



**Università degli Studi di Padova**

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA 'GALILEO GALILEI'

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Determinazione della massa del  
buco nero in un campione di  
FSRQ a redshift intermedio**

Candidato:

**Andrea Reguitti**

Matricola 1071932

Relatore:

**Dott. Stefano Ciroi**

Correlatore:

**Dott. Marco Berton**



## Sommario

I nuclei galattici attivi sono tra gli oggetti più brillanti dell'universo. Il loro motore centrale è costituito da un buco nero supermassivo, la determinazione della cui massa permette di capire quali siano le proprietà di questi oggetti e come riescano a produrre la loro luminosità. Tra le varie tipologie di AGN gli FSRQ hanno la peculiarità di essere visti di faccia, all'interno di un getto relativistico di plasma lanciato dal buco nero. Sono inoltre gli AGN più luminosi e che ospitano i buchi neri di massa maggiore, fino a miliardi di masse solari. In questo lavoro abbiamo misurato la massa del buco nero centrale in un piccolo campione di FSRQ a redshift intermedio da spettri SDSS con due tecniche: una nuova basata sulla dispersione di velocità della riga  $H\beta$  e quella tradizionale con l'altezza a metà altezza della riga  $Mg II \lambda 2798$ . I risultati con i due metodi sono compatibili fra loro, sebbene leggermente inferiori a quelli noti in letteratura. Il capitolo 1 è una breve introduzione sulla storia e sulla fisica degli AGN, sul modello unificato e sui FSRQ. Nel capitolo 2 esponiamo il problema scientifico della determinazione della massa dei buchi neri e i criteri utilizzati per la scelta degli oggetti da includere nel campione. Nel capitolo 3 illustriamo i passaggi e i calcoli svolti sugli spettri per arrivare alla determinazione della massa. Nel capitolo 4 presentiamo i risultati ottenuti confrontando, oggetto per oggetto, quanto trovato con quanto noto in letteratura. Nella sezione Conclusioni sono riportati i risultati ottenuti in questo lavoro.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
1.1	Gli AGN . . . . .	5
1.2	Il Modello Unificato . . . . .	7
1.3	I flat-spectrum radio quasars . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Problema scientifico e selezione del campione</b>	<b>15</b>
2.1	Le masse . . . . .	15
2.2	Il campione . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Analisi dei dati</b>	<b>21</b>
3.1	Operazioni sugli spettri . . . . .	21
3.1.1	Dal download alla sottrazione del continuo . . . . .	21
3.1.2	Il fit delle righe . . . . .	22
3.2	Calcolo della massa . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>26</b>
4.1	Masse dei BH . . . . .	26
4.2	Potenza radio . . . . .	29
4.3	Risultati . . . . .	31
	<b>Conclusioni</b>	<b>44</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>46</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Gli AGN

Gli AGN (Active Galactic Nuclei) sono alcune delle sorgenti cosmiche più energetiche dell'universo, caratteristica che ne permette l'individuazione anche a enormi distanze cosmologiche, come nel caso del quasar più lontano conosciuto, ULAS J1120+0641, a  $z=7.085$  (Warren et al., 2011).

I primi AGN ad essere individuati furono le galassie di Seyfert (Seyfert, 1943), in cui Carl Seyfert osservò nello spettro nucleare la presenza di forti righe di emissione, fenomeno inusuale per le galassie, il cui spettro è tipicamente caratterizzato da righe di assorbimento dovute alle diverse popolazioni stellari. Tali galassie vennero in seguito suddivise in due classi: le Seyfert di tipo 1 (o Sy1) in cui sono presenti righe permesse molto larghe e righe proibite strette, e le Seyfert di tipo 2 (o Sy2) in cui si osservano solo righe strette (Khachikian & Weedman, 1974). Furono poi scoperti i QSO (quasi-stellar object), oggetti dall'aspetto stellare che in alcuni casi (quasar, quasi-stellar radio source) hanno un elevato flusso radio. Nel 1963 Schmidt, osservando lo spettro del quasar QSO 3C 273, notò che le righe di emissione erano spostate del 16% rispetto alla lunghezza d'onda di laboratorio. Se si interpreta tale spostamento come conseguenza dell'espansione dell'universo, la velocità di recessione corrisponde a circa  $44000 \text{ km s}^{-1}$ , a cui corrisponde secondo la legge di Hubble una distanza di circa 750 Mpc. Nonostante ciò la sua magnitudine apparente è mediamente 12. Si ottiene dunque una magnitudine assoluta di -26, superiore a quella di un'intera galassia (in genere -21). Schermando opportunamente la luce del quasar con il telescopio spaziale Hubble è possibile vedere la galassia ospite (PGC 41121), offuscata dall'enorme brillantezza del nucleo.

Le osservazioni nelle onde radio compiute sulle galassie portarono a scoperte interessanti: in genere la loro intensità radio è debole (*radio-quiet*) o molto debole (*radio-silent*) ma in alcuni casi (es. Centaurus A o Circinus A) il *core* di queste galassie presenta al centro fenomeni energetici intensi, e anche l'emissione radio è più forte. Tali oggetti sono chiamati “radiogalassie”, in quanto sono intense sorgenti radio (*radio-loud*) mentre i loro nuclei sono per l'appunto i nuclei galattici attivi, che possono essere più brillanti dell'intera galassia; nello spettro presentano righe di emissione di natura non-stellare. In questi oggetti radio-loud si osservano delle strutture strette e lunghe, dei getti di materia uscenti dal centro dell'AGN, altamente collimati, con un'estensione che può raggiungere i 100 kpc. Famoso è il caso del getto intenso in X, ma visibile anche in ottico, che origina dal nucleo della galassia ellittica gigante M87 (Virgo A), e che era già stato individuato all'epoca di E. Hubble e descritto come un “curioso raggio sottile” (Curtis, 1918). Prima degli anni '40 il numero di oggetti che presentavano queste peculiarità era esiguo, ma lo sviluppo delle tecniche radio e in particolare dell'interferometria, che permette di avere risoluzioni del miliardosecondo, ha portato ad un incremento notevole del loro numero e delle conoscenze sul loro funzionamento.

Negli ultimi 50 anni, con l'avvento dell'astronomia in altre lunghezze d'onda come i raggi X e i raggi  $\gamma$ , e il miglioramento della strumentazione, si sono aggiunte altre categorie, come gli oggetti BL Lacertae (BL Lac), i quasar *optically violent variable* (OVV) e i flat-spectrum radio quasar (FSRQ), tutti riuniti nella grande famiglia dei “blazar” (da BL Lac+quasar).

A differenza delle galassie, la cui SED (Spectral Energy Distribution) è caratterizzata da due picchi principali di emissione, quello dovuto alla radiazione delle stelle e quello dalla polvere galattica che assorbe la radiazione ultravioletta stellare e la riemette nell'infrarosso, la SED dei blazar copre tutto lo spettro elettromagnetico, dal radio, in cui il 10% degli oggetti è radio-loud, all'Infrarosso, Ottico e vicino Ultravioletto, raggi X e  $\gamma$ , fino alle VHE (*very high energy*) dei TeV.

Osservazioni fotometriche continuative nel tempo hanno mostrato che i blazar possono avere forti variabilità su tempi scala brevi, fino all'ordine delle ore, da cui si deduce che, dovendo avere la sorgente un diametro inferiore alla distanza che la luce percorrerebbe nel tempo di variazione, tutta la luminosità viene generata all'interno di una regione delle dimensioni del nostro sistema solare (0.001 pc). Si tratta dunque di sorgenti molto compatte.

Cosa alimenta questi “mostri” del cielo, qual'è il loro motore centrale e quali sono le sue proprietà?

## 1.2 Il Modello Unificato

Per spiegare una tale luminosità è necessario un meccanismo energetico molto efficiente: l'unico processo fisico che possa garantirlo e si pensa costituisca il motore centrale degli AGN, è l'accrescimento di materiale da un disco sottile attorno ad un SMBH (SuperMassive Black Hole) (Rees, 1984), al centro dei nuclei delle galassie attive. La materia decade dall'orbita più esterna del disco fino all'ultima orbita stabile, collocata a circa  $3R_S$ , dove  $R_S$  è il raggio di Schwarzschild che per un buco nero (black hole, BH) di massa  $M$  è dato da  $R_S = 2GM/c^2$ . Il disco possiede una rotazione differenziale e per attrito viscoso il gas e le polveri perdono momento angolare, precipitando verso il centro e convertendo l'energia potenziale gravitazionale in energia termica.

Esistono diverse categorie di nuclei galattici attivi, che presentano numerose differenze per quanto riguarda la luminosità complessiva, l'essere brillanti o meno in una certa banda spettrale, o caratteristiche spettrali come la presenza o assenza di righe larghe provenienti da transizioni permesse e strette da transizioni proibite. Le varie classi comprendono le galassie di Seyfert, di cui si riesce ancora a vedere la galassia ospite, i Blazar, a loro volta comprendenti i BL Lac e i FSRQ, i Quasar e i LINER e altre sottocategorie. Esistono prove che le diverse classi di AGN siano in realtà lo stesso tipo di oggetto visto a diverse inclinazioni (Antonucci, 1993), e si possono inquadrare le varie sottoclassi in un unico modello teorico, nel quale l'unica variabile è l'orientazione con cui è visto l'AGN rispetto alla linea di vista e alle diverse frequenze. Tale modello viene chiamato Modello Unificato (Urry & Padovani, 1995). Al centro di tutto vi è il buco nero supermassiccio (SMBH), la cui massa va da  $10^5 M_\odot$  per i meno massivi, fino a oltre  $10^{10} M_\odot$  per quelli più pesanti (King, 2016). Esso è circondato da materiale allo stato di plasma che, per attrito viscoso, perde momento angolare e spiraleggia verso il centro, formando il disco di accrescimento (Malkan & Sargent, 1982a) (al centro in figura 1.1), dal quale il buco nero acquisisce materiale che va ad incrementarne la massa. Durante la caduta l'energia potenziale gravitazionale è convertita in energia cinetica e termica, che è all'origine dell'emissione osservata. Il tasso di accrescimento  $\dot{M}$  che si osserva, ossia la quantità di massa che viene persa dal disco, va da 0.2 fino a  $1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , mentre la velocità del materiale che cade verso l'interno è nell'ordine dei  $50\text{-}200 \text{ km s}^{-1}$  (Storchi-Bergmann, 2014). La grande massa del buco nero e la sua compattezza, unitamente all'elevato tasso di accrescimento, è all'origine del motore centrale e dell'enorme emissione energetica di questi oggetti. Se parte del materiale non dissiperà completamente il momento angolare, per la conservazione dello stesso non potrà cadere sul buco nero, e verrà espulso lungo due getti polari perpendicolarmente al disco di accrescimento, trasformando il momento angolare

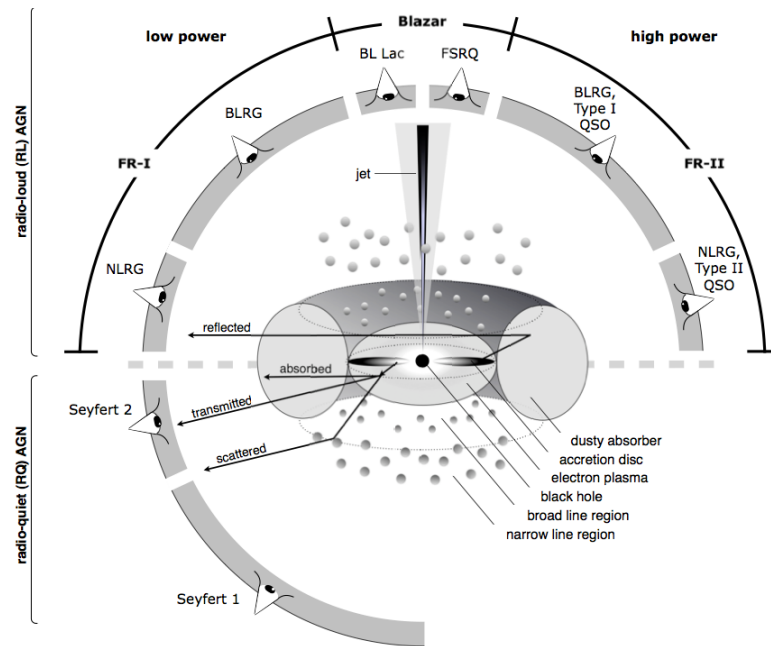


Figura 1.1: Schema illustrativo del modello unificato, estratto da: *Active Galactic Nuclei, Beckmann & Shrader, 2012*.

residuo in quantità di moto. Un buco nero rotante, o di Kerr, contribuisce ulteriormente a ciò (Blandford & Znajek, 1977), accelerando il plasma fino a velocità relativistiche. Se il moto è visto sotto un piccolo angolo, si possono osservare velocità superluminali (Blandford & Königl, 1979). Nella regione che circonda il SMBH è anche presente un campo magnetico prodotto dagli ioni del plasma. La presenza del campo fa sì che gli elettroni del getto subiscano un'accelerazione e si muovano lungo traiettorie elicoidali, emettendo radiazione di *sincrotrone*, spesso altamente polarizzata. I getti poi restano collimati e direzionati su scale dei kpc. Questa emissione di sincrotrone è anche parzialmente originata nei radiolobi, strutture che mostrano emissione diffusa dovuta alla perdita di collimazione del getto e all'interazione con il mezzo interstellare o, viste le distanze raggiunte, intergalattico. Al termine del getto infatti gli elettroni sono stati frenati a tal punto da non emettere più ad alte frequenze come l'ottico o i raggi X, ma a minori, quelle del radio. La loro presenza distingue gli oggetti "radio-loud" dai "radio-quiet" (in cui il getto e i radiolobi sono tipicamente assenti) (parti alta e bassa in figura 1.1).



Il disco è circondato dalla Broad-Line Region (BLR), una zona organizzata in nubi di gas denso ( $1 - 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) (Kwan & Krolik, 1981), con diametro di 0.01-1 pc, variabile a seconda della luminosità dell'AGN. Essendo la forza di gravità dal BH controbilanciata dalla dispersione di velocità delle nubi, negli oggetti più massicci la BLR avrà una dimensione maggiore (Greene et al., 2010). In questa regione vengono prodotte le righe di emissione a bassa ionizzazione (righe di Balmer, He I  $\lambda 5876$ , Mg II  $\lambda 2798$ , C III]  $\lambda 1909$ , C IV  $\lambda 1549$ ) che sono in genere molto allargate (FWHM corrispondenti a  $10^3 - 10^4 \text{ km s}^{-1}$ ) per effetto Doppler dovuto al moto cinetico del gas. Essendo vicina al BH la BLR risente della gravità di quest'ultimo e orbita velocemente attorno ad esso. Infatti la temperatura cinetica della regione è  $10^{4-4.5} \text{ K}$ , mentre la velocità termica è di solo  $10 \text{ km s}^{-1}$  (Beckmann & Shrader, 2012). Se si assume che la struttura sia virializzata, dall'allargamento delle righe si risale alla dispersione di velocità del gas, e se si conosce la distanza di questo dal BH, ossia il raggio della BLR, si può calcolare la massa centrale. La distribuzione di materia, piuttosto che essere uniforme e omogenea, sembra essere fatta da nubi, addensamenti di materia immersi in un ambiente più rarefatto (Kwan & Krolik, 1981). Si assume inoltre che la BLR si trovi in condizione di equilibrio di fotoionizzazione con il campo di radiazione proveniente dal motore centrale, cioè che il tasso di produzione degli ioni sia controbilanciato dalla ricombinazione degli stessi.

Più esternamente si trova la Narrow-Line Region (NLR) (attorno alla BLR in figura 1.1), caratterizzata invece da una densità molto minore ( $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ). Qui si producono righe a più alta ionizzazione e righe proibite ([O II] $\lambda 3727$  e [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ , [Ne III] $\lambda 3869$ , [Ne V] $\lambda 3426$  e altre), per via della bassa densità, grazie alla radiazione UV e X, proveniente dal continuo generato dal disco di accrescimento. Queste righe sono più strette delle righe permesse, avendo una FWHM corrispondente a velocità tipiche di  $400-500 \text{ km s}^{-1}$ . Anche la NLR sembra essere formata da nubi, invece di essere una distribuzione omogenea di gas (Fischer et al., 2011). Essendo più lontana dal motore centrale la NLR partecipa meno al moto orbitale attorno al BH e risente del potenziale gravitazionale del bulge (Greene & Ho, 2005), di conseguenza la velocità del gas è minore e le righe appaiono strette. Si stima che la massa totale contenuta nella NLR sia di  $10^6 M_{\odot}$  (Kraemer et al., 2008), e che la sua estensione vada dai 100 pc ai 10 kpc (Bennert et al., 2004).

Negli spettri delle Seyfert 1 e nelle BLRG (Broad-Line radio galaxies) sono dominanti le righe larghe su quelle strette, mentre nelle Seyfert 2 e nelle NLRG (Narrow-Line radio galaxies) le righe larghe sono assenti. Per spiegare questa differenza, il modello unificato ipotizza l'esistenza, attorno al disco di accrescimento e alla BLR, di una struttura toroidale, costituita di polvere e

molecole molto densa, (la ciambella in sezione figura 1.1) che impedisce di osservare ciò che vi è all'interno se la linea di vista la attraversa. La radiazione è emessa all'interno di un cono la cui semi-apertura è stimata attorno ai  $\sim 50^\circ$  (Schmitt, 2003). Anche il toro, come le altre regioni gassose, è costituito da strutture più piccole e dense, invece di essere uniforme (Elitzur & Shlosman, 2006). L'altezza del toro è stimata nell'ordine del parsec, è dunque più grande della BLR, ma non della NLR, che si trova all'esterno. Il toro nasconde la luce proveniente dal BH centrale, dal disco di accrescimento, e dalla BLR, inoltre le polveri assorbono la radiazione UV emessa da queste regioni, riemettendola nell'infrarosso. La luminosità dell'AGN a queste lunghezze d'onda (30-100  $\mu\text{m}$ ) può essere usata per ottenere una stima della luminosità bolometrica (Antonucci, 2012), mentre la stessa polvere può essere trasparente all'IR vicino e medio, permettendo di vedere la BLR. La NLR invece, avendo un diametro superiore all'altezza del toro oscurante, può essere studiata anche quando la struttura è vista di taglio, perciò le righe strette sono sempre visibili.

Il modello unificato spiega così le differenze fra le varie classi di AGN con solo 2 parametri: l'orientazione con cui è osservato e la sua luminosità; solo la distinzione tra radio-loud (presenza del getto) e radio-quiet (getto assente) permane. Gli oggetti a bassa luminosità comprendono le galassie di Seyfert (radio-quiet) e le (relativamente) più brillanti NLRG e BLRG, i Quasar rappresentano invece gli oggetti più luminosi. L'orientazione dell'AGN entra in gioco nella distinzione tra gli oggetti che presentano righe larghe e strette (Sy1, BLRG), quelli con solo righe strette (Sy2, NLRG) e infine gli oggetti radio-loud, nei quali la linea di vista cade dentro il getto, che sono i Blazar, a loro volta divisi in BL Lac (deboli) e FSRQ (intensi) (in alto in figura 1.1). Nel caso degli oggetti visti di taglio la luce ricevuta dalle regioni interne è perlopiù diffusa o riflessa dagli elettroni del getto, che modificano la polarizzazione della radiazione. Misurazioni spettropolarimetriche mostrano un flusso altamente polarizzato, che dimostra l'esistenza di una BLR oscurata dal toro, nel particolare caso della Sy2 NGC 1068, a sostegno del modello unificato (Antonucci & Miller, 1985), mentre la luce delle righe strette, vista direttamente, non mostra polarizzazione.

### 1.3 I flat-spectrum radio quasars

Gli oggetti radio-loud (che costituiscono circa il 10% del totale degli AGN) hanno la peculiarità di mostrare dei getti molto potenti e altamente collimati di plasma. Essi fuoriescono in due fasci paralleli all'asse di rotazione del disco di accrescimento, spinti anche da un campo magnetico, che accelera gli elettroni fino a velocità relativistiche (fattore di Lorentz  $\gamma$  anche di  $10^5$ ) (Pacciani et al., 2014). Se il getto è visto sotto un piccolo angolo la linea di vista si prolunga al suo interno: ciò che si osserva nello spettro ottico è un continuo non-termico a legge di potenza derivante dalla radiazione di sincrotrone, la cui emissione copre molti ordini di grandezza di frequenza, a cui si sovrappongono le righe di emissione prodotte nella NLR e BLR. Essendo prodotta da particelle relativistiche si parla di radiazione collimata. Tali oggetti sono chiamati “Blazar”, dalla fusione dei nomi BL Lacertae, il primo rappresentante della famiglia a essere stato identificato come tale, e Quasar, in quanto anch'essi mostrano un aspetto stellare, un'intensa emissione radio e sono a distanze cosmologiche. I Blazar si dividono in BL Lac, sorgenti più deboli, e in FSRQ (Flat-Spectrum Radio Quasar), i più brillanti fra gli AGN.

Solitamente si distinguono i FSRQ dai BL Lac in base alla larghezza equivalente delle righe: se essa è  $> 5 \text{ \AA}$  sono FSRQ. Tuttavia la variabilità del livello del continuo può portare ad un'apparente allargamento delle righe strette e ad un'errata classificazione, se l'oggetto si trova in fase di outburst (Foschini, 2012a). In ogni caso le righe degli FSRQ sono più forti di quelle dei BL Lac. Un altro criterio per la distinzione fra le due categorie è il rapporto fra la luminosità delle righe di Balmer dell'idrogeno e la luminosità di Eddington (definita come la massima luminosità che può essere emessa per puro accrescimento): se  $L_{\text{Balmer}}/L_{\text{Edd}} > 0.001$  è un FSRQ (Beckmann & Shrader, 2012).

Fra i numerosi tipi di AGN, i FSRQ rappresentano la categoria di quasar più luminosi (3C273 ne è il principale esponente), raggiungendo luminosità nell'ordine dei  $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$  (100 volte la luminosità della Via Lattea, Shen et al., 2008). Dai tempi tipici di variabilità di alcuni giorni si deduce che tutta la luminosità deve essere prodotta in una regione grande una frazione di anno luce, tanto concentrata che un ipotetico ammasso di stelle non sarebbe stabile su tempi-scala molto lunghi, dunque solo un buco nero, che può contenere un'enorme massa in un volume ristretto, è in grado di garantire stabilità al sistema (vero anche nelle altre tipologie di AGN) (Salpeter, 1964). La grande luminosità deriva, oltre dal fatto di osservare il getto relativistico entro il suo cono di apertura, dal guardare le regioni attorno al disco di accrescimento di faccia, quindi senza l'oscuramento dovuto al toro di polvere circostante.

Da Peterson, (2007) si trova che in media i quasar hanno una luminosità pari al 10% della  $L_{Edd}$ .

Il *beaming*, ossia la collimazione della radiazione per cui questa è molto direzionata, è conseguenza della velocità relativistiche degli elettroni, che si muovono lungo la linea di vista, e ciò comporta un aumento di luminosità della sorgente. Tale aumento è proporzionale al cosiddetto *bulk Lorentz factor*, che è il fattore relativistico d'insieme del getto.

La popolazione di particelle relativistiche nel getto emette sincrotrone. Tale radiazione è emessa parallelamente al loro vettore velocità, entro un cono di apertura inversamente proporzionale al fattore di Lorentz della singola particella. Nel caso di particelle relativistiche questo angolo può essere di pochi primi. L'osservatore riceverà dunque da un singolo elettrone un impulso quando il cono di emissione punterà esattamente nella sua direzione. Tuttavia nel getto si ha un gran numero di particelle. La radiazione osservata sarà quindi la somma dei singoli impulsi provenienti da ciascuna di esse, che danno un continuo a legge di potenza la cui pendenza riflette la distribuzione di energia.

Come suggerisce il nome lo spettro dei FSRQ è caratterizzato da un continuo piatto nel radio (*featureless*, simile a quello dei BL Lac, ma con evidenti righe di emissione in ottico), descrivibile nel visibile con una legge di potenza crescente verso le maggiori frequenze. In questi oggetti è evidente in quanto stiamo osservando lungo il getto, la cui emissione deriva dalla radiazione di sincrotrone. Sovrapposto ad esso si osservano righe di emissione molto allargate, prodotte all'interno della BLR, tra cui le più evidenti sono le righe di Balmer, la riga Mg II, C III], C IV e Ly $\alpha$  nel lontano ultravioletto. Insieme a queste osserviamo righe strette e sottili, provenienti dalla NLR, e proibite come [O III], [O II]. Tuttavia anche nella NLR vengono generate le righe tipiche della BLR, di conseguenza le righe totali nello spettro sono date dall'unione di due componenti, una larga (broad) la cui lunghezza d'onda centrale può essere spostata rispetto a quella di laboratorio (ovviamente avendo prima corretto per redshift cosmologico), e una stretta (narrow), più debole, la cui lunghezza d'onda centrale invece è più vicina al valore teorico: infatti può essere considerata "ferma" rispetto al BH centrale.

I blazar, e i FSRQ in particolare, mostrano una rapida variabilità in flusso con tempi scala molto diversi, dai giorni ai minuti (*intraday variations*) sia in ottico sia nei raggi X (Abdo et al., 2011), e persino alle energie più elevate, ai livelli dei TeV (Albert et al., 2007), arrivando a raddoppiare il flusso in questo piccolo lasso di tempo. Si parla per questi oggetti di OVV (Optical Violent Variable) e di *flares* che avvengono nei raggi  $\gamma$  (Pacciani et al., 2014). La variabilità è dovuta al fatto di avere la linea di vista all'interno del getto, una struttura di sua natura altamente variabile. Il fenomeno offre comunque il

vantaggio di identificare le sorgenti rispetto a quelle non-variabili (il prototipo BL Lac era stato scambiato per alcuni decenni come stella variabile, come indica il nome, fino alla scoperta della sua natura extragalattica). Altri invece variano la loro intensità di decine di volte su tempi molto più lunghi, di anni o decenni, in modo irregolare, come 3C279 o 3C345 (figura 1.2).

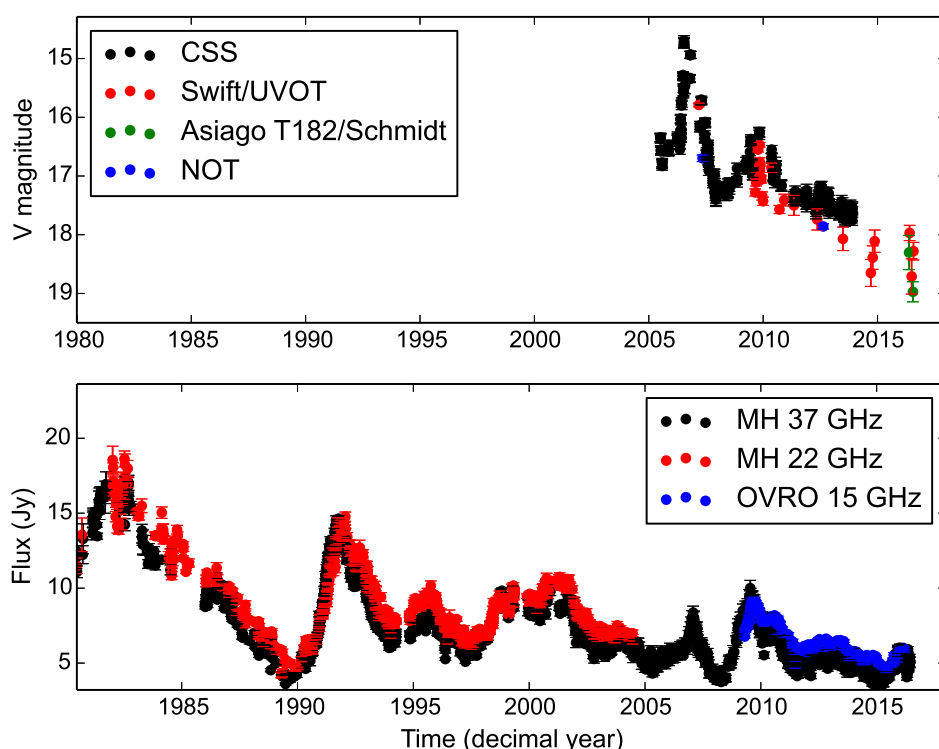


Figura 1.2: Curva di luce di 3C345 in ottico e radio in 25 anni di osservazioni, da dati di letteratura. Le misurazioni a 22 e 37 GHz sono state compiute da Metsähovi, quelle visibili provengono dalla Catalina Sky Survey (CSS), Swift, Asiago (Cima Ekar) e Nordic Optical Telescope.

Tra i periodi di massima e minima luminosità si osservano variazioni anche negli spettri: durante i picchi il livello del continuo e il flusso delle righe larghe è maggiore rispetto ai periodi di quiete, invece il flusso delle righe strette non cambia, segno che la NLR non è coinvolta in queste variazioni a breve termine. Anche in radio abbiamo variazioni di flusso, successive a quelle in ottico e a più alte frequenze. Il processo fisico potrebbe essere questo: inizialmente un addensamento di plasma percorre il tratto iniziale del getto, dove la densità e

la temperatura sono più alte, ed emette radiazione energetica, ma il materiale è otticamente spesso per il radio, e non avviene variazione di intensità. Poi la materia si raffredda e non è più in grado di emettere in X o UV, mentre le minori densità permettono alle onde radio di passare (ad esempio, si veda D’Ammando et al., 2015).

Analizzando l’emissione dei blazar in tutto lo spettro elettromagnetico, dalle energie dei  $TeV$  fino al radio, possiamo ricostruire la SED, ossia quanta energia viene liberata a ogni lunghezza d’onda. I blazar, come già detto, sono caratterizzati da radiazione collimata, spettro a legge di potenza e luce polarizzata, per la presenza del getto. La SED dei FSRQ presenta due picchi (*bump*) principali (Pacciani et al., 2014): uno alle (relativamente) basse frequenze ( $10^{12} - 10^{14}Hz$ ) per la già citata emissione di sincrotrone, il secondo a energie più elevate ( $10^{20} - 10^{22}Hz$ , dunque nei raggi  $\gamma$ ), dovuto all’effetto Compton Inverso, che avviene a causa dello scontro fra gli elettroni relativistici del getto e i fotoni poco energetici del campo di radiazione circostante (Ghisellini et al., 1998). Nella regione ultravioletta dello spettro si misura un eccesso di flusso dal continuo, che ha un picco nell’UV e risulta evidente anche nei raggi X: si tratta del *Big Blue Bump* (BBB) (Richstone & Schmidt, 1980). Il quasar risulta dunque più luminoso se osservato in banda B, e appare più blu ( $B - V$  più negativo) rispetto alle galassie non attive. Il BBB sembra essere di natura termica e originato da emissione dal disco di accrescimento.

Nell’infrarosso si deve tener conto del contributo dovuto alla riemissione da parte della polvere del toro molecolare, infine questi oggetti presentano una forte emissione in X (Forman et al., 1978), che dimostra come si tratti di sorgenti compatte, poiché l’elevata gravità permette di convertire molta energia potenziale in energia cinetica.

Una differenza fra i BL Lac e i FSRQ è il modo in cui il motore centrale emette. I primi sono in *radiative-mode*, in cui radiazione energetica da un disco di accrescimento sottile ma otticamente spesso illumina le BLR e NLR, il tutto circondato dal toro di polvere che permette di vedere la parte interna solo da alcune angolazioni. Nel secondo caso (*jet-mode*) il disco è rimpiazzato da una regione alimentata dal processo ADAF (advection-dominated accretion flow) (Heckman & Best, 2014).

## Capitolo 2

# Problema scientifico e selezione del campione

In questo lavoro abbiamo misurato la massa del buco nero centrale di un piccolo campione di AGN, in particolare di FSRQ, analizzandone gli spettri di una singola epoca in banda ottica e vicino UV estratti dalla Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Abbiamo usato una tecnica basata sulla valutazione della sigma, o momento del secondo ordine, e non della FWHM (Full Width at Half Maximum), o momento di ordine 0, della riga  $H\beta$  come misura di dispersione di velocità, e abbiamo confrontato poi i risultati con quelli ottenuti lavorando con la FWHM di Mg II. Si tratta di uno studio preliminare che potrà essere ampliato per studiare la distribuzione delle masse di tutte le sorgenti presenti nel terzo catalogo di FERMI.

### 2.1 Le masse

Abbiamo visto nell'introduzione come il buco nero supermassiccio sia il cuore del motore centrale degli AGN, e come a causa del loro grande potenziale gravitazionale si produca l'enorme quantità di energia, sorgente della loro luminosità. La massa, assieme allo spin, è una delle più importanti proprietà in quanto è all'origine di molte relazioni che determinano le caratteristiche globali di questi oggetti. Dalla massa del BH si può ottenere il Raggio di Schwarzschild e, conoscendo lo spin, il diametro dell'ultima orbita stabile, dopo la quale il materiale del disco di accrescimento è destinato a cadere sul BH o venire espulso lungo i getti. Si può trovare anche la velocità con cui il materiale orbita nel disco, che è data da  $\sqrt{GM/R}$ , o quanta energia gravitazionale verrà convertita in energia termica dal materiale che decade da un'orbita più lontana dal BH ad una più prossima. Oltre a ciò la massa

del buco nero centrale entra in numerose correlazioni con proprietà fisiche della galassia ospite, come ad esempio la relazione con la luminosità in X per oggetti dotati di getti, mostrata nel cosiddetto *piano fondamentale* (Merloni et al., 2003), o quella con la massa del bulge galattico, che si traduce in una proporzionalità con la dispersione di velocità della componente stellare (Ferrarese & Merritt, 2000), e quella che lega la massa alla magnitudine assoluta del bulge (Cattaneo et al., 2009).

Il metodo migliore per la determinazione della massa del BH è la tecnica del *reverberation mapping* (Lyutyi & Cherepashchuk, 1972). Questo metodo si basa sul fatto che le righe allargate provenienti dalla BLR sono prodotte per fotoionizzazione da parte del continuo generato più all'interno, di conseguenza variazioni di luminosità del originato dal disco di accrescimento portano a variazioni nell'intensità delle righe di emissione, con un ritardo dovuto al tempo che la luce impiega a raggiungere la BLR, ossia  $\tau = R_{BLR}/c$ , e alla geometria della stessa (Pozo-Nuñez et al., 2013). Se assumiamo che valga il Teorema del Viriale, la massa del BH si ricava da

$$M_{BH} \simeq f \frac{\tau c \Delta v^2}{G} \quad (2.1)$$

ove  $\Delta v$  è la dispersione di velocità ricavata dalla larghezza della riga considerata (misura dell'effetto Doppler dovuto al moto orbitale della BLR attorno al BH),  $G$  è la costante di gravitazione universale e  $f$  è un coefficiente che racchiude le varie incognite geometriche del sistema, come l'orientazione dell'AGN (Brotherton et al., 2013). Questo metodo ha però lo svantaggio di richiedere osservazioni dello stesso oggetto per un periodo prolungato, settimane o mesi, e queste variazioni sono sporadiche, non regolari, per questo è stato applicato solo ad un numero ristretto di oggetti, il più importante dei quali è stato NGC 5548 (Peterson et al. 1991, De Rosa et al. 2015). La reverberation mapping ha mostrato che esiste una correlazione tra  $R_{BLR}$  e la luminosità dell'AGN (Kaspi et al., 2000), che permette di ricavare la massa dallo spettro relativo ad una singola epoca (Shen et al., 2008). Di conseguenza è possibile calcolare le masse per campioni molto grandi di AGN anche a grandi redshift. La riga più usata, e quella che dimostra di essere più affidabile, è  $H\beta$  (Vestergaard & Peterson, 2006). In alternativa è possibile usare le righe  $H\alpha$  o, a redshift più elevati,  $Mg II \lambda 2798$  e  $C IV \lambda 1548$  (Shen & Liu, 2012).

Per la larghezza della riga, da cui si ricava la dispersione  $\Delta v$ , nei lavori precedenti è sempre stata usata la FWHM (Peterson et al. 2004, Shen et al. 2008, Shen & Liu 2012), ossia la larghezza del profilo che fitta meglio il profilo della riga broad, misurata a metà altezza del massimo. Questa è direttamente misurabile sugli spettri ed è relativamente facile e veloce da



valutare. Tuttavia secondo Collin et al. (2006) la stima del prodotto viriale ( $c\tau\Delta v^2/G$ ) ottenuta con la FWHM risulta influenzata da fattori come il profilo della riga o l'inclinazione, che può portare ad una stima errata della massa del BH, fattori a cui invece la  $\sigma$ , o momento del 2° ordine del profilo, risulta essere poco sensibile. La definizione di  $\sigma$  è:

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

La  $\sigma$  è più sensibile alle ali della riga e meno a ciò che è presente al centro della riga (Collin et al., 2006), e secondo Peterson et al., (2004) essa può essere misurata con maggiore precisione. Se il profilo della riga è gaussiano, la  $\sigma$  e la FWHM sono correlate da:  $FWHM/\sigma = 2.3548$ , se invece il profilo ha un'altra forma il rapporto è diverso: se è  $> 2.35$  la riga è più larga, ossia *flat-topped*, al contrario la riga ha ali più estese rispetto alla gaussiana, più simile ad una Lorenziana (si faccia attenzione che per una Lorenziana  $\sigma$  tende a  $\infty$ ).

Per spiegare la grande luminosità degli AGN è necessario un buco nero supermassivo, ossia con masse superiori al milione di masse solari. In letteratura si trovano risultati di indagini su campioni di quasar, in particolare per quanto riguarda le masse dei loro motori centrali: in Berton et al., (2015) e Foschini et al., (2015) sono stati studiati con questa tecnica due campioni di galassie narrow-line Seyfert 1, in entrambi i lavori le masse trovate si situano fra le  $10^{6.3}$  e le  $10^{8.5} M_{\odot}$ , mediamente circa  $10^7 M_{\odot}$ , relativamente basse in quanto si tratta di AGN più giovani e quindi con buchi neri centrali più piccoli. Studiando oggetti più luminosi si trovano masse maggiori: in Brotherton et al., (2015) sono stati analizzati alcuni quasar, con masse tra  $10^{8.4}$  e  $10^{8.9} M_{\odot}$ , e in Shen et al., (2008) sono stati studiati  $\sim 60000$  quasars ricavati dalla SDSS (figura 2.1), una parte dei quali anche a  $z > 2$ , fino a  $z = 4.5$ . I risultati indicano come in media la luminosità bolometrica di questi oggetti è di  $10^{46.5}$  erg s $^{-1}$ , a cui corrisponde una magnitudine assoluta di  $-26$ , mentre il picco della distribuzione delle masse è attorno a  $10^{9.3} M_{\odot}$ . Le masse minori trovate sono di  $10^8 M_{\odot}$ , ma non sono stati trovati quasar con SMBH più massicci di  $10^{10} M_{\odot}$ , segno che esiste un limite massimo per la massa che possono raggiungere questi buchi neri (vedi Capitolo 1). In questo caso comunque va tenuto presente il bias di Malmquist, per cui osservando a redshift elevati è più facile vedere solo le sorgenti più brillanti, e quindi con i SMBH più grandi, rispetto a quelle meno intense. Nel caso dei FSRQ, essendo fra gli AGN più luminosi, ci aspettiamo di trovare masse piuttosto elevate, nell'ordine delle  $10^8 - 10^9 M_{\odot}$  (Ghisellini et al., 2010).

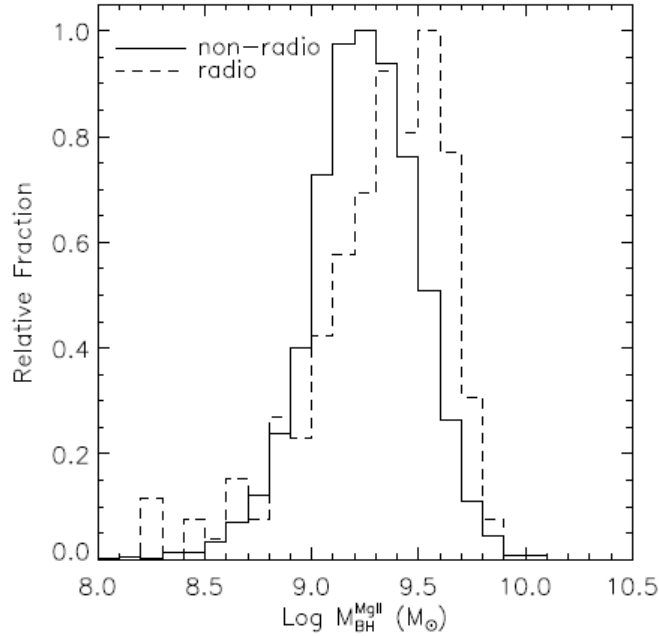


Figura 2.1: Distribuzione delle masse dei buchi neri in un campione di quasars, da Shen et al., (2008).

## 2.2 Il campione

Per lo studio delle masse del SMBH, abbiamo costruito un campione di FSRQ nel modo seguente. Per prima cosa abbiamo consultato il terzo catalogo del satellite gamma FERMI-LAT (Acero et al., 2015). Il satellite è stato lanciato nel giugno 2008, è tuttora operativo. È dotato dello strumento Large Area Telescope, sensibile alla radiazione tra 20 MeV e 300 GeV, che ogni 3 ore compie una scansione completa del cielo<sup>1</sup>. Il catalogo 3FGL comprende circa 3000 sorgenti, delle quali per 2000 circa è stata individuata la controparte ottica o in altre frequenze, mentre per le restanti non è stata confermata l'identificazione. Poi abbiamo incrociato questo catalogo con quello della SDSS-III/BOSS DR12 (Data Release 12)<sup>2</sup> (Dawson et al., 2013), scegliendo le sorgenti classificate nel catalogo SDSS come QSO e posizionate a meno di due arcominuti dalle coordinate del catalogo Fermi, trovandone 128. Questo limite spaziale è restrittivo per le sorgenti Fermi, ma evita associazioni sbagliate.

<sup>1</sup><https://www.glast.stanford.edu/>

<sup>2</sup><http://www.sdss.org/dr12>

La SDSS (Sloan Digital Sky Survey)<sup>3</sup> è una grande survey di imaging e spettroscopia del cielo boreale, finanziata dalla Sloan Foundation, che utilizza un telescopio Richtey-Chretien di 2.5 metri situato ad Apache Point, in New Mexico, ad una quota di quasi 2800 metri (Gunn et al., 2006). Le immagini della BOSS sono raccolte da un array di 30 CCD 2048×2048 pixels di 24  $\mu\text{m}$  di lato. Per la spettroscopia sono stati usati grisms VPH (Volume Phase Holographic) come elemento dispersore, mentre la spettroscopia multi-object sfrutta una serie di 1000 fibre ottiche.

La risoluzione  $R$  è mediamente  $\sim 2000$  (Smee et al., 2013). Tramite il software ALADIN<sup>4</sup> abbiamo controllato che per ognuna di esse ci fosse una controparte radio nei cataloghi delle survey radio FIRST<sup>5</sup> e NVSS<sup>6</sup>, e anche una controparte X, sfruttando il catalogo dei satelliti Swift<sup>7</sup>, Chandra<sup>8</sup>, ROSAT<sup>9</sup>, INTEGRAL<sup>10</sup> e XMM-Newton<sup>11</sup>. I FSRQ infatti sono caratterizzate da forte emissione sia in radio che in X. In questo modo sono rimaste 53 sorgenti. In seguito abbiamo limitato la ricerca a sorgenti con  $z$  tali da avere nello stesso spettro entrambe le righe Mg II e  $H\beta$ , essendo quest'ultima la più usata per la determinazione della massa. Sapendo che la SDSS/BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey) (Dawson et al., 2013), è più sensibile al NIR rispetto alle precedenti versioni, coprendo la porzione di spettro compresa tra i 3560 e i 10400 Å (Smee et al., 2013), l'intervallo di redshift doveva essere tra 0.3 e 1.1. Per essere più estrittivi, ed evitare spettri in cui la copertura delle righe fosse soltanto parziale, abbiamo vincolato i valori tra 0.5 e 0.9.

---

<sup>3</sup><http://www.sdss.org>

<sup>4</sup><http://aladin.u-strasbg.fr/>

<sup>5</sup><http://http://sundog.stsci.edu/>

<sup>6</sup><http://www.cv.nrao.edu/nvss/>

<sup>7</sup><http://swift.gsfc.nasa.gov/>

<sup>8</sup><http://chandra.harvard.edu/>

<sup>9</sup><http://www.mpe.mpg.de/xray/wave/rosat/index.php?lang=en>

<sup>10</sup><http://sci.esa.int/integral/>

<sup>11</sup><http://sci.esa.int/xmm-newton/>

Il risultato finale di questa scrematura sono 9 sorgenti FSRQ, le cui caratteristiche sono elencate nella tabella 2.1.

<b>Oggetti del sample</b>			
<b>Oggetto</b>	<b>Redshift</b>	<b>AR</b>	<b>Dec</b>
B3 0307+380	0.8164	47.70782	38.2483
B3 0819+408	0.8655	125.73981	40.69716
SBS 0846+513	0.5847	132.49159	51.14142
SDSS J094857.31+002225.4	0.5838	147.23886	0.37376
PMN J1058+0133	0.8928	164.62336	1.56633
FBQS J1159+2914	0.7247	179.88267	29.24552
BZQ J1209+1810	0.8448	182.46569	18.16857
BZQ J1350+3034	0.7115	207.71973	30.58156
BZQ J1637+4717	0.7354	249.43804	47.29279

Tabella 2.1: Tabella riassuntiva degli oggetti del nostro campione.

In questo lavoro abbiamo assunto un modello cosmologico standard  $\Lambda$ CDM e un universo piatto, con parametri cosmologici  $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$ ,  $H_0 = 70$  (Komatsu et al., 2011).

# Capitolo 3

## Analisi dei dati

Per l'analisi dati è stato usato il software **IRAF**<sup>1</sup>, sviluppato dal NOAO (National Optical Astronomy Observatory), versione 2.15.1, unitamente ai comandi che verranno menzionati nel testo. Le procedure di elaborazione ricalcano quanto già svolto in Foschini et al., (2015).

### 3.1 Operazioni sugli spettri

#### 3.1.1 Dal download alla sottrazione del continuo

Dal sito del NASA Extragalactic Database (NED)<sup>2</sup>, abbiamo scaricato per ogni oggetto, tramite il collegamento con la SDSS/DR12, il relativo spettro in formato `.fits`. Il file non è immediatamente utilizzabile: le lunghezze d'onda sono in scala logaritmica, e gli assi sono invertiti, con i flussi in ascissa e le frequenze in ordinata. Per riportare lo spettro nella forma analizzabile da **IRAF** abbiamo usato il software **TOPCAT**<sup>3</sup>, con il quale abbiamo riportato le lunghezze d'onda in Å e ribaltato gli assi, così da avere i flussi, che sono in unità di  $10^{-17}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> Å<sup>-1</sup>, in ordinata. Lo spettro viene salvato in formato `ascii`, con il task `sinterp` lo si riconverte in un formato analizzabile da **IRAF**.

La prima operazione compiuta sullo spettro è stata riportare le lunghezze d'onda osservate, spostate dal redshift cosmologico  $z$ , ai valori di laboratorio (figura 3.1), secondo

$$\lambda_{rest} = \frac{\lambda_{oss}}{(1+z)} \quad (3.1)$$

---

<sup>1</sup><http://www.iraf.noao.edu>

<sup>2</sup><https://ned.ipac.caltech.edu/>

<sup>3</sup><http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>

Per fare ciò si usa il task `dopcor` contenuto nel pacchetto `onedspec`.

Correggiamo poi il flusso per assorbimento Galattico. Sul sito<sup>4</sup> della survey HI dell'Università di Bonn si inseriscono le coordinate dell'oggetto e si ottiene la densità di colonna  $n_H$  lungo quella direzione. Si converte  $n_H$  in  $A_V$ , assorbimento in magnitudini, che sono legati da  $A_V = 5.3 \times 10^{-22} n_H$ , e infine si utilizza il pacchetto `deredden` di `onedspec`. Il parametro  $R$ , definito come

$$R = \frac{A(V)}{E(B - V)} \quad (3.2)$$

è stato posto uguale a 3.1.  $E(B - V)$  è l'eccesso di colore.

Si passa quindi alla sottrazione del continuo (figura 3.2) sottostante le righe di emissione, dovuto alla radiazione di sincrotrone e al continuo ionizzante proveniente dal disco di accrescimento (vedi Capitolo 1). Sempre all'interno del pacchetto `onedspec` si accede al task `continuum`, si individuano piccoli intervalli di spettro in cui non siano presenti righe di emissione o assorbimento, nei quali dunque vi sia solo continuo. Si cerca allora una funzione che meglio fitti l'andamento del flusso in questi intervalli. Trovata questa funzione la si sottrae allo spettro originario, il risultato è lo spettro sottratto del continuo, nel quale il flusso medio fuori dalle righe è zero. Prima di continuare abbiamo ripulito lo spettro dagli *spikes*, variazioni improvvise e repentine del flusso, dovute probabilmente ad una cattiva sottrazione, in fase di riduzione, dell'emissione del cielo o dei raggi cosmici. Il software infatti potrebbe scambiare per righe spettrali, nonostante non ci siano a quella lunghezza d'onda righe importanti.

### 3.1.2 Il fit delle righe

Si passa quindi a misurare l'allargamento Doppler delle righe dovuto al moto delle nubi di gas attorno al buco nero centrale per determinarne la velocità. L'obiettivo è separare, all'interno delle righe permesse, la componente larga, prodotta dalla BLR, da quella stretta dalla NLR. Si utilizza a questo scopo il task `ngaussfit`, contenuto nel pacchetto `stsdas`. Per scegliere se utilizzare 2 o 3 gaussiane abbiamo applicato questo criterio: sugli spettri originali (con ancora il continuo ma corretti per redshift) con `splot`, abbiamo misurato il rapporto segnale/rumore (S/N) attorno a  $5100 \text{ \AA}$ . Se  $S/N < 3$  abbiamo adoperato due gaussiane, altrimenti abbiamo tentato il fit con tre. Se nello spettro non era compreso l'intervallo sopraccitato abbiamo compiuto la misura attorno alla lunghezza d'onda  $3500 \text{ \AA}$ , dove non sono presenti righe intense.

---

<sup>4</sup><https://www.astro.uni-bonn.de/hisurvey/profile/>

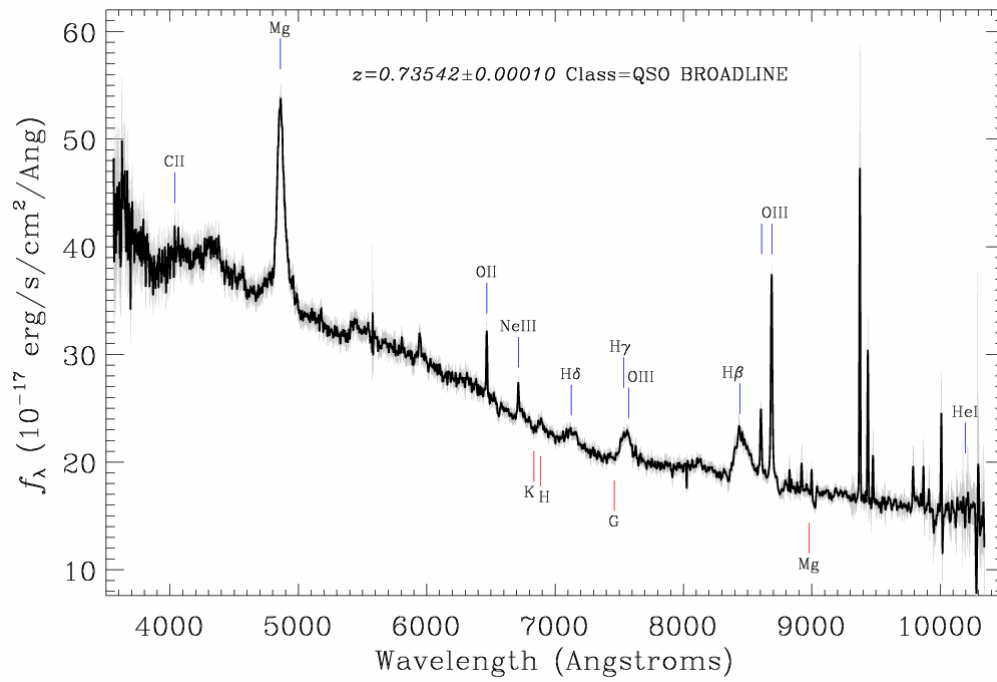


Figura 3.1: Un esempio di spettro originale, non corretto per redshift.

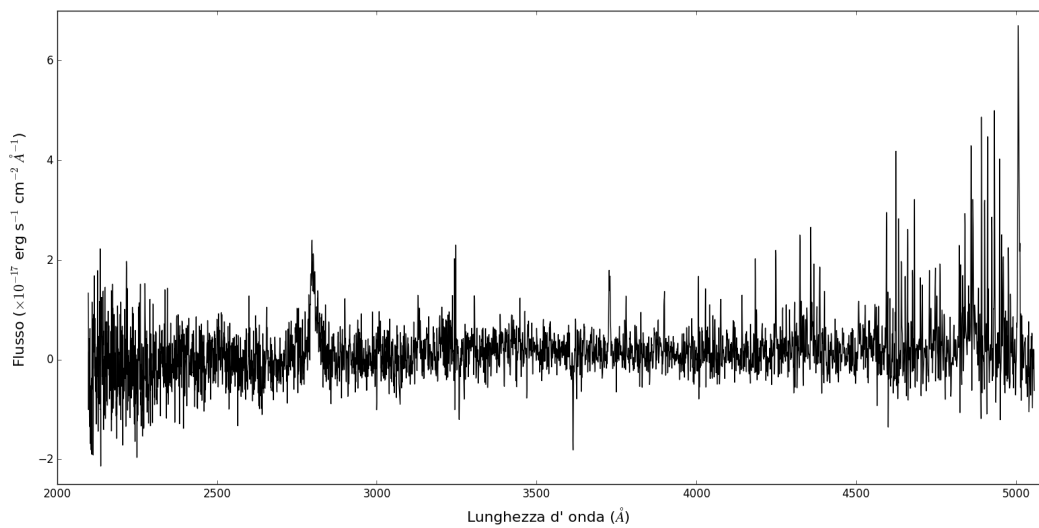


Figura 3.2: Un esempio di spettro dopo la sottrazione del continuo.

Il fit è stato eseguito prima che la riga iniziasse a confondersi con il rumore, facendo attenzione a non includere righe vicine (come [O III]  $\lambda$ 4959 nel caso

di  $H\beta$ ). I parametri delle gaussiane, eccetto quelli del livello di fondo che sono stati fissati a 0, sono stati lasciati variabili. Nei casi in cui il fit non riusciva a trovare le due componenti, quella stretta è stata fissata alla lunghezza d'onda di laboratorio, poiché la NLR è poco partecipe del moto attorno al SMBH. Inoltre abbiamo imposto che la sua FWHM fosse circa uguale a quella delle altre righe strette presenti nello spettro, in particolare [O III]  $\lambda 5007$  o, se assente, [O II]  $\lambda 3727$ . Si tenga presente che la FWHM strumentale della SDSS è di  $176 \text{ km s}^{-1}$ , corrispondente a  $\sim 3 \text{ \AA}$  alla lunghezza d'onda della  $H\beta$  e a  $\sim 1.6 \text{ \AA}$  a quella della Mg II. Le FWHM trovate per queste righe variano fra 6 e 8  $\text{\AA}$ . Si procede allora al calcolo del fit. Una volta trovato il fit migliore, si sottrae la componente stretta dal profilo della riga. Tutti i passaggi sopra esposti, a partire da `ngaussfit`, vengono ripetuti per la riga Mg II  $\lambda 2798$ . In uno dei 9 spettri la riga  $H\beta$  era dominata dal rumore, pertanto non se ne è riprodotto il profilo. Nel caso del Mg II, invece, si è potuto eseguire il fit in tutti gli spettri.

### 3.2 Calcolo della massa

Possiamo dunque procedere al calcolo del momento del secondo ordine o  $\sigma^2$ , tramite l'equazione (2.2): per questo abbiamo sviluppato un codice nel linguaggio `Python` che calcola numericamente i tre integrali della formula e il valore di  $\sigma$ . Questo viene fatto solo per  $H\beta$ , in quanto non è ancora stata sviluppata una relazione che leghi la  $\sigma$  di Mg II con la massa del buco nero. Per tenere conto degli errori di misura casuali il processo è stato ripetuto 10 volte, e se ne è poi calcolata la media. Si è misurato poi il flusso sia di  $H\beta$  che di Mg II. Anche in questo caso per simulare errori casuali si è ripetuta la misura 10 volte e si è fatta la media dei valori trovati. La luminosità di  $H\beta$  è

$$L_{H\beta} = 4\pi d_L^2 F_{H\beta} \quad (3.3)$$

con  $F_{H\beta}$  flusso di  $H\beta$  e  $d_L$  distanza di luminosità dell'oggetto, che dipende dal redshift. Per calcolarla si è scritto un codice `Python` che ne stima il valore al variare di  $z$  e dei parametri cosmologici. Alternativamente si può usare il Cosmological Calculator fornito da NED<sup>5</sup>. Nota la luminosità di  $H\beta$  si calcola il raggio della BLR con la formula ricavata da Greene et al., (2010)

$$\log\left(\frac{R_{BLR}}{\text{l.d.}}\right) = 1.85 + 0.53 \log\left(\frac{L(H\beta)}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}}\right) \quad (3.4)$$

Usando una riga di emissione per determinare il raggio della BLR evitiamo che la variabilità del jet possano indurci in errore, fornendo una stima

<sup>5</sup><http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>



sbagliata della luminosità del continuo a 5100 Å che è usata spesso in altri lavori (Berton et al., 2015). La dimensione della BLR permette anche di stimare la luminosità del disco di accrescimento. Se si assume un regime di fotoionizzazione si può scrivere che (Ghisellini & Tavecchio, 2009):

$$\frac{L_{disk}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} = \left[ \frac{R_{BLR} \text{ (cm)}}{10^{17} \text{ (cm)}} \right]^2 \quad (3.5)$$

L'ultimo passo è trovare la massa usando il teorema del viriale:

$$M_{BH} = f \left( \frac{R_{BLR} \sigma_{H\beta}^2}{G} \right) \quad (3.6)$$

Il valore di  $f$ , coefficiente che tiene conto degli effetti di orientazione dell'AGN [56], è posto pari a 3.85 (Collin et al., 2006). Così abbiamo trovato la massa del SMBH usando  $H\beta$ . Si può anche calcolare il rapporto di Eddington  $\epsilon$  come:

$$\epsilon = \frac{L_{disk}}{1.28 \cdot 10^{38} M_{BH}/M_{\odot}} \quad (3.7)$$

Abbiamo usato la luminosità del disco invece che quella bolometrica in quanto negli FSRQ quest'ultima comprende anche l'emissione dal getto, che sovrastimerebbe il reale tasso di accrescimento del BH. Lo abbiamo calcolato solo con la  $H\beta$  perché la relazione calibrata con questa è molto più affidabile. Il Mg II infatti è visibile solo in spettri di AGN più lontani, di qualità inevitabilmente peggiore, nei quali anche la stima della luminosità bolometrica è più incerta. Possiamo calcolare la massa anche con il magnesio usando le equazioni in Shen & Liu, (2012). Una volta ottenuta la luminosità del Mg II, dal fit della stessa riga si ricava la FWHM della componente broad. La massa del BH in masse solari si trova direttamente con l'equazione

$$\log \left( \frac{M_{BH,vir}}{M_{\odot}} \right) = a + b \log \left( \frac{L(\text{MgII})}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right) + c \log \left( \frac{\text{FWHM}_{broad}}{\text{km s}^{-1}} \right) \quad (3.8)$$

i coefficienti  $a, b, c$ , ricavati da Shen et al. (2012) tramite regressione lineare, sono stati posti uguali a 3.979, 0.698, 1.382, rispettivamente.

# Capitolo 4

## Risultati

### 4.1 Masse dei BH

Nella tabella 4.1 mostriamo i risultati ottenuti dai calcoli sui fit e sulle masse:

Risultati								
Nome	$\sigma$ (H $\beta$ )	$R_{BLR}$	$M_{H\beta}$	$\log M_{H\beta}$	$\epsilon_{Edd}$	$FWHM_{MgII}$	$M_{MgII}$	$\log M_{MgII}$
J0310+3814	—	—	—	—	—	2881	33.38	7.52
J0822+4041	1728.3	63.41	142.3	8.15	0.148	2865	137.0	8.14
J0849+5108	1149.1	23.62	23.43	7.37	0.125	2334	26.95	7.43
J0948+0022	1663.6	43.47	90.37	7.96	0.110	2132	40.32	7.61
J1058+0133	1926.9	80.88	225.6	8.35	0.152	6679	629.3	8.80
J1159+2914	1925.0	71.70	199.6	8.30	0.135	3474	202.5	8.31
J1209+1810	1745.5	47.76	116.3	8.07	0.116	5255	337.1	8.53
J1350+3034	1295.3	37.48	48.35	7.68	0.159	3477	97.61	7.99
J1637+4717	2323.6	69.74	283.7	8.45	0.090	4324	323.4	8.51

Tabella 4.1:  $\sigma$  è in  $\text{km s}^{-1}$ ,  $R_{BLR}$  in giorni luce, le masse in  $10^6 M_{\odot}$  e la FWHM in  $\text{km s}^{-1}$ .

Nel campione sono presenti due galassie Narrow-Line Seyfert 1, che sono note per avere una massa del buco nero inferiore a quella degli FSRQ. Nei restanti oggetti, la media del logaritmo delle masse è 8.22 con deviazione standard di 0.35, che rientra nella media per questa categoria di oggetti ( $10^8 - 10^{10}$ ). Si nota come i valori trovati con la nuova tecnica della  $\sigma$  siano abbastanza simili a quelli trovati con la tradizionale FWHM, applicata alla riga Mg II, in particolare il rapporto fra le due masse è quasi sempre inferiore a 2. L'incertezza sulla misura dipende da vari fattori, quali incertezze sulla FWHM, sulla calibrazione in flusso, sulla distanza e sulle relazioni di scala. L'errore tipico è di 0.5 dex, come trovato in Cracco et al., (2016). Un fattore

2 è quindi ampiamente al di sotto dell'incertezza tipica. La principale fonte di errore sta nel calcolo del raggio della BLR, in quanto è ricavato dalla luminosità di  $H\beta$ , una riga variabile. Inoltre la variabilità del continuo può modificare il livello 0 da cui misurare il flusso, e quindi la luminosità. Si vede che la massa determinata con il magnesio risulta spesso superiore a quella trovata con l'idrogeno. La tabella è riassunta nel grafico sottostante (figura 4.1), in cui abbiamo plottato in asse  $x$  il logaritmo delle masse trovate con la  $\sigma$  di  $H\beta$  e in asse  $y$  il logaritmo della massa ottenuta con la FWHM del Mg II. Abbiamo calcolato i coefficienti della regressione lineare con il

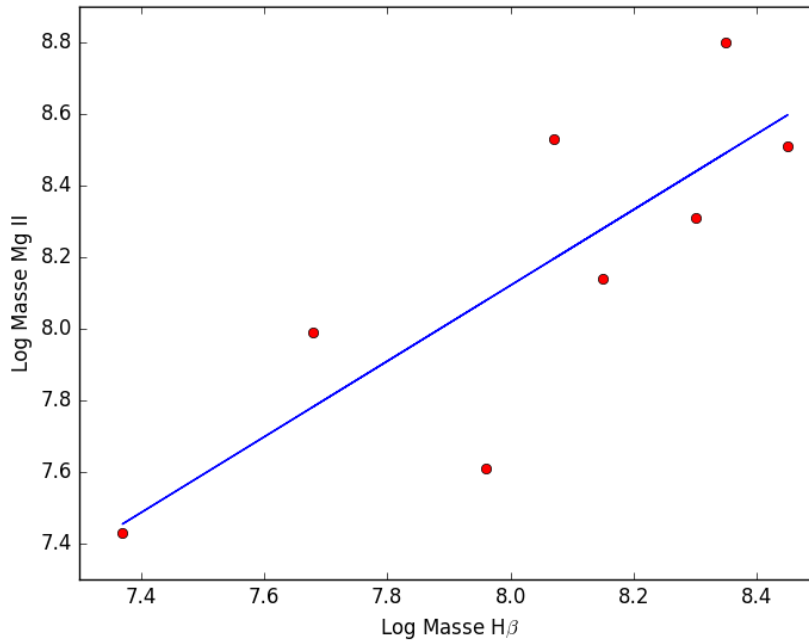


Figura 4.1: Confronto tra i logaritmi delle masse e retta di best-fit.

metodo dei minimi quadrati e con questi abbiamo costruito la retta di *best-fit*. L'equazione della retta (riportata in figura 4.1) è

$$\log(MgII) = (1.06 \pm 0.30) \log(H\beta) - 0.35 \pm 2.44 \quad (4.1)$$

Per quanto riguarda il rapporto di Eddington si trova che il valore medio è 0.13, con deviazione standard 0.02. Si tratta di un valore elevato. Il risultato è in linea con quanto trovato da Peterson, (2007).

Abbiamo confrontato i nostri risultati con quelli trovati da Foschini et al., 2015. Il campione di Foschini contiene FSRQ, oggetti BL Lac e galassie

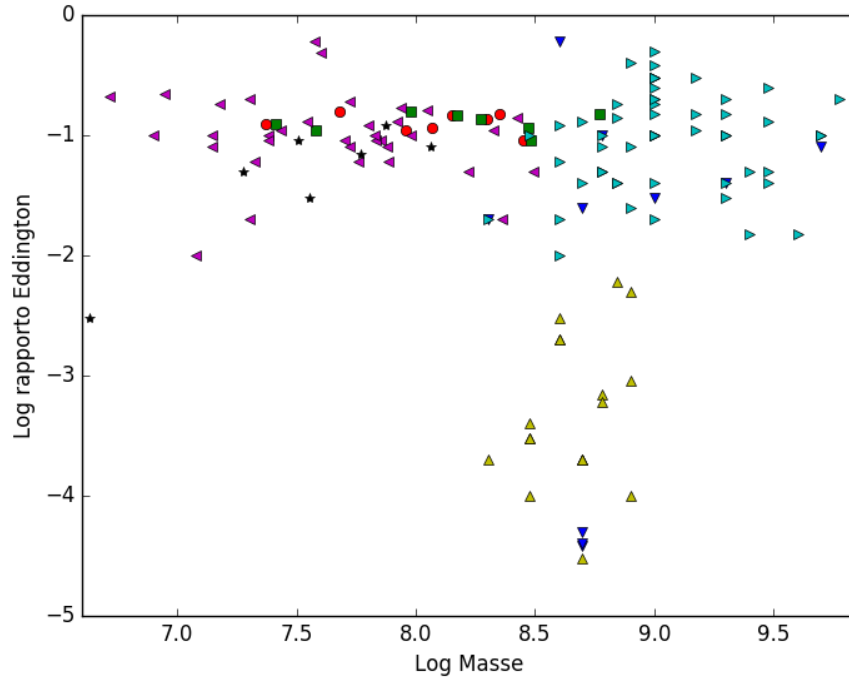


Figura 4.2: Confronto tra i logaritmi delle masse e i rapporti di Eddington. I punti rossi sono associati alla  $H\beta$ , i quadrati verdi alla  $Mg II$  a cui è associato il rapporto di Eddington calcolato con  $H\beta$ . I triangoli gialli e blu ai BL Lac (con e senza limite di accrescimento), quelli azzurri ai FSRQ, i viola e le stelline neri alle NLS1 (con e senza emissione gamma).

NLS1, che presentano un ampio range di rapporti di Eddington e di masse, in scala logaritmica. Gli oggetti del nostro campione si situano nella parte alta del grafico 4.2, fra quelli con più alto  $\epsilon_{Edd}$ , e nella parte centrale-sinistra, dunque con masse medio-basse, tra le NLS1 e i FSRQ.

## 4.2 Potenza radio

Abbiamo voluto anche calcolare la potenza del getto, a partire dalla sua luminosità radio a 15 GHz. Nel database NED abbiamo cercato per ogni sorgente il flusso radio misurato in altre survey. Se venivano forniti i flussi a due frequenze diverse abbiamo considerato la misura ottenuta con lo strumento di diametro maggiore, perchè dotato di maggiore risoluzione. Assumendo che l'indice spettrale  $\alpha$  sia 0 per i FSRQ, il flusso a 15 GHz è stato posto uguale a quello misurato dallo strumento più esteso. Ai flussi è stata applicata la correzione K, grazie alla:

$$S_{\nu,rest} = S_{\nu}(1+z)^{\alpha_{\nu}-1} \quad (4.2)$$

Abbiamo poi calcolato la luminosità radio, con le stesse formule del Capitolo 3, e con questa la potenza radiativa e cinetica del jet, date rispettivamente da Foschini, (2014)

$$\log(P_{jet,radiative}) = (0.75 \pm 0.04) \log(L_{core,15\ GHz}) + 12 \pm 2 \quad (4.3)$$

$$\log(P_{jet,kinetic}) = (0.90 \pm 0.04) \log(L_{core,15\ GHz}) + 6 \pm 2 \quad (4.4)$$

I risultati sono riportati nella tabella 4.2.

Risultati radio						
Nome	S(15 GHz)	Correz.K	S corr.	$\log(P_{rad})$	$\log(P_{kin})$	$\log(P_{tot})$
J0310+3814	980	0.55	539.5	43.07	43.28	43.49
J0822+4041	551	0.54	295.4	42.92	43.10	43.32
J0849+5108	335	0.63	211.5	42.49	42.59	42.84
J0948+0022	1195	1.26	1500	43.13	43.36	43.56
J1058+0133	9000	0.53	4755	43.85	44.22	44.37
J1159+2914	7000	0.58	4059	43.63	43.95	44.12
J1209+1810	203	0.54	110.0	42.58	42.69	42.94
J1350+3034	1058	0.58	618.2	43.0	43.20	43.41
J1637+4717	4360	0.58	2512	43.48	43.78	43.96

Tabella 4.2: Le densità di flusso sono in mJy, le potenze in  $\text{erg s}^{-1}$

Seguendo Foschini, (2012b) abbiamo infine messo in relazione la potenza del getto con la massa e il rapporto di Eddington, costruendo il grafico in figura 4.3. In ascissa vi è il logaritmo del rapporto di Eddington, in ordinata il logaritmo del prodotto tra la potenza radiativa del getto e la massa elevata alla -1.4 (Heinz & Sunyaev, 2003), in simboli  $\log(P_{rad} M^{-1.4})$ . I punti si posizionano nella regione a destra e in centro dell'analogo grafico in Foschini, (2012b).

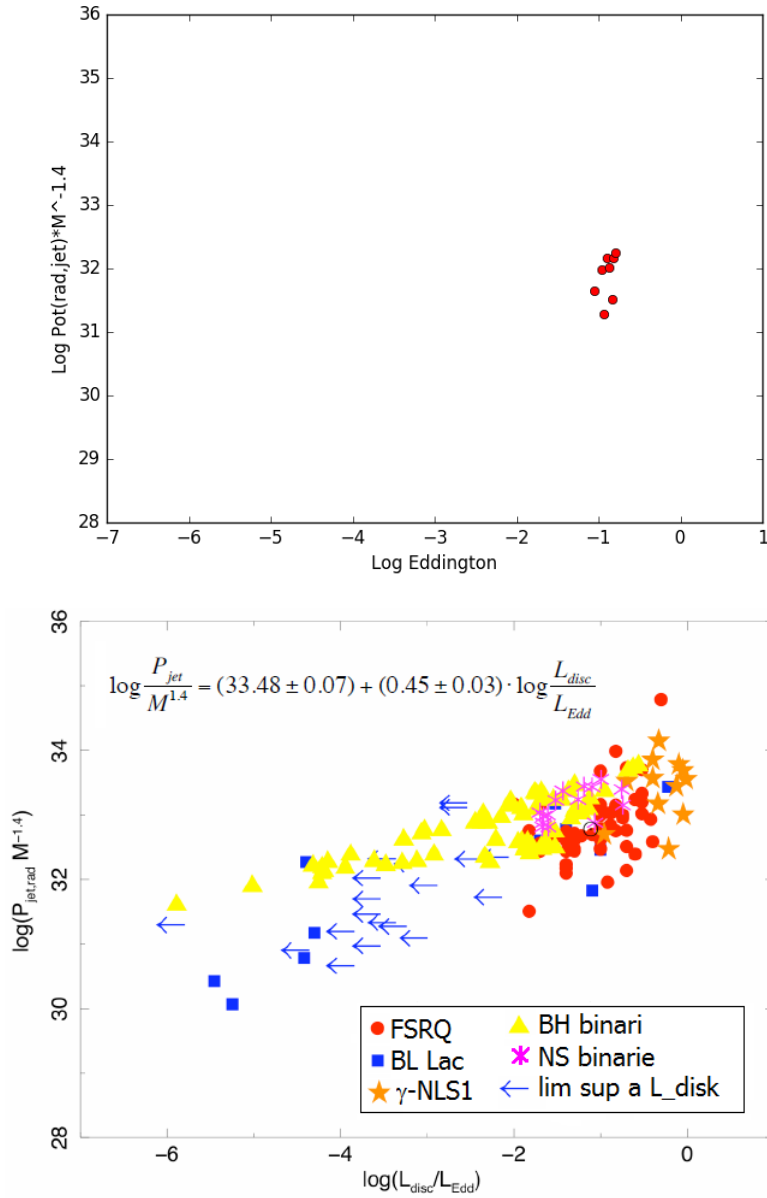


Figura 4.3: Relazione fra la massa, la potenza del getto e il rapporto di Eddington. Sopra i dati di questo lavoro, sotto originale di Foschini, (2012b).

## 4.3 Risultati

In questa sezione mostriamo i grafici ottenuti (spettro originale corretto per redshift, fit delle righe  $H\beta$  e  $Mg\ II$ ) insieme ad una breve discussione per ogni oggetto del campione, in cui confrontiamo i valori da noi trovati con quelli reperibili in letteratura, relativi ai medesimi target. Confrontando i valori si nota come vi sia buon accordo tra quelli trovati da noi e quelli reperiti in lavori pubblicati. Per i confronti delle masse abbiamo usato in particolare Shen et al., (2011), in cui hanno calcolato la massa del SMBH in un campione di circa  $10^5$  quasar usando, oltre alle righe  $H\beta$  e  $Mg\ II$ , anche  $C\ III]$  e  $C\ IV$ . Si faccia però attenzione che, studiando un campione così grande, è inevitabile ricorrere al *batch fitting*, o “fit alla cieca” in automatico, per cui potrebbero essere stati confusi come segnale effetti spuri come gli spikes. L’aver posto  $f$  uguale a 3.85 permette il confronto diretto con i risultati trovati da Foschini e collaboratori. Per la ricerca dei singoli oggetti abbiamo utilizzato il database NASA ADS<sup>1</sup> e il database VizieR<sup>2</sup>.

### SDSS J031049.87+381453.8

Blazar, è la sorgente gamma 3FGL J0310.8+3814. In questo oggetto la riga  $H\beta$  è pressoché irricognoscibile, come si può vedere nello spettro in figura 4.4, perciò non è stato fatto il fit della stessa, e non è stato calcolato il rapporto di Eddington. L’effetto può essere dovuto alle correzioni per assorbimenti tellurici compiute in automatico, che nel vicino infrarosso sono particolarmente intensi. I risultati sono presentati nella tabella 4.3.

Autore	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$
Shen, 2011	8.45	8.36	0.398
Shaw, 2012		7.42	
Questo lavoro, 2016		7.52	

Tabella 4.3: Masse trovate in letteratura

Il risultato trovato da Shen et al. 2011 potrebbe essere il risultato di un fit alla cieca che ha prodotto un risultato non credibile, non essendo visibile la riga.

<sup>1</sup>[http://adsabs.harvard.edu/abstract\\_service.html](http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html)

<sup>2</sup><http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

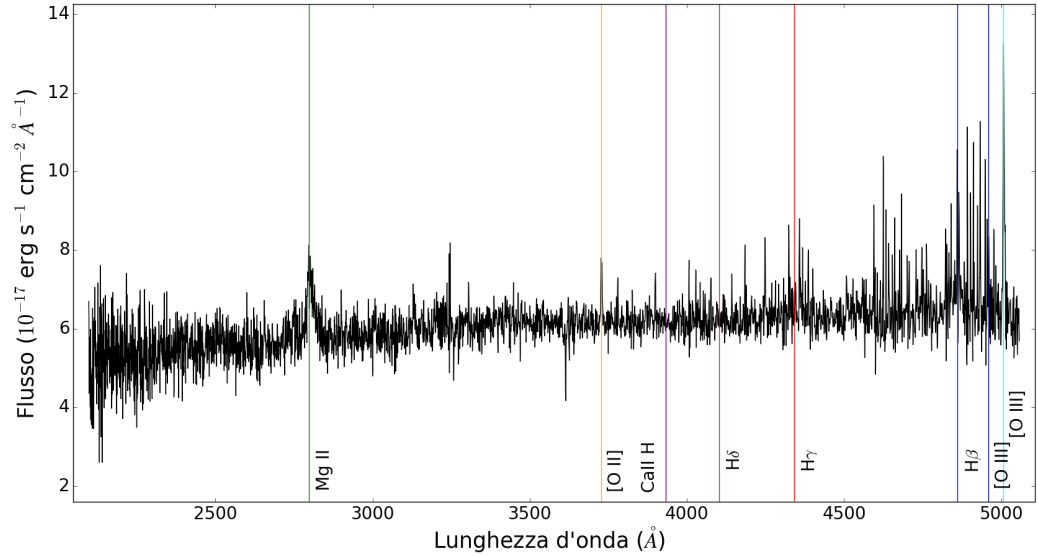


Figura 4.4: Spettro originale di 3FGL J0310.8+3814, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

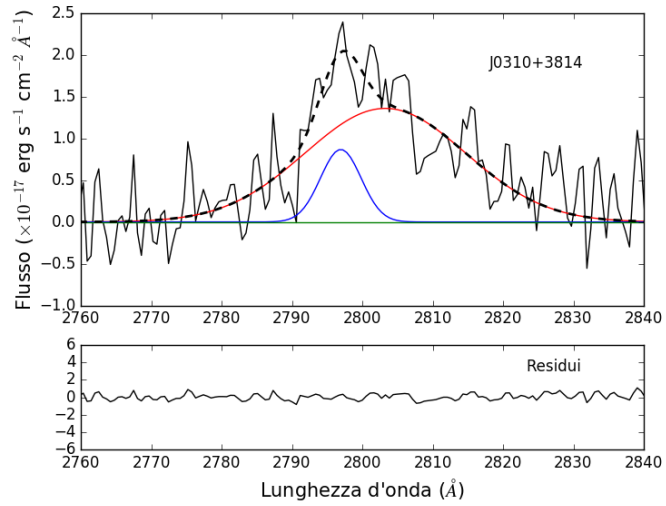


Figura 4.5: Fit della riga Mg II, con il residuo. In rosso è indicata la componente broad.



**SDSS J082257.55+404149.7**

Quasar, 3FGL J0822.9+4041 ( $g_{SDSS} = 19.07$ ). Poco si sa di questo oggetto, salvo il fatto di emettere anche in X (2XMM J082257.6+404149) e radio (FIRST J082257.5+404149). La riga  $H\beta$  è troppo rumorosa per distinguere una componente stretta, perciò è stata fittata con un'unica gaussiana larga. I risultati sono presentati nella tabella 4.4.

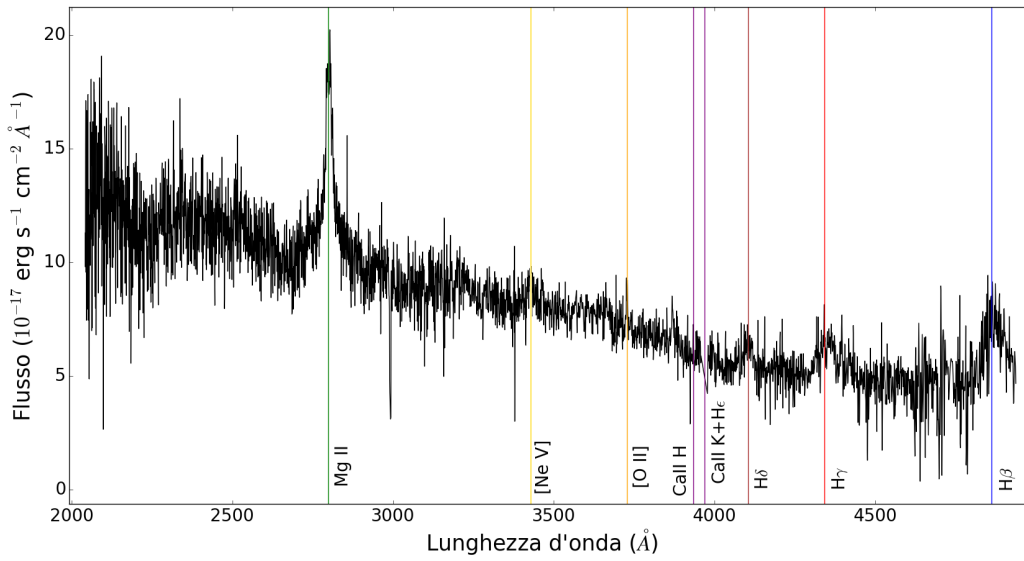


Figura 4.6: Spettro originale di 3FGL J0822.9+4041, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$
Shen, 2008	9.74	8.70	
Shen, 2011	9.01	8.47	0.132
Questo lavoro, 2016	8.15	8.14	0.10

Tabella 4.4: Masse trovate in letteratura

In questo caso i risultati sono alquanto inferiori ai valori pubblicati. Tuttavia si noti come  $H\beta$  e  $Mg II$  forniscano risultati praticamente uguali.

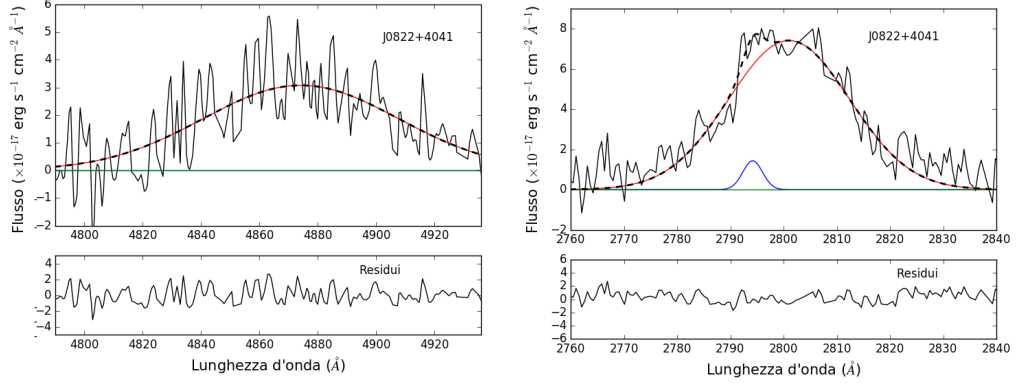


Figura 4.7: A sinistra fit di  $H\beta$ , a destra del  $Mg II$ , con i relativi residui. In rosso è indicata la componente broad.

### SDSS J084957.97+510829.0

Noto pure come QSO J0849+5108 e 3FGL J0849.9+5108 ( $g_{SDSS} = 18.84$ ). È classificato come NLS1 (Foschini et al., 2015) ed è una sorgente di raggi gamma (Abdo et al., 2010). Sono stati osservati moti superluminali, segno che possiede dei getti relativistici orientati lungo la linea di vista (D’Ammando et al., 2012). Questa galassia ha presentato, nel giugno 2011, un brillamento gamma, che ha portato la luminosità a  $10^{48}$  erg  $s^{-1}$ . L’emissione gamma accomuna le NLS1 alla categoria dei blazar, che comprende anche i FSRQ. La pendenza degli spettri radio delle F-NLS1 (Flat-spectrum radio-loud Narrow-Line Seyfert 1) è simile a quella dei FSRQ (Foschini et al., 2015). In particolare le F-NLS1 potrebbero essere la “versione” meno luminosa e più giovane dei FSRQ (Berton et al., 2016). Per queste somiglianze abbiamo incluso questo oggetto e il successivo nel nostro campione.

Autore	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Shen, 2008	7.77	7.93		
Shen, 2011	7.99	7.95	0.30	
Järvelä, 2015	7.42			
Foschini, 2011	7.56		0.47	
Foschini, 2015	7.51		0.09	44.6
Paliya, 2016	7.74			44.0
Questo lavoro, 2016	7.37	7.43	0.13	44.57

Tabella 4.5: Masse trovate in letteratura

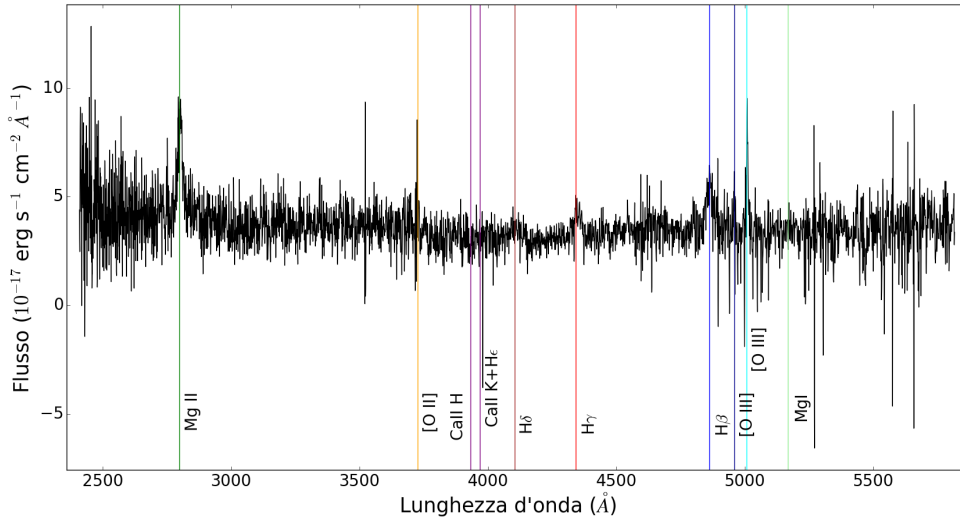


Figura 4.8: Spettro originale di QSO J0849+5108, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

I nostri valori sono poco inferiori a quelli noti, come si vede nella tabella 4.5.

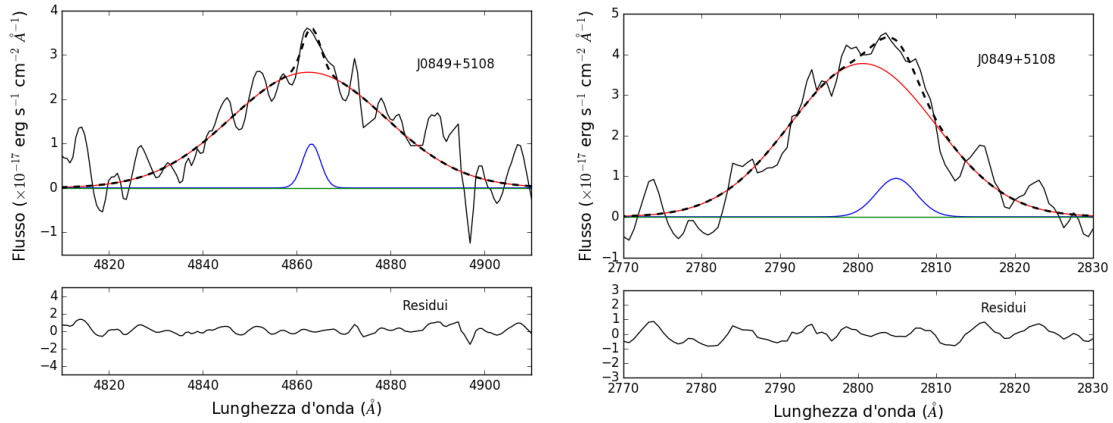


Figura 4.9: A sinistra fit di  $H\beta$ , a destra del Mg II, con i residui. In rosso è indicata la componente broad.

### SDSS J094857.31+002225.4

Associato al QSO PMN J0948+0022 (3FGL J0948.8+0021), è anch'esso classificato come NLS1 ( $g_{SDSS} = 18.59$ ). È stato il primo oggetto di questa classe

a essere rilevato alle alte energie dei raggi gamma ( $E > 100$  MeV), a causa di un getto relativistico (Abdo et al., 2009). Nel luglio 2010 si è verificato un outburst, che ha aumentato la luminosità dell'oggetto fino a  $10^{48}$  erg s $^{-1}$  (Foschini et al., 2011). In questo oggetto la differenza tra la massa trovata con il Mg II differisce maggiormente da quella con  $H\beta$ , tuttavia quest'ultima è molto vicina a quella trovata da Foschini et al., (2015) in cui è stato usato il medesimo procedimento. I risultati sono presentati nella tabella 4.6.

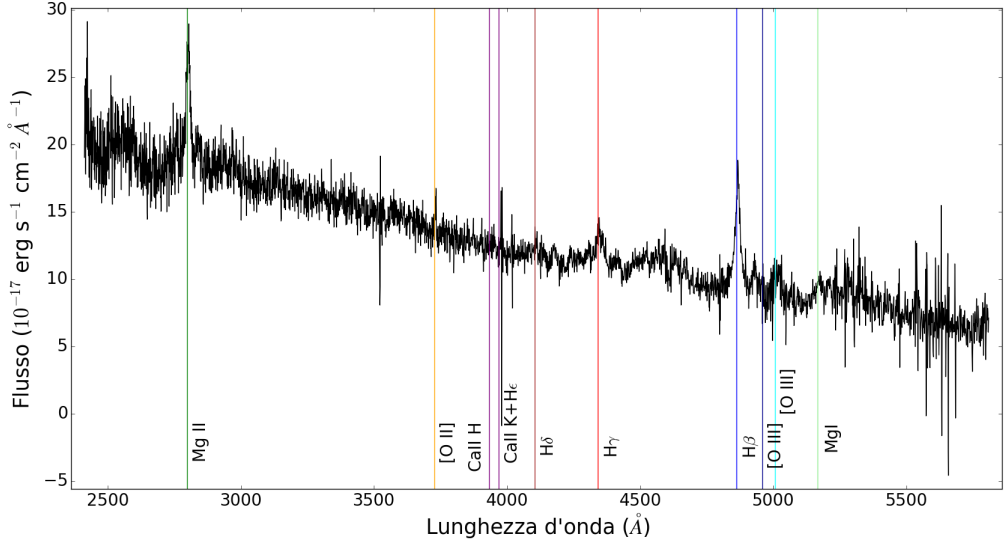


Figura 4.10: Spettro originale di PMN J0948+0022, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Shen, 2008	8.21	8.49		
Shen, 2011	7.78	8.63	1.26	
Calderone, 2013	9.1		0.01	
Ghisellini, 2014	7.46	7.73		
Järvelä, 2015	7.5			
Foschini, 2015	7.88		0.12	45.07
Questo lavoro, 2016	7.96	7.61	0.11	45.10

Tabella 4.6: Masse trovate in letteratura

La massa trovata con la  $\sigma$  è conforme alla media e in buon accordo con le masse note.

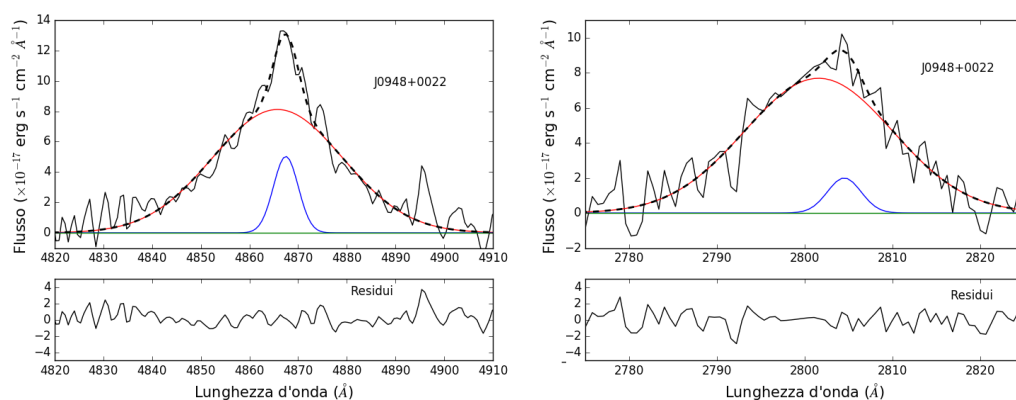


Figura 4.11: A sinistra fit di  $H\beta$ , a destra del  $Mg II$ , con i residui. In rosso è indicata la componente broad.

### SDSS J105829.60+013358.7

In alcuni database (SIMBAD, NED) è classificato come BL Lac. È conosciuto anche come 4C 01.28 (3FGL J1058.5+0133). Per questo oggetto abbiamo trovato la massa più grande, oltre  $6 \times 10^8 M_{\odot}$ , con il  $Mg II$ , maggiore di quella trovata in letteratura (tabella 4.7). È anche quello più lontano del nostro campione ( $z \sim 0.9$ ), tanto che nello spettro è visibile la riga  $C III] \lambda 1909$ . In questo spettro  $H\beta$  è molto disturbata dagli spikes e dal rumore, di conseguenza il suo fit non è risultato soddisfacente (figura 4.12).

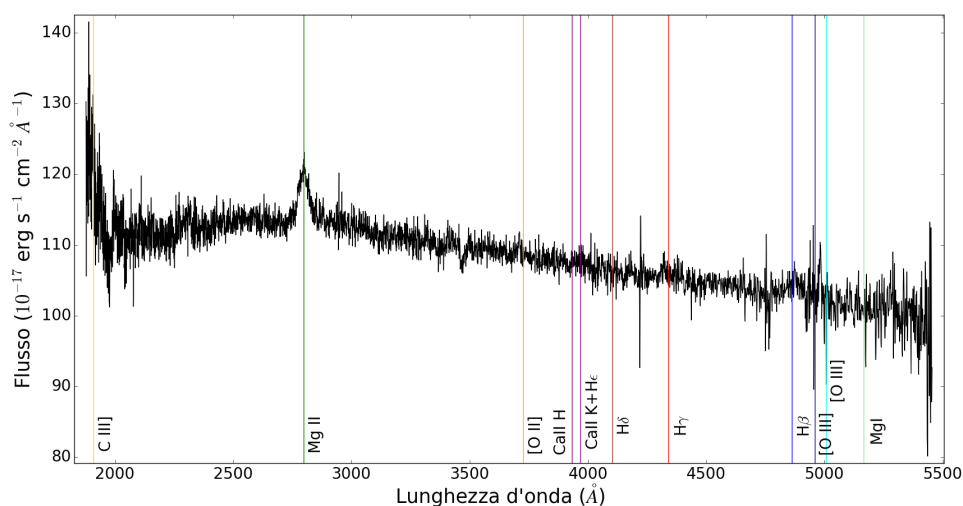


Figura 4.12: Spettro originale di 4C 01.28, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

<b>Autore</b>	$\log[M(MgII)]$	$\log(L_{disk})$
Ghisellini, 2014	8.37	45.51
Questo lavoro, 2016	8.80	45.64

Tabella 4.7: Masse trovate in letteratura

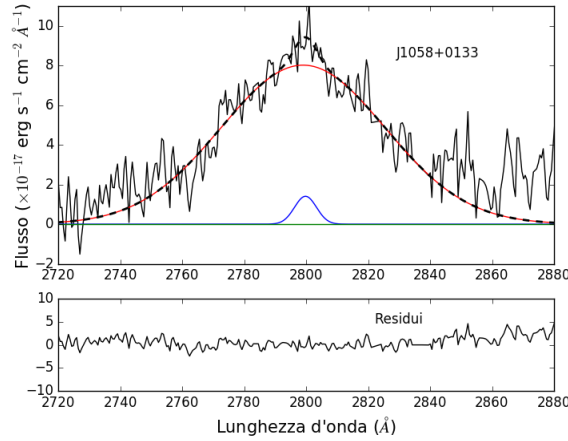


Figura 4.13: Fit del Mg II con il residuo. In rosso è indicata la componente broad.

### SDSS J115931.83+291443.8

Conosciuto anche come 4C 29.45 (3FGL J1159.5+2914), è stato scoperto negli anni '60. È catalogato come sorgente radio nel 4° catalogo di Cambridge. Si tratta di un OVV, in quanto presenta variazioni di luminosità fino a 6 magnitudini (Fan et al., 2006). Al massimo ha raggiunto la  $m_V=14.4$ , che a  $z=0.724$  corrisponde a  $M_V=-28.8$ , rendendolo uno dei blazar intrinsecamente più brillanti. È anche una sorgente  $\gamma$  (Ghisellini & Tavecchio, 2015).

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Shen, 2011	9.03	9.23	0.437	
Ghisellini, 2014	8.14	8.61		45.56
Questo lavoro, 2016	8.30	8.31	0.14	45.54

Tabella 4.8: Masse trovate in letteratura

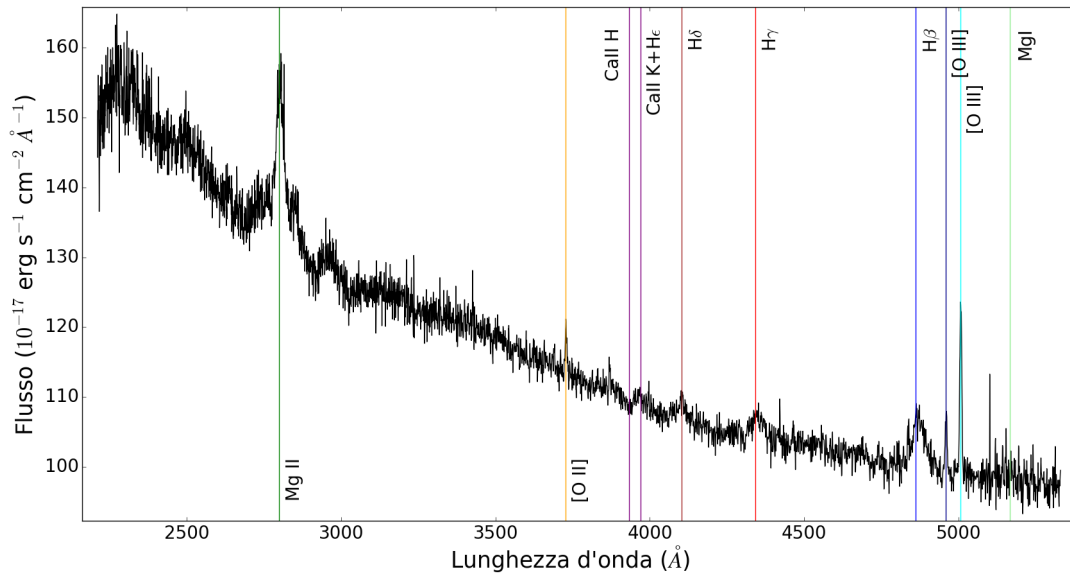


Figura 4.14: Spettro originale di 4C 29.45, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

I risultati sono presentati nella tabella 4.8.

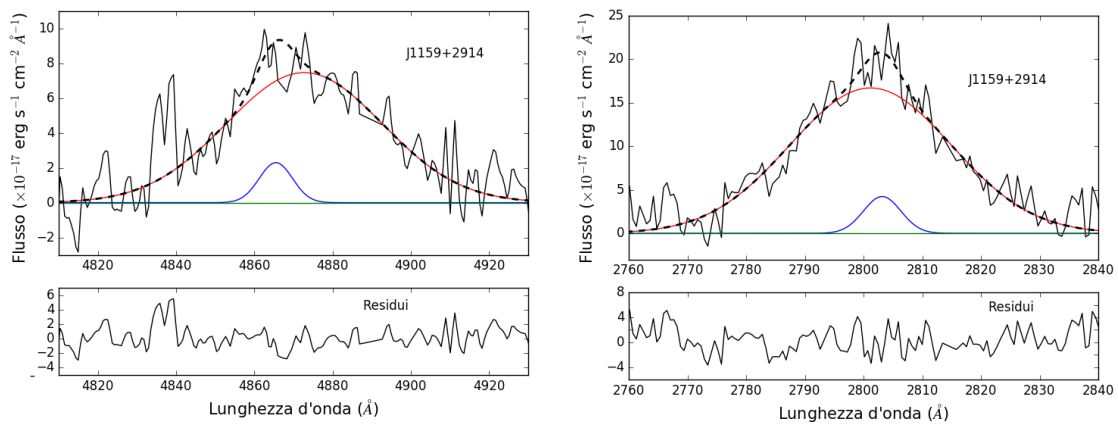


Figura 4.15: A sinistra fit di  $H\beta$ , a destra del  $Mg II$ , con i residui. In rosso è indicata la componente broad.

**SDSS J120951.76+181006.8**

3FGL J1209.8+1810,  $g_{SDSS} = 18.86$ . Non abbiamo trovato informazioni rilevanti su questo oggetto. Nello spettro (figura 4.16) si vede una forte emissione di Ferro a sinistra del Mg II, [O III] è debole. Il rapporto delle masse trovate con i due metodi in questo caso è  $\sim 3$ .

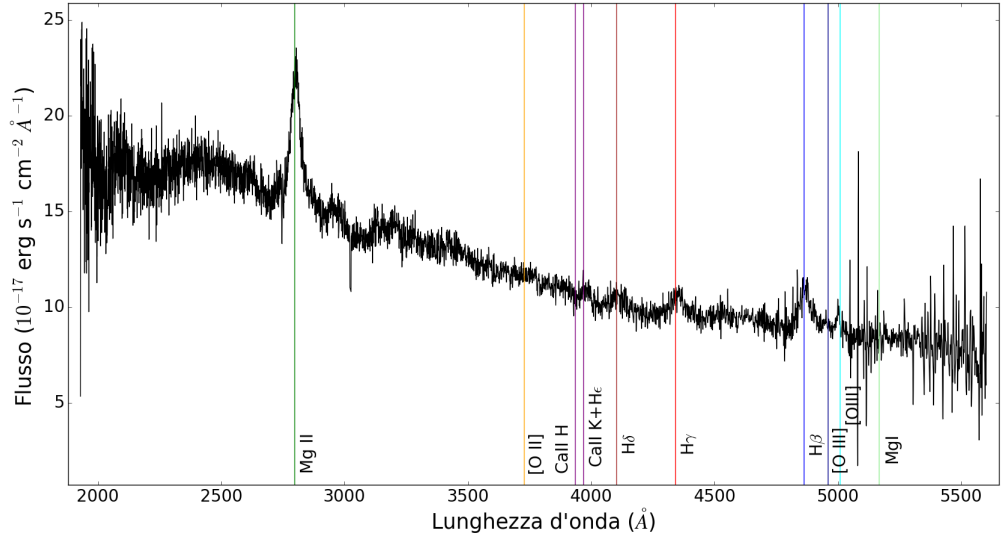


Figura 4.16: Spettro originale di 3FGL J1209.8+1810, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Shen, 2011	8.26	8.71	0.085	
Ghisellini, 2014	8.26	8.77		45.47
Questo lavoro, 2016	8.07	8.53	0.12	45.24

Tabella 4.9: Masse trovate in letteratura

Il nostro risultato è leggermente inferiore, ma comunque in buon accordo con le altre misurazioni. I risultati sono presentati nella tabella 4.9.



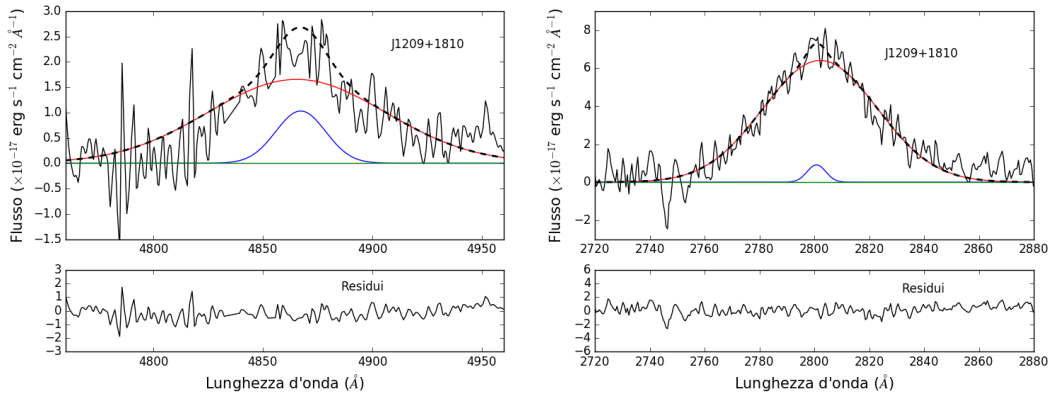


Figura 4.17: A sinistra fit di H $\beta$ , a destra del Mg II, con i residui.

### SDSS J135052.73+303453.5

3FGL J1350.8+3035,  $g_{SDSS} = 18.23$ . È stato visto in X (RX J1350.9+3034) e radio (FIRST J135052.7+303453). Dalle immagini radio ottenute dalla survey FIRST non si osservano strutture radio particolari.

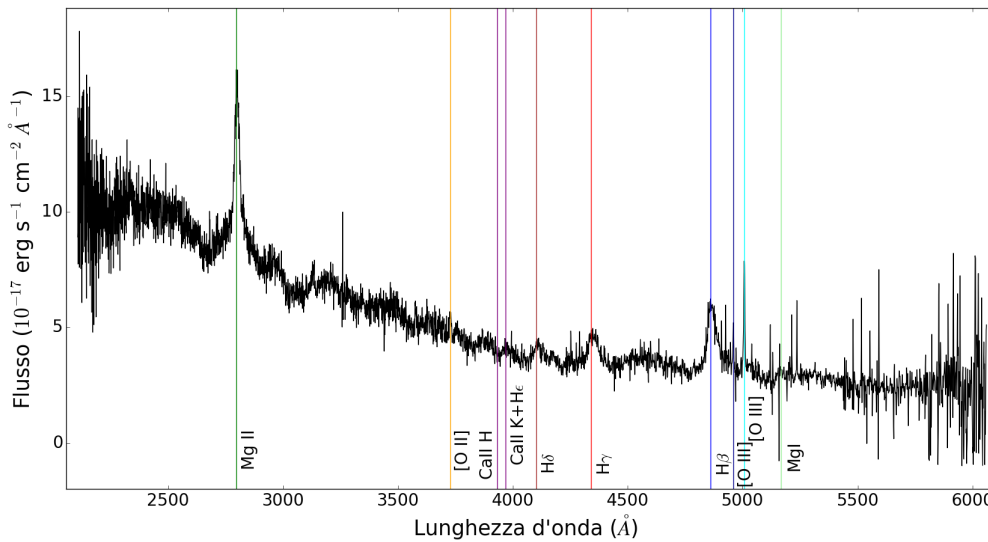
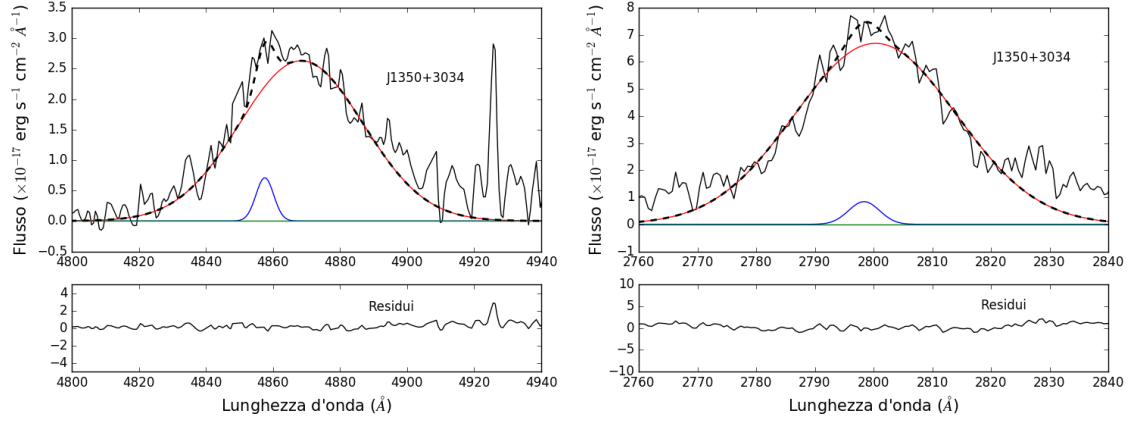


Figura 4.18: Spettro originale di 3FGL J1350.8+3035, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

Anche in questo i nostri valori sono di poco sotto quelli rinvenuti. I risultati sono presentati nella tabella 4.10.

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Shen, 2011	8.48	8.51	0.132	
Ghisellini, 2014	8.21	8.33		
Questo lavoro, 2016	7.68	7.99	0.16	

Tabella 4.10: Masse trovate in letteratura

Figura 4.19: A sinistra fit di H $\beta$ , a destra del Mg II, con i residui. In rosso è indicata la componente broad.**SDSS J163745.12+471733.7**

È chiamato anche 4C 47.44 (3FGL J1637.7+4715). Il suo spettro è quello con maggior rapporto S/N, e questo permette di individuare righe minori, come [Ne V] $\lambda$  3426, [Ne III] $\lambda$  3869 e He I $\lambda$  5876. È stata trovata una sola determinazione della massa in letteratura.

<b>Autore</b>	$\log[M(H\beta)]$	$\log[M(MgII)]$	$\epsilon_{Edd}$	$\log(L_{disk})$
Ghisellini, 2014	8.61	8.52		45.58
Questo lavoro, 2016	8.45	8.51	0.09	45.52

Tabella 4.11: Masse trovate in letteratura

La nostra determinazione è in accordo con l'unica altra trovata (tabella 4.11).

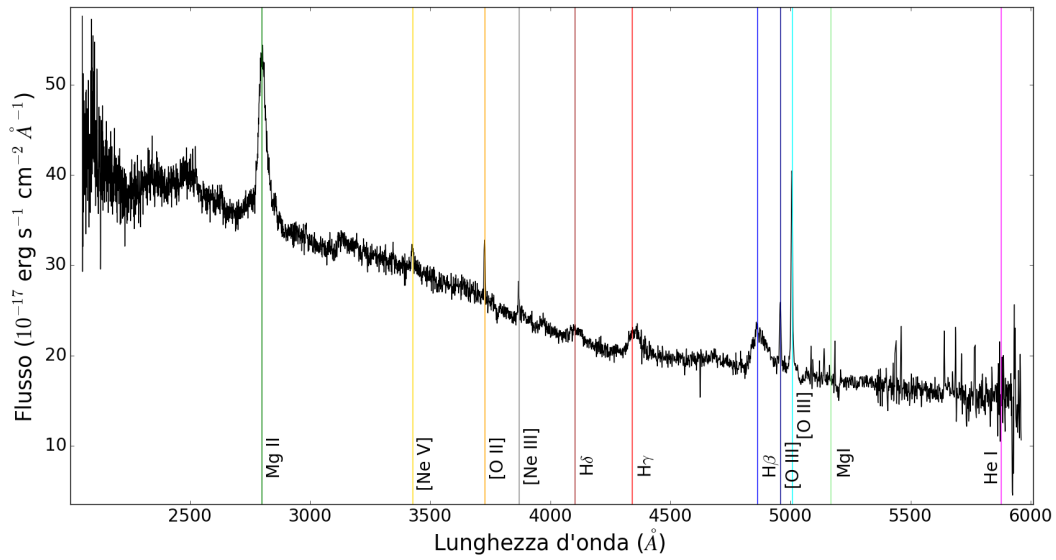


Figura 4.20: Spettro originale di 4C 47.44, corretto per redshift e con identificazione delle righe.

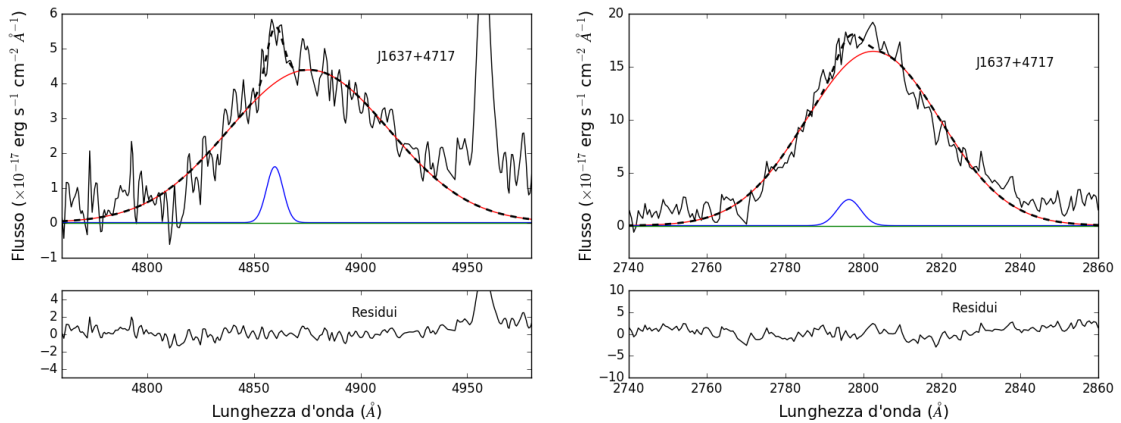


Figura 4.21: A sinistra fit di  $H\beta$ , a destra del Mg II, con i residui. In rosso è indicata la componente broad.

# Conclusioni

In questo lavoro abbiamo studiato un piccolo campione di quasar, in particolare di FSRQ, per determinare la massa del buco nero centrale. Abbiamo selezionato gli oggetti tra quelli che emettono in  $\gamma$ , X, ottico e radio, e abbiamo studiato i loro spettri presi dalla SDSS. Sugli spettri abbiamo misurato la larghezza delle righe  $H\beta$  e Mg II con due metodi diversi. I risultati ottenuti indicano che le masse trovate con la tecnica della misura della  $\sigma$  di  $H\beta$  come dispersione di velocità sono in accordo con quelle misurate con l'usuale tecnica della misura della FWHM di una riga, nel nostro caso la Mg II. I due valori si discostano per non più di un fattore 2, incertezza generalmente ben contenuta dentro gli errori strumentali o casuali. La tecnica della misura della  $\sigma$  si dimostra essere più accurata di quella della FWHM, ed è con questi oggetti a redshift intermedio che si può calibrare la relazione di scala con la Mg II, relazione che può poi essere usata in oggetti a redshift superiore e messa a confronto con i risultati ottenuti con le righe C IV e  $Ly\alpha$ . Potrebbe essere utile studiare un campione di oggetti più vasto, o comprendente altre tipologie di AGN, per verificare o meno questa relazione, eventualmente misurando la massa con altre righe e vedere rispetto a quali siano più simili. Le masse trovate sono anche confrontabili con quelle trovate in letteratura riferite ai medesimi oggetti, per quanto quelle da noi trovate risultino sistematicamente inferiori. Ciò può essere dovuto al già citato *batch fitting* per i campioni con un numero elevato di oggetti, oppure a incertezze di misura dovute a una diversa sottrazione del continuo, a un diverso fit delle righe etc. Per quanto riguarda la potenza dei getti nel radio abbiamo trovato valori in linea con quelli trovati, per esempio, da Foschini et al. (2015), che dimostra come i FSRQ da noi studiati presentino getti molto potenti, fra i più intensi negli AGN. Abbiamo infine confrontato i rapporti di Eddington e le masse trovati con quelli di altre categorie di AGN, in particolare con il campione di Foschini, 2015. In base a queste considerazioni, e visti i nostri risultati, sarà possibile in futuro usare questo nuovo metodo alternativamente a quello tradizionale per la determinazione della massa del motore centrale dei blazar e degli AGN di tipo 1 in generale.

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare Marco Berton per avermi sempre seguito e corretto le mie bozze. Questa ricerca ha fatto uso del NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), operato dal Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, sotto contratto con la National Aeronautics and Space Administration. Questa ricerca ha fatto anche uso del NASA's Astrophysics Data System, e della SDSS-III.

# Bibliografia

- Active Galactic Nuclei*, Beckmann V. & Shrader C. R., 2012, Wiley-VCH
- Abdo A.A., FERMI collaboration et al., 2009, ApJ, 699, 976A
- Abdo A.A., FERMI collaboration et al., 2010, ApJ, 716, 30A
- Abdo A.A., FERMI Collaboration et al., 2011, ApJ, 733L, 26A
- Acero F., FERMI Collaboration et al., 2015, ApJS, 218, 23A
- Albert J. et al., 2007, ApJ, 669, 862A
- Antonucci R. & Miller J.S., 1985, ApJ, 297, 621A
- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473A
- Antonucci R., 2012, A&AT, 27, 557A
- Bennert N., Falcke H. et al., 2004, arXiv:astro-ph/0404278
- Storchi-Bergmann T., 2014, arXiv 1403.5816S
- Berton M., Foschini L., Ciroi S. et al., 2015, A&A, 578, A28
- Berton M., Caccianiga A., Foschini L. et al., 2016, A&A, 591A, 98B
- Blandford R.D. & Znajek R.L., 1977, MNRAS, 179, 433B
- Blandford R.D. & Königl A., 1979, ApJ, 232, 34B
- Brotherton M.S., Vikram S., Runnoe J., 2015, MNRAS, 454, 3864B
- Calderone G., Ghisellini G., et al., 2013, MNRAS, 431, 210C
- Cattaneo A., Faber S.M., Binney J. et al., 2009, Natur, 460, 213C
- Collin S., Peterson B.M. et al., 2006, A&A, 456, 75C

- Cracco V., Ciroi S., Berton M. et al., 2016, MNRAS, 462, 1256C
- Curtis H.D., 1918, PLicO, 13, 9C
- D'Ammando F., Orienti M. et al., 2012, MNRAS, 426, 317D
- D'Ammando F. et al., 2015, MNRAS, 446, 2456
- Dawson K.S. et al., 2013, AJ, 145, 10D
- De Rosa G., Peterson B.M., Dalla Bontà E. et al., 2015, ApJ, 806, 128D
- Elitzur M. & Shlosman I., 2006, ApJ, 648L, 101E
- Fan J.H. et al., 2006, PASJ, 58, 797F
- Ferrarese L. & Merritt D., 2000, ApJ, 539, L9
- Fischer T.C., Kraemer S.B. et al., 2011, ApJ, 727, 71F
- Forman W., Giacconi R. et al., 1978, ApJS, 38, 357F
- Foschini L., Ghisellini G. et al., 2011, MNRAS, 413, 1671F
- Foschini L., 2011, RAA, 11, 1266F
- Foschini L., 2012a, RAA, 12, 359F
- Foschini L., 2012b, AIPC, 1505, 574F
- Foschini L., 2014, IJMPS, 2860188F
- Foschini L., Berton M. et al., 2015, A&A, 575, A13
- Ghisellini G., Fossati G. et al., 1998, MNRAS, 301, 451G
- Ghisellini G. & Tavecchio F., 2009, MNRAS, 397, 985
- Ghisellini G., Tavecchio F. et al., 2014, Natur, 515, 376G
- Greene J.E. & Ho L.C., 2005, ApJ, 627, 721G
- Greene J.E., Hood C.E. et al., 2010, ApJ, 723, 409
- Gunn J.E. et al., 2006, AJ, 131, 2332G
- Heckman T.M. & Best P.N., 2014, ARA&A, 52, 589H
- Heinz S. & Sunyaev R.A., 2003, MNRAS, 343L, 59H

- Järvelä E. et al., 2015, *A&A*, 573A, 76J
- Khachikian E.Y. & Weedman D.W., 1974, *ApJ*, 192, 581K
- King A., 2016, *MNRAS*, 456L, 109K
- Komatsu E., Foschini L., Ghisellini G. et al., 2011, *ApJS*, 192, 18
- Kraemer S.B., Schmitt H.R. & Crenshaw D.M., 2008, *ApJ*, 679, 1128K
- Kwan J. & Krolik J.H., 1981, *ApJ*, 250, 478K
- Lyutyi V.M. & Cherepashchuk A.M., 1972, *ATsir*, 688, 1L
- Malkan M.A. & Sargent W.L.W., 1982, *ApJ*, 254, 22M
- Pacciani L., Tavecchio F. et al., 2014, *ApJ*, 790, 45P
- Paliya V.S. et al., 2016, *ApJ*, 819, 121P
- Peterson B.M. et al., 1991, *ApJ*, 368, 119P
- Peterson B.M., Ferrarese L. et al., 2004, *ApJ*, 613, 682
- Peterson B.M., 2007, *ASPC*, 373, 3P
- Pozo-Nuñez F., Westhues C., et al., 2013, *A&A*, 552A, 1P
- Rees M.J., 1984, *ARA&A*, 22, 471R
- Richstone D.O. & Schmidt M., 1980, *ApJ*, 235, 361R
- Salpeter E.E., 1964, *ApJ*, 140, 796S
- Schmidt M., 1963, *Natur*, 197, 1040S
- Schmitt H.R., Antonucci R.R.J. et al., 2003, *ApJ*, 597, 768S
- Seyfert C.K., 1943, *ApJ*, 97, 28S
- Shaw M.S. et al., 2012, *ApJ*, 748, 49S
- Shen Y., Greene J.E. et al., 2008, *ApJ*, 680, 169S
- Shen Y., Richards G.T. et al., 2011, *ApJS*, 194, 45S
- Shen Y. & Liu X., 2012, *ApJ*, 753, 125S
- Smee S.A. et al., 2013, *AJ*, 146, 32S



Urry C. M. & Padovani P., 1995, PASP, 107, 803U

Warren S. et al., 2011, sptz.prop80114W