

**Università degli Studi di Padova**

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"

Corso di Laurea triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA

**Emissione radio nei nuclei galattici attivi:  
Narrow Line Seyfert 1 e Compact Steep Spectrum**

Laureando:

**Andrea Zamboni**

Matricola 1029386

Relatore:

**Dott. Stefano Ciroi**

Correlatore:

**Dott. Enrico Congiu**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 I Nuclei Galattici Attivi e il Modello Unificato</b>	<b>7</b>
1.1 I Nuclei Galattici Attivi . . . . .	7
1.2 Classificazione degli AGN . . . . .	9
1.3 Il Modello Unificato . . . . .	10
<b>2 Emissione radio negli AGN</b>	<b>13</b>
2.1 Emissione di sincrotrone . . . . .	13
2.2 Narrow Line Seyfert 1 e Compact Steep Spectrum . . . . .	16
2.2.1 NLS1 . . . . .	18
2.2.2 CSS/GPS . . . . .	19
<b>3 Osservazioni e selezione del campione</b>	<b>23</b>
3.1 Il radiotelescopio Murchison Widefield Array . . . . .	23
3.2 La survey GLEAM . . . . .	26
3.3 Selezione del campione . . . . .	27
<b>4 Analisi dei dati e risultati</b>	<b>33</b>
4.1 Fit dello spettro radio . . . . .	33
4.2 Risultati . . . . .	34
<b>Conclusioni</b>	<b>41</b>
<b>A</b>	<b>43</b>



# Introduzione

I nuclei galattici attivi (AGN) sono una classe di sorgenti extragalattiche distanti e molto potenti e costituiscono un importante oggetto di studio per gli astronomi, sia in ambito astrofisico sia cosmologico. In questi oggetti l'energia viene prodotta dal processo di accrescimento di un buco nero supermassiccio che emette in un vastissimo range di frequenze. A seconda del tipo di emissione si distinguono molte classi diverse di AGN, anche se negli ultimi anni è in corso il tentativo di unificare alcune di quelle classi che ancora non sono adeguatamente descritte dal modello unificato. In questa tesi ho preso in considerazione la parte radio dell'emissione degli AGN, in particolare ho considerato due classi che già diversi autori hanno ipotizzato possano essere versioni diverse della stessa tipologia di sorgente: le *Narrow Line Seyfert 1* (NLS1) e le *Compact Steep Spectrum* (CSS). Ho utilizzato due cataloghi di NLS1 (Berton et al., 2018; Chen et al., 2018) e ho cercato di ricostruirne lo spettro radio da 72 MHz a 231 MHz grazie ai dati presi della survey GLEAM, effettuata col radiotelescopio MWA. Lo scopo è quello di verificare se le NLS1 di questi cataloghi alle basse frequenze radio mostrano una forma dello spettro concava, tipica delle CSS, e in tal caso verificare se possano essere classificate in entrambi i modi, in accordo con questo tentativo di unificazione.

Nel capitolo 1 definisco gli AGN e le loro componenti con qualche cenno storico, andando poi a parlare della loro classificazione e della teoria che sta alla base del modello unificato. Nel capitolo 2 parlo dell'emissione radio negli AGN, dovuta principalmente al processo di sincrotrone delle particelle soggette al campo magnetico del buco nero centrale, e definisco le classi delle NLS1 e delle CSS. Nel capitolo 3 espongo gli strumenti di cui mi sono servito in questo lavoro, cioè la survey GLEAM e il telescopio con cui è stata implementata, l'MWA. In seguito parlo del processo di selezione che mi ha portato ad ottenere un campione di 5 NLS1 per lo studio dello spettro radio. Nel capitolo 4 espongo come ho eseguito il fit dello spettro radio di ogni sorgente basato su due diverse leggi di potenza e i risultati ottenuti. Infine in appendice ci sono le tabelle con le misure di densità di flusso delle sorgenti con cui ho ricostruito gli spettri.



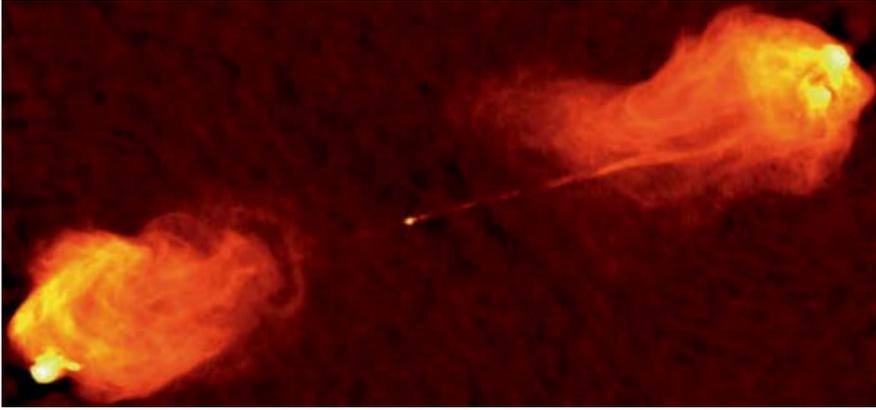
# Capitolo 1

## I Nuclei Galattici Attivi e il Modello Unificato

### 1.1 I Nuclei Galattici Attivi

I nuclei galattici attivi (AGN) sono una classe di potenti sorgenti extragalattiche la cui natura venne identificata solo a partire dalla metà del secolo scorso. Per primo Carl Seyfert studiò lo spettro di sei galassie che presentavano righe di emissione ad alta eccitazione sovrapposte alle normali righe di emissione stellare (Seyfert, 1943). Inizialmente venne formulata l'ipotesi che i dati osservati fossero il risultato di una grande mole di stelle, ma in seguito si osservò che la concentrazione di emissione entro 100 pc dal centro delle galassie richiedeva una massa di almeno  $10^8 M_{\odot}$  (Woltjer, 1959). Si pensò quindi che in queste zone risiedessero oggetti di massa enorme e che la loro emissione fosse dovuta a processi di accrescimento da un disco di gas circostante (Hoyle & Fowler, 1963). Un anno dopo ci fu l'intuizione che nel centro di queste galassie potessero risiedere dei buchi neri (Salpeter, 1964). L'esistenza dei buchi neri, ritenuta solo una teorica possibilità della Relatività Generale, venne approvata sempre di più dalla comunità scientifica proprio per spiegare fenomeni come gli AGN. La presenza di un buco nero al loro interno era consistente con le proprietà osservative ancora senza una comprensione esauriente: la grande quantità di energia rilasciata dovuta al fenomeno di accrescimento, la piccola dimensione delle sorgenti e la breve periodicità di variazione dell'emissione degli AGN.

**Caratteristiche osservative** La caratteristica principale che gli astronomi notarono nelle prime osservazioni degli AGN, intorno alla metà del secolo scorso, è la presenza di righe di emissione, di cui alcune più larghe di altre, posizionate a lunghezze d'onda che non sembravano corrispondere a quelle di specie atomiche note. Solo negli anni '60 gli AGN vennero descritti come oggetti distanti e luminosi, alimentati da un buco nero supermassiccio in fase di accrescimento. Oggi sappiamo che queste non sono altro che righe di specie atomiche note ma spostate per effetto del redshift a causa della loro distanza, la loro larghezza è causata dall'effetto Doppler dovuto all'alta velocità con cui le nubi si muovono nel forte campo gravitazionale del buco nero, infine l'estrema luminosità è conseguenza del processo di accrescimento del buco nero, che genera una forte emissione. Mentre le righe larghe sono presenti solo in alcuni oggetti, in quasi tutti gli AGN si osserva la presenza di righe proibite, sottili e non variabili, simili a quelle di emissione nebulare della nostra galassia. Già i primi studi però misero in evidenza delle differenze sostanziali con questo tipo di emissione (Osterbrock, 1989). Innanzitutto le



**Figura 1.1:** Immagine acquisita con il Very Large Array a 5 GHz della galassia di tipo FR-II Cygnus A, la più luminosa sorgente radio extragalattica (Carilli & Barthel, 1996)

righe sottili degli AGN necessitano di una radiazione ionizzante molto più estesa verso il blu rispetto a quella caratteristica della radiazione stellare, responsabile della fotoionizzazione della nebulosa galattica. Questo è confermato anche dal continuo di questo tipo di oggetti, che si presenta molto più blu rispetto a quello delle normali galassie. Il colore blu è dovuto a due fattori: dal fatto che il continuo si estende anche nell'ultravioletto (UV) e oltre e che in questa regione del continuo viene spesso osservata una struttura che venne chiamata il "big blue bump" (Richstone & Schmidt, 1980). Questa componente spettrale è un eccesso di flusso rispetto al continuo sottostante a legge di potenza e presenta una curvatura che fa pensare a origini termiche. Venne presto interpretato come la prova della presenza di un disco di accrescimento.

**Il jet** Nel 1918 per la prima volta Heber Curtis notò la presenza di un raggio uscente dalla nebulosa M87 che sembra risalire verso il suo nucleo (Curtis, 1918), il primo esempio documentato di jet in un AGN. Non c'erano molti esempi di queste strutture bipolari altamente collimate fino all'avvento dell'interferometria radio, dopo la Seconda Guerra Mondiale. Ora sono state istituite molte sottoclassi di AGN anche in base alla presenza o meno del jet. La fisica che ne sta alla base resta un mistero sotto molti aspetti ed è uno dei temi fondamentali dell'astrofisica moderna.

**Raggi x** Nello stesso periodo in cui si formulava il primo modello degli AGN fu scoperta da Giacconi la prima sorgente celeste di raggi X, detta Scorpius X-1. Fu subito chiaro che questi erano spesso associati a sorgenti compatte, alimentate dall'accrescimento in stelle binarie galattiche. Una volta accettata la presenza di forti potenziali gravitazionali dovuti ai buchi neri in accrescimento, l'emissione di raggi X negli AGN sembrò naturale. Per avere delle evidenti conferme bisognerà aspettare il lancio del satellite Uhuru nel 1970, che catalogò una dozzina di AGN emettitori in questo range (Forman et al., 1978). Il lancio di nuovi satelliti e la maggiore qualità delle osservazioni portarono a caratterizzare gli AGN come una classe di sorgenti di raggi X e all'osservazione, per la prima volta in sorgenti extragalattiche, della riga di emissione del ferro  $K_{\alpha}$ . Il più grande passo avanti si ebbe col satellite Einstein che permise finalmente, grazie alla sua sensibilità, di separare nettamente le sorgenti dal fondo cosmico. Fu chiaro come questa emissione fosse una proprietà comune a differenti sottoclassi di AGN e come componesse una parte significativa della loro emissione bolometrica (5-40%) (Carleton et al., 1987). Venne inoltre scoperta una rapida variabilità, cosa che portò a pensare

che i raggi X fossero generati molto vicino al nucleo attivo (Pounds et al., 1986). Per questi motivi lo studio di questa emissione offre importanti opportunità per comprendere le zone centrali degli AGN, l'ambiente circostante al buco nero e il processo di accrescimento che lo alimenta. Le osservazioni permettono inoltre di indagare la fisica fondamentale dei buchi neri, come lo studio del momento angolare intrinseco (Reynolds, 2009).

**Raggi  $\gamma$**  L'impatto dei raggi  $\gamma$  nello studio degli AGN avvenne più tardi rispetto ai raggi X. I fotoni  $\gamma$  sono inferiori in numero rispetto ai fotoni emessi a più basse energie, anche se, in alcuni AGN, la maggior parte dell'energia è emessa proprio in questa banda. Fra tutta la popolazione solo gli AGN *radio-loud*, che ne comprendono circa il 5% (Beckmann & Shrader, 2012), sono efficienti emettitori a questa frequenza. E' importante notare che generalmente si considerano raggi  $\gamma$  fotoni di energia superiore ai 100 keV, mentre negli AGN sono stati misurati anche fotoni con energie dell'ordine del TeV. Inoltre questa emissione è variabile, con tempi-scala minori di un giorno. La loro prima misura in un AGN avvenne su 3C 273 (Swanenburg et al., 1978), ma ci vollero quasi 15 anni prima di ulteriori rilevamenti anche in altre sorgenti. In particolare i BL Lacertae e i Flat Spectrum Radio Quasar (conosciuti collettivamente come blazar) costituiscono l'intero campione di oggetti il cui spettro è dominato da raggi  $\gamma$ . Solo recentemente è stata rilevata emissione gamma da una terza classe di AGN, le narrow-line Seyfert 1 (Abdo et al., 2009). Oggi si pensa che questa radiazione sia prodotta dalla stessa popolazione di elettroni responsabili dell'emissione di sincrotrone (Beckmann & Shrader, 2012). Negli ultimi anni questo studio si è ampliato enormemente: il Fermi Gamma-Ray Space Telescope ha catalogato circa 900 AGN in questo range di frequenze.

## 1.2 Classificazione degli AGN

Gli AGN comprendono una vasta classe di oggetti che includono una grande varietà di sottotipi, coprendo un numeroso spazio di parametri. Inizialmente il fenomeno degli AGN fu definito basandosi su caratteristiche osservative: si presentavano come galassie con righe di emissione che, a causa della loro distanza, dovevano essere estremamente luminose. Doveva esserci qualcosa nel loro centro che le distingueva dalle galassie non attive. Negli anni '60, grazie all'avvento di potenti radiotelescopi, si scoprì una forte sorgente di emissione radio in oggetti che sembravano prima puntiformi: da qui il nome *quasar* (quasi stellar objects). Ad oggi sono state osservate una serie di differenti caratteristiche che hanno portato ad una variegata classificazione. La classe più comune di AGN è quella delle *galassie di Seyfert*, osservate nell'universo locale. Grazie alla loro relativa vicinanza sono la classe di cui abbiamo la migliore qualità di spettri e immagini e sono i primi AGN ad essere stati rilevati. Queste galassie sono classificate in base alle loro proprietà ottiche, quali la presenza di righe di emissione prodotte da gas altamente ionizzato, e in alcuni casi un forte continuo non termico nel blu. In particolare si distinguono due sottoclassi: le Seyfert 1 e le Seyfert 2. Le Seyfert 1 sono caratterizzate dalla presenza di righe permesse e proibite con larghezze significativamente diverse. Mentre le righe proibite di ioni quali ad esempio [O II], [O III], [N II] e [Ne III] hanno una larghezza tipicamente inferiore ai  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , le righe permesse (in particolare quelle della serie di Balmer dell'idrogeno) mostrano una componente larga che può superare i  $10000 \text{ km s}^{-1}$  (Beckmann & Shrader, 2012). Nelle Seyfert 2 invece, tutte le righe hanno una larghezza simile, tipicamente minore di  $1000 \text{ km s}^{-1}$ . Inoltre gli AGN di tipo 1 mostrano un forte riga di Fe II a  $4570 \text{ \AA}$  e diverse altre righe del ferro spesso fuse le une

con le altre. Fra queste due sottoclassi sono state osservate sorgenti con caratteristiche intermedie, le Seyfert 1.2, 1.5, 1.8 e 1.9, a seconda delle caratteristiche della serie di Balmer, in particolare della larghezza della riga  $H_\beta$ . Una particolare sottoclasse degli AGN di tipo 1 è rappresentata dalle *narrow line Seyfert 1*, di cui parlerò in dettaglio nel capitolo 2.

Le galassie di Seyfert hanno una controparte dallo spettro simile ma più luminosa: i quasar, osservati a distanze molto maggiori. Per separare queste due classi di AGN si considera una distinzione in magnitudine: galassie di Seyfert con magnitudine assoluta  $M_B < 23$  mag sono considerate quasar. I quasar presentano un flusso variabile nel continuo, larghe righe di emissione e una forte componente UV: appaiono infatti molto più blu delle normali galassie (presentano il *big blue bump*), caratteristica che non può essere originata dalla luce stellare della galassia ospite. I quasar sono la classe più luminosa di AGN e fra gli oggetti più lontani che riusciamo a osservare. L'AGN più distante classificato finora si trova a redshift  $z = 7.085$ , circa 800 milioni di anni dopo il Big Bang.

Gli AGN sono anche tra i principali emettitori a lunghezze d'onda radio. Alcuni di loro sono caratterizzati da un'emissione radio estesa, le cosiddette radio-galassie. Questa caratteristica è alla base della classificazione di *Fanaroff-Riley* (FR), che divide le sorgenti in due sottoclassi: gli oggetti FR-I, che presentano un'emissione radio compatta uscente dalle vicinanze del nucleo, e gli FR-II, sorgenti di alta luminosità in cui l'emissione è dominata dai lobi radio che emettono principalmente dalle loro estremità (Fig. 1.1). In questa classe di oggetti si nota inoltre la presenza di un'emissione fortemente collimata che unisce il nucleo radio alle regioni più estese, che non è nient'altro che un jet relativistico. Più in generale gli AGN si possono classificare in base alla loro emissione radio anche a prescindere della presenza di un'emissione estesa: *radio-loud* (RL) se presentano forte emissione radio, altrimenti *radio-quiet* (RQ). In particolare la *radio loudness* (R) è definita dal rapporto fra il flusso radio a 5 GHz e quello ottico nella banda B (Kellermann et al., 1989):  $R = \frac{S_{5GHz}}{S_{B-band}}$ . Se  $R > 10$  la sorgente è definita radio-loud (RL), in caso contrario è radio-quiet (RQ). All'interno della sottoclasse RL si distribuiscono diverse tipologie di sorgenti che differiscono per la forma dello spettro radio: si osservano quasar con spettro radio piatto (FSRQ, *Flat Spectrum Radio Quasar*), spesso ritenuti una sottoclasse dei *blazar*, o crescente verso basse frequenze (SSRQ, *Steep Radio Spectrum Quasar*), dominate dai lobi di emissione radio. Un'ulteriore sottoclasse peculiare presenta invece uno spettro che picca nel range GHz: i GPS (*GigaHertz Peaked Spectrum*, O'Dea (1998)). Infine una sottoclasse particolare è quella dei *blazar*: sorgenti dominate da una forte emissione di sincrotrone nella maggior parte dello spettro elettromagnetico e caratterizzati da un'intensa variabilità. I blazars si suddividono in *FSRQ* e *BL Lac*, la cui distinzione si basa sulla presenza delle righe di emissione: i BL Lac hanno righe di emissione assenti o molto deboli. Uno schema riassuntivo delle varie sottoclassi e delle loro caratteristiche osservative è visibile nella tabella 1.1.

### 1.3 Il Modello Unificato

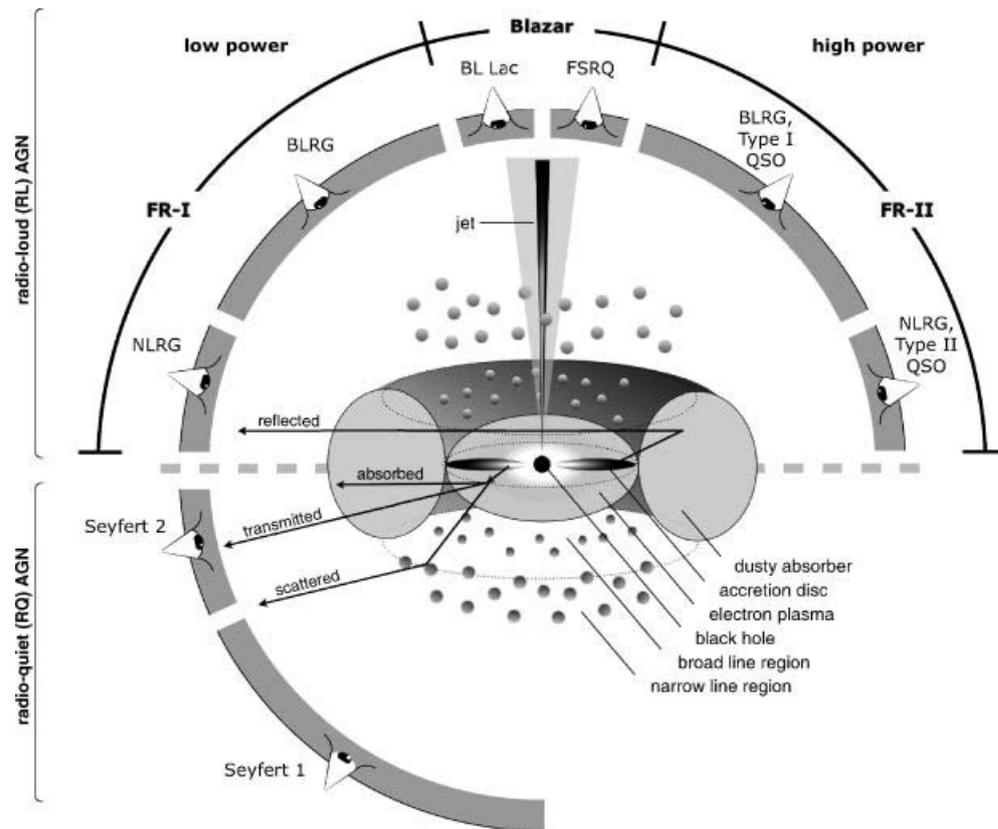
Viene naturale chiedersi se questa tutte queste sottoclassi dalle caratteristiche così varie possano essere spiegate con un unico modello, o se sono intrinsecamente diverse. Una volta appurato che le Seyfert fossero fondamentalmente galassie ospitanti un debole quasar, il primo passo fu il tentativo di unificarle con le sorgenti radio: Rowan-Robinson (1977) assunse che l'assorbimento delle polveri fosse importante per spiegare le differenze

**Tabella 1.1:** Schema riassuntivo generale delle caratteristiche osservative delle diverse classi di AGN (Beckmann & Shradler, 2012).

Radio loud?	AGN Type	Subtype	X-ray absorbed?	Broad Balmer lines?	Narrow Balmer lines?	$FeK_{\alpha}$ ?	$\gamma$ -rays?
RL							
	Radio galaxy						
		WLRG	Yes	Yes	Yes	No	No
		BLRG	No	Yes	Yes	Yes	Few
		FR I/II	No	Some	Yes	No	No
	Quasar	Type 1	No	Yes	Yes	Yes	Some
	Quasar	Type 2	Yes	No	Yes	Yes	No
	Blazar						
		FSRQ	No	Yes	Yes	Some	Yes
		BL Lacs	No	No	No	No	Yes
RQ							
	Seyfert 1		<10%	Yes	Yes	Yes	No
	Seyfert 1.5		$\sim 30\%$	Yes	Yes	Yes	No
	Seyfert 2		> 90%	No	Yes	Yes	No
	NLS1		< 10%	Yes	Yes	Yes	Few

nell'emissione infrarossa. L'anno successivo in una conferenza a Pittsburgh sui BL Lac vennero definite le basi di un'unificazione basata sull'orientazione, modello ancora oggi ritenuto valido. Il concetto era che un AGN appare come blazars quando la linea di vista dell'osservatore è orientata lungo l'asse di simmetria dell'AGN. Allo stesso modo si propose che i quasar dominati da un core radio potessero essere unificati con i RQ quasar assumendo che i primi avessero emissione *beamed* verso l'osservatore: quindi secondo questa teoria anche i RQ quasar ospitano il jet, ma vengono visti come FSRQ solo quando questo è diretto lungo la linea di vista. Questa rappresentazione aveva però dei problemi, in particolare l'emissione estesa dei quasar RL, secondo cui la differenza con i RQ non poteva essere solo l'allineamento. Successivamente Barthel (1989) propose un modello più sofisticato, che comprendesse differenze sia in termini di orientamento che di oscuramento. Ma la visione più completa e valida ancora oggi fu data da Antonucci (1993). Secondo lo schema più semplice ci sono fondamentalmente due tipi di AGN: radio quiet e radio loud. Per ogni tipo vengono osservati diversi range di luminosità, cosa che distingue per esempio i quasar dalle Seyfert. Tutte le altre differenze possono essere spiegate da effetti di orientazione. Negli oggetti con un jet relativistico la loro classificazione è riconducibile all'orientamento dello stesso. Nei casi in cui la linea di vista coincida con l'asse del jet si hanno i blazars, ad inclinazioni maggiori si ottengono le radio-galassie.

Antonucci ipotizzò la presenza di un toro otticamente spesso che circonda la regione centrale dell'AGN di dimensione  $1 - 100$  pc. L'assorbimento da parte del toro della radiazione uscente dalle regioni centrali dell'AGN spiegherebbe l'assenza di righe di emissione larghe nel caso delle Seyfert 2 se queste sono osservate di taglio, in quanto queste sarebbero prodotte in una regione ricca di gas situata nelle vicinanze del buco nero supermassiccio (SMBH), all'interno del toro, chiamata *broad line region* (BLR). Nelle Seyfert 1 le righe sono invece visibili perché gli oggetti sono osservati quasi di



**Figura 1.2:** Rappresentazione schematica del fenomeno degli AGN dal punto di vista del modello di unificazione (Beckmann & Shrader, 2012)

faccia, quindi la regione all'interno del toro non è oscurata. Secondo questo modello la *narrow line region* (NLR) sarebbe localizzata a maggior distanza dal centro rispetto alla BLR e all'esterno del toro, dunque sempre visibile. Restava aperto il problema sulla differenza fra RL e RQ e sul perché i primi siano osservati prevalentemente nelle galassie ellittiche, mentre i secondi nelle spirale. Una revisione successiva si deve a Urry & Padovani (1995) che tentarono di unificare la sottoclasse degli AGN-RL. Ipotizzarono correlazioni di tipo evolutivo considerando che i FSRQ potessero evolversi nei BL Lac, con un crescendo del grado di *beaming* del continuo. In altre parole non è ancora chiaro che cosa porti il core a produrre il jet. Recenti studi hanno mostrato emissione di raggi  $\gamma$  anche da sorgenti RQ, cosa che porta a pensare che anche in questa classe di sorgenti sia presente il jet (Foschini et al., 2017). Osservazioni più profonde portano ad assottigliare il divario fra RL e RQ, rendendo questa distinzione più labile che in passato. Uno schema del modello di unificazione è rappresentato in figura 1.2.

## Capitolo 2

# Emissione radio negli AGN

### 2.1 Emissione di sincrotrone

Gli AGN hanno uno spettro molto esteso su un grandissimo range di frequenze. In particolare in questa tesi mi sono focalizzato sulle proprietà dell'emissione del dominio radio, associata alla presenza di un jet lanciato nelle regioni centrali, vicine al nucleo attivo. La natura dei jet non è ancora del tutto chiara, ma si pensa che sia una struttura composta da un plasma elettronico accelerato dal campo magnetico nelle vicinanze del buco nero (Beckmann & Shrader, 2012). Questi jet si estendono per centinaia di kpc mantenendo alto il loro grado di collimazione e rappresentano la parte prominente dell'emissione nelle frequenze radio. I jet sono presenti in circa il 10% degli AGN (Padovani, 2011), normalmente i RL, mentre al contrario i RQ generalmente sono associati alla mancanza del jet. Ultimamente questa teoria si sta indebolendo in quanto si stanno trovando sempre più eccezioni e ci sono proposte di una classificazione *jetted* e *non jetted* piuttosto che RL e RQ (Padovani, 2017).

All'origine dell'emissione radio negli AGN c'è il processo di sincrotrone, che si presenta quando particelle cariche vengono accelerate da un campo magnetico. Una particella carica in moto in un campo magnetico, con una velocità non parallela allo stesso, è accelerata da una forza perpendicolare alla direzione del moto, la forza di Lorentz. La prima volta in cui venne rilevata questo tipo di emissione fu nel 1947 in un acceleratore di sincrotrone, mentre fu osservata in una sorgente astrofisica solo 10 anni dopo, in M87 (Burbidge, 1956). Una particella carica che attraversa un campo magnetico uniforme e statico è soggetta alla forza:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{Ze}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

Il modulo della velocità  $v$  (e di conseguenza il fattore di Lorentz  $\gamma$ ) restano costanti in quanto la forza esercitata dal campo è perpendicolare alla direzione del moto della particella. L'accelerazione è inoltre perpendicolare anche al campo magnetico, quindi la velocità parallela alla direzione del campo rimarrà costante. Ne consegue che se  $v$  e  $v_{\parallel}$  sono costanti lo sarà anche la componente perpendicolare ( $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$ ). Questo significa che la particella viaggia con velocità costante nella direzione del campo magnetico descrivendo orbite circolari di raggio  $R_g$  e angolo di attacco  $\beta$  rispetto al campo magnetico  $\vec{B}$  costanti (fig. 2.1). Il raggio dell'orbita circolare è detto giroraggio  $R_g$  e

---

<sup>0</sup>Per questa sezione ho preso come riferimento il testo "Active Galactic Nuclei" (Beckmann Shrader, 2012)

permette di definire la cosiddetta frequenza di Larmor o girofrequenza  $\nu_g$ .

$$R_g = \frac{v_{\perp} \gamma m c}{ZeB} \quad \nu_g = \frac{ZeB}{2\pi \gamma m c} \quad (2.2)$$

Per una particella che viaggia con velocità trascurabili rispetto a quelle della luce (fattore di Lorentz circa 1) la girofrequenza sarà solo funzione del modulo di B:  $\nu_g(\gamma = 1) = B \cdot 2.8 \times 10^6 \text{ Hz G}^{-1}$ . Si conclude che la luminosità totale del processo di accelerazione sarà (Rybicki & Lightman, 1986):

$$L = \frac{2Z^2 e^2}{3c^3} \gamma^4 \left[ \left( \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} \right) + \gamma^2 \left( \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

L'accelerazione della particella è perpendicolare a  $v_{\parallel}$ , e  $v_{\perp}$  può essere espressa in funzione di  $v$  e dell'angolo di attacco; assumendo poi una distribuzione isotropa delle velocità delle particelle si può integrare su tutti gli angoli ottenendo così una luminosità:

$$L = \frac{4Z^4 e^4 B^2 E^2}{9m^4 c^7}$$

ove  $E$  è l'energia della particella e si assume  $v \sim c$ . Si nota che  $L$  è proporzionale a  $m^{-4}$ , perciò il processo di sincrotrone sarà più efficiente per particelle leggere, come elettroni e positroni. Questo è importante per capire quali particelle dominano il plasma che produce l'emissione. Un protone che viaggia alla stessa velocità di un elettrone, per un dato campo magnetico, avrebbe una luminosità  $3 \times 10^{-7}$  volte inferiore, perciò un jet di protoni dovrebbe essere molto più veloce di uno di elettroni per una data luminosità. Se considero un elettrone (o un positrone) posso scrivere le precedenti formule in una forma più compatta:

$$L_{e^-} = \frac{4}{3} \sigma_T \frac{v^2}{c} \gamma^2 U_B \quad (2.4)$$

ove  $\sigma_T$  è la sezione d'urto di Thomson e  $U_B$  è la densità di energia del campo magnetico.

L'emissione di sincrotrone si concentra sotto forma di fascio in un cono sottile, simmetrico rispetto al vettore direzione della particella, la cui apertura dipende dal fattore di Lorentz:  $\Phi \simeq \gamma^{-1}$ . Di conseguenza, durante il moto ciclico della particella, un osservatore vede la radiazione di sincrone solo quando il cono di emissione punta verso la sua linea di vista. Il risultato in termini osservativi è un'emissione pulsata, con frequenza delle pulsazioni minore per girofrequenze maggiori:  $\Delta t \simeq 0.5 \gamma^{-2} \omega_g^{-1}$ . La frequenza osservata sarà quindi:

$$\nu \sim \gamma^2 \nu_g \quad (2.5)$$

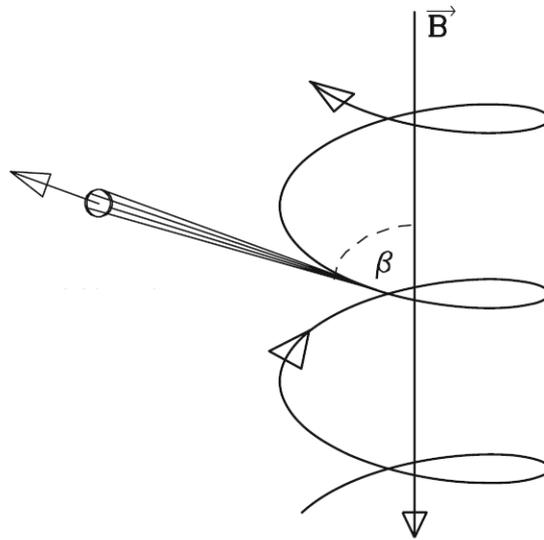
Lo spettro di emissione di una singola particella ha un picco molto pronunciato ad una frequenza  $\nu = 0.29 \nu_c$  (fig. 2.2), ove  $\nu_c$  è la frequenza critica (Rybicki & Lightman, 1986):

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \nu_g \sin \beta$$

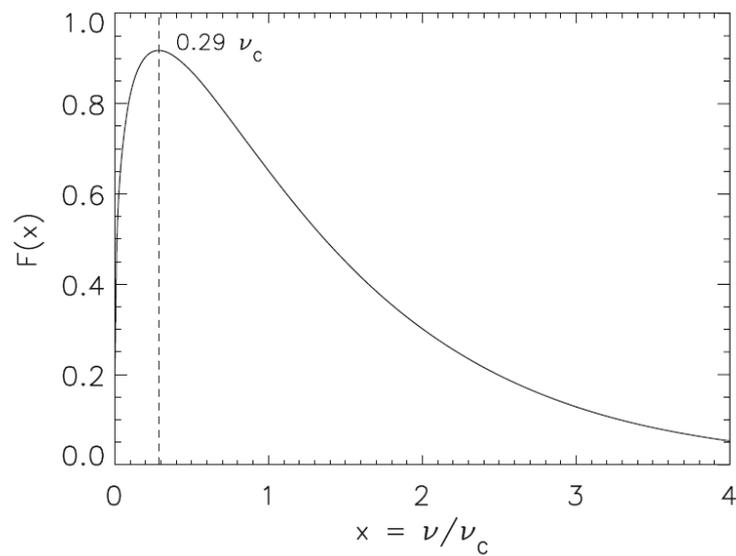
La luminosità dell'emissione di sincrotrone per unità di frequenza è espressa dalla formula:

$$L(E, \nu) = \frac{\sqrt{3} B e^3 \sin \beta}{m c^2} F(x) \quad (2.6)$$

ove  $F(x)$  è l'integrale della funzione di Bessel modificata con esponente  $\frac{5}{3}$ . L'energia del fotone emesso è quindi funzione dell'energia dell'elettrone, del modulo del campo



**Figura 2.1:** Emissione di sincrotrone di una particella con angolo di attacco  $\beta$  all'interno di un campo magnetico  $\vec{B}$  (Beckmann & Shrader, 2012).



**Figura 2.2:** Potenza totale  $F$  dell'emissione di sincrotrone di un elettrone in funzione della frequenza  $\nu$  in unità della frequenza critica  $\nu_c$  (Beckmann & Shrader, 2012).

magnetico e dell'angolo di attacco fra la direzione del moto della particella e le linee del campo magnetico.

Nel caso di sorgenti astronomiche, non si ha emissione da una singola particella ma da un grandissimo numero di esse, la cui emissione totale è la somma delle emissioni dei singoli contributi. La distribuzione di energia dell'emissione di sincrotrone dipende direttamente dalla distribuzione di energia degli elettroni, che nelle sorgenti astrofisiche spesso segue una legge di potenza:

$$n(E)dE = kE^{-p}dE \quad \epsilon(\nu) = \int_{E_1}^{E_2} L(E, \nu)n(E)dE \quad (2.7)$$

ove  $n(E)$  è la distribuzione di energia degli elettroni,  $k$  la costante di normalizzazione,  $p$  l'indice della legge di potenza e  $\epsilon(\nu)$  l'emissività totale della radiazione di sincrotrone. Considerando un plasma di elettroni otticamente sottile e in cui ogni particella ha energia compresa fra  $E_1$  e  $E_2$  ed emette tutta la radiazione di sincrotrone alla frequenza critica, si ricava l'emissività totale di sincrotrone:

$$\epsilon(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3}{2mc^2} \left( \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{p-1}{p}} k(B \sin \beta)^{\frac{p+1}{2}} \nu^{\frac{1-p}{2}} G\left(\frac{\nu}{\nu_{c1}}, \frac{\nu}{\nu_{c2}}, p\right) \quad (2.8)$$

ove  $\nu_{c1}$  e  $\nu_{c2}$  sono le frequenze critiche relative alle energie  $E_1$  e  $E_2$ . Andando a energie maggiori diminuisce il numero di elettroni (eq. 2.7) e allo stesso modo decresce anche l'emissività  $\epsilon(\nu) \propto \nu^{-\alpha_R}$ , ove si ha l'indice spettrale nella banda radio  $\alpha_R = \frac{p-1}{2}$ .

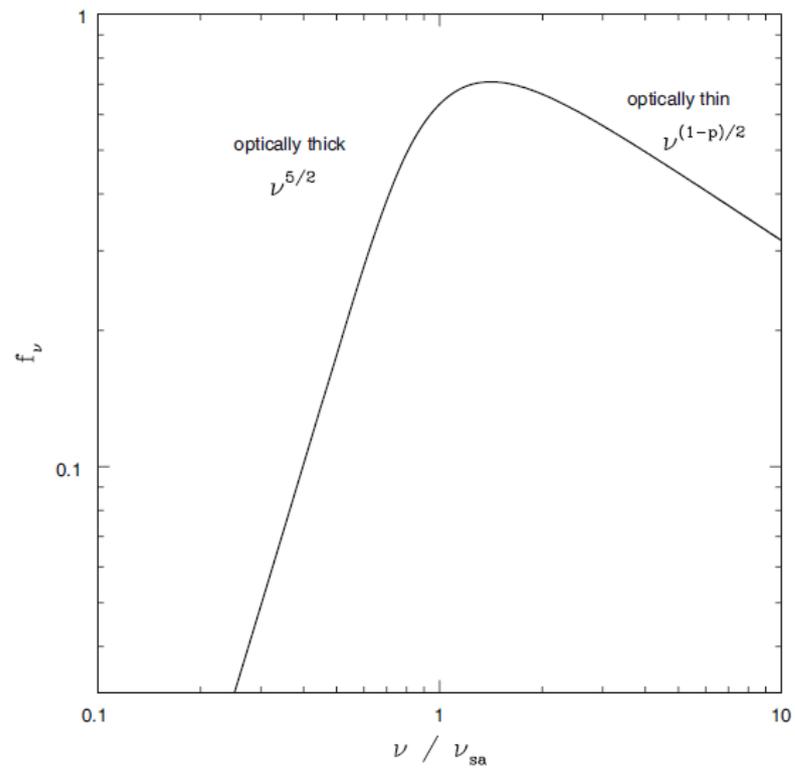
Con l'assunzione di plasma otticamente sottile, guardando l'emissione a legge di potenza ci si aspetterebbe uno spettro che cresce continuamente al diminuire della frequenza, cosa che non è osservata nella realtà, dove si osserva, solitamente, un crollo ad una certa frequenza. Negli AGN questo è dovuto principalmente ad un processo detto di autoassorbimento, che accade quando la sorgente inizia a diventare otticamente spessa alle basse frequenze e quindi inizia a riassorbire la radiazione emessa. Questo succede, di solito in sorgenti compatte. L'autoassorbimento è più efficiente quando la frequenza si avvicina alla frequenza dell'elettrone assorbente, che è proporzionale al quadrato dell'energia degli elettroni che assorbono. La probabilità di un fotone di scappare è quindi maggiore ad alte energie, dove la densità elettronica crolla. Di conseguenza sarà anche maggiore l'emissività di sincrotrone. Allo stesso tempo però questa cresce intrinsecamente al diminuire della frequenza, cosa che va a competere con l'assorbimento (Rybicki & Lightman, 1986). Il passaggio nello spettro dalla zona otticamente spessa a quella otticamente sottile (che corrisponde al picco dell'emissione) avviene alla frequenza di transizione (Marscher, 1987):

$$\nu_{sa} \propto B^{\frac{1}{5}} f^{\frac{2}{5}} (\nu_{sa}) \Phi^{-\frac{4}{5}} \quad (2.9)$$

ove  $f(\nu_{sa})$  è il flusso alla frequenza di transizione e  $\Phi^{-\frac{4}{5}}$  è la dimensione angolare osservata. Si nota che, nella zona otticamente spessa, la pendenza dello spettro non dipende dalla distribuzione degli elettroni ( $\epsilon = \nu^{\frac{5}{2}}$ ); al contrario nella zona otticamente sottile ha una legge di potenza che dipende dalla distribuzione di energia dei fotoni ( $\epsilon = \nu^{\frac{(p-1)}{2}}$ ).

## 2.2 Narrow Line Seyfert 1 e Compact Steep Spectrum

In questa tesi mi sono focalizzato in particolare sullo studio dello spettro radio di due classi di AGN: le *Narrow Line Seyfert 1* (NLS1) e le *Compact Steep Spectrum* (CSS).



**Figura 2.3:** Spettro di sincrotrone di un plasma di elettroni in un campo magnetico uniforme. Il flusso è espresso in funzione della frequenza in unità della frequenza di auto-assorbimento  $\nu_{sa}$  (Beckmann & Shrader, 2012).

Negli ultimi anni l'analisi dell'emissione radio di queste due tipologie di sorgenti ha portato a considerare l'idea che in realtà esse rappresentino la stessa classe di oggetti le cui differenze osservative sono dovute a differenti angolazioni della linea di vista, in accordo col modello di unificazione.

### 2.2.1 NLS1

Le NLS1 sono classificate basandosi sulla somiglianza con la classe delle Seyfert 1: esse mostrano infatti la presenza dei multipletti del Fe II e il rapporto  $[O\ III]/H_\beta < 3$ , dimostrando la visibilità, al contrario delle Seyfert 2, della BLR. A differenza delle Seyfert 1 però presentano righe permesse più sottili; in particolare per la classificazione si considera  $FWHM(H_\beta) < 2000\text{ km s}^{-1}$  (Osterbrock & Pogge, 1985). La larghezza ridotta delle righe viene spesso interpretata come conseguenza della minore velocità di rotazione del gas. Questo può essere spiegato dal fatto che le NLS1 hanno una massa del buco nero centrale più bassa rispetto ai corrispondenti in ordinarie Seyfert 1: le masse misurate infatti sono nel range  $10^6 - 10^8 M_\odot$ , mentre nelle ordinarie Seyfert 1 si osservano masse dell'ordine di  $10^7 - 10^9 M_\odot$  (Cracco et al., 2016). Ciononostante le luminosità bolometriche sono comparabili, perciò si conclude che le NLS1 hanno un tasso di accrescimento maggiore, cioè sono più vicine al limite di Eddington rispetto alle altre Seyfert (Boroson & Green, 1992; Sulentic et al., 2000; Collin et al., 2006). Il limite di Eddington si raggiunge quando il rapporto di Eddington  $\lambda_{Edd} = 1$ :

$$\lambda_{Edd} = \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} \quad (2.10)$$

ove  $L_{bol}$  è la luminosità bolometrica e  $L_{Edd}$  è la luminosità di Eddington:

$$L_{Edd} \simeq 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.11)$$

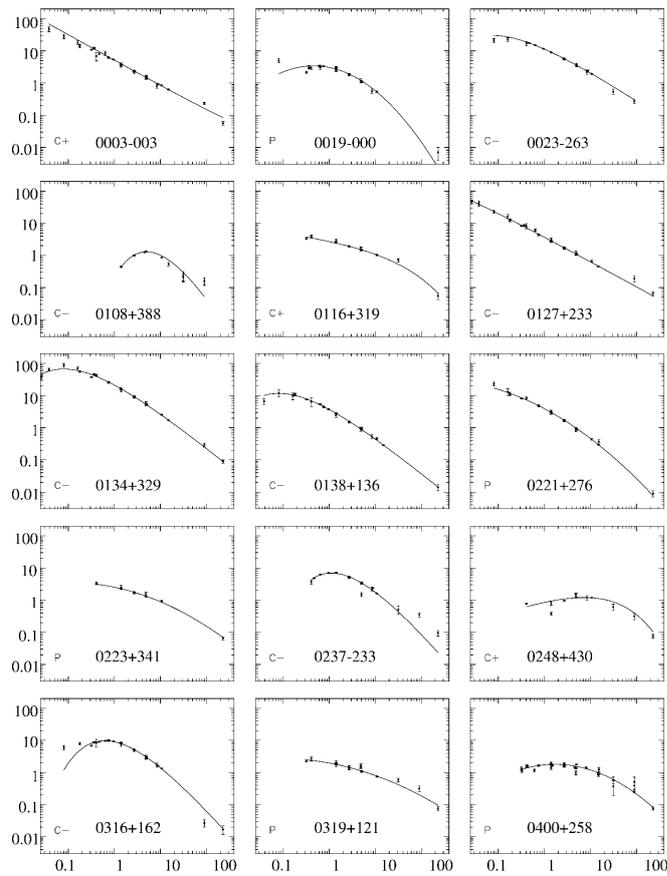
Queste caratteristiche portano a pensare che le NLS1 possano essere oggetti giovani ancora in fase di crescita e di evoluzione (Mathur, 2000), oppure sorgenti ringiovanite da una fusione recente (Mathur et al., 2012). La maggior parte delle NLS1 sono RQ (Giroletti & Panessa, 2009), mentre circa il 7% è RL (Komossa et al., 2006) e alcune di queste mostrano interessanti proprietà in comune con i blazar, come l'alta temperatura di luminosità e lo spettro piatto o invertito (Yuan et al., 2008). Questa frazione tuttavia dipende fortemente dal redshift e appare minore nell'universo vicino, pari al 3.5% (Cracco et al., 2016).

Una recente scoperta ha mostrato le NLS1 sotto una nuova luce: nel 2009 il satellite Fermi ha rilevato l'emissione di raggi  $\gamma$  da una di queste sorgenti evidenziando la presenza del jet relativistico (Abdo et al., 2009). Le osservazioni infatti mostrano la presenza di jet radio di scala simile a quella dei blazar con alte temperature di luminosità (Berton et al., 2018). Questo apre un'incertezza riguardo la fisica che sta dietro al meccanismo di produzione dei jet, andando a scontrarsi con l'idea precedente che fossero presenti solo in AGN con grandi buchi neri e bassi tassi di accrescimento. Inoltre, a dispetto della loro classificazione, l'emissione non termica e i jet sono osservati anche in una frazione di RQ-NLS1. Ci sono due possibili spiegazioni per questa contraddizione: o la *radio loudness* non è un parametro assoluto, in quanto dipende fortemente dal metodo col quale sono misurati i flussi ottico e radio (Ho & Peng, 2001), quindi una classificazione come RQ non esclude la presenza del jet, oppure perché il jet in alcune NLS1 è intermittente e la condizione di RQ solo temporanea. A volte inoltre il jet è presente, ma è debole e l'emissione non è sufficiente a rendere la galassia classificabile come RL.

### 2.2.2 CSS/GPS

Le CSS/GPS sono sorgenti compatte ( $\Phi \leq 1 - 2''$ ), potenti nel radio ( $P_{1.4GHz} > 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ ) la cui maggiore peculiarità è lo spettro di sincrotrone convesso che picca attorno ai 100 MHz per i CSS e attorno a 1 GHz per i GPS (Dalla Casa et al., 2000). Oltre il picco lo spettro è ripido alle alte frequenze radio, con un indice spettrale tipico  $\alpha = 0.7$  ( $S \propto \nu^{-\alpha}$ ). Le sorgenti GPS sono interamente comprese entro il raggio della NLR ( $< 1 \text{ kpc}$ ), mentre le CSS sono contenute interamente all'interno della galassia ospite ( $< 15 \text{ kpc}$ ) e rappresentano un'importante frazione delle sorgenti nei cataloghi limitati in densità di flusso, 15–30% a seconda della frequenza (Orienti, 2016). A causa della loro dimensione compatta le CSS/GPS non sono risolte in osservazioni a singola apertura, per risolvere la loro struttura radio è necessaria l'interferometria con risoluzione sotto l'arcosecondo. Si nota che in questi oggetti generalmente il core rappresenta una frazione molto piccola dell'emissione radio totale (qualche percento), indicando l'assenza di effetti di beaming (Wilkinson et al., 1994). Le analisi statistiche dei campioni di CSS/GPS mostrano un'anticorrelazione empirica fra il picco di frequenza dello spettro e la dimensione lineare (O'Dea & Baum, 1997). Il risultato è interpretato sia in termini di auto-assorbimento di sincrotrone, a causa della compattezza delle sorgenti (Orienti & Dallacasa, 2008), sia come dovuto all'assorbimento free free di un mezzo ionizzato che avvolge l'emissione radio (Tingay et al., 2015), sia da una combinazione dei due meccanismi (Orienti & Dallacasa, 2008). In generale la polarizzazione radio tende a essere bassa, mostrando in alcuni casi una rotazione di Faraday molto grande. Dalle osservazioni si distinguono 3 principali classi morfologiche: strutture simmetriche, strutture core-jet, morfologia complessa. In particolare le prime possono dividersi, a seconda della dimensione, in oggetti compatti simmetrici se più piccoli di 1 kpc (CSO) o oggetti simmetrici di dimensione media (MSO) se si estendono fino a 10–15 kpc (Fanti et al., 2001). Oggi la compattezza intrinseca di queste sorgenti viene interpretata in termini di "gioinezza": sono piccole poiché si trovano ancora ai primi stadi della loro evoluzione e potranno successivamente evolvere in FR I/II (Fanti et al., 1995). Uno scenario alternativo ipotizza la presenza di un mezzo altamente denso in grado di sopprimere la crescita del jet, situazione che non è però supportata dalle osservazioni che rilevano un gas di composizione simile alle FR II estese (Fanti et al., 1995). In sostanza si pensa che i GPS siano i progenitori dei CSS, i quali a loro volta evolverebbero nelle radiogalassie FR II, anche se sembra che alcuni CSS/GPS siano sorgenti di vita breve, con età fino a  $10^3 - 10^4$  anni. Come le normali radiogalassie, i CSS possono dividersi in HERG (*high-excitation radio galaxies*) e LERG (*low-excitation radio galaxies*) a seconda del loro spettro ottico, in accordo per esempio al rapporto  $[\text{O III}]/\text{H}\alpha$ . La principale differenza fra queste due classi è il meccanismo di accrescimento del buco nero, in cui le HERG mostrano un processo più efficiente (Hardcastle et al., 2007).

Un collegamento fra queste due classi è stato suggerito da diversi autori negli ultimi anni in quanto molte delle caratteristiche delle NLS1 richiamano da vicino quelle delle CSS. Innanzitutto entrambe sono considerate sorgenti giovani, le NLS1 a causa del loro buco nero poco massiccio (Berton et al., 2016) e le CSS a causa della loro compattezza (Fanti et al., 1995). In secondo luogo nelle NLS1 il jet, quando presente, interagisce con il mezzo galattico e l'emissione radio è confinata all'interno della galassia, come nelle CSS (Berton et al., 2017). Si può cercare un collegamento fra le due classi anche studiando la forma dello spettro. Le CSS infatti presentano uno spettro particolare, che crolla andando a basse frequenze a causa dell'intenso auto-assorbimento dell'emissione di sincrotrone dovuto alla compattezza della sorgente. Andando a studiare la forma del-



**Figura 2.4:** Spettri radio di sorgenti GPS e CSS. L'asse verticale è la densità di flusso in Jansky, l'asse orizzontale la frequenza in GHz (O'Dea, 1998).

lo spettro delle NLS1 si può valutare se, eventualmente, anche le NLS1 mostrano questo turnover e il crollo a basse frequenze, andando così a rinforzare l'ipotesi di unificazione.



## Capitolo 3

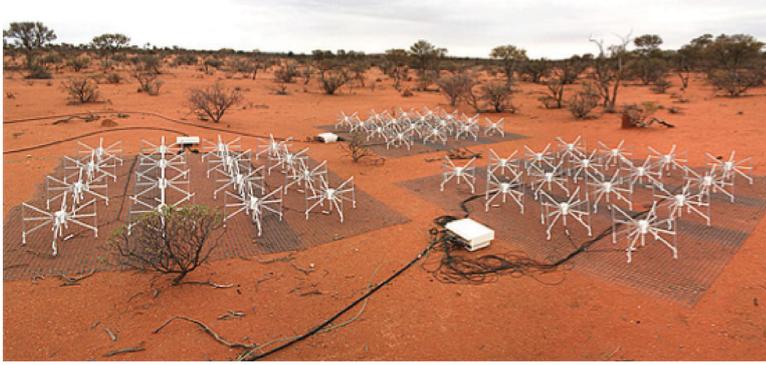
# Osservazioni e selezione del campione

In questo lavoro ho indagato la possibilità, già presa in considerazione da Berton et al. (2018), che i CSS siano la *parent population* delle NLS1 e come queste due classi di sorgenti possano far parte del modello unificato. Per fare ciò ho considerato un campione di AGN già catalogati come NLS1 e ho studiato le caratteristiche del loro spettro radio a basse frequenze. Lo scopo è quello di valutare l'eventuale presenza del turnover spettrale tipico dei CSS, così da permettere una classificazione del campione in entrambi i sensi, sia come NLS1 che come CSS. I dati degli spettri radio a basse frequenze, da 72 a 231 MHz, sono stati ricavati dalla survey GaLactic and Extragalactic All-sky MWA (GLEAM), effettuata per mezzo del telescopio Murchison Widefield Array (MWA). Le caratteristiche della survey e del telescopio sono descritte in dettaglio nella sezione 3.1 e 3.2 di questo capitolo.

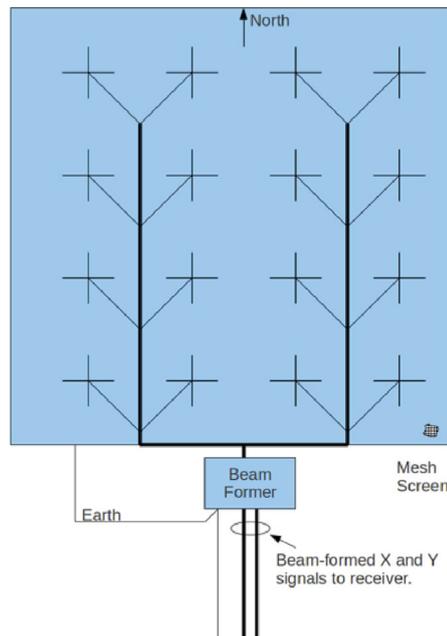
### 3.1 Il radiotelescopio Murchison Widefield Array

Il Murchison Widefield Array (MWA) fa parte di un gruppo di tre telescopi chiamati Square Kilometre Array Precursor. Questi strumenti sono dei dimostratori riconosciuti della scienza e tecnologia SKA. Due telescopi, MWA e Australian SKA Pathfinder, sono posizionati in uno dei due siti candidati nel 2006: il Murchison Radio-astronomy Observatory (MRO) nella regione Murchison, nell'ovest dell'Australia. Il terzo, MeerKAT, si trova nella regione Karoo, Sudafrica. L'MRO venne scelto come sito per l'MWA grazie al livello estremamente basso di interferenza dovuto alle onde radio prodotte dall'uomo, in particolare nella regione a più basse frequenze del range operativo del telescopio (Bowman & Rogers, 2010). L'MWA lavora a basse frequenze (da 70 a 300 MHz) con una larghezza di banda processata di 30.72 MHz per entrambe le polarizzazioni lineari. Il telescopio è composto da 128 *aperture arrays*, un insieme di piccole antenne fisse (i cosiddetti *tiles*, fig. 3.1) collegate fra loro da degli appositi ricevitori, distribuite su un'area di circa 3 km di diametro. L'MWA esplora il concetto cosiddetto "grande n e piccolo d", con un grande numero di piccoli elementi ricettori capaci di osservare un ampio campo di vista con una sensibilità relativamente alta.

I tiles sono composti da 16 antenne a dipolo a doppia polarizzazione disposte in un array su una griglia regolare 4x4, ciascuna delle quali occupa circa un metro quadro di area collettiva a 150 MHz. Il loro segnale viene combinato con un *beamformer* analogico che produce due output a banda larga che rappresentano le polarizzazioni lineari ortogonali X e Y. Le antenne sono poi organizzate in un *core* di 100 metri di diametro



**Figura 3.1:** Tiles e beamformer (Tingay et al., 2013).

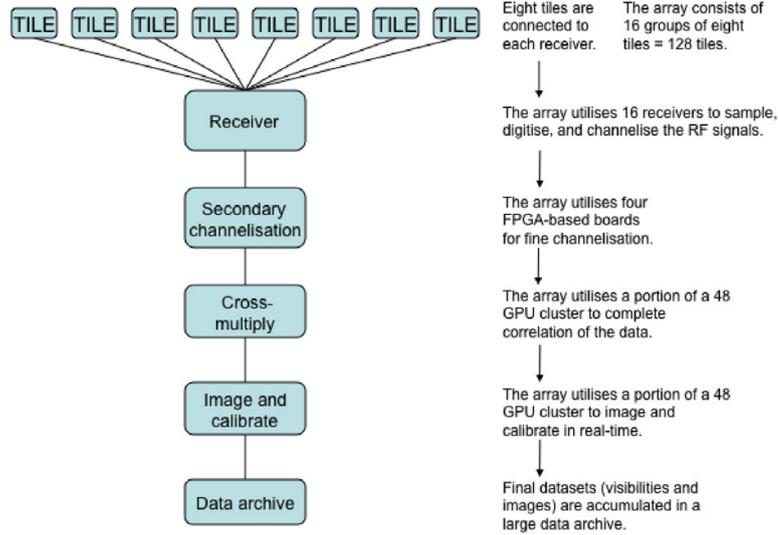


**Figura 3.2:** Layout schematico di un tile (Tingay et al., 2013).

con 50 tiles uniformemente distribuiti circondati da altri 62 distribuiti in un'area di 1.5 km di diametro. Gli ultimi 16 tiles sono stati posizionati ancora più all'esterno fino ad ottenere un diametro dell'array di circa 3 km per aumentare la risoluzione angolare. Il segnale di 8 tiles viene convogliato in un singolo ricevitore. I 16 ricevitori necessari sono stati distribuiti lungo l'area in modo tale che non ci fossero tiles a più di 500 m dal loro ricevitore associato. I dati ricavati dai 16 ricevitori vengono mandati in una struttura apposita dove ognuno dei canali a 1.28 MHz è filtrato tramite un apposito hardware in un canale di 128x10 kHz.

L'MWA è adatto a una grande varietà di investigazioni scientifiche, in particolare i temi chiave sono:

- Il rilevamento delle fluttuazioni della temperatura di luminosità della riga dell'idrogeno neutro a 21 cm ad alto redshift
- Lo studio dei processi galattici e extragalattici basati su una survey profonda (e limitata in confusione) del cielo osservabile dagli array



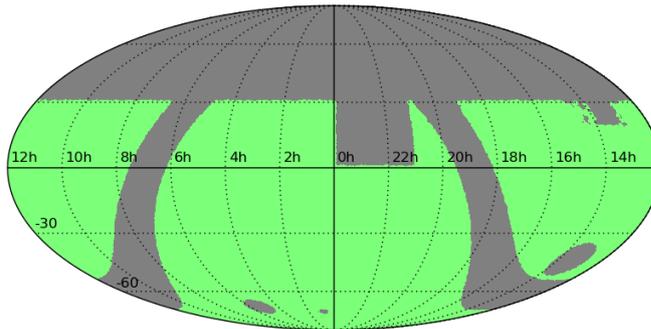
**Figura 3.3:** Visione schematica del percorso del segnale nel MWA (Tingay et al., 2013).

- Lo studio dei domini temporali astrofisici attraverso l'esplorazione dei transienti radio
- L'*imaging* dell'eliosfera e della ionosfera solare
- L'esplorazione del *Cosmic Dawn*, cioè il periodo che comprende la formazione delle prime stelle e galassie nell'Universo: l'MWA sarà uno dei primi interferometri radio a identificare la riga di emissione 21 cm del gas di idrogeno neutro nel mezzo intergalattico alla fine del *Cosmic Dawn*.

L'MWA è il primo SKA Precursor ad essere completato, il solo di questo progetto che lavora a basse frequenze e il più performante radiotelescopio dell'emisfero sud. L'MWA è complementare all'ASKAP (anch'esso situato nell'MRO) che opera a frequenze più alte (700-1800 MHz) così come al Low Frequency Array (LOFAR), telescopio di simile concezione ma costruito nell'emisfero nord, e al Long Wavelength Array (LWA), situato in New Mexico. Un elemento importante per comparare i diversi telescopi è la *Survey Speed* ( $SS$ ) definita come (Cordes, 2007):

$$SS = \frac{\Gamma_{FoV}}{\tau} \quad (3.1)$$

ove  $\Gamma_{FoV}$  è l'angolo solido sotteso dal campo di vista e  $\tau$  è il tempo richiesto per ottenere un'immagine. Maggiore è il campo di vista, più velocemente un array può indagare una certa regione di cielo. ASKAP, MWA e LOFAR sono progettati per la scienza delle survey, come programmato dal progetto SKA. L'MWA è altamente competitivo in termini del campo di vista del cielo grazie alla grande dimensione degli array e al loro numero che consentono un enorme FoV istantaneo e un'eccellente copertura del piano u,v. In quanto a sensibilità l'MWA è inferiore di un ordine di grandezza rispetto al LOFAR ma comparabile rispetto a quella del GMRT (Giant Metrewave Radio Telescope). Questo fa dell'MWA uno strumento adatto per il surveying di grandi aree di universo in poco tempo. L'MWA ha un'aspettativa di vita di 5 anni per raggiungere gli obiettivi scientifici prefissati. È possibile che in seguito lo strumento venga ammodernato con le nuove tecnologie che saranno disponibili.



**Figura 3.4:** Area di cielo osservata nella survey (Wayth et al., 2015).

## 3.2 La survey GLEAM

La GaLactic and Extragalactic All-sky MWA survey (GLEAM) è una survey che copre l'intero cielo radio dell'emisfero sud (fino alla declinazione  $+25^\circ$ ) in un range di frequenze da 72 MHz fino a 231 MHz. La GLEAM survey è stata effettuata con l'MWA e si prefigge diversi obiettivi scientifici, fra i quali lo studio delle galassie radio e dei nuclei galattici attivi, degli ammassi di galassie, dell'emissione galattica diffusa e del campo magnetico della nostra Galassia. Un aspetto importante sta nel fatto che nell'emisfero sud sono state effettuate un minor numero di survey rispetto che in quello nord, soprattutto a basse frequenze. La survey GLEAM è comparabile con il *Molonglo Reference Catalogue* (MRC) per quanto riguarda la risoluzione angolare, ma sarà un ordine di grandezza più sensibile. È inoltre complementare alla *TIFR GMRT Sky Survey* (TGSS) e alla *VLA Low-Frequency Sky Survey* (VLSS) con sensibilità simile ma una risoluzione leggermente minore; allo stesso modo crea un eccellente set di dati complementare a quello di LOFAR (Heald et al., 2015), che ha simile sensibilità e risoluzione angolare dell'MWA ma si occupa dell'emisfero nord.

Nella survey GLEAM il cielo è stato separato in sette fasce di declinazione mentre il range 72–231 MHz è stato diviso in cinque bande che coprono tutto il range di frequenze, ad esclusione della banda intorno ai 137 MHz, non utilizzabile per scopi scientifici a causa della presenza di interferenze prodotte dalle comunicazioni satellitari. Le frequenze e le declinazioni centrali sono tabulate nella tabella 3.1. La GLEAM è stata pensata per coprire l'intero cielo a sud di  $\delta + 25^\circ$ , ma qualche zona più a nord è accessibile seppur con sensibilità minore nelle zone di frequenza media e bassa, questo a causa del *beam* più largo a queste frequenze, causato da una non ottimale copertura del piano u,v. Le osservazioni sono state effettuate in campagne notturne settimanali, in cui veniva osservata una singola declinazione per notte. La scelta di effettuare osservazioni notturne è dovuta alla contaminazione del sole che, a basse frequenze, può oscurare le altre sorgenti. Durante il primo anno di osservazioni è stato coperto tutto il cielo originariamente pianificato con una risoluzione di 40 kHz in frequenza e 5 s in tempo. Nel secondo anno, grazie al miglioramento del correlatore dell'MWA, sono stati ricavati dati con risoluzioni di 10 kHz e 2 s in frequenza e in tempo rispettivamente. Questo ha permesso di migliorare la qualità dei dati, soprattutto per quanto riguarda lo studio di righe di emissione e della polarizzazione.

I dati aspettati dalla survey includono: un catalogo extragalattico di sorgenti compatte in parte già pubblico, un catalogo della polarizzazione delle sorgenti compatte, una mappa del sottofondo extragalattico diffuso, una mappa dell'emissione diffusa nel piano galattico. La maggior parte delle sorgenti ha almeno 5 misure di densità di flus-

**Tabella 3.1:** Parametri osservativi della survey GLEAM (Hurley-Walker et al., 2017).

Declinazioni di puntamento (deg)	-72, -55, -40.5, -26.7, -13, +1.6, +18.3
Frequenze centrali (MHz)	87.68, 118.4, 154.24, 184.96, 215.68
Risoluzioni di frequenza (kHz)	40 (primo anno), 10 (secondo anno)
Risoluzione temporale (s)	0.5 (primo anno), 2 (secondo anno)

so indipendenti nel range delle frequenze GLEAM. Nella tabella 3.1 c'è un riassunto schematico dei parametri di sistema e delle performance aspettate.

### 3.3 Selezione del campione

Per selezionare il campione di NLS1 ho considerato due cataloghi: il primo comprende 75 AGN osservati con il telescopio Karl J. Jansky Very Large Array (JVLA) a 5 GHz (Berton et al., 2018), il secondo conta 167 sorgenti, tutte nell'emisfero sud, ricavate dalla Six-degree Field Galaxy Survey (Chen et al., 2018). Sul totale di 242 oggetti ho effettuato una scrematura basata su diversi criteri. Per prima cosa ho fatto una preselezione considerando solo le sorgenti all'interno della zona di cielo scansionata dalla survey GLEAM, quindi ho subito eliminato gli oggetti con declinazione maggiore di  $25^\circ$ . Mentre il catalogo di Chen et al. (2018) comprende solo sorgenti nell'emisfero sud con declinazioni negative, le sorgenti di Berton et al. (2018) da 75 si sono ridotte a 22 con declinazioni idonee. In secondo luogo, ho considerato solo le sorgenti per cui fosse disponibili, in letteratura, almeno una misura del flusso radio a frequenze maggiori del GHz. Questo ha ridotto il numero di sorgenti del campione di Chen da 167 a 23. Data la natura del campione di Berton et al. (2018) tutte le sorgenti già selezionate hanno almeno una misura di flusso a più alte frequenze. Il campione iniziale quindi è stato ridotto da 242 sorgenti a 45.

In seguito, poiché non è stata ancora effettuata l'associazione delle sorgenti GLEAM con quelle dei più comuni cataloghi, ho dovuto associare manualmente le sorgenti a quelle dei campioni. Per fare ciò ho incrociato le 45 sorgenti risultanti con la survey GLEAM considerando gli errori sulle coordinate riportati nella tabella 3.2. Per gli oggetti in cui ho riscontrato una corrispondenza all'interno del margine di errore ho inoltre controllato il grado di isolamento andando a visionare l'immagine del campo di cielo circostante con il SIMBAD Astronomical Database<sup>1</sup>, per essere certo che l'identificazione fosse univoca. In conclusione il processo di selezione ha prodotto un campione di 5 sorgenti (elencate nella tabella 3.3), 2 prese dal catalogo di Berton et al. (2018) e 3 da quello di Chen et al. (2018). In figura 3.5 ci sono le immagini delle sorgenti sia in ottico che alle frequenze radio.

A questo punto, per ogni sorgente ho estratto la misura del flusso totale, con relativo errore, nei 20 intervalli forniti dalla survey tra 72 MHz e 231 MHz. In particolare questo range è stato suddiviso in 20 intervalli di 7 – 8 MHz ciascuno; manca la zona attorno a 137 MHz a causa dell'interferenza dei satelliti. Per ogni sorgente ho anche cercato in letteratura misure di densità di flusso anche a frequenze maggiori (fino a 20 GHz), necessarie per studiare l'eventuale presenza del turnover in un range di frequenze più ampio e valutare meglio la pendenza dello spettro. Queste nuove misure sono state tutte ricavate dal NASA/IPAC Extragalactic Database (NED<sup>2</sup>). Per alcune di queste misure

<sup>1</sup>[simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fbasic](http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fbasic)

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

**Tabella 3.2:** Errori sulle coordinate delle sorgenti catalogate nella GLEAM (Hurley-Walker et al., 2017).

	Dec < $-83.5^\circ$	$-83.5^\circ \leq \text{Dec} < -72^\circ$	$-72^\circ \leq \text{Dec} < +18.5^\circ$	Dec $\geq 18.5^\circ$
$\Delta\text{RA}$ (")	$-4 \pm 16$	$-4 \pm 16$	$-0.2 \pm 3.3$	$0.5 \pm 2.5$
$\Delta\text{Dec}$ (")	$0.1 \pm 3.6$	$-0.1 \pm 3.6$	$-1.6 \pm 3.3$	$1.7 \pm 2.7$

**Tabella 3.3:** Campione di sorgenti con nome GLEAM, coordinate RA e Dec e relativi errori, redshift.

Nome GLEAM	RA	$\Delta\text{RA}$	Dec	$\Delta\text{Dec}$	redshift
	hh:mm:ss	s	dd:mm:ss	s	
J095218-013643	09:52:18.91	-0.19	-01:36:43.17	-0.1	0.020
J150506+032627	15:05:06.58	-0.11	+03:26:27.26	-3.54	0.41
J045230-295339	04:52:30.23	0.15	-29:53:39.91	-4.7	0.29
J084628-121410	08:46:28.29	-0.38	-12:14:10.10	+0.8	0.11
J202104-223519	20:21:04.24	-0.14	-22:35:19.27	-0.97	0.18

non viene riportato l'errore associato, ho quindi attribuito arbitrariamente un errore del 5%. Paragonando gli errori ottenuti con quelli di misure simili i primi risultano essere delle leggere sovrastime, ma sono comunque realistici ai fini di questo lavoro. Le misure di flusso sono tabulate nella tabella 3.4 per J095218-013643, per il resto delle sorgenti le tabelle sono riportate in appendice A. In alcuni casi i valori di densità di flusso tabulati nella GLEAM sono negativi, senza significato fisico. Dopo un'analisi diretta delle immagini ho concluso che queste misure corrispondevano a punti di non-detection, perciò li ho esclusi dalla costruzione del fit. Nelle figure 3.5 si possono vedere le sorgenti nell'ottico e l'immagine GLEAM nel radio.

**Tabella 3.4:** Flussi integrati presi dalla survey GLEAM e relativo errore. I diversi intervalli di frequenza sono identificati con la loro frequenza centrale.

J095218-013643		
$\nu$ (MHz)	$F_{int}$ (mJy)	$\Delta F_{int}$ (mJy)
76	0.247	0.092
84	0.257	0.070
92	0.346	0.057
99	0.307	0.056
107	0.313	0.046
115	0.219	0.042
123	0.258	0.036
130	0.239	0.034
143	0.270	0.029
151	0.194	0.029
158	0.215	0.026
166	0.222	0.027
174	0.235	0.025
181	0.185	0.024
189	0.196	0.024
197	0.173	0.025
204	0.198	0.028
212	0.164	0.025
220	0.182	0.024
227	0.197	0.024
1400	0.0628	0.0019
4800	0.0270	-
5200	0.02277	0.00008
8400	0.0150	-
14900	0.0090	-

**Figura 3.5:** Immagini delle sorgenti, a sinistra nell'ottico ( $FoV = 2.96'$ ), a destra nel radio ( $FoV = 3.69'$ ), nell'ordine: J095218-013643, J095218-013643, J045230-295339, J084628-121410, J202104-223519.







## Capitolo 4

# Analisi dei dati e risultati

### 4.1 Fit dello spettro radio

Ho eseguito il fit dei flussi in funzione delle frequenze tramite una routine appositamente scritta utilizzando il linguaggio di programmazione `python`. In particolare ho eseguito due fit per ogni sorgente considerando due leggi diverse: una normale legge di potenza (Eq. 4.1) e una *broken power law* (Eq. 4.2). La prima ha un andamento monotono crescente o decrescente andando verso frequenze minori, a seconda del segno dell'indice spettrale  $\alpha$ . La seconda invece mostra un turnover ad una data frequenza di break  $\nu_b$ .

$$F = S_0 \left( \frac{\nu}{\nu_b} \right)^{-\alpha} \quad (4.1)$$

$$F = 2S_0 \left( \left( \frac{\nu}{\nu_b} \right)^\alpha + \left( \frac{\nu}{\nu_b} \right)^\beta \right) \quad (4.2)$$

$F$  è la densità flusso integrato misurato,  $\nu$  la frequenza,  $\nu_b$  la frequenza di break,  $S_0$  la densità di flusso alla frequenza di break,  $\alpha$  e  $\beta$  gli indici spettrali. Nel caso della normale legge di potenza,  $\nu_b$  e' una semplice normalizzazione della frequenza. I parametri di output del fit sono  $S_0$ ,  $\nu_b$ ,  $\alpha$  e  $\beta$ . Per selezionare quale tra le due funzioni riproducesse meglio i dati, ho effettuato per ogni sorgente due test statistici: il test  $\chi^2$  e il test-F.

**Test  $\chi^2$**  Il test  $\chi^2$  è un test statistico che valuta il grado con cui i valori misurati si adattano alla funzione scelta per il fit. La distribuzione  $\chi^2$  è definita come:

$$\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left( y_i - f(x_i) \right)^2 \quad (4.3)$$

dove  $N$  è il numero di misure analizzate,  $\sigma_i$  gli errori relativi a ogni misura,  $y_i$  le misure e  $f(x_i)$  la funzione considerata per il fit. Nel mio caso le  $y_i$  sono le misure delle densità di flusso con i relativi errori associati  $\sigma_i$  mentre  $f(x_i)$  è la legge di potenza o la *broken power law* a seconda del fit analizzato. Un numero  $\chi^2$  minore corrisponde ad un fit più preciso.

**Test-F** Il test-F è un test di ipotesi che confronta le varianze dei due modelli. Si considerino due modelli, uno con  $n$  parametri (il modello ristretto) e l'altro con  $m$  parametri (il modello completo), ove si ha  $m > n$ . I due modelli devono essere *nested*, cioè se  $n = m$  devono coincidere. Se il modello ristretto e quello completo hanno

**Tabella 4.1:** Parametri di output dei fit.

Nome	BPL					PL			F-test
	$S_0$	$\nu_b$	$\alpha$	$\beta$	$\chi^2$	$S_0$	$\alpha$	$\chi^2$	
J095218-013643	0.28	88.89	-0.68	1.45	0.07	2.39	0.67	0.14	p = 0.99
J150506+032627	0.69	9689.41	-0.40	0.56	0.66	0.67	0.01	6.94	p = 0.99
J045230-295339	0.01	2408.18	0.78	1.33	0.15	1.72	0.97	0.15	p = 0.92
J084628-121410	0.08	132.16	0.75	-0.23	0.30	0.21	0.07	0.34	p = 0.43
J202104-223519	0.12	181.47	1.16	0.79	0.93	0.93	0.65	0.59	p = 0.58

rispettivamente  $df_r$  e  $df_c$  gradi di libertà e somma dei residui quadrati  $RSS_r$  e  $RSS_c$ , il rapporto F è dato da:

$$F = \left( \frac{RSS_r - RSS_f}{df_r - df_f} \right) \cdot \left( \frac{df_f}{RSS_f} \right) \quad (4.4)$$

Questo valore viene confrontato con la distribuzione di F con  $(df_r - df_f, df_f)$  gradi di libertà. Per fare ciò in python si richiama la funzione `f.cdf` che si trova nel pacchetto `scipy.stats` che ritorna un *p-value*, cioè un livello di confidenza che il modello completo descriva meglio i dati rispetto a quello ristretto. Ho considerato un p-value di riferimento del 95%: se  $p > 0.95$  c'è la necessità di considerare i  $m - n$  parametri aggiuntivi, quindi il modello da utilizzare è quello completo. Al contrario se  $p < 0.95$  allora i parametri in più sono superflui e il modello ristretto è sufficiente a descrivere i dati. In questo caso il modello ristretto è la *power law* (Eq. 4.1) con  $n = 3$  parametri ( $S_0$  e  $\alpha$ ), mentre il modello completo è la *broken power law* con  $m = 4$  parametri ( $S_0$ ,  $\nu_b$ ,  $\alpha$  e  $\beta$ ).

## 4.2 Risultati

Considerando il numero iniziale di oggetti da cui ho estrapolato il campione si nota che sono poche le sorgenti per cui ho trovato i dati GLEAM, solo 5 su 45. Ho pensato che questa scarsa *detection rate* sia dovuta alla sensibilità relativamente bassa della survey. A tal proposito ho confrontato la completezza della survey (cioè la percentuale di oggetti che la survey riesce a rilevare dato un certo flusso) con le densità di flusso a 1.4 GHz del campione iniziale di 45 NLS1. Ho scelto questa frequenza in quanto quasi tutte le sorgenti (41 su 45) hanno una misura della densità di flusso a 1.4 GHz in letteratura; assumo inoltre che le sorgenti abbiano uno spettro piatto, così che la densità di flusso resti costante al diminuire della frequenza. La completezza è diversa per diverse fasce di declinazione, ma la maggior parte degli oggetti appartiene alla fascia intermedia, fra  $-72^\circ$  e  $18.5^\circ$ , quindi ho considerato che la densità di flusso limite necessaria perché una sorgente venga rilevata dalla GLEAM sia di 100 mJy a 1.4 GHz, ove si ha una completezza circa dell'85% (Tab. 4.2). In figura 4.2 è mostrata la distribuzione della densità di flusso delle sorgenti. Si nota che la quasi totalità ha una densità di flusso minore del limite considerato, la maggior parte anche minore di 50 mJy, dove la completezza raggiunge al massimo il 54% nella fascia di declinazione più popolata. Quindi lo scarso numero di sorgenti del campione può essere spiegato dal fatto che solo una percentuale

**Tabella 4.2:** Completezza della survey GLEAM per diverse fasce di declinazione (Hurley-Walker et al., 2017).

	$-83.5^\circ < \text{Dec} < -72^\circ$	$-72^\circ < \text{Dec} < 18.5^\circ$	$\text{Dec} > 18.5^\circ$
Compl. a 50 mJy (%)	22	54	3
Compl. a 100 mJy (%)	83	87	30
Compl. a 160 mJy (%)	95	95	56
Compl. a 0.5 Jy (%)	99	99	94
Compl. a 1 Jy (%)	100	100	97

**Tabella 4.3:** Distanza di luminosità, densità di flusso e potenza a 1.4GHz di ogni sorgente.

	$D_L$ (Mpc)	$S_{1.4}$ (mJy)	$P$ (W Hz $^{-1}$ )
J095218-013643	86.4	62.8	$5.65 \cdot 10^{22}$
J150506+032627	2033.1	413	$1.26 \cdot 10^{26}$
J045230-295339	1468.46	9.7	$2.48 \cdot 10^{24}$
J084628-121410	498.71	15.3	$4.13 \cdot 10^{23}$
J202104-223519	897.99	25.0	$2.27 \cdot 10^{24}$

piuttosto bassa degli oggetti dei cataloghi iniziali può essere rilevata dalla survey nell'ipotesi di uno spettro radio piatto. In ogni caso, solo una delle 5 sorgenti del campione ha una densità di flusso superiore al limite di 100 mJy a 1.4 GHz. Questo vuol dire che le restanti 4 sono state rilevate perché il loro spettro è *steep*. Quindi il numero limitato di detection può voler dire che:

- Le 5 sorgenti rilevate sono quelle con lo spettro più ripido
- Le altre sorgenti hanno effettivamente un turn-off tra 1.4 GHz e le frequenze a cui lavora MWA che fa diminuire il flusso alle basse frequenze e lo fa cadere sotto il limite di detection della survey

Allo scopo di valutare se rientrano nei criteri per essere classificate come CSS, per ogni sorgente ho calcolato la potenza di emissione a 1.4 GHz. Perché siano conformi a questa classificazione dovrebbero avere una potenza minima di  $10^{25}$  W Hz $^{-1}$  a questa frequenza (Dalla Casa et al., 2000). Per calcolarla ho utilizzato sempre il linguaggio `python` utilizzando la formula:

$$P = 4\pi D_L^2 F \cdot (1+z)^{(\alpha-1)} \quad (4.5)$$

ove  $D_L$  è la distanza di luminosità (calcolata per ogni sorgente utilizzando il software NASA/IPAC Extragalactic Database<sup>1</sup>),  $F$  la densità di flusso,  $z$  il redshift e  $\alpha$  l'indice spettrale (Tab. 4.3). Dai risultati si nota che solo una delle 5 sorgenti (J150506+032627) ha una potenza idonea per essere classificata come CSS, mentre le altre NLS1 non raggiungono il limite di  $10^{25}$  W Hz $^{-1}$ . Guardando i valori di output del fit (Tab. 4.1) si vede che lo spettro di questa sorgente è descritto meglio dalla BPL ( $p > 0.95$ ), cosa che si nota facilmente anche guardando il grafico 4.1. Lo spettro quindi mostra il turnover, cosa che la rende classificabile come CSS, più precisamente come GPS trovandosi il picco intorno a 10 GHz. Anche J095218-013643 è descritta meglio dalla BPL, in quanto

<sup>1</sup><https://ned.ipac.caltech.edu/forms/byname.html>

presenta un  $p$ -value maggiore di 0.95 (risultato confermato anche dal test  $\chi^2$ ), ma la sua potenza non è sufficiente perché venga classificata come CSS. Inoltre il grafico non presenta un vero e proprio picco quanto piuttosto un cambio di pendenza che potrebbe essere causato da un turnover ad una frequenza inferiore rispetto al range considerato. Invece le altre tre sorgenti sono descritte meglio dalla semplice legge di potenza, quindi non mostrano somiglianza con lo spettro delle CSS.

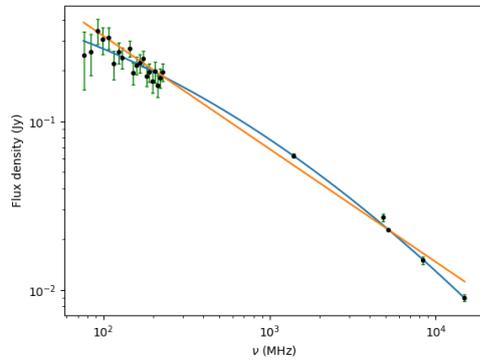
**J095218-013643** È la sorgente più vicina del campione, mostrando una distanza  $D_L = 86.4$  Mpc. È classificata in letteratura come RQ, anche se i ripetuti studi di questa sorgente nel radio hanno messo in evidenza una emissione estesa fino a 1.5 kpc ma dominata dal core che costituisce il 90% del flusso totale. Lo spettro è ripido fra 1.4 e 5 GHz, l'indice spettrale in questo range è  $0.77 \pm 0.03$  (Berton et al., 2018). Andando alle frequenze minori della survey GLEAM il fit mostra che la pendenza si fa meno accentuata fino a raggiungere il massimo a  $\nu = 88.89$  MHz. La sorgente è di dimensione intermedia ( $0.75 \leq R \leq 0.95$ ) ove  $R$  è dato dal rapporto fra il flusso di picco e il flusso integrato:  $R = \frac{S_p}{S_{int}}$  (Berton et al., 2018). La potenza a 1.4 GHz è  $P_{1.4} = 5.65 \cdot 10^{22} \text{ W Hz}^{-1}$ , la minore del campione, 3 ordini di grandezza più piccola del limite considerato per la classificazione come CSS. L'F-test ha dato un p-value  $p = 0.99$ , quindi lo spettro è fittato meglio dalla BPL, cosa confermata anche dal test  $\chi^2$ , che oltretutto mostra il valore più basso dell'intero campione. La frequenza di break si trova a circa 88 MHz, consistente con la classificazione delle CSS che prevede il turnover intorno ai 100 MHz. Osservando il plot in fig. 4.1 si vede però che non c'è un vero e proprio turnover quanto piuttosto un cambiamento di pendenza intorno a 1 GHz. Questo potrebbe essere segno di un possibile turnover a frequenze minori di 88.89 MHz, esterno al range di frequenze della GLEAM.

**J150506+032627** Questa sorgente è stata rilevata dal satellite Fermi come emettitrice di raggi  $\gamma$  e catalogata come *flat spectrum radio quasar* (FSRQ), mostra infatti un indice spettrale  $\alpha_{1.4-5} = -0.01 \pm 0.02$  nel range 1.4–5 MHz. Si tratta della seconda sorgente di maggiore luminosità nel catalogo di Berton et al. (2018) ( $L = 1.2 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ ) ed è la più lontana del campione ( $D_L = 2033.1$  Mpc). È da notare che l'emissione nucleare non è stata risolta da Berton et al. (2018) che hanno però rilevato una seconda sorgente a circa 13.2 kpc dal core (Berton et al., 2018), anche se dato l'elevato grado di rumore non è possibile capire se questa sorgente secondaria sia associata alla sorgente in esame o se faccia parte del background. J150506+032627 è di dimensione compatta ( $R \geq 0.95$ ) e mostra una potenza a 1.4 GHz  $P_{1.4} = 1.26 \cdot 10^{26} \text{ W Hz}^{-1}$ , la più alta del campione, consistente con la classificazione di CSS. Sia il test  $\chi^2$  sia il test-F mostrano che è fittata meglio dalla BPL ( $p = 0.99$ ), lo spettro mostra infatti un turnover a circa 10 GHz. Il fit mostra indici spettrali meno ripidi rispetto a J095218-013643 ( $\alpha = -0.40, \beta = 0.56$ ). La frequenza di picco  $\nu_b$  risulta essere a 9680 MHz, troppo alta per essere una CSS ma adatta allo standard considerato per le GPS, secondo cui il picco dovrebbe trovarsi nel range del GHz.

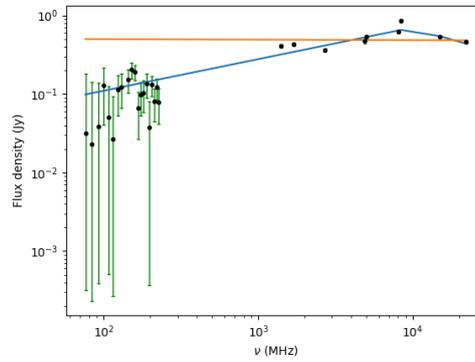
**J045230-295339** Questa sorgente è catalogata in letteratura come RL ( $R_L = 47.8$ ). Si tratta della seconda più distante del campione ( $D_{lum} = 1468$  Mpc) e anche la seconda di maggior potenza a 1.4 GHz, anche se non raggiunge il limite per la classificazione come CSS ( $P_{1.4} = 2.48 \cdot 10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$ ). L'F-test ha prodotto un p-value di  $p = 0.92$ , quindi lo spettro è riprodotto meglio dalla PL, mentre il test  $\chi^2$  ha dato lo stesso valore per entrambi i modelli. Lo spettro è ripido, con indice spettrale  $\alpha = 0.97$ .

**J084628-121410** Anche questa sorgente è catalogata come RL ( $R_L = 20.8$ ), presenta una potenza a 1.4GHz  $P_{1.4} = 4.13 \cdot 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$  ed è relativamente vicina ( $D_L = 498.7 \text{ Mpc}$ ). I risultati dei test statistici mostrano un p-value  $p = 0.43$  (quindi lo spettro è descritto meglio dalla PL) e due valori  $\chi^2$  simili, anche se leggermente maggiore quello della PL ( $\chi_{BPL}^2 = 0.30$ ,  $\chi_{PL}^2 = 0.34$ ). Dall'indice spettrale della PL si nota che lo spettro ha una pendenza molto piccola, risultando quasi piatto ( $\alpha = 0.07$ ), cosa immediatamente visibile nel grafico. Per questa sorgente non ho trovato in letteratura misure nel radio a frequenze maggiori della GLEAM, quindi la ricostruzione dello spettro si ferma a 227MHz.

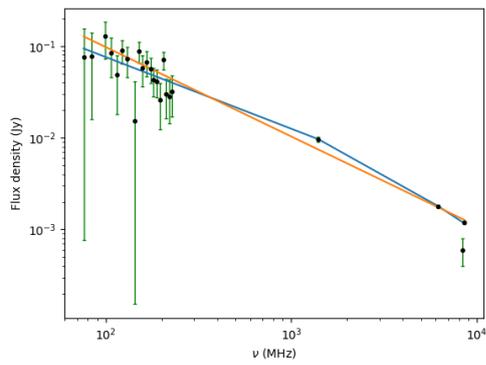
**J202104-223519** Catalogata sempre come RL ( $R_L = 45.8$ ), presenta una potenza  $P_{1.4} = 2.27 \cdot 10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$ , simile a quella di J045230-295339, e si trova ad una distanza intermedia ( $D_L = 898 \text{ Mpc}$ ). L'F-test mostra che lo spettro è fittato meglio dalla PL ( $p = 0.58$ ), cosa confermata anche dal test  $\chi^2$ . Lo spettro risulta piuttosto ripido con indice spettrale  $\alpha = 0.65$ .



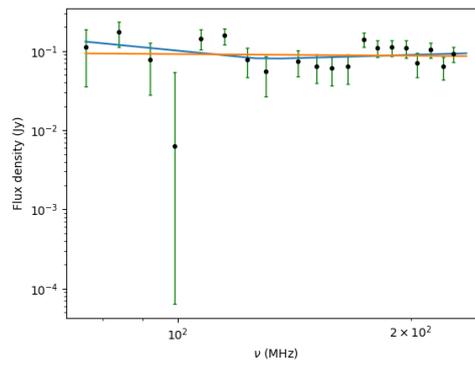
(a) J095218-013643



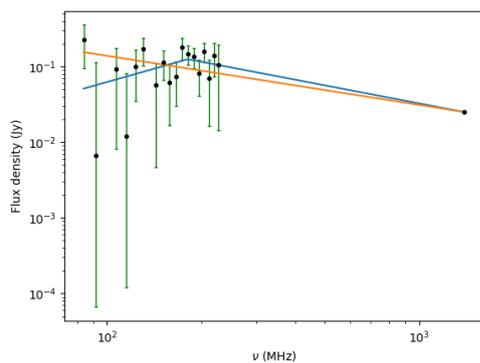
(b) J150506+032627



(c) J045230-295339

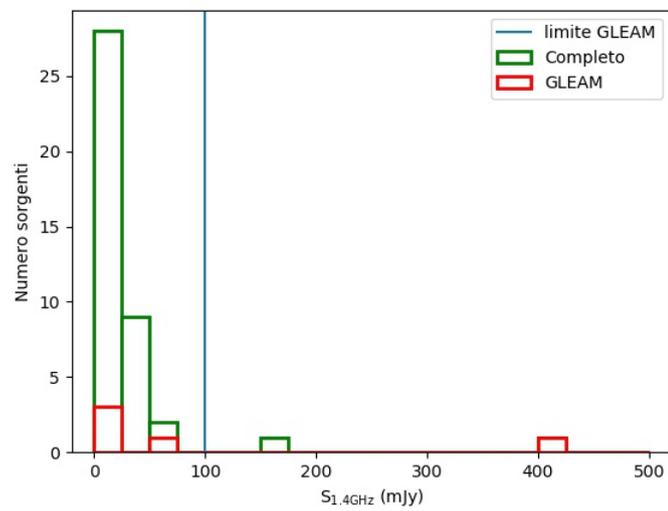


(d) J084628-121410



(e) J202104-223519

**Figura 4.1:** Grafici dei fit, la linea blu è la *broken power law*, la linea arancione la legge di potenza semplice.



**Figura 4.2:** Distribuzione delle sorgenti del campione iniziale in funzione della densità di flusso a 1.4 GHz. La linea verticale a 100 mJy rappresenta la densità di flusso limite rilevabile dalla survey. Le barre verdi corrispondono al campione iniziale di 45 oggetti, le barre rosse a quello finale di 5.



# Conclusioni

In questo lavoro ho studiato lo spettro radio dei nuclei galattici attivi sotto l'ottica del modello unificato. In particolare ho preso in considerazione due cataloghi di NLS1 (Berton et al., 2018; Chen et al., 2018) e ho cercato di ricostruire lo spettro radio a basse frequenze di alcuni oggetti grazie ai dati raccolti nella survey GLEAM. Lo scopo è quello di cercare l'eventuale somiglianza con lo spettro tipico delle CSS, che presenta un caratteristico turnover a frequenze dell'ordine del MHz. La relazione tra queste due classi di galassie è importante in quanto ci sono alcune teorie che considerano le NLS1 come la *parent population* delle CSS. Innanzitutto ho effettuato un processo di selezione sui 242 oggetti dei cataloghi iniziali, scartando in primo luogo le sorgenti poste al di fuori della zona di cielo coperta dalla GLEAM, e in secondo luogo gli oggetti che in letteratura fossero privi di misure di flusso alle frequenze radio. Questo processo di selezione ha ridotto il catalogo di NLS1 iniziale da 242 a 45 oggetti. In seguito ho incrociato il catalogo con la survey GLEAM e, considerando l'errore sulle coordinate, ho trovato corrispondenza per 5 sorgenti (Tab. 3.3). Questo basso detection rate è forse dovuto alla sensibilità non elevata della survey: a causa della loro piccola densità di flusso gran parte delle sorgenti dei cataloghi non sono state rilevate nella GLEAM (Fig. 4.2). Per ogni sorgente ho ricostruito lo spettro radio fra 72 e 227 MHz con le misure di flusso prese dalla GLEAM e fino a 20 GHz con misure di altre survey, ove presenti in letteratura. Ho poi eseguito due fit per ogni spettro, uno con una normale legge di potenza e uno con una broken power law, valutandone la qualità con due test statistici, il test  $\chi^2$  e il Test-F. Dai fit emerge che gli spettri di due sorgenti su cinque sono descritti meglio dalla broken power law e mostrano quindi uno spettro concavo, mentre gli altri tre spettri seguono un semplice andamento a legge di potenza. Infine, considerando i criteri di classificazione delle CSS, ho calcolato la potenza di ogni sorgente a 1.4 GHz. Il risultato mostra che solo una delle sorgenti ha la potenza sufficiente per essere classificata come CSS, anzi rientra nella ancora più ridotta classe delle GPS. In definitiva, una sorgente su cinque può essere classificata come GPS e ne presenta tutte le caratteristiche; una ha uno spettro i cui dati seguono la BPL ma in cui il grafico non mostra il turnover, che potrebbe trovarsi a frequenze inferiori di quelle considerate, e una potenza a 1.4 GHz non sufficiente per una rigorosa classificazione come CSS; infine 3 sorgenti su 5 seguono un andamento semplice a legge di potenza, senza evidenze nello spettro della concavità tipica delle CSS.



# Appendice A

**Tabella A.1:** Flussi integrati delle sorgenti del campione a diverse frequenze e relativo errore. Gli intervalli di frequenza sono identificati con la loro frequenza centrale.

J150506+032627			J045230-295339		
$\nu$ (MHz)	$F_{int}$ (mJy)	$\Delta F_{int}$ (mJy)	$\nu$ (MHz)	$F_{int}$ (mJy)	$\Delta F_{int}$ (mJy)
76	0.031	0.152	76	0.076	0.079
84	0.023	0.119	84	0.078	0.062
92	0.039	0.098	99	0.127	0.055
99	0.128	0.088	107	0.085	0.039
107	0.051	0.074	115	0.048	0.030
115	0.027	0.066	123	0.090	0.026
123	0.114	0.060	130	0.072	0.026
130	0.124	0.057	143	0.015	0.026
143	0.154	0.050	151	0.087	0.022
151	0.203	0.046	158	0.057	0.021
158	0.189	0.041	166	0.067	0.020
166	0.067	0.040	174	0.057	0.017
174	0.098	0.045	181	0.043	0.015
181	0.104	0.046	189	0.041	0.014
189	0.136	0.047	197	0.026	0.014
197	0.037	0.043	204	0.071	0.015
204	0.131	0.038	212	0.030	0.014
212	0.080	0.035	220	0.028	0.014
220	0.122	0.036	227	0.032	0.015
227	0.079	0.037	1400	0.0097	0.0006
1400	0.413	-	6200	0.00180	0.00005
1700	0.428	-	8400	0.0006	0.0002
2700	0.360	-	8600	0.00120	0.00005
4850	0.471	0.027			
5000	0.540	-			
8100	0.620	-			
8400	0.847	-			
15000	0.541	0.004			
22200	0.468	-			

J084628-121410			J202104-223519		
$\nu$ (MHz)	$F_{int}$ (mJy)	$\Delta F_{int}$ (mJy)	$\nu$ (MHz)	$F_{int}$ (mJy)	$\Delta F_{int}$ (mJy)
76	0.112	0.077	84	0.224	0.130
84	0.173	0.059	92	0.007	0.106
92	0.078	0.050	107	0.092	0.084
99	0.006	0.047	115	0.012	0.069
107	0.145	0.041	123	0.100	0.065
115	0.157	0.035	130	0.171	0.068
123	0.078	0.032	143	0.057	0.052
130	0.056	0.029	151	0.113	0.046
143	0.075	0.027	158	0.062	0.045
151	0.065	0.025	166	0.073	0.044
158	0.061	0.024	174	0.180	0.059
166	0.064	0.025	181	0.147	0.041
174	0.141	0.029	189	0.136	0.040
181	0.111	0.027	197	0.081	0.040
189	0.112	0.026	204	0.159	0.047
197	0.109	0.027	212	0.069	0.053
204	0.070	0.023	220	0.138	0.065
212	0.104	0.021	227	0.105	0.090
220	0.064	0.020	1400	0.025	0.001
227	0.092	0.019			

# Bibliografia

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., & Ballet, J. (2009). Radio-Loud Narrow-Line Seyfert 1 as a New Class of Gamma-Ray Active Galactic Nuclei. *ApJ*, *707*, L142–L147.
- Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *ARA&A*, *31*, 473–521.
- Barthel, P. D. (1989). Is every quasar beamed? *ApJ*, *336*, 606–611.
- Beckmann, V. & Shrader, C. (2012). *Active Galactic Nuclei*. WILEY-VCHVerlag GmbH Co. KGaA.
- Berton, M., Caccianiga, A., Foschini, L., Peterson, B. M., Mathur, S., Terreran, G., Ciroi, S., Congiu, E., Cracco, V., Frezzato, M., La Mura, G., & Rafanelli, P. (2016). Compact steep-spectrum sources as the parent population of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. *A&A*, *591*, A98.
- Berton, M., Congiu, E., Järvelä, E., Antonucci, R., Kharb, P., & Lister, M. L. (2018). Radio-emitting narrow-line Seyfert 1 galaxies in the JVLA perspective. *A&A*, *614*, A87.
- Berton, M., Foschini, L., Caccianiga, A., Ciroi, S., Congiu, E., Cracco, V., Frezzato, M., La Mura, G., & Rafanelli, P. (2017). An orientation-based unification of young jetted active galactic nuclei: the case of 3C 286. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, *4*, 8.
- Boroson, T. A. & Green, R. F. (1992). The emission-line properties of low-redshift quasi-stellar objects. *ApJS*, *80*, 109–135.
- Bowman, J. D. & Rogers, A. E. E. (2010). A lower limit of  $\Delta z_{0.06}$  for the duration of the reionization epoch. *Nature*, *468*, 796–798.
- Burbidge, G. R. (1956). On Synchrotron Radiation from Messier 87. *ApJ*, *124*, 416.
- Carilli, C. L. & Barthel, P. D. (1996). Cygnus A. *A&A Rev.*, *7*, 1–54.
- Carleton, N. P., Elvis, M., Fabbiano, G., Willner, S. P., Lawrence, A., & Ward, M. (1987). The continuum of type 1 Seyfert galaxies. II - Separating thermal and nonthermal components. *ApJ*, *318*, 595–611.
- Chen, S., Berton, M., La Mura, G., Congiu, E., Cracco, V., Foschini, L., Fan, J. H., Ciroi, S., Rafanelli, P., & Bastieri, D. (2018). Probing narrow-line Seyfert 1 galaxies in the southern hemisphere. *ArXiv e-prints*.

- Collin, S., Kawaguchi, T., Peterson, B. M., & Vestergaard, M. (2006). Systematic effects in measurement of black hole masses by emission-line reverberation of active galactic nuclei: Eddington ratio and inclination. *A&A*, *456*, 75–90.
- Cordes, J. M. (2007). *SKA Memo 109, Survey Metrics*, [www.skatelescope.org/pages/page\\_memos.html](http://www.skatelescope.org/pages/page_memos.html).
- Cracco, V., Ciroi, S., Berton, M., Di Mille, F., Foschini, L., La Mura, G., & Rafanelli, P. (2016). A spectroscopic analysis of a sample of narrow-line Seyfert 1 galaxies selected from the Sloan Digital Sky Survey. *MNRAS*, *462*, 1256–1280.
- Curtis, H. D. (1918). A Spiral Nebula in the Milky Way. *PASP*, *30*, 161.
- Dalla Casa, D., Stanghellini, C., Centonza, M., & Fanti, R. (2000). High frequency peakers. I. The bright sample. *A&A*, *363*, 887–900.
- Fanti, C., Fanti, R., Dallacasa, D., Schilizzi, R. T., Spencer, R. E., & Stanghellini, C. (1995). Are compact steep-spectrum sources young? *A&A*, *302*, 317.
- Fanti, C., Pozzi, F., Dallacasa, D., Fanti, R., Gregorini, L., Stanghellini, C., & Vigotti, M. (2001). Multi-frequency VLA observations of a new sample of CSS/GPS radio sources. *A&A*, *369*, 380–420.
- Forman, W., Jones, C., Cominsky, L., Julien, P., Murray, S., Peters, G., Tananbaum, H., & Giacconi, R. (1978). The fourth Uhuru catalog of X-ray sources. *ApJS*, *38*, 357–412.
- Foschini, L., Berton, M., Caccianiga, A., Ciroi, S., Cracco, V., et al. (2017). Properties of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies (Corrigendum). *A&A*, *603*, C1.
- Giroletti, M. & Panessa, F. (2009). The Faintest Seyfert Radio Cores Revealed by VLBI. *ApJ*, *706*, L260–L264.
- Hardcastle, M. J., Evans, D. A., & Croston, J. H. (2007). Hot and cold gas accretion and feedback in radio-loud active galaxies. *MNRAS*, *376*, 1849–1856.
- Heald, G. H., Pizzo, R. F., Orrú, E., Breton, R. P., Carbone, D., et al. (2015). The LOFAR Multifrequency Snapshot Sky Survey (MSSS). I. Survey description and first results. *A&A*, *582*, A123.
- Ho, L. C. & Peng, C. Y. (2001). Nuclear Luminosities and Radio Loudness of Seyfert Nuclei. *ApJ*, *555*, 650–662.
- Hoyle, F. & Fowler, W. A. (1963). Nature of Strong Radio Sources. *Nature*, *197*, 533–535.
- Hurley-Walker, N., Callingham, J. R., Hancock, P. J., Franzen, T. M. O., Hindson, L., Kapińska, A. D., Morgan, J., Offringa, A. R., Wayth, R. B., Wu, C., Zheng, Q., Murphy, T., & Bell, M. E. (2017). GaLactic and Extragalactic All-sky Murchison Widefield Array (GLEAM) survey - I. A low-frequency extragalactic catalogue. *MNRAS*, *464*, 1146–1167.
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. (1989). VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. *AJ*, *98*, 1195–1207.

- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., Mathur, S., Adorf, H.-M., Lemson, G., Duschl, W. J., & Grupe, D. (2006). Radio-loud Narrow-Line Type 1 Quasars. *AJ*, *132*, 531–545.
- Marscher, A. P. (1987). Synchro-Compton emission from superluminal sources. In Zensus, J. A. & Pearson, T. J. (Eds.), *Superluminal Radio Sources*, (pp. 280–300).
- Mathur, S. (2000). Narrow-line Seyfert 1 galaxies and the evolution of galaxies and active galaxies. *MNRAS*, *314*, L17–L20.
- Mathur, S., Fields, D., Peterson, B. M., & Grupe, D. (2012). Supermassive Black Holes, Pseudobulges, and the Narrow-line Seyfert 1 Galaxies. *ApJ*, *754*, 146.
- O’Dea, C. P. (1998). The Compact Steep-Spectrum and Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources. *PASP*, *110*, 493–532.
- O’Dea, C. P. & Baum, S. A. (1997). Constraints on Radio Source Evolution from the Compact Steep Spectrum and GHz Peaked Spectrum Radio Sources. *AJ*, *113*, 148–161.
- Orienti, M. (2016). Radio properties of Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum radio sources. *Astronomische Nachrichten*, *337*, 9.
- Orienti, M. & Dallacasa, D. (2008). Are young radio sources in equipartition? *A&A*, *487*, 885–894.
- Osterbrock, D. E. (1989). Active galactic nuclei. *Annals of the New York Academy of Sciences*, *571*, 99–109.
- Osterbrock, D. E. & Pogge, R. W. (1985). The spectra of narrow-line Seyfert 1 galaxies. *ApJ*, *297*, 166–176.
- Padovani, P. (2011). The microjansky and nanojansky radio sky: source population and multiwavelength properties. *MNRAS*, *411*, 1547–1561.
- Padovani, P. (2017). On the two main classes of active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, *1*, 0194.
- Pounds, K. A., Turner, T. J., & Warwick, R. S. (1986). Rapid X-ray variability of the Seyfert galaxy MCG-6-30-15. *MNRAS*, *221*, 7P–12P.
- Richstone, D. O. & Schmidt, M. (1980). The spectral properties of a large sample of quasars. *ApJ*, *235*, 361–376.
- Rowan-Robinson, M. (1977). On the unity of activity in galaxies. *ApJ*, *213*, 635–647.
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1986). *Radiative Processes in Astrophysics*.
- Salpeter, E. E. (1964). Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ*, *140*, 796–800.
- Seyfert, C. K. (1943). Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, *97*, 28.
- Sulentic, J. W., Zwitter, T., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. (2000). Eigenvector 1: An Optimal Correlation Space for Active Galactic Nuclei. *ApJ*, *536*, L5–L9.

- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., Caraveo, P., Hermsen, W., Kanbach, G., Masnou, J. L., Mayer-Hasselwander, H. A., Paul, J. A., Sacco, B., Scarsi, L., & Wills, R. D. (1978). COS B observation of high-energy gamma radiation from 3C273. *Nature*, *275*, 298.
- Tingay, S. J., Goeke, R., Bowman, J. D., Emrich, D., Ord, S. M., & Mitchell, D. A. (2013). The Murchison Widefield Array: The Square Kilometre Array Precursor at Low Radio Frequencies. *PASA*, *30*, e007.
- Tingay, S. J., Macquart, J.-P., Collier, J. D., Rees, G., Callingham, J. R., & Stevens, J. (2015). The Spectral Variability of the GHz-Peaked Spectrum Radio Source PKS 1718-649 and a Comparison of Absorption Models. *AJ*, *149*, 74.
- Urry, C. M. & Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, *107*, 803.
- Wayth, R. B., Lenc, E., Bell, M. E., Callingham, J. R., Dwarkanath, K. S., & Franzen, T. M. O. (2015). GLEAM: The GaLactic and Extragalactic All-Sky MWA Survey. *PASA*, *32*, e025.
- Wilkinson, P. N., Polatidis, A. G., Readhead, A. C. S., Xu, W., & Pearson, T. J. (1994). Two-sided ejection in powerful radio sources: The compact symmetric objects. *ApJ*, *432*, L87–L90.
- Woltjer, L. (1959). Emission Nuclei in Galaxies. *ApJ*, *130*, 38.
- Yuan, W., Zhou, H. Y., Komossa, S., Dong, X. B., Wang, T. G., Lu, H. L., & Bai, J. M. (2008). A Population of Radio-Loud Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies with Blazar-Like Properties? *ApJ*, *685*, 801–827.