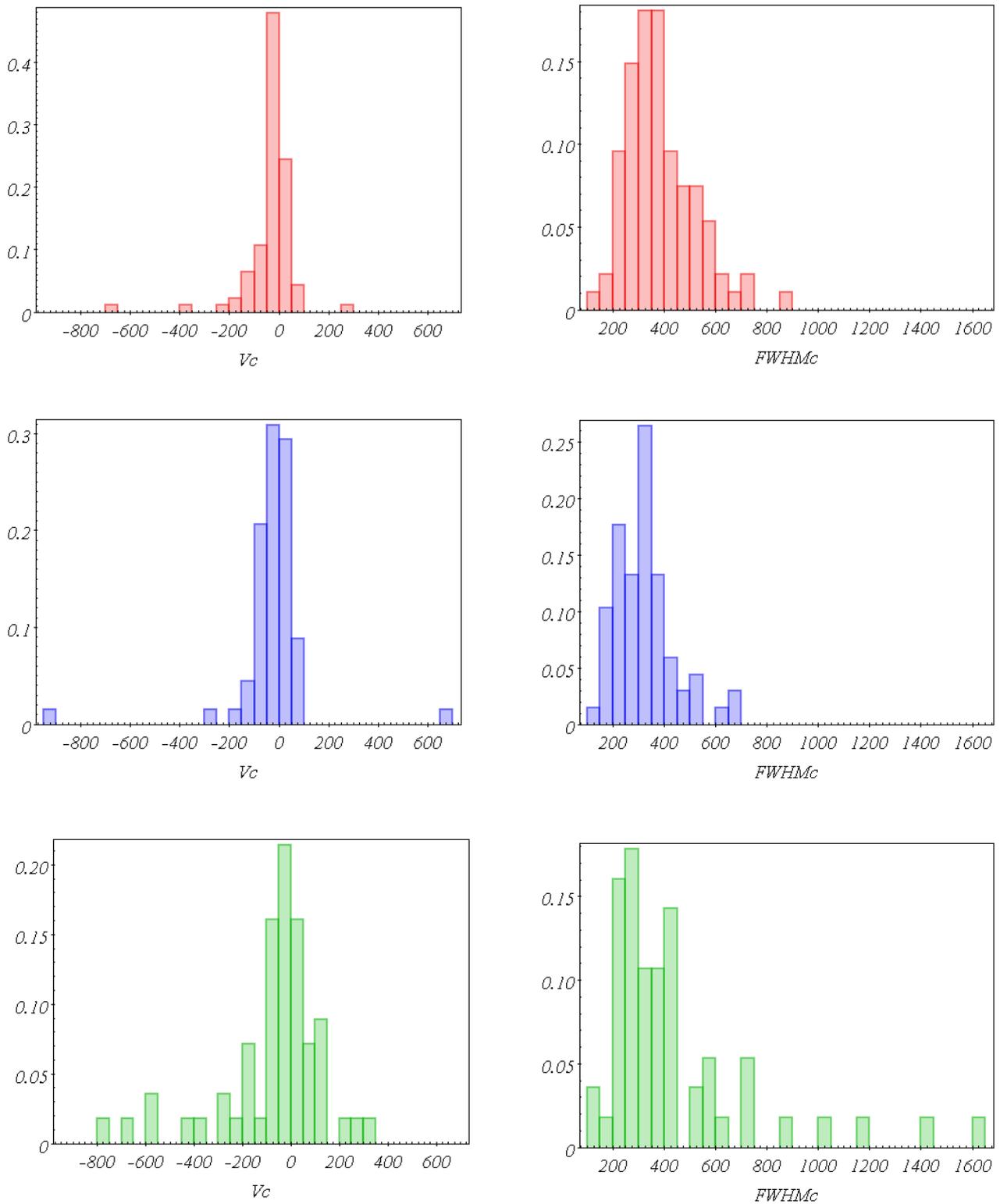


Figura 3.13: Distribuzioni normalizzate delle velocità di picco (sinistra) e della dispersione (destra) per la componente di *core*, espresse in km/s. I campioni considerati sono i FSRQ (rosso), le NLS1-RQ (blu) e le NLS1-RL (verde).

Se l'analisi del moto medio del gas accomuna le sorgenti FSRQ e NLS1-RQ, quella sulla dispersione di velocità dei *core* permette di equiparare il grado di turbolenza presente nei FSRQ con quello rilevato nelle NLS1-RL. I valori che caratterizzano le distribuzioni di $FWHM_c$ per i campioni di FSRQ, NLS1-RQ e NLS1-RL sono riportati in tabella 3.2, mentre gli istogrammi che rappresentano le distribuzioni normalizzate sono mostrate nei riquadri di destra della figura 3.13. Considerando la distribuzione associata alle NLS1-RL, si nota che la dispersione dei valori attorno al valore medio è elevata. Questa dispersione appare evidente sia nella parte principale della distribuzione, sia nelle rilevazioni singole e isolate presenti nella parte destra della distribuzione. Entrambi gli indici di dispersione (varianza e iqr) dimostrano che la $FWHM_c$ delle NLS1-RL è la più disomogenea. Anche i FSRQ presentano un elevato sbilanciamento delle rilevazioni verso i valori elevati. Tuttavia, per quest'ultima, la distribuzione appare più regolare, con una decrescita nella parte destra meno accentuata rispetto alle galassie NLS1. Questa regolarità è evidente anche se si confrontano il valore della dispersione con quello dell'indice iqr . Tale dispersione ha un valore paragonabile a quello delle NLS1-RQ, indice che le distribuzioni si sparpagliano su un intervallo simile, mentre l'indice iqr dimostra che la distribuzione delle $FWHM_c$ ha una dispersione relativa (ovvero basata sul numero di rilevazioni) simile a quella delle NLS1-RL. Il confronto fra i valori medi delle tre distribuzioni dimostra che la dispersione di velocità presente nelle componenti di *core* è generalmente inferiore nelle sorgenti *radio-quiet*, mentre permette di accomunare il grado di turbolenza presentato nelle due tipologie di sorgenti *radio-loud*, ovvero blazar e NLS1. I test di A-D effettuati sui tre campioni permettono di escludere l'appartenenza alla stessa classe statistica dei FSRQ e delle NLS1-RQ ($p\text{-value} = 10^{-3}$), mentre non permette di farlo con quella delle NLS1-RL ($p\text{-value} = 0.23$).

In conclusione, dal confronto effettuato sulle velocità della componente di *core*, si vede come i FSRQ presentano un gas in espansione lenta, simile a quello delle NLS1-RQ, dove il moto del gas ad alto grado di ionizzazione viene generalmente attribuito all'azione dei venti originati dai processi di accrescimento. D'altra parte però le $FWHM_c$ dei FSRQ sono simili a quelle delle NLS1-RL, pertanto il grado di perturbazione del *core* appare elevato per entrambe le tipologie di sorgenti. Questa somiglianza è in pieno accordo con l'ipotesi che la perturbazione meccanica del gas ionizzato sia fortemente influenzata dal getto relativistico (Berton et al. 2016). Il riassunto dei risultati del test A-D è riportato in tabella 3.3. Infine si noti che la dispersione dei valori di V_c e $FWHM_c$ all'interno del campione di FSRQ, mostra una maggior omogeneità rispetto a quelli di entrambe le tipologie di NLS1.

	Media (km/s)	Dispersione (km/s)	Mediana (km/s)	Iqr (km/s)
$V_{c,FSRQ}$	-29 ± 4	74 ± 5	-16 ± 4	58 ± 4
$V_{c,NLS1-RQ}$	-28 ± 4	154 ± 6	-26 ± 4	75 ± 11
$V_{c,NLS1-RL}$	-72 ± 2	209 ± 2	-12 ± 4	129 ± 5
$FWHM_{c,FSRQ}$	385 ± 4	115 ± 4	365 ± 6	176 ± 15
$FWHM_{c,NLS1-RQ}$	321 ± 4	114 ± 6	319 ± 7	114 ± 22
$FWHM_{c,NLS1-RL}$	440 ± 2	298 ± 3	351 ± 5	197 ± 7

Tabella 3.1: Valori statistici delle distribuzioni di velocità associate alla componente di *core*.

3.3.2 Confronto delle velocità di *wing*

Il confronto dello stato cinematico delle *wing* dei blazar con quello delle galassie NLS1 studiate da Berton et al. (2016) inizia dalla comparazione del numero di queste componenti rilevato nei tre campioni. I campioni *radio-loud* hanno un numero simile di componenti di *wing*, i FSRQ ne presentano 68 blu (su 94 sorgenti, 72% del campione) e 8 rosse (8%), mentre fra le NLS1-RL ve ne sono 43 blu (su 56 sorgenti, 77%) e 2 rosse (4%). Delle proporzioni diverse vengono trovate all'interno del campione di galassie NLS1-RQ. Il numero *wing* blu infatti è particolarmente elevato e ammonta a 65 (corrispondente al 96% del totale), mentre non vi è la presenza di nessuna *wing* rossa.

I parametri statistici che descrivono le distribuzioni delle velocità e della relativa dispersione sono riportati in tabella 3.2, mentre le distribuzioni normalizzate sono mostrate nei riquadri di sinistra della figura 3.14. A differenza di quanto fatto in §3.3.1, in cui il confronto fra NLS1 e FSRQ è stato separato sulla base della classe di appartenenza dell'oggetto, nella trattazione seguente si confrontano uno per uno i singoli parametri di tutte e tre le tipologie di sorgenti.

Per prima cosa si considerino le velocità del picco della *wing*, V_w . La prima e più rilevante differenza che si nota risiede nel valore medio. Nei FSRQ le *wing* presentano una velocità radiale media significativamente minore (in valore assoluto) rispetto a quella mostrata da entrambe le tipologie di NLS1. La velocità più elevata è stata riscontrata nelle NLS1-RL, come si è visto per le V_c , ma le differenze rispetto al campione *radio-quiet* non sono così marcate come nel caso delle V_c . Tutte e tre le distribuzioni presentano una distribuzione di V_w asimmetrica e decentrata verso valori negativi. In particolare l'indice di asimmetria mostra un decentramento della distribuzione nelle sorgenti *radio-quiet* maggiore rispetto a quello degli

oggetti *radio-loud*. Tale differenza è causata principalmente dalla presenza delle *wing* rosse, riscontrate sia nei FSRQ che nelle NLS1-RL, ma persiste anche considerando le sole componenti blu. Anche l'analisi della *curtosi* dimostra una lieve differenza fra i campioni *radio-loud* e quelli *radio-quiet*. In questi ultimi infatti il valore risulta essere maggiore, di conseguenza la parte centrale della distribuzione ha un peso maggiore rispetto a quella delle ali. In altri termini la distribuzione delle sorgenti *radio-quiet* ha un picco più pronunciato, (come dimostrato anche dai valori assunti dagli indici di dispersione).

Nonostante le distribuzioni mostrino delle notevoli differenze che permettono di distinguere i FSRQ dalle NLS1, sotto certi aspetti, oppure di accomunarli con le NLS1-RL, sotto altri, l'applicazione dei test A-D sulle tre distribuzioni di velocità V_w non permette di escludere che esse siano originate da un medesimo campione statistico. I valori ottenuti sono infatti pari a 0.19 per la coppia FSRQ – NLS1-RL ed a 0.16 per quella FSRQ – NLS1-RQ. Bisogna fare però una precisazione anche sul test A-D. Esso rigetta l'ipotesi che le distribuzioni possano essere originate da distribuzioni diverse, ma non permette di quantificare le somiglianze o le differenze fra le distribuzioni. Di conseguenza non è detto che disponendo di campioni diversi, e magari più estesi, non si possano effettuare delle distinzioni statistiche.

Lo studio della *FWHM* delle componenti di *wing* permette di comparare il livello di turbolenza massima riscontrata nella riga [O III]. I valori medi della dispersione di velocità dimostrano che i FSRQ hanno un grado di turbolenza delle *wing* minore rispetto a quello delle NLS1. Questa differenza è molto marcata sia nei valori medi che in quelli delle mediane. Nonostante i valori assunti dai parametri, la forma della distribuzione accomuna le sorgenti *radio-loud*, le quali mostrano una distribuzione molto più dispersa rispetto a quella delle sorgenti *radio-quiet*. Questa somiglianza, dimostrata dai momenti della distribuzione, la si può vedere anche confrontando i valori di *iqr* dei FSRQ e delle NLS1-RL. Di conseguenza, sebbene la turbolenza della *wing* abbia un'intensità minore nei FSRQ, la distribuzione assomiglia a quella delle NLS1-RL, e potrebbe essere una copia traslata di quest'ultima. Tale differenza potrebbe scaturire da una sottostima sistematica della $FWHM_w$ delle *wing*, per le cause già citate in precedenza. Infine le differenze fra le distribuzioni fra i campioni *radio-loud* e *radio-quiet* sono evidenziate dal calcolo dei momenti, che portano a risultati analoghi a quelli ottenuti per le distribuzioni di V_w , così come dal confronto fra gli indici *iqr*, sensibilmente minori rispetto a quelli di FSRQ e NLS1-RL. In questo caso il test A-D premette di confermare la diversità fra i campioni analizzati. I livelli di significatività sono pari a $7 \cdot 10^{-4}$ per la coppia FSRQ – NLS1-RL ed a 0.03 per quella FSRQ – NLS1-RQ.

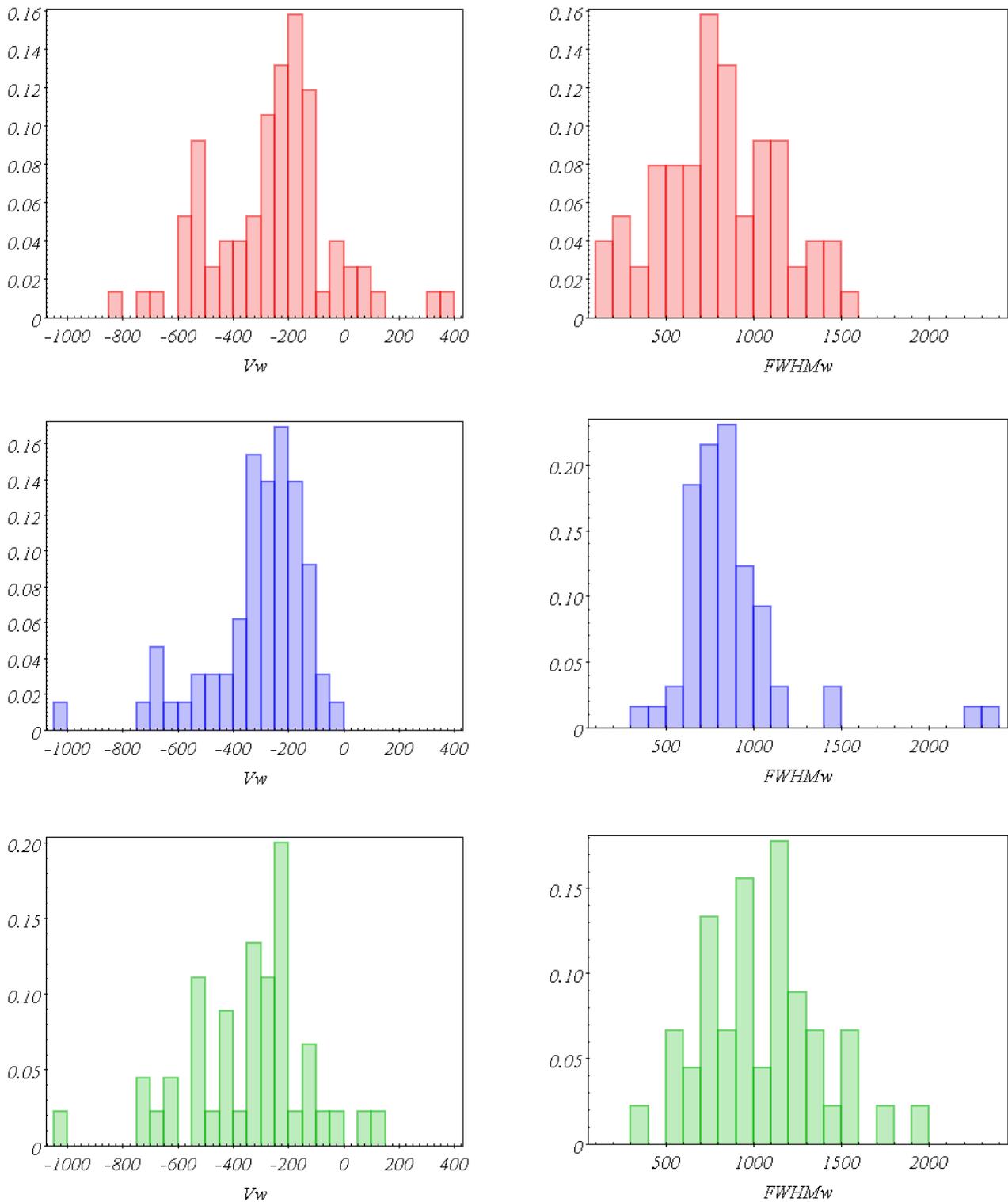


Figura 3.14: Distribuzioni normalizzate delle velocità di picco (sinistra) e della dispersione (destra) per la componente di *wing*, espresse in km/s. I campioni considerati sono i FSRQ (rosso), le NLS1-RQ (blu) e le NLS1-RL (verde).

In conclusione le velocità delle *wing* permettono di accomunare le sorgenti *radio-loud*, e di distinguerle da quelle delle galassie *radio-quiet*. Tuttavia le differenze e le somiglianze, definite comparando i valori che descrivono le distribuzioni, non sono sufficienti per essere sostenute statisticamente dal test A-D.

Il grado di dispersione del gas, tracciato dalla *FWHM*, permette di accomunare le sorgenti *radio-loud* solo se si assume che la determinazione delle $FWHM_w$ dei FSRQ sia soggetta ad una sistematica sottostima. Infatti le distribuzioni dedotte dai FSRQ e quelle dedotte dalle NLS1-RL differiscono solamente per una traslazione dei valori. Questa somiglianza sarebbe in accordo con quelle dedotte dall'analisi delle componenti di *core*, ovvero che all'origine della perturbazione vi sia un fattore comune, un contributo significativo del getto. Le differenze fra le velocità dei FSRQ e delle NLS1-RQ, invece, sono più marcate e sostenute anche dalla forma delle distribuzioni.

	Media (km/s)	Dispersione (km/s)	Mediana (km/s)	Iqr (km/s)
$V_{w,FSRQ}$	-261 ± 11	220 ± 15	-237 ± 21	253 ± 22
$V_{w,NLS1-RQ}$	-310 ± 20	186 ± 27	-278 ± 18	158 ± 33
$V_{w,NLS1-RL}$	-344 ± 7	221 ± 9	-314 ± 23	273 ± 16
$FWHM_{w,FSRQ}$	792 ± 8	325 ± 5	780 ± 6	476 ± 18
$FWHM_{w,NLS1-RQ}$	870 ± 10	318 ± 8	814 ± 23	226 ± 29
$FWHM_{w,NLS1-RL}$	1047 ± 4	338 ± 4	1017 ± 7	444 ± 15

Tabella 3.2: Valori statistici delle distribuzioni di velocità associate alla componente di *wing*.

Parametri	V_c	$FWHM_c$	V_w	$FWHM_w$
Campioni				
FSRQ – NLS1-RL	0.01	0.23	0.19	< 0.01
FSRQ – NLS1-RQ	0.42	< 0.01	0.16	0.03

Tabella 3.3: Valori dei *p-value* risultanti dai test di Anderson-Darling. I campioni sono diversi se il valore è minore di 0.05.

3.4 Legame con i parametri del motore centrale

Molte delle caratteristiche degli AGN sono strettamente legate alle proprietà del motore centrale, in particolare alla massa del buco nero ed al tasso di accrescimento. Secondo i modelli correnti, il moto di espansione dell'[O III] potrebbe avere origine dall'impatto sulla NLR di gas espulso dalle regioni interne, ovvero dal disco o dalla BLR (Zamanov et al. 2002), ed eventualmente anche da processi di assorbimento radiativo (Komossa et al. 2008 e riferimenti). Sebbene vi siano molti indicatori che dimostrino un legame fra i processi di accrescimento e la cinematica del gas ionizzato, non vi sono sempre delle chiare correlazioni fra le proprietà che li descrivono. La causa principale è dovuta alla presenza di numerosi fenomeni che possono influenzare l'efficacia della perturbazione. Un esempio sono le condizioni ambientali presenti attorno alla struttura di accrescimento, che possono modificare significativamente la velocità con cui il gas emesso dalle regioni centrali si propaga all'interno della NLR (Cracco et al. 2016 e riferimenti).

In questo paragrafo verranno riportate sia le proprietà del BH, ricavate dall'analisi della riga $H\beta_B$, sia quelle del getto relativistico, calcolate dalla luminosità radio. I risultati saranno poi confrontati con i quelli dei campioni di NLS1-RQ e NLS1-RL utilizzati nel precedente paragrafo (§3.3). Verranno infine cercate delle correlazioni con le proprietà cinematiche ricavate della riga [O III].

3.4.1 Proprietà del motore centrale

Per stimare la massa virializzata del BH centrale, è stato utilizzato un metodo calibrato sull'intensità della radiazione osservata in riga. In questo modo si possono contenere gli effetti della contaminazione generata dall'emissione non-termica del getto. Il valore della massa del BH è stato stimato sulla base di due quantità legate al campo gravitazionale, ovvero l'estensione della BLR e la dispersione di velocità del gas presente in essa (relazione 2.5). Entrambi questi parametri sono stati estratti dall'analisi della riga $H\beta_B$, interpolata mediante una o due gaussiane. Le misure effettuate sono quelle della luminosità e del momento di ordine 2 definito dalla relazione (2.2). Le luminosità ottenute spaziano nell'intervallo fra $(3.1 \pm 0.3) \cdot 10^{40} - (8.6 \pm 0.1) \cdot 10^{43}$ erg/s, con un valore medio pari a $(1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{43}$ erg/s. Le misure di $\sigma_{H\beta}$ spaziano da 310 a 4360 km/s, con un valore medio pari a 2062 km/s.

Prima di procedere con il calcolo dei parametri fisici, bisogna fare attenzione ai possibili errori introdotti dalla radiazione non-termica. Infatti, sebbene l'utilizzo di un metodo basato sulle righe permetta di ridurre questo problema, esso non viene totalmente eliminato. La forte

emissione del getto comporta un innalzamento del livello del continuo che va ad influenzare le misure effettuate e, in particolare, può portare ad una sottostima sia della luminosità, sia della larghezza della riga. Per evitare questo effetto, sono state considerate solamente le 73 sorgenti che presentano una $FWHM_{H\beta} \geq 2000$ km/s (Ghisellini et al. 2010). Si noti che questo campione mostra le stesse proprietà cinematiche del campione totale di FSRQ.

L'applicazione della relazione di Greene et al. (2010) ha permesso di calcolare l'estensione della BLR direttamente dalla luminosità della riga $H\beta_B$. Per il campione selezionato essa spazia fra $(18 \pm 5) - (222 \pm 18)$ ld (*light-day*) con un valore medio pari a 77 ± 3 ld.

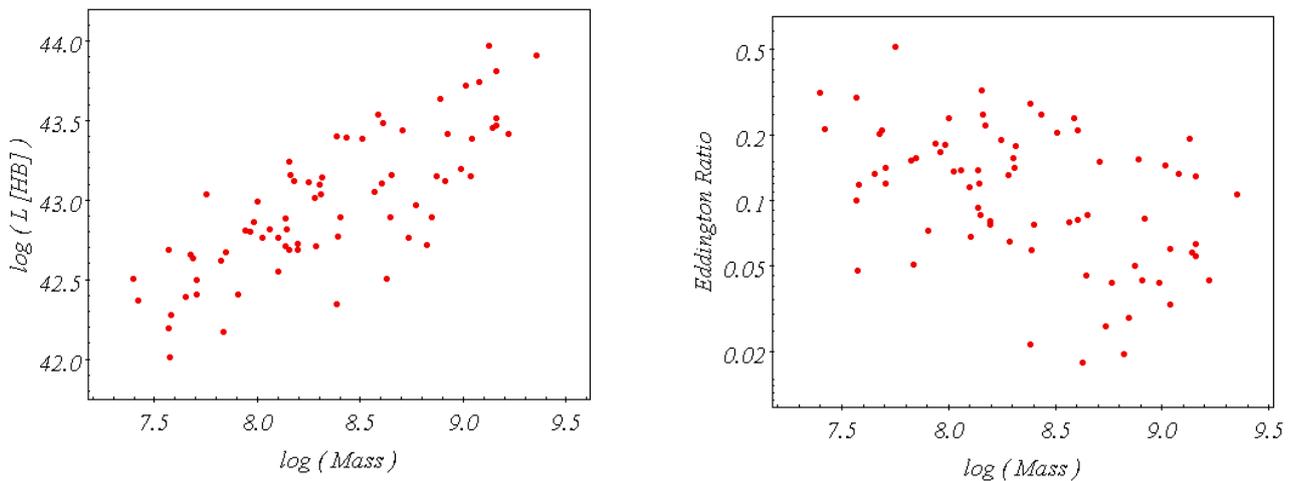


Figura 3.15: Distribuzioni della della massa del BH (in M_{\odot}) riportate rispettivamente contro le luminosità della riga $H\beta_B$ (in erg/s) e contro il rapporto di Eddington. Il campione è quello ridotto ai 73 FSRQ in cui $FWHM_{H\beta} \geq 2000$ km/s.

La dispersione di velocità presente all'interno della BLR è stata tracciata dal momento $\sigma_{H\beta}$ in quanto, come descritto in §2.3.4, permette una determinazione più accurata della massa, ma anche perchè è lo stesso metodo utilizzato da Berton et al. (2015), quindi permette di confrontare i parametri dei FSRQ con quelli delle NLS1. I valori di M_{BH} ricavati spaziano nell'intervallo $(2.5 \pm 0.8) \cdot 10^7 - (2.3 \pm 0.2) \cdot 10^9 M_{\odot}$ ed assumono un valore medio pari a $(6.2 \pm 0.5) \cdot 10^8 M_{\odot}$. Questi valori collocano il campione di oggetti nella categoria dei FSRQ di massa medio-piccola (si veda ad esempio Shen et al. 2011).

Utilizzando la massa del BH e la dimensione della BLR è stato possibile calcolare il rapporto di Eddington. La definizione rigorosa necessiterebbe di una misura della luminosità bolometrica, ma il problema ricorrente del continuo non-termico non ne permette una stima

accurata, pertanto essa è stata sostituita con la luminosità del disco (relazione 2.8). Il rapporto di Eddington è una proprietà fondamentale nella descrizione del processo di accrescimento, in quanto esprime il rapporto fra l'energia emessa dall'AGN e la luminosità di Eddington (ϵ), ovvero la luminosità critica in grado di contrastare il collasso gravitazionale. I valori ottenuti di ϵ spaziano fra 0.02 e 0.5 e mostrano un valore medio pari a 0.13. Questi rapporti risultano in pieno accordo con i valori riportati in altri studi, compresi quelli effettuati su FSRQ di massa elevata e molto brillanti nei raggi- γ (Ghisellini et al. 2010, Ghisellini & Tavecchio 2015). Le proprietà ricavate sono state messe in relazione nella figura 3.15.

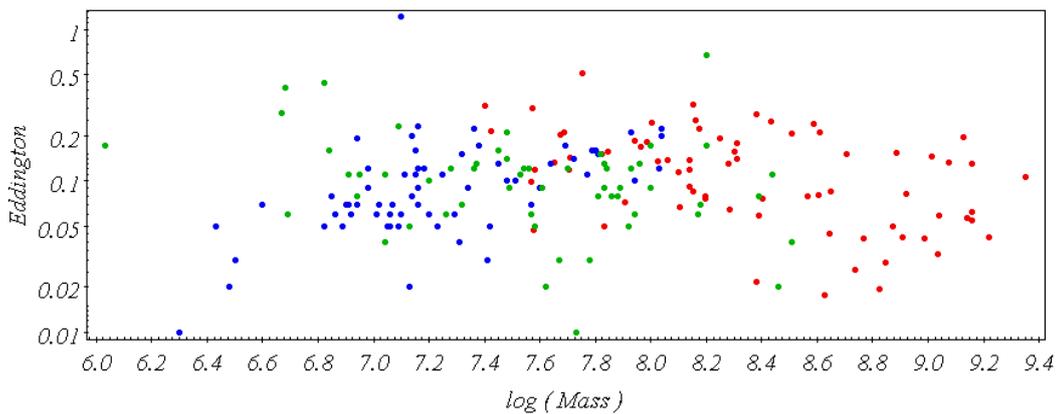


Figura 3.16: Distribuzioni della della massa del BH (in M_{\odot}) e del rapporto di Eddington per i campioni di FSRQ (rosso), NLS1-RL (verde) e NLS1-RQ (blu).

Dopo aver confrontato i parametri cinematici dei FSRQ con quelli riportati da Berton et al. (2016) per i campioni di NLS1 *radio-loud* (NLS1-RL) e *radio-quiet* (NLS1-RQ), è importante paragonarne anche le proprietà del BH centrale e quelle di ϵ . I dati sono stati estratti da Foschini et al. (2015). Come si può vedere dalla figura 3.16, i rapporti di Eddington delle NLS1 sono analoghi a quelli del campione di FSRQ, mentre le masse sono significativamente minori. Le galassie *radio-loud* presentano una massa variabile fra $1.1 \cdot 10^6$ - $3.2 \cdot 10^8 M_{\odot}$ con un valore medio pari a $3.6 \cdot 10^7 M_{\odot}$, mentre quelle *radio-quiet* presentano valori nell'intervallo $2.0 \cdot 10^6$ - $1.1 \cdot 10^8 M_{\odot}$ con media $1.7 \cdot 10^7 M_{\odot}$. Per una descrizione accurata del campione di NLS1 ed il confronto con le proprietà dei blazar si veda Foschini et al. (2015).

3.4.2 Effetto dei fenomeni di accrescimento

Per verificare se i moti della NLR siano correlati con i processi di accrescimento, sono state confrontate le proprietà cinematiche dedotte dalla riga [O III] con la massa del BH, la luminosità del disco ed il rapporto di Eddington.

Molti studi hanno dimostrato che la presenza dello spostamento della riga [O III] e, in particolare, quella delle *wing* blu è un fenomeno che interessa le strutture con un elevato tasso di accrescimento. Il campione analizzato risulta essere in pieno accordo con questo risultato. Infatti, come mostrato dai risultati (si veda anche Ghisellini et al. 2010), i FSRQ sono sorgenti con un valore di ϵ elevato e lo spostamento verso il blu della riga [O III] è presente nel 70% del campione, mentre la presenza delle *wing* blu è stata confermata per il 71%. Sono state cercate delle correlazioni che dimostrino un legame diretto fra il rapporto di Eddington ed il moto dell'[O III]. In figura 3.17 sono rappresentati i valori di ϵ assieme alle velocità calcolate per la *wing* blu, le quali, essendo associate al gas più interno e più perturbato, dovrebbero risentire maggiormente degli effetti provenienti da processo di accrescimento. Sebbene il parametro ϵ non mostri alcuna correlazione né con le velocità delle *wing*, né con quelle dei *core*, si può vedere che i 3 *outlier* contenuti nel campione di 73 sorgenti hanno un valore elevato del rapporto di Eddington. In particolare, due di essi assumono il valore massimo presente nel campione.

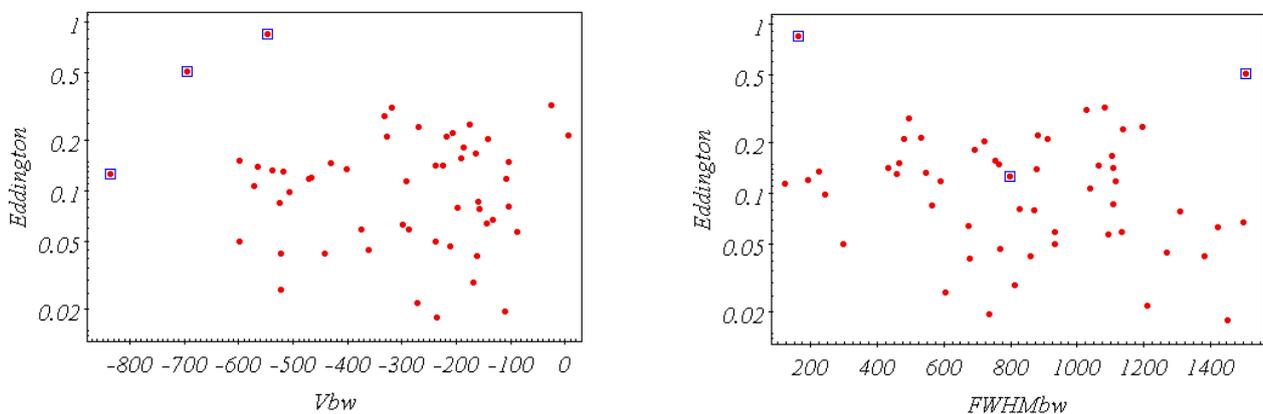


Figura 3.17: Distribuzioni delle velocità V_{bw} e della $FWHM_{bw}$ delle *wing* blu (in km/s) contro il rapporto di Eddington. Gli *outlier* blu sono stati messi in evidenza.

Nemmeno la massa del BH o la luminosità del disco presentano delle correlazioni significative con le proprietà cinematiche dell'ossigeno.

3.4.3 Effetto del getto relativistico

Uno dei fenomeni che contraddistinguono i blazar è la presenza del getto relativistico allineato lungo la linea di vista. Utilizzando i flussi radio rilevati a 1.4 GHz ed estratti da FIRST e NVSS, è stata calcolata la luminosità e, da questa, la potenza del getto. La relazione applicata (2.9, §2.4) è stata calibrata per essere utilizzata con la luminosità emessa a 15 GHz. Il metodo da seguire per effettuare il calcolo consisterebbe nella determinazione degli indici spettrali e nell'applicazione della correzione-K che, per uno spettro a legge di potenza, è data da $(1+z)^{\alpha-1}$. Tuttavia, tenendo conto che lo spettro radio dei FSRQ ha un indice limitato ($\alpha \leq 0.5$), così come lo è anche il redshift ($z \leq 0.9$), la correzione-K assume un valore basso su tutto il campione e non modifica significativamente il risultato di questa indagine. La potenza radiativa del getto spazia nell'intervallo $1.1 \cdot 10^{42} - 9.8 \cdot 10^{44}$ erg/s, con un valore medio pari a $4.1 \cdot 10^{43}$ erg/s. Il confronto di questi dati con quelli riportati da Ghisellini et al. (2010) permette di collocare i FSRQ del campione selezionato fra le sorgenti con un getto relativamente debole. Utilizzando i dati di Berton et al. (2016), la potenza è stata calcolata anche per il campione di NLS1-RL ed ha portato a valori compresi fra $1.4 \cdot 10^{41} - 6.1 \cdot 10^{44}$ erg/s con un valore medio pari a $3.5 \cdot 10^{42}$ erg/s (figura 3.18).

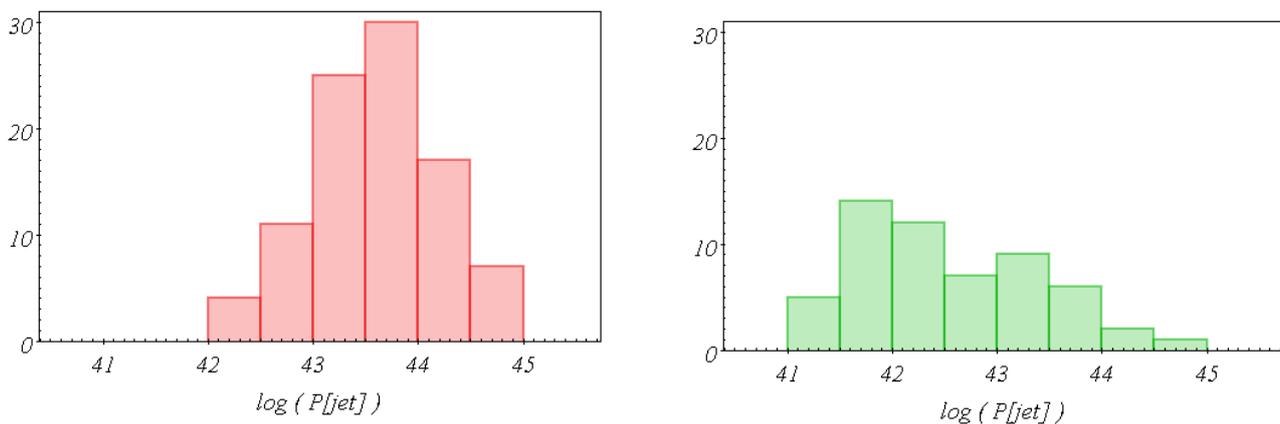


Figura 3.18: Distribuzioni della potenza radiativa del getto relativistico (in erg/s), rispettivamente per i campioni di FSRQ (rosso) e NLS1-RL (blu).

L'interazione fra NLR e getto avviene lungo la la linea di vista, di conseguenza la direzione lungo cui viene misurata la velocità del gas coincide con la direzione in cui avviene il suo spostamento medio. Nonostante ciò la potenza del getto non mostra alcuna correlazione, né

con le velocità medie di spostamento (V_c , V_{bw}), né con le dispersioni di velocità ($FWHM_c$, $FWHM_{bw}$, figura 3.19) . Inoltre non vi sono tracce evidenti dell'azione del getto nemmeno fra gli *outlier*.

L'assenza di correlazioni dirette non esclude che il getto relativistico sia in qualche modo legato alla cinematica del gas ionizzato (Berton et al. 2016). Infatti, come già detto per l'azione meccanica introdotta dai processi di accrescimento, sono molte le complicazioni che possono influire sull'azione della perturbazione e, in particolare, su quelli che ne determinano l'efficacia. Inoltre bisogna considerare anche che le emissioni radiative da cui sono stati calcolati questi parametri possono non essere simultanee alla perturbazione del gas ionizzato. Pertanto i processi di accelerazione del gas potrebbero essere stati generati da un getto con una potenza significativamente diversa da quella attualmente rilevata.

Il confronto fra la luminosità radio e quella del doppietto [O III] è mostrato in figura 3.20, dove sono stati inseriti anche i dati riportati da Berton et al. (2016). Le galassie NLS1-RQ mostrano una forte correlazione fra le due quantità, con $r = 0.8$ e $p\text{-value} = 5 \cdot 10^{-18}$, mentre le NLS1-RL non ne presenta alcuna ($r = 0.4$, $p\text{-value} = 8 \cdot 10^{-3}$). Come discusso in Berton et al. (2016), la mancanza di correlazione fra le due luminosità nel campione di NLS1-RL è dovuta ad una grande dispersione dei dati di luminosità rilevata a 1.4 GHz che ha origine soprattutto dalla variabilità delle sorgenti. Tuttavia non è escluso che, se il limite di rilevazione fosse minore e fossero osservate molte più sorgenti *radio-quiet*, anche le NLS1-RQ potrebbero mostrare una dispersione analoga. Di conseguenza la correlazione osservata viene attribuita ad un effetto di selezione. Il campione di FSRQ, invece, presenta un *trend* significativo, con indice $r = 0.5$ e $p\text{-value} = 1 \cdot 10^{-6}$. Questa potrebbe essere generata da un legame indiretto fra la NLR ed il getto relativistico, mediato dal motore centrale. Infatti si suppone che, se le condizioni ambientali lo permettono, i processi di accrescimento che avvengono attorno ai BH di massa elevata possono diventare molto efficienti e quindi generare una regione ionizzata molto estesa e brillante. D'altra parte in condizioni di alta energia si producono dei getti relativistici più potenti che portano ad un innalzamento delle emissioni radio (ad esempio Tadhunter et al. 1998, Tadhunter 2016).

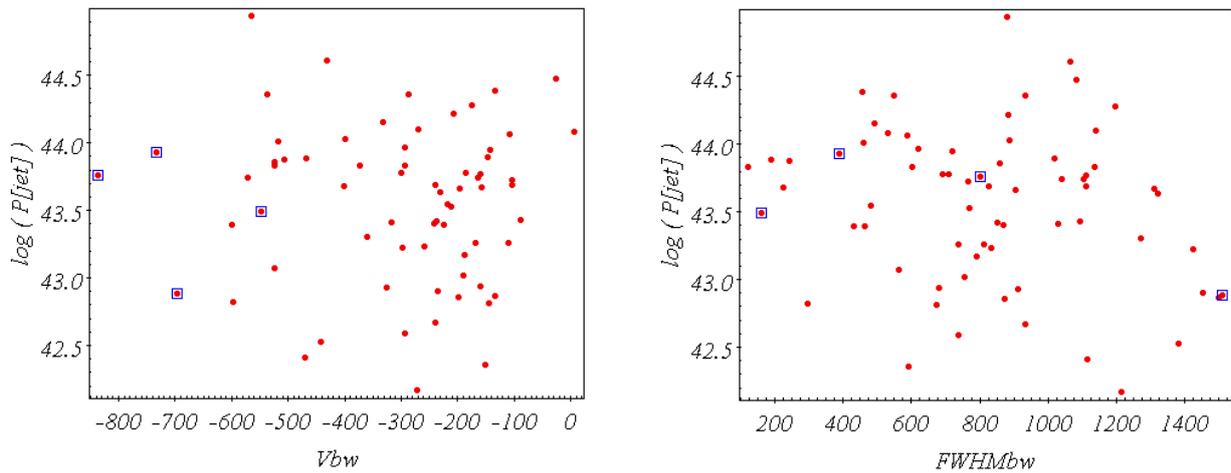


Figura 3.19: Distribuzioni della potenza radiativa del getto relativistico contro le velocità associate alla componente di *wing* (in km/s).

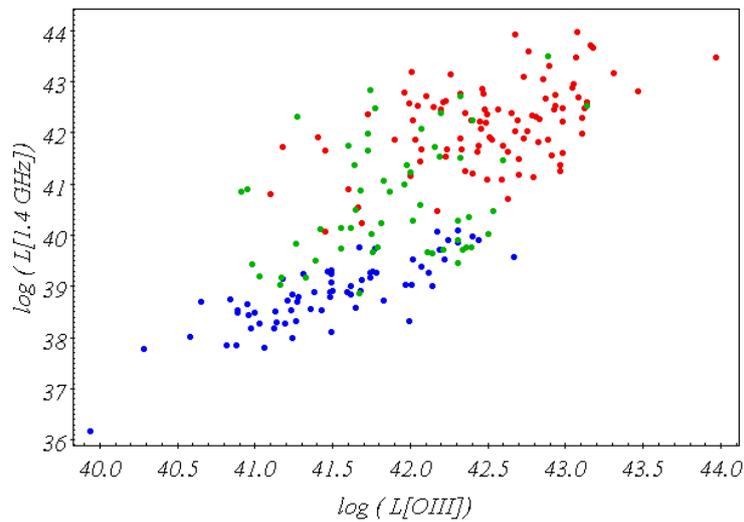


Figura 3.20: Distribuzioni delle luminosità radio (1.4 GHz) e del doppietto [O III] (in erg/s), rispettivamente per i campioni di FSRQ (rosso), NLS1-RQ (blu) e NLS1-RL (verde).

Capitolo 4

Discussione

Lo studio del doppietto [O III] ha permesso di descrivere lo stato cinematico presente nella NLR dei FSRQ. Questa analisi dimostra che il gas ad alto grado di ionizzazione possiede un moto in espansione che, essendo diretto verso l'osservatore, viene rilevato come uno spostamento della riga verso la parte blu dello spettro, oppure come una deformazione del suo profilo. Il confronto dei risultati ottenuti da queste indagini con quelli effettuati sulle galassie NLS1 (per esempio Komossa et al. 2008, Mullaney et al. 2013, Cracco et al. 2016) permette di apprezzare una forte somiglianza fra i moti presenti nella NLR di queste due classi di AGN. Questo risultato è molto interessante, soprattutto se si tiene conto delle differenze che contraddistinguono queste due tipologie di AGN. Fra le tante che si possono elencare, le più evidenti sono: 1) la massa del BH; che nei FSRQ può essere fino a 2 ordini di grandezza superiore a quello presente nelle NLS1; 2) la struttura; in particolare la presenza di un getto relativistico molto forte nei FSRQ, moderato nelle NLS1 *radio-loud* e debole o assente nelle NLS1 *radio-quiet*; 3) la fase evolutiva; infatti si ritiene che le galassie NLS1 siano degli AGN molto giovani, a differenza dei FSRQ.

Approfondendo l'analisi cinematica però si notano delle lievi, ma fondamentali, differenze. Nel seguito si andranno a discutere queste differenze, a interpretarne le cause e a proporre delle possibili spiegazioni sulla base dei dati raccolti. Per questo scopo saranno fondamentali i confronti cinematici con i due campioni di NLS1, quello *radio-loud* e quello *radio-quiet*, analizzati da Berton et al. (2015, 2016) e Foschini et al. (2015), ma anche il confronto dei profili di riga per il campione accuratamente selezionato e studiato da Cracco et al. (2016).

4.1 Cinematica dell'[O III]

Come in altre tipologie di AGN a basso redshift, il profilo della $\lambda 5007$ ha mostrato frequentemente (nel 71% del campione) un'asimmetria che sposta il baricentro della riga verso lunghezze d'onda minori. L'interpolazione della $\lambda 5007$ è stata effettuata mediante due

curve Gaussianhe. La prima, detta *core*, è quella che presenta una larghezza di base minore e permette di riprodurre il picco della riga. La seconda, detta *wing*, è più larga e ne riproduce la base, essa costituisce la componente più perturbata del gas che viene generalmente attribuito alle regioni più interne della NLR. Confrontando le aree delle due Gaussianhe, si è visto che quella di *core* rappresenta la componente principale della riga e contribuisce in media al 65% della radiazione osservata.

La determinazione dello stato cinematico consiste nella misura di due parametri per entrambe le componenti. Il primo è la velocità media del gas rispetto all'AGN (V_c e V_w), che viene quantificata in relazione alla riga [OII] o $H\beta_N$, assumendo che queste ultime siano a riposo rispetto all'AGN (per esempio Komossa et al. 2008). Il secondo è la *FWHM* della Gaussianha interpolante, che permette di quantificare il grado di turbolenza del gas.

L'analisi delle velocità di *core* (V_c) mostra che questa componente si allontana dall'AGN con una velocità media pari a circa 30 km/s. La distribuzione dei valori estratti dal campione (figura 3.1) è fortemente concentrata attorno al valore medio e mostra una leggera coda che si estende verso velocità maggiori (in valore assoluto). Di conseguenza i moti rilevati nelle varie sorgenti sono molto simili fra loro, sebbene alcuni oggetti mostrino delle velocità molto elevate che possono arrivare fino a 383 ± 64 km/s. Le sorgenti in cui il moto è particolarmente veloce, i cosiddetti *outlier*, costituiscono solo una piccola porzione del campione (6%) e, non essendo significativi dal punto di vista statistico, possono essere considerate come fenomeni singolari.

I moti della componente di *core* presentano un elevato grado di turbolenza che può portare ad un allargamento della riga fino a $FWHM_c \approx 900$ km/s. Come la distribuzione delle V_c , anche quella delle $FWHM_c$ mostra un'asimmetria che ne sposta il baricentro verso valori elevati (figura 3.2), ma la dispersione dei due parametri è molto diversa. Per quantificare tale differenza si possono considerare le *curtosi*, che valgono 7.3 e 0.5 rispettivamente per le V_c e le $FWHM_c$, ma, per poter comprenderla a fondo, conviene confrontare direttamente le due distribuzioni. Come si può vedere in figura 3.6, le variazioni di V_c sono troppo piccole per poter rispecchiare la variazione della $FWHM_c$, pertanto i due parametri non risultano correlati. Questo risultato è in disaccordo con molte analisi effettuate sulle galassie NLS1 (per esempio Komossa et al. 2008, Cracco et al. 2016). Infatti in questi lavori viene evidenziata la presenza di un forte legame fra la velocità di espansione ed il grado di turbolenza, il quale interessa, oltre alla componente di *core*, anche quella di *wing* e le altre righe della NLR (Spoon & Holt 2009). Si noti che, nel campione di FSRQ esaminato, solamente gli *outlier* blu mostrano una coerenza fra la velocità V_c ed il grado di turbolenza.

Per capire le cause di questo disaccordo, sono stati confrontati i valori della velocità di picco della *wing* blu (V_{bw}) con le due velocità associate alla componente di *core*. Ciò che è emerso

da questa analisi è la presenza di una moderata correlazione fra V_{bw} e $FWHM_c$ ($r = -0.62$ con $p\text{-value} = 1 \cdot 10^{-9}$, figura 3.9) che interessa tutto il campione di sorgenti. Al contrario, non è stata trovata alcuna correlazione rilevante fra V_{bw} e V_c (figura 3.7), dove si ripresenta lo stesso scenario visto nel confronto fra V_c e $FWHM_c$, in cui la dispersione di V_{bw} è sproporzionata rispetto a quella di V_c . Questi risultati suggeriscono che, anche all'interno dei FSRQ, il gas in espansione presenta un legame fra la velocità media ed il grado di turbolenza; ma permettono anche di attribuire la causa delle mancate correlazioni, quelle fra V_c e V_w o $FWHM_c$ rispettivamente, alla scarsa variazione della velocità V_c e non all'eccessiva dispersione di $FWHM_c$ o V_w . Per fare luce sui motivi che potrebbero portare a questa differenza fra le velocità di *core* ed il grado di perturbazione, sono stati confrontati dettagliatamente gli stati cinematici dei FSRQ con quelli delle NLS1 analizzate da Berton et al. (2016)

4.2 Confronto con i campioni di NLS1

Avendo a disposizione i dati delle analisi cinematiche effettuate da Berton et al. (2016), è stato possibile confrontare accuratamente le distribuzioni delle velocità ottenute dai tre campioni di oggetti: i FSRQ, le galassie NLS1-RL (*radio-loud*) e quelle NLS1-RQ (*radio-quiet*). Le due tipologie di galassie NLS1 sono molto interessanti in quanto rappresentano i termini di paragone per confrontare le due diverse modalità con cui la NLR viene perturbata (Berton et al. 2016). Come discusso in §3.2, il campione *radio-quiet* rispecchia fedelmente le proprietà cinematiche delle NLS1 “classiche”, dove la perturbazione viene introdotta nella NLR dai processi di accrescimento che avvengono nelle regioni interne dell'AGN. Il campione *radio-loud*, invece, è particolarmente interessante in quanto rappresenta quella rara classe di NLS1 provviste di un getto relativistico ben sviluppato che permetterebbe di legare queste galassie ai quasar (Foschini et al. 2011, 2015). La presenza del getto, simile a quello dei blazar a bassa energia (oggetti BL Lac), ha effetti significativi sulla cinematica della NLR che sono riconoscibili da una maggior velocità di espansione e da un elevato grado di turbolenza (Komossa et al. 2008, 2018, Berton et al. 2016).

Il confronto è stato effettuato tenendo in considerazione sia i valori statistici che caratterizzano le distribuzioni di velocità (tabelle 3.1 e 3.2), sia la presenza degli *outlier* ed il ruolo che essi giocano all'interno della distribuzione. Infine le eventuali differenze fra le distribuzioni sono state controllate mediante l'applicazione del test di Anderson-Darling (tabella 3.3). Considerando le distribuzioni delle velocità di *core* (V_c) rilevate in tutti e tre i campioni di sorgenti, si possono notare alcune caratteristiche che accomunano gli oggetti

FSRQ e le galassie NLS1-RQ e che, allo stesso tempo, permettono di distinguerle dalle NLS1-RL. Infatti nei primi due campioni si rilevano dei moti mediamente più lenti rispetto a quelli presenti nelle NLS1-RL; le loro V_c appaiono distribuite in modo molto stretto attorno ad un valore medio relativamente basso, dalle misure si ottengono degli indici iqr pari a 58 ± 4 km/s e 75 ± 11 km/s rispettivamente per i FSRQ e le NLS1-RQ ed una velocità media inferiore a 30 km/s (tabella 3.1). Al contrario le velocità di *core* rilevate nelle NLS1-RL, con una dispersione ed un valore medio rispettivamente pari a $iqr_{V_c, NLS1-RL} = 129 \pm 5$ km/s e $|\langle V_{c, NLS1-RL} \rangle| = 72 \pm 2$ km/s, possono raggiungere frequentemente valori più elevati rispetto ai primi. Questo fenomeno lo si può facilmente notare anche dalla frequenza e dalla regolarità con cui si presentano le sorgenti ad alta velocità, ovvero gli *outlier* (figura 3.13, riquadri di sinistra). Si noti che le dispersioni dei valori all'interno dei campioni sono state riportate in termini di indice iqr , in quanto le rilevazioni singole e isolate presenti nei campioni di FSRQ e NLS1-RQ, statisticamente poco rilevanti e molto distanti dalla distribuzione principale, incidono molto di più sulla varianza, di quanto non lo facciano sull'indice iqr .

Un'analogia separazione fra lo stato cinematico poco perturbato delle NLS1-RQ e quello maggiormente perturbato delle NLS1-RL, lo si può notare anche confrontando le $FWHM_c$. La presenza di una perturbazione maggiore infatti si traduce in un valore medio $\langle FWHM_c \rangle$ superiore ed in un'asimmetria della distribuzione più pronunciata (tabella 3.1). A differenza del caso precedente, l'analisi statistica ed il test di A-D permettono di accomunare la distribuzione delle dispersioni di velocità ($FWHM_c$) dei FSRQ con quella delle galassie NLS1-RL e di distinguerla da quella delle sorgenti *radio-quiet*. Tuttavia fra FSRQ e NLS1-RL si può notare che la distribuzione delle $FWHM_c$, così come quella delle V_c , è più stretta ed indica una maggior omogeneità dei valori rilevati.

Il confronto delle velocità di picco delle *wing* (V_w) mostra delle differenze meno marcate fra i campioni, infatti nessuno di questi è distinguibile dagli altri sulla base dei test di A-D (tabella 3.3). Se la *wing* rappresenta la componente più dispersa del gas osservabile, la velocità di picco ne rappresenta lo spostamento medio. Fra le caratteristiche più interessanti si può notare che entrambe le classi di oggetti *radio-loud* presentano una distribuzione più dispersa e più simmetrica rispetto a quella delle NLS1-RQ, e che si estende anche nella parte positiva delle velocità. Questo indica che il grado di turbolenza medio riscontrato nei campioni *radio-loud* è molto meno omogeneo rispetto a quello presente nelle NLS1-RQ, e ciò potrebbe essere la conseguenza della presenza di moti altamente turbolenti, come suggerito dalle considerazioni sulla $FWHM_c$.

Infine confrontando le $FWHM_w$, ovvero il grado di dispersione massima delle velocità mostrate dal gas, si notano delle differenze sostanziali. I valori assunti nel campione di FSRQ sono significativamente minori rispetto a quelli delle galassie NLS1. Tuttavia la forma della

distribuzione, regolare e simmetrica, accomuna le sorgenti *radio-loud* e, come detto per le V_w , potrebbe essere indicativo di un grado di turbolenza maggiore.

In definitiva gli studi sulle quantità cinematiche associate alla dispersione del gas ionizzato, ovvero $FWHM_c$, V_w e $FWHM_w$, indicano una forte somiglianza fra il grado di turbolenza rilevato all'interno dei FSRQ con quello presente nelle galassie NLS1-RL. Mentre le analisi sulla velocità di *core* (V_c) indicano chiaramente che l'espansione del gas rilevato nei FSRQ è lento e simile a quello delle sorgenti poco perturbate, cioè NLS1-RQ.

4.3 Origine dei moti osservati

I meccanismi con cui il gas ad alto grado di ionizzazione può essere perturbato sono due. Il primo scaturisce dai processi di accrescimento che si verificano nelle strutture con un rapporto di Eddington elevato, quindi può avvenire sia nelle galassie NLS1 sia nei FSRQ. Il secondo invece deriva dalla propagazione di un getto relativistico ben sviluppato, e pertanto avviene solo nelle sorgenti *radio-loud*.

4.3.1 Accrescimento sul BH centrale

I fenomeni di accrescimento sul BH centrale sono processi che rilasciano grandi quantità di energia e quindi riescono ad influenzare le strutture adiacenti al nucleo. Il meccanismo con cui viene ceduta energia al gas presente nella NLR non è ancora stato totalmente spiegato. Il modello generalmente accettato prevede che dal disco di accrescimento si generino dei forti venti e delle intense emissioni radiative (Komossa et al. 2008) che trasferiscono momento meccanico al gas circostante, imprimendogli quindi un'accelerazione diretta verso l'esterno dell'AGN. Il gas ad alto grado di ionizzazione, trovandosi nella parte più interna della NLR, è quello che risente maggiormente di questa perturbazione. Il suo moto di allontanamento dal nucleo, proiettato lungo la linea di vista, viene rilevato come uno spostamento dell'intera riga o di una sua porzione verso la parte blu dello spettro.

Maggiore è l'energia di accrescimento, maggiore sarà l'entità della perturbazione immessa nel gas ionizzato. Nonostante ciò, fra il rapporto di Eddington ed i parametri che descrivono lo stato cinematico del gas non si hanno sempre delle correlazioni dirette (per esempio Cracco et al. 2016 e riferimenti). Come suggerito da Berton et al. (2016), la mancanza di queste correlazioni è dovuta al fatto che, mentre il tipo e l'intensità della perturbazione originata

dipendono dalle proprietà dell'AGN, il modo con cui essa si riflette sullo stato cinematico del gas dipende dalle proprietà del mezzo stesso in cui si propaga. Di conseguenza la mancanza della correlazione fra il rapporto di Eddington e le velocità del gas ionizzato non è sufficiente per scartare la presenza di un'interazione fra i due.

Confrontando i rapporti di Eddington del campione di FSRQ con quelli delle galassie NLS1-RQ e NLS1-RL (figura 3.16), si può vedere che tutte queste strutture possiedono dei processi di accrescimento che sono in grado di perturbare la componente interna della NLR. È bene accennare anche ad un legame, meno diretto, fra il motore centrale e la velocità del gas ionizzato. Questo si verifica spesso nelle NLS1 (Komossa et al. 2008, Cracco et al. 2016) ed è presente anche fra gli FSRQ analizzati in questa tesi. Le sorgenti con velocità maggiore, o meglio gli *outlier*, mostrano dei rapporti di Eddington generalmente elevati. Nella fattispecie, i due valori maggiori di ϵ presenti nel campione di FSRQ ($\epsilon = 1.0$ e 0.8) sono associati a due degli *outlier* di cui è stata calcolata la massa del BH, mentre il valore assunto dal terzo è poco superiore alla media ($\epsilon = 0.2$) (figura 3.17).

4.3.2 Effetto del getto relativistico e diffusione del gas

Il secondo meccanismo con cui il gas ionizzato può essere accelerato è l'interazione con il getto relativistico. Per capire in che modo può avvenire questa interazione, si può fare riferimento alle simulazioni numeriche effettuate da Wagner et al. (2011, 2012) ed al modello di Morganti et al. (2015). Questi modelli mostrano che l'interazione fra il getto relativistico ed il gas circostante è efficace solo se la potenza supera un valore critico, tale per cui si abbia $\log(P_{jet}/L_{edd}) > -4$. Per tutti i FSRQ analizzati il rapporto supera abbondantemente questo vincolo. Nonostante ciò non vi sono evidenti correlazioni fra la potenza del getto ed i parametri cinematici del gas perturbato; ma, come discusso in §4.3.1, questa mancanza non significa che il getto non abbia delle ripercussioni sulla cinematica della NLR.

Una delle caratteristiche fondamentali di questo tipo di perturbazione è l'introduzione di un elevato grado di turbolenza. Infatti, come risulta dalle simulazioni sopra citate, la propagazione del getto in un mezzo disomogeneo non procede lungo una traiettoria lineare, ma segue il cammino di minima resistenza; di conseguenza le nubi subiscono delle accelerazioni in direzioni differenti e la dispersione di velocità radiale aumenta notevolmente. Inoltre l'interazione del getto con la nube genera una regione compressa e ad alto grado di turbolenza. Questo vero e proprio vortice si allontana dalla zona in cui esso è stato generato e si disperde nel gas, incrementando ulteriormente lo stato di turbolenza.

Dal momento che non sono stati trovati dei legami diretti fra la cinematica della NLR ed i

parametri che descrivono le strutture responsabili delle perturbazioni meccaniche, per interpretare lo stato cinematico rilevato nei FSRQ è necessario effettuare un confronto con i dati riportati da Berton et al. (2016) ottenuti per le galassie NLS1. Questo confronto, come quello fra le quantità associate al motore centrale (§3.4.1) e fra i rapporti di Eddington (§3.4.3), è di particolare interesse anche tenendo conto del legame che c'è fra queste tipologie di AGN. Infatti, come accennato in §2.2, le analogie fra queste sorgenti sono numerose e suggeriscono che le NLS1 siano la controparte giovane dei blazar (Foschini et al. 2015, Berton et al. 2016, 2017, 2018).

Considerando che i moti presenti nella NLR delle galassie NLS1-RL sono generati dall'azione del getto relativistico (Berton et al. 2016) e tenendo conto che il grado di turbolenza dedotto dalla $FWHM_c$ di questo campione è praticamente lo stesso di quello rilevato nel campione di FSRQ (§4.2), possiamo concludere che la NLR dei blazar analizzati in questa tesi è, o è stata, fortemente perturbata dall'azione del getto relativistico.

Per quanto riguarda le notevoli differenze riscontrate nella distribuzione di V_c per questi due campioni, bisogna considerare la diversa fase evolutiva delle due classi di oggetti. Vi sono chiare evidenze che all'interno degli AGN giovani, come le galassie NLS1 o le sorgenti radio di tipo *Compact Steep Spectrum (CSS)* o *GHz Peaked Spectrum (GPS)*, l'interazione fra il getto relativistico ed il gas circostante è attualmente in corso (Morganti et al. 2015, Orienti 2016). In queste prime fasi evolutive si può osservare direttamente il gas che, investito dalla perturbazione, viene compresso ed espulso dalle regioni interne. Nel caso in cui il getto non sia allineato con l'osservatore, il moto può essere rilevato mediante radiotelescopi ad alta risoluzione (per esempio Morganti et al. 2015); mentre se il getto è allineato lungo la linea di vista, allora si ripropone lo scenario considerato in questa tesi, ovvero il moto viene riconosciuto dall'effetto Doppler. Di conseguenza le NLS1-RL mostrano delle velocità di *core* (V_c) elevate e con una grande variabilità fra oggetto ed oggetto proprio perché la perturbazione è attualmente in atto. Al contrario negli oggetti antichi, come appunto i FSRQ, il gas che si trovava lungo la traiettoria del getto relativistico ha avuto il tempo di disperdersi nel mezzo interstellare della galassia, o almeno di arrivare a grande distanza dal disco di accrescimento, e pertanto non è più osservabile nelle righe ad alto grado di ionizzazione. Di conseguenza il *core* della riga [O III] dei FSRQ non contiene gas accelerato dal getto, ma piuttosto quello accelerato dall'azione dell'accrescimento. Nonostante ciò, misurando la larghezze delle righe si può trovare ancora traccia dei moti turbolenti introdotti dal getto.

Per analizzare l'effetto dell'evoluzione sul gas ionizzato, sono stati confrontati i profili delle righe $\lambda 5007$ rilevate nel campione di FSRQ con quelli definiti da Cracco et al. (2016) per un campione di NLS1. Il primo test effettuato è stato quantificare il contributo dato dalle componenti di *core* e di *wing* all'emissione totale della $\lambda 5007$. Mentre nel campione di FSRQ

si osserva una predominanza della componente di *core*, con un valore medio pari a $L_{core}/L_{[O III]} = (65 \pm 5)\%$, nelle galassie NLS1 il contributo scende a $L_{core}/L_{[O III]} = 51\%$ (Cracco et al. 2016, Mullaney et al. 2013). Di conseguenza la porzione di gas ad alta velocità che costituisce la componente di *wing* risulta minore nei FSRQ.

Il secondo test affrontato ha avuto come oggetto i parametri di asimmetria $A20$. Come riportato in §3.2, questo parametro non dipende da nessun modello di interpolazione e permette di quantificare uno spostamento del baricentro della riga verso valori blu ($A20$ negativo) o rossi ($A20$ positivo). Sono state definite *asimmetrie blu* quelle caratterizzate da $A20 < -0.02$ e *asimmetrie rosse* quelle caratterizzate da $A20 > 0.02$. Confrontando i valori calcolati per i 94 FSRQ con quelli riportati da Cracco et al. (2016), si è visto che nel campione di galassie NLS1 predominano gli oggetti con asimmetria blu (94%), mentre quelli simmetrici e quelli con asimmetrie positive sono rispettivamente pari a 5% e 1%. Anche nel campione di FSRQ predominano le asimmetrie blu, ma la distribuzione è nettamente spostata verso valori di $A20$ maggiori; infatti le popolazioni relative aventi un'asimmetria blu sono pari al 74%, mentre per i profili simmetrici o con asimmetria positiva esse sono rispettivamente pari al 21% ed al 5%. Pertanto le righe analizzate nel campione di FSRQ presentano una riga meno decentrata verso la componente blu rispetto a quelle rilevate nelle galassie NLS1, quindi hanno un minor contenuto di gas ad alta velocità.

Capitolo 5

Sommario

In questa tesi è stata analizzata la cinematica del gas presente nella NLR dei FSRQ. Questi AGN sono considerati fra gli oggetti più antichi, essi ospitano un BH di massa elevata ed un getto relativistico molto potente e diretto verso l'osservatore. Nella classe dei blazar, i FSRQ sono la tipologia più attiva. I processi di accrescimento avvengono a regimi elevati, di conseguenza il disco di accrescimento è molto sviluppato e introduce una gran quantità di energia all'interno delle strutture gassose adiacenti, BLR e NLR. Anche il getto relativistico è quello che, fra i blazar, presenta la potenza più elevata. Analizzando la cinematica della NLR sono stati cercati i segni lasciati dalle perturbazioni meccaniche introdotte dal getto e dal processo di accrescimento. L'attenzione è stata focalizzata sulla parte interna della NLR tracciata dalla riga [O III]. Dalle analisi effettuate sono stati ottenuti i seguenti risultati.

L'analisi spettroscopica preliminare ha mostrato un'asimmetria che sposta il baricentro della riga [O III] verso la parte blu dello spettro. Di conseguenza la NLR mostra la presenza di gas in movimento in direzione dell'osservatore. La riga è suddivisibile in due componenti, quella di *core* che rispecchia la porzione di gas con turbolenza minore e che è presente nelle regioni più esterne della NLR, e quella di *wing* che è rappresentativa della porzione più turbolenta, ma che contribuisce meno all'emissione radiativa.

Calcolando la velocità media della componente di *core* rispetto al riferimento galattico è emerso che la maggior parte del gas presenta un moto di espansione lento. I valori di velocità variano poco da oggetto ad oggetto e riflettono uno stato cinematico poco perturbato. La dispersione di velocità, dedotta dalla *FWHM* della componente di *core*, mostra invece un grado di turbolenza elevato che appare in contrasto con quanto dedotto dalle velocità, infatti suggerisce che il gas sia stato investito da una forte perturbazione. Questo scenario viene sostenuto anche dall'analisi della cinematica delle *wing*, che mostra la presenza di una porzione di gas avente un moto molto turbolento ed in rapida espansione.

Per comprendere meglio lo stato cinematico presente nella NLR dei FSRQ, i dati ricavati sono stati confrontati con quelli appartenenti a diversi campioni di NLS1. Queste galassie mostrano i tipici segni degli AGN giovani e sono suddivise in *radio-loud*, se presentano un getto

relativistico potente, o *radio-quiet*, se il getto non è presente o comunque non significativo. Il confronto delle velocità mostra chiaramente che il grado di turbolenza del gas ionizzato è elevato e coerente con l'immissione di energia meccanica da parte del getto relativistico, tuttavia il gas in rapida espansione non è più osservabile, probabilmente a causa della diffusione verso le regioni esterne alla NLR. Il confronto fra i profili di riga e quello fra gli indici di asimmetria evidenziano una significativa riduzione della componente blu della riga rispetto a quella presente nelle NLS1. Questa riduzione riflette l'effetto della perdita del gas ad alta velocità e si manifesta, considerando le curve di interpolazione dell'[O III], come una riduzione dell'area della componente di *wing* e l'avvicinamento dei picchi delle componenti. Dall'analisi non è emerso alcun legame diretto fra la cinematica del gas ed i meccanismi che introducono energia meccanica nella NLR, ovvero il processo di accrescimento e l'espansione del getto relativistico. Questo potrebbe essere causato dal fatto che, mentre i processi che avvengono nel centro dell'AGN possono variare in tempi scala molto brevi, lo stato cinematico del gas è il risultato dell'azione della perturbazione lungo tutte le fasi evolutive precedenti. Nonostante ciò, come si è visto, i moti rilevati nella NLR sono in pieno accordo con una struttura antica investita da un forte getto relativistico.

Da questa indagine si può vedere in che modo l'evoluzione della struttura si ripercuote sulla cinematica del gas ionizzato, ovvero con la perdita del gas ad alta velocità e la persistenza di una turbolenza intensa. Un possibile sviluppo di questo studio sarebbe quello di analizzare le righe a basso grado di ionizzazione. In questo modo si potrebbe indagare sulla cinematica del gas posto a distanza maggiore dal centro dell'AGN, dove la perturbazione ha agito con minore intensità e gli effetti evolutivi potrebbero essere meno marcati. In alternativa, disponendo di rilevazioni effettuate su FSRQ ad alto redshift, si potrebbero confrontare le distribuzioni di velocità per strutture in fasi evolutive diverse.

Un altro aspetto interessante di questo studio è il confronto fra la cinematica del gas perturbato contenuto nei FSRQ con quello presente nelle galassie NLS1, in particolare quelle *radio-loud*. Questi AGN sono molto differenti per quanto riguarda la fase evolutiva, la potenza del getto e la massa del BH centrale, ma sono accomunate dai meccanismi con cui viene perturbata la NLR. Dall'analisi sono emerse sia delle somiglianze sia delle differenze fra gli stati cinematici contenuti in queste strutture. Utilizzando un campione di FSRQ più giovane, si potrebbero limitare gli effetti associati alla particolare fase evolutiva e si potrebbe focalizzare l'attenzione sugli effetti che le diverse proprietà del motore centrale potrebbero avere nel perturbare la NLR.

Riferimenti

- Abdo, A.A., Ackermann, M., et al. 2009a, ApJ, 699, 976
- Abdo, A.A., Ackermann, M., et al. 2009b, ApJ, 707, 727
- Abdo, A.A., Ackermann, M., et al. 2009c, ApJ, 707, L142
- Alvarez-Crespo et al. 2016 a,b,c
- Alvarez-Crespo, N., Masetti, N., Landoni, M., et al. 2016a ApS 151,32
- Alvarez-Crespo, N., Massaro, F., D'Abrusco, R., et al. 2016b ApS 361,316
- Alvarez-Crespo, N., Massaro, F., Milisavljevic, D. et al. 2016c AJ 151,95
- Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1995,ApJ, 450, 559
- Begelman, M., Blandford, R.D. & Rees, M., 1984, Rev. Mod. Phys., 56, 255
- Bentz, M.C., Denney, K.D., Griee, C.J. et al 2013 Apj, 767, 149
- Berton M., Foschini L., Ciroi S., Cracco V. et al. 2015 A&A, 578, A28
- Berton, M., Liao, N.H., La Mura, G., et al. 2018, A&A, 614, A148
- Blandford, R.D. & Konigl, A. 1979, ApJ, 232, 34
- Boroson T., 2005, AJ, 130, 381
- Bruni, G., Panessa, F., Ghisellini, G., et al. 2018, ApJ, 854, 23
- Burles S., et al. 1999 BAAS, 31, 1501
- Burstein, D. & Heiles, C. 1978, ApJ, 225, 40
- Cardelli, J.A., Clayton, G.C. & Mathis, J.S. 1989, ApJ, 345, 245
- Collin, S., Kawaguchi, T., Peterson, B.M. & Vestergaard, M., 2006, A&A, 456, 75
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., et al. 1998, AJ, 115, 1693
- Coziol, R., Andernach, H., Torres-Papaqui, J.P., et al. 2016, MNRAS, 466, 921
- Cracco, V., Ciroi, S., Berton, M., et al. 2016, MNRAS, 462, 1256
- D'ammendo, F., Orienti, M., Finke, J., et al. 2012, MNRAS, 426, 317
- Dawson, K.S. et al. 2013, AJ, 145, 10D
- Dimitrijevic MS., Popovic, L.C., Kovacevic J., Dacic M., et al., 2007 MNRAS, 374, 1181D
- Fitzpatrick, E.L. 1999, PASP, 111, 63

- Foschini L. 2011, RAA, 11, 1266F
- Foschini, L. 2012 nsgq.confE,10F
- Foschini L., Bertoni M., Caccianiga A., Ciroi S., et al. 2015, 575, A13
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A. & Ghisellini, G., 1998 MNRAS, 299, 433
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, G., et al., 2011, MNRAS, 413, 852
- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L. & Comastri, A., 1998 MNRAS, 301, 451
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F., 2008, MNRAS, 387, 1669
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F., 2009, MNRAS, 397, 985
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, L., et al. 2010, MNRAS, 402, 497
- Ghisellini G. & Tavecchio F. 2015 MNRAS, 448, 1060
- Ghisellini, G., 2016 Galaxies, vol.4, issue 4, p.36
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L. & Tavecchio, F., 2017, MNRAS, 469, 255
- Giommi, P, Padovani, P., Polenta, G., et al. 2012, MNRAS, 429, 2899
- Giroletti M., Massaro F., et al. A&A 2016 588, A141
- Green, J.E. & Ho, L.C., 2005, ApJ, 627, 721
- Greene, J.E., Hood, C.E., Barth, A.J., et al. 2010, ApJ, 723, 409
- Healey S.E., Romani R.W. et al. 2007 ApJS, 171, 61
- Hervet, O., Boisson, C., Sol, H., 2006, A&A, 592, 22
- Ivezic Z., Manou K., Knapp G.R. et al. 2002, AJ, 124, 2364
- Jester S., et al. 2005, AJ, 130, 873J
- Kalberla, P.M.W., et al. 2005, A&A, 440, 775
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R., 1989, AJ, 98, 1195
- Kharb, P., Lister, M.L. & Cooper, N.J., ApJ 2010, 710,764
- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., et al. 2006, AJ, 132, 531
- Komossa, S., Xu, D., Zhou, H., Storchi-Bergmann, T. & Binette, L., 2008, ApJ, 680,926
- Komossa, S., Xu, D.W. & Wagner, A.Y., 2018, MNRAS, 477, 5115
- Kovacevic, J., Popovic, L.C., & Dimitrijevic, M.S., 2010, ApJS, 189, 15
- Labiano, A., 2008, A&A, 488, 59
- Lyutyi & Cherepashchuk A.M., 1972, ATsir, 668, 1L
- Mao P., Urry C. M., Massaro F., Paggi A., Cauteruccio J., Künzel S. R., 2016, ApJS, 224, 26
- Massaro, F., Giommi, P., Leto, C., et al. 2009 A&A, 495, 691M
- Massaro, F., D'Abrusco, R., et al. 2013a ApJS, 207,4
- Massaro, F., Giroletti, M., Paggi, A. et al. 2013b ApJS 208, 15

- Massaro, F., Giroletti, M., D'Abrusco, R., et al. 2014a *ApJS*, 213, 3
- Massaro, F., Masetti, N., D'Abrusco, R., Paggi, A., & Funk, S. 2014b, *AJ*, 148, 66
- Massaro, F., Marchesini, E.J., D'Abrusco, R., et al. 2017, *ApJ*, 834, 113
- Miller, L., Peacock, J. A., & Mead, A. R. G. 1990, *MNRAS*, 244, 207
- Morton, D.C. 1991, *ApJS*, 77, 119
- Mullaney J.R., Alexander D.M., Fine S., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 622
- Nelson, C.H. & Whittle, M., 1996 *ApJ*, 465, 96
- Netzer, H., 2013, *Physics and Evolution of AGN*, Cambridge University Press
- O'Donnell, J.E. 1994, *ApJ*, 422, 1580
- Orienti, M., 2016, *AN*, 337, 9
- Padovani, P., Alexander, D.M., Assef, R.J., De Marco, B., et al. 2017, *A&ARv*, 25, 2
- Paggi, A. et al. 2013, *ApJSS*, 209, 9
- Paggi, A. et al. 2014, *AJ*, 147, 112
- Peng, Z.-X., Yan-Mei, C., Qiu-Sheng, G. & Kai, Z., 2014, *RAA*, 14, 913
- Peterson B.M., Ferrarese L., Gilbert K.M., Kaspi S., et al. 2004 *ApJ*, 613, 682
- Schlafly, E.F. & Finkbeiner, D.P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Schlafly, E.F. & Finkbeiner, D.P., Schlegel, D.J, et al. 2010, *ApJ*, 725, 1175
- Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P. & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt, E.O., Oio, G.A., Ferreira, D., et al. 2018, *A&A*, 615, 13
- Schmidt, M. 1970, *ApJ*, 162, 371
- Shapovalova, A.I., Popovic, L.C., Burenkov, A.N., et al., 2012, *ApJS*, 202, 10
- Shaw, M.S., Romani, R.W., Cotter, G., et al. 2012 *ApJ*, 748, 1
- Shen, Y., Richanrds, G.T., et al. 2011, *ApJSS*, 194, 45
- Spoon, H.W.W. & Holt, J., 2009, *ApJ*, 702, L43
- Tadhunter, C.N., Morganti, R., Robinson, A., et al. 1998 *MNRAS*, 298, 1035
- Tadhunter, C.N., 2016 *A&ARv*, 24, 10
- Urry & Padovani 1995
- Urry, C.M., & Padovani, P., 1995, *PASP*, 107, 803
- Vaona L., Ciroi S., Di Mille F. et al. *MNRAS* 2012, 427, 1266
- Véron-Cetty M.P., Véron P. & Goncalves A.C., 2001 *A&A*, 372, 730
- Veron-Cetty, M.P. & Veron P., 2010 *A&A*, 518A, 10V
- Wagner, A.Y. & Bicknell, G.V., 2011, *ApJ* 728, 29
- Wagner, A.Y., Bicknerr, G.V. & Umemura, M., 2012, *ApJ*, 757, 136

Whittle M., 1985, MNRAS, 213, 1

Wu, X.-B., Wang, R., Kong, M.Z. et al. 2004, A&A, 424, 793

Xu D., Komossa S., et al. 2007 ApJ 670, 60

Xue-Bing, W., Liu, F.K., Kong, M.Z., Wang, R. & Han, J.L. 2011, ApA, 32, 209

Yuan, H.B., Liu, X.W. & Xiang, M.S. 2013, MNRAS, 430, 2188

Zhang K., Dong X.B., et al. 2011, ApJS, 737, 71

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare il dott. Ciroi, relatore di questa tesi, per avermi seguito nello sviluppo di questo elaborato con molta pazienza e professionalità. Lo ringrazio anche in qualità di Stefano, ovvero di quella persona cordiale e amichevole, i cui consigli sono stati preziosi nelle scelte che hanno indirizzato il mio percorso professionale.

Vorrei ringraziare il dott. La Mura, co-relatore di tesi, che in questi anni mi ha trasmesso molta conoscenza e la passione per l'astronomia.

Infine un sentito ringraziamento va anche al dott. Berton, co-relatore di tesi, per avermi fornito molti stimoli e per avermi guidato passo passo nelle analisi affrontate in questo studio.