



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea Triennale

Morfologia radio di galassie narrow-line Seyfert 1

dell'emisfero sud

Relatore:

Prof. Stefano Ciroi

Correlatore:

Dr. Marco Berton

Laureando:

Luca Crepaldi

mat.1120780

Anno Accademico 2018/2019

Indice

Introduzione	3
1 Active Galactic Nuclei	5
1.1 Cenni storici	5
1.2 Struttura di un AGN	6
1.2.1 Modello Unificato	10
1.3 Galassie di Seyfert	12
1.4 Narrow-Line Seyfert 1	15
2 Acquisizione dati	19
2.1 Interferometria	19
2.2 Very Large Array	23
2.3 NLS1 nell'emisfero sud	26
3 Analisi dati e risultati	27
3.1 Analisi dati con CASA	27
3.1.1 Pipeline	27
3.1.2 CLEAN	28
3.1.3 Self-Calibration	29
3.1.4 Misurazioni	29
3.1.5 Indice Spettrale	30
3.2 Dettagli sulle singole sorgenti	33
Conclusioni	41

INDICE

Introduzione

I Nuclei Galattici Attivi (AGN) sono, come dice il nome stesso, nuclei aventi un'attività propria molto intensa non correlata con l'attività stellare della galassia ospite. Tali sorgenti sono una delle fonti più luminose dell'universo, ma al tempo stesso sono anche una delle più sconosciute. La prima particolarità degli AGN, oltre all'elevata quantità di energia irradiata, è la capacità di emettere radiazione elettromagnetica in tutto lo spettro, dai raggi γ alla banda radio. Tutto ciò avviene grazie ad un buco nero super massiccio (SMBH) presente al centro della galassia, il quale agisce da motore centrale attraverso la creazione di un disco di accrescimento e talvolta di jets relativistici collimati uscenti dai poli del nucleo attivo.

Un'interessante sottocategoria di AGN sono le Narrow-Line Seyfert 1 (NLS1). Le NLS1 sono di particolare rilevanza perché si ipotizza che potrebbero essere i progenitori di varie tipologie di AGN. Nei primi anni 2000 si è osservato che questi nuclei attivi sono presenti al centro di galassie con morfologia a spirale e quindi ospitanti dei SMBH relativamente meno massicci rispetto a quelli presenti nelle Seyfert 1 e nei quasar. Nel 2009 dopo il lancio del satellite FERMI sono state osservate emissioni nei raggi gamma da NLS1, il che era stato ritenuto impossibile dato il buco nero troppo poco massivo per creare, tramite Compton inverso, fotoni gamma derivanti dall'emissione di sincrotrone. Questa scoperta ha aperto un nuovo campo di interesse il quale è ancora in grande fase di sviluppo.

Con la presente tesi analizzeremo un campione di dati acquisiti attraverso il VLA a 5 GHz di NLS1 nell'emisfero sud. Il processo di riduzione dati verrà effettuato attraverso il software CASA e avrà lo scopo di determinare il valore del parametro di indice spettrale α . Con questo parametro è possibile identificare quali sorgenti presentano emissione di jet e quali no, in modo da includere le sorgenti con jet in un nuovo campione che verrà successivamente monitorato con il 13.7 m del Metsähovi Radio Observatory.

Capitolo 1

Active Galactic Nuclei

1.1 Cenni storici

Nel 1926 Edwin Hubble pubblicò la sua omonima *sequenza di Hubble* (Hubble, 1926), nella quale veniva data una classificazione morfologica di sorgenti extragalattiche, inizialmente chiamate Nebulae e solo successivamente rinominate galassie (tutto ciò avvenuto grazie ad osservazioni al 100" di Mt. Wilson). Il processo scientifico e culturale che portò all'attribuzione del nome galassie, per l'appunto sorgenti extragalattiche uguali alla Via Lattea, non fu affatto semplice e veloce. Già nel 1750 Thomas Wright ipotizzò l'esistenza di sorgenti al di fuori della Via Lattea. In questi quasi duecento anni si succedettero molti tra filosofi e scienziati, come Immanuel Kant o François Argo fino a William Herschel, e si svilupparono a livello tecnico telescopi sempre più grandi e potenti prima di arrivare a prove chiare e concrete della reale non appartenenza di queste sorgenti alla nostra galassia. Dopo meno di vent'anni, ma con una consapevolezza molto maggiore di cosa c'è al di fuori della Via Lattea grazie anche ai primi telescopi riflettori di notevole potenza, nel 1943 Carl Seyfert, osservando un campione di sei galassie in ottico, vide delle forti righe di emissione provenienti dal nucleo e una luminosità molto più elevata delle normali galassie a spirale osservate in quel periodo (Seyfert, 1943).

Contemporaneamente analoghi studi vennero fatti anche nella banda radio nel 1944 da Grote Reber, osservando la radiogalassia Cygnus A a 160MHz, ma senza comunque riuscire a capire la natura di queste sorgenti (Reber, 1944). Nei primi anni '50 venne proposta una prima idea del funzionamento di questi oggetti chiamati all'epoca *Quasi-Stellar Radio Sources* (chiamati così perché aventi immagini simili in banda ottica a sorgenti stellari), ma non venne considerata per la maggior parte fino al 1963, quando il fisico bri-

tannico Fred Hoyle e il fisico americano William Alfred Fowler ipotizzarono che al centro di queste particolari galassie risiedesse un *stellar type object* di notevole massa e che questo emettesse principalmente grazie ad un processo di accrescimento del disco di gas circostante (Hoyle and Fowler, 1963). Bastò solo un anno per capire che quello *stellar type object* con così tanta massa e dimensioni ridotte doveva essere in realtà un buco nero che faceva da motore centrale del sistema (Salpeter, 1964, Zel'dovich and Novikov, 1964), tutto ciò anche grazie al crescente consolidamento della possibile esistenza di buchi neri, dopo la formulazione della teoria della relatività generale, e delle relative equazioni di campo, da parte di Albert Einstein all'inizio del '900. Negli anni sessanta si iniziarono ad effettuare surveys più sistematiche anche in ultravioletto (oltre che in ottico e in radio) per trovare un numero sempre maggiore di AGN, sotto la guida di Fritz Zwicky e Benjamin Markarian (Markarian, 1967, Markaryan, 1969, Zwicky et al., 1963, 1961). Negli anni successivi questa emissione ad alta luminosità causato da un buco nero centrale con un disco di accrescimento ipotizzato per i *Quasi-Stellar Radio Sources* (successivamente rinominati Quasars) venne attribuita anche alle galassie di Seyfert. Attualmente la classificazione più consolidata è il Modello Unificato il quale riesce a spiegare e differenziare la quasi totalità degli AGN. Il Modello Unificato è stato proposto da Robert Antonucci (Antonucci, 1993), sulla base dell'idea di Sandage del 1965 (Sandage et al., 1965), il quale crea una prima differenziazione in base all'orientazione rispetto alla linea di vista dell'oggetto e alla diversa classe di luminosità. Quest'ultima divisione è stata recentemente rivista da Paolo Padovani aggiungendo alle due classi precedenti AGN di tipo *jetted* e *non-jetted* (Padovani, 2017). Il campo degli AGN è ancora tuttavia molto vario e sconosciuto e quindi in grande fase di espansione.

1.2 Struttura di un AGN

La struttura di un AGN è schematicamente illustrata in Fig.1.1. La parte principale che contraddistingue la struttura di un nucleo galattico attivo è un buco nero supermassiccio (SMBH), elemento fondamentale di tutto il sistema. I buchi neri degli AGN fino ad oggi osservati hanno una massa compresa tra $10^5 M_{\odot}$ e $10^{10} M_{\odot}$. Al fine di descrivere le dimensioni di questi SMBHs viene introdotto il concetto di *Raggio di Schwarzschild* definito come:

$$R_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \quad (1.1)$$

1.2. STRUTTURA DI UN AGN

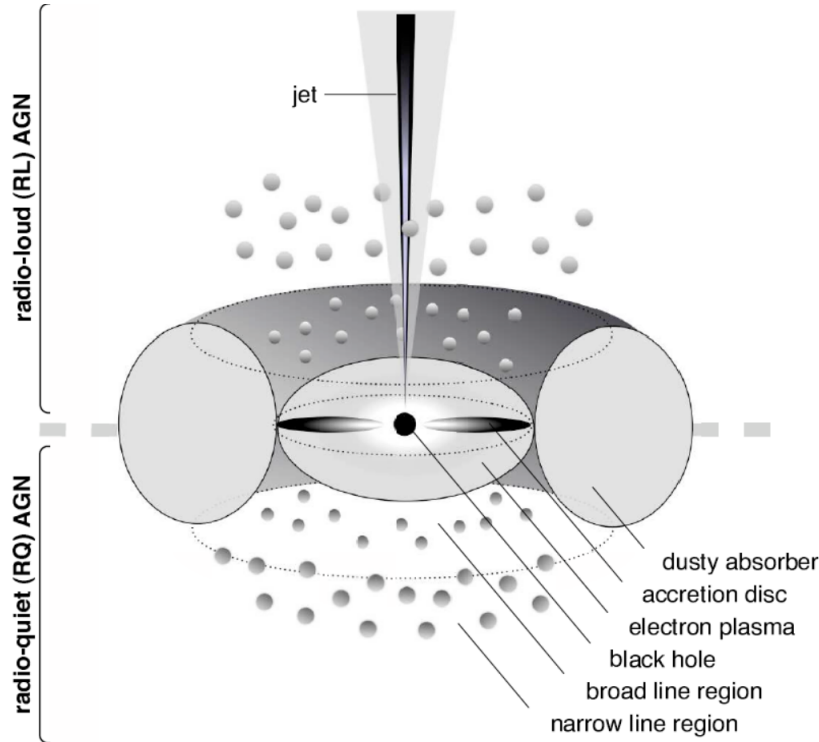


Figura 1.1: Struttura di un AGN. (Beckmann and Shrader, 2012).

con G costante gravitazionale, M_{BH} massa del buco nero e c velocità della luce. Tale equazione definisce il raggio limite, comunemente chiamato *orizzonte degli eventi*, oltre il quale la materia non può più fuggire all'attrazione gravitazionale del buco nero, cioè dove la velocità di fuga diventa infinita.

Esternamente al raggio di Schwarzschild il plasma si dispone su di una struttura piana discoidale rotante definita disco di accrescimento, in cui l'altezza è molto minore del raggio. Considerando il disco composto da anelli concentrici questi anelli ruoteranno attorno al centro con velocità diverse e con momenti angolari diversi, rispettivamente la velocità aumenterà andando verso la regione più interna mentre il momento angolare, essendo in una relazione di proporzionalità del tipo $l \propto R^{\frac{1}{2}}$, aumenterà verso l'esterno. Una delle prove dell'esistenza di un disco di accrescimento negli AGN è il cosiddetto *Big Blue Bump* (Richstone and Schmidt, 1980), un eccesso di flusso nella regione UV-soft X causata da emissione di corpo nero del disco di accrescimento stesso¹. Questo disco di accrescimento è composto da plasma ricco di

¹Questo eccesso di flusso nel blu è spesso utilizzato per identificare, in survey a grande campo, la presenza di AGN; esso può essere osservato attraverso un'analisi spettroscopica e successivamente plottando i risultati in un diagramma colore-colore.

elettroni con temperatura effettiva di circa $10^5 - 10^7$ K. L'attrito viscoso fra i singoli atomi, oltre ad aumentarne la temperatura per sfregamento, ionizza la materia circostante e crea un intenso campo magnetico nell'intero disco. Considerando che il disco di accrescimento è composto da plasma ionizzato e in relazione alle sue dimensioni, quest'ultimo può essere rappresentato idealmente da un modello teorico geometricamente sottile e otticamente spesso (Shakura and Sunyaev, 1973). L'alta densità elettronica attorno al disco combinata alla vicinanza al buco nero rotante, e al campo magnetico, crea una forte accelerazione sugli elettroni che raggiungono velocità prossime a quella della luce e generano un'emissione chiamata *emissione di sincrotrone*² estesa dal lontano infrarosso ai raggi X.

Da 10 fino a 100 pc sul piano equatoriale del disco di accrescimento si trova una spessa zona di forma toroidale composta principalmente da polveri e gas molecolare che assorbe alcune frequenze, in particolare in banda UV/optico e soft X, riemettendole in infrarosso.

Spostandosi dal piano galattico verso latitudini maggiori si trovano due zone simili ma con alcune caratteristiche diametralmente opposte, definite *Broad-Line Region* (BLR) e *Narrow-Line Region* (NLR). In riferimento alla Fig.1.1 la regione più vicina al nucleo è la BLR, una zona composta da gas virializzato ad alta ionizzazione e densità. Gli atomi del gas che compongono la BLR vengono ionizzati grazie all'alto flusso luminoso derivante dal disco di accrescimento, tale effetto è conosciuto a livello fisico col nome di fotoionizzazione. Questa zona è, oltretutto, in equilibrio di fotoionizzazione, ciò significa che il tasso di fotoionizzazione degli atomi del gas è uguale al tasso di ricombinazione delle stesse. Matematicamente questa relazione è rappresentata dal *parametro di ionizzazione*:

$$\xi = \int \frac{L_\nu}{h\nu 4\pi r^2 n c} d\nu \quad (1.2)$$

con $L_\nu/4\pi r^2$ flusso ionizzante, h costante di Planck, ν frequenza, n densità atomica e c velocità della luce. Si è osservato che valori medi del parametro di ionizzazione nella BLR con una densità $n \simeq 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ sono dell'ordine di $\xi \simeq -1.5$ (Kwan and Krolik, 1981). La geometria di questa regione potrebbe essere assunta sia sferica che piana, anche se è per la maggior parte ancora sconosciuta. Le righe di emissione derivanti dalla BLR presentano un allargamento Doppler cinematico che le porta ad avere una Full Width at

²L'effetto di sincrotrone, grazie a forti accelerazioni radiali, emette radiazioni collimate lungo un cono vettorialmente parallelo alla velocità tangenziale rispetto al moto degli elettroni. La frequenza emessa in questo processo è direttamente proporzionale alla velocità degli elettroni.

1.2. STRUTTURA DI UN AGN

Half Maximum (FWHM) di 1000-10000 km s⁻¹⁽³⁾, ciò significa che gli atomi viaggiano a velocità elevate data la vicinanza al buco nero centrale.

In Fig.1.1 si può notare che, allontanandosi dal piano equatoriale dell'AGN, superata la BLR è presente una zona più estesa, la narrow-line region. Tale regione ha una densità così bassa che gli urti tra gli atomi ionizzati sono praticamente inesistenti, mentre sono presenti quelli fra elettroni e atomi. Questo permette agli stati metastabili⁴ degli ioni di esistere sufficientemente a lungo tanto da riuscire a far decadere gli elettroni e creare righe di emissione proibite e semiproibite. La zona ha infatti una densità $n \simeq 10^3 - 10^5$ cm⁻³, sei ordini di grandezza più bassa rispetto a quella della BLR. Essendo il gas molto lontano dal centro, l'effetto gravitazionale del nucleo è meno influente sulle singole molecole a tal punto che la NLR si confonde col gas della galassia e, come conseguenza di ciò, il moto complessivo avverrà ad una velocità ridotta. Una velocità più bassa significa un effetto Doppler minore e questo porta ad un allargamento delle righe di emissione meno marcato: la FWHM in questo caso è solitamente di 400-500 km s⁻¹. Infine la NLR è notevolmente più estesa della BLR superando anche di molto i 100 pc dal centro.

Quando una parte di materia proveniente dal disco di accrescimento cade spiraleggiando verso il SMBH, in circa il 10% degli AGN, il campo magnetico porta il plasma a muoversi verso i poli del buco nero, e forma un'emissione collimata che si propaga lontano dal nucleo. Tali strutture sono note come getti relativistici (jet). Questi jet trasportano un flusso di materia estremamente elevato che rimane collimato per svariati kpc, talvolta anche per qualche Mpc dal nucleo dell'AGN. L'energia rilasciata dipende da vari parametri come lo spin del buco nero, la densità di materia presente nel disco di accrescimento e l'intensità del campo magnetico. La distribuzione di energia delle particelle presenti nel jet seguono una legge di potenza del tipo:

$$S \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.3)$$

con S densità di flusso emessa, ν frequenza e α indice della legge di potenza. Nel range di frequenze osservate è presente una frequenza critica ν_{crit} al di sotto della quale il fotone ha un'energia così bassa da essere riassorbito dalla stessa particella che lo ha prodotto. Più bassa è l'energia del fotone più alta

³Motivo per cui questa zona è definita *broad (line region)*.

⁴Nella maggior parte degli ambienti gassosi ionizzati gli urti sono così frequenti, dell'ordine del microsecondo, che la probabilità che gli elettroni tornino allo stato fondamentale attraverso transizioni permesse è quasi massima. In ambienti molto rarefatti questa probabilità cala drasticamente tanto da far aumentare la probabilità delle transizioni proibite ad una percentuale considerevole, e quindi permette agli stati metastabili di esistere. La NLR è uno di questi ambienti.

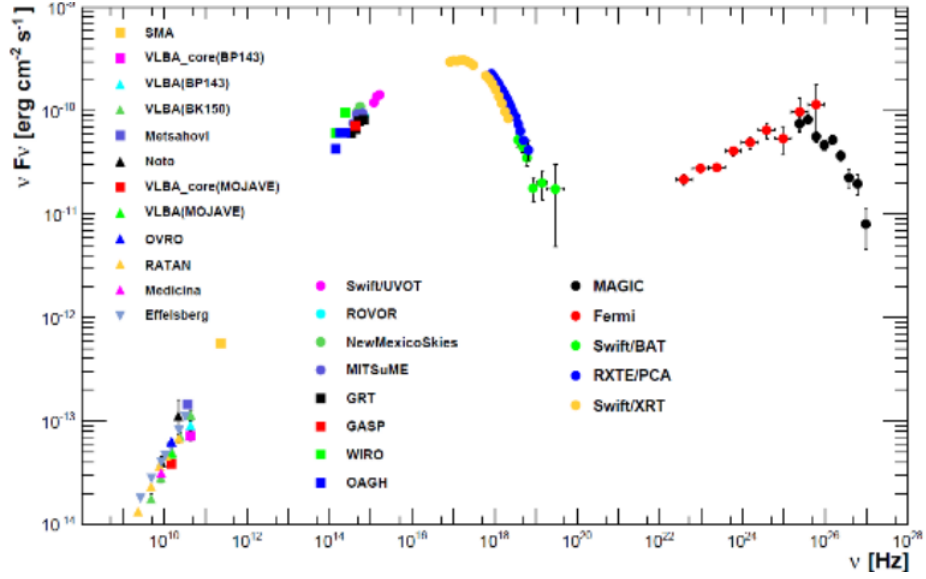


Figura 1.2: SED di Mrk421. (Lorenz and Wagner, 2012).

è la probabilità che questo venga riassorbito. In Fig.1.2 è riportata la *Spectral Energy Distribution* (SED) del blazar⁵ Mrk421 dove si può chiaramente notare a frequenze più basse di $10^{12} - 10^{13}$ Hz una rapida diminuzione di flusso. Questo equivale al valore della ν_{crit} per tale sorgente. Nel $\sim 10\%$ degli AGN, per ragioni di inclinazione del getto rispetto alla linea di vista, è presente un jet di tipo relativistico in grado di emettere fotoni in banda gamma. Tali fotoni ad alta energia vengono generati grazie ad un effetto chiamato Compton inverso. Questo fenomeno avviene in presenza di un elettrone, o positrone, relativistico e un fotone emesso precedentemente tramite sincrotrone, si tratta di un urto completamente elastico dove il fotone guadagna ulteriore energia a discapito della quantità di moto dell'elettrone.

1.2.1 Modello Unificato

La presenza o meno del jet in un AGN è uno degli elementi che sta alla base del Modello Unificato. Antonucci nel 1993 definisce, come già detto, una prima classificazione di AGN dividendoli in due categorie in base al flusso misurato in radio e in ottico. In tale classificazione si utilizza anche il parametro R di *radio loudness*, introdotto da Kellermann nel 1989 (Kellermann et al., 1989), definito come:

⁵I *blazar* sono particolari tipologie di AGN con un getto relativistico allineato con la linea di vista.

1.2. STRUTTURA DI UN AGN

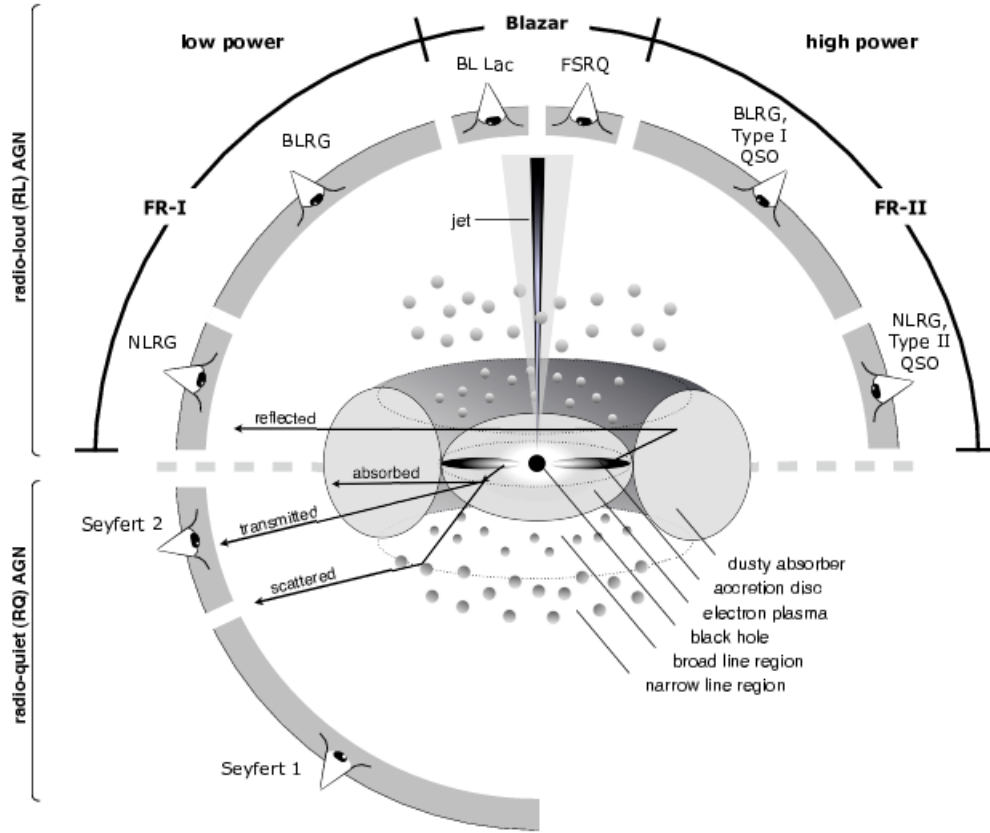


Figura 1.3: Classificazione degli AGN secondo il Modello Unificato. (Beckmann and Shrader, 2012).

$$R = \frac{S_R}{S_O} \quad (1.4)$$

con S_R densità di flusso in radio (a 5 GHz) e S_O densità di flusso in ottico (in banda B a 4400\AA). Se $R > 10$ gli AGN si considerano radio-loud, se $R < 10$ si considerano radio-quiet.

Come si vede chiaramente in Fig.1.3 tale classificazione dovrebbe essere basata sulla presenza o meno del jet, che ne caratterizza la differenziazione tra radio-loud e radio-quiet, e inoltre sull'inclinazione rispetto alla linea di vista dell'oggetto, per suddividere le varie sottocategorie. Una classificazione di questo tipo si è visto però essere un approccio troppo semplicistico e non in grado di descrivere tutte le tipologie di AGN osservati. Come vedremo in seguito, sono state ad oggi osservate diverse Narrow-Line Seyfert 1 (NLS1), le quali per la maggior parte sono radio-quiet o addirittura radio-silent⁶, che

⁶Gli AGN che hanno un flusso non misurabile in radio sono definiti *radio-silent*.

presentano un jet con emissione gamma, le quali chiaramente non possono essere di conseguenza differenziate con il solo Modello Unificato. Padovani, nel 2017, ha introdotto un nuovo concetto di classificazione improntato non solo sulle proprietà osservative ma anche sulle caratteristiche fisiche della sorgente. Con questo approccio in prima istanza si dividono gli AGN, come anche per il Modello Unificato, in due categorie: quelli con jet (*jetted*) e quelli che non presentano jet (*non-jetted*). Oltre a questa divisione netta ogni sorgente deve in ogni caso essere classificata in base a caratteristiche spettroscopiche che variano sia in funzione ai processi fisici di emissione delle regioni che circondano il nucleo, sia alle distinzioni presenti nel Modello Unificato.

1.3 Galassie di Seyfert

Le galassie di Seyfert sono la tipologia di AGN che si trova più frequentemente nell'universo locale. Sino ad ora questi oggetti sono stati osservati per la maggior parte a bassi redshift perché hanno una luminosità bolometrica ($L_{bol} \simeq 10^{44} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$) che comparata ad altri tipi di AGN, come i quasar ($L_{bol} \simeq 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$), è relativamente bassa. Tali sorgenti non sono quindi facilmente rilevabili a redshift elevati. La morfologia di queste galassie è per la maggior parte a spirale, tuttavia è facile distinguere galassie attive da galassie non attive per il fatto che le prime hanno una luminosità della regione centrale ben più elevata delle seconde. Nelle galassie di Seyfert, come in tutti gli AGN, la luminosità derivante dal disco di accrescimento si somma a quella termica della popolazione stellare che compone la galassia, che ospita il nucleo galattico attivo. In base alle caratteristiche spettrali le galassie di Seyfert vengono divise in due categorie: Seyfert 1 (Sy1) e Seyfert 2 (Sy2) (Khachikian and Weedman, 1974). Le Sy1 presentano nello spettro sia righe larghe (dalla BLR) permesse, come quelle della serie di Balmer $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$, sia righe strette (dalla NLR) proibite, come quelle dell'ossigeno $[O II]\lambda 3727$ e $[O III]\lambda 4959, 5007$ e quelle dell'azoto e del neon $[N II]\lambda 6548, 6584$, $[Ne III]\lambda 3869$ e $[Ne IV]\lambda 1486$. Un'ulteriore caratteristica che contraddistingue le Seyfert 1 è la presenza di multipletti del Fe II.

Nelle Sy2 il nucleo è apprezzabilmente meno dominante rispetto alla galassia circostante che nelle Sy1, questo è anche uno dei motivi per cui è più difficile rilevare Sy2 attraverso immagini ottiche. La spiegazione del perché le galassie di tipo 2 non sono facilmente visibili in ottico sta nella loro inclinazione rispetto alla linea di vista. Considerando lo schema del Modello Unificato presente in Fig.1.3, si può notare come la differenziazione tra Sy1 e Sy2 stia proprio nell'angolazione della linea di vista rispetto all'asse polare perpendicolare al piano dell'AGN. Avendo le Sy2 un angolo di inclinazione

1.3. GALASSIE DI SEYFERT

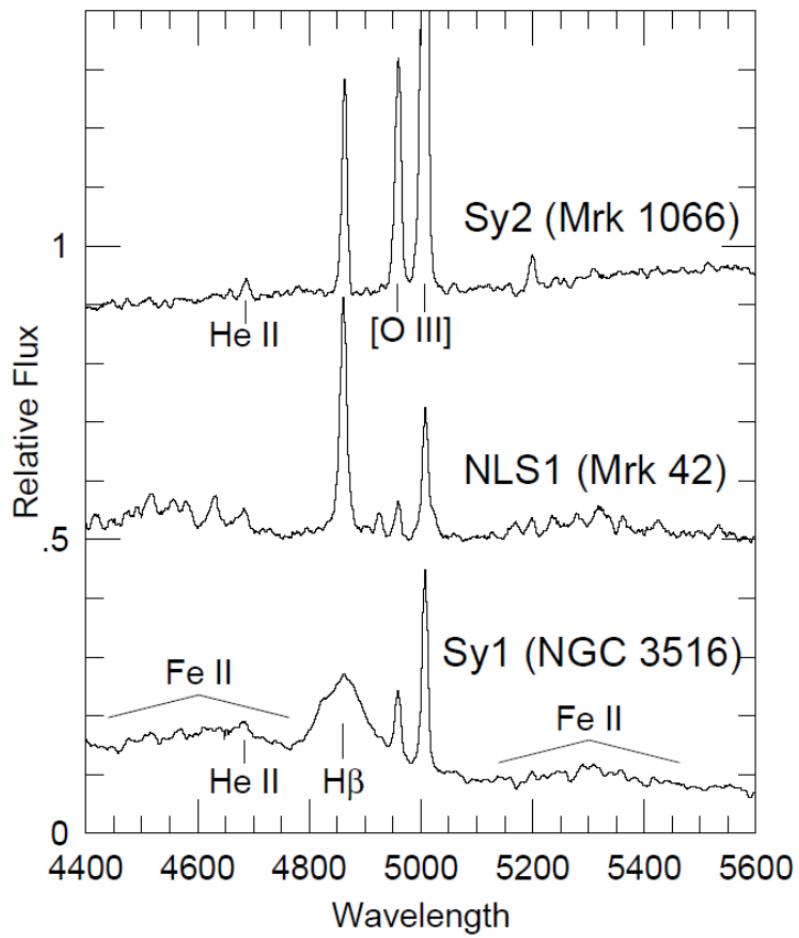


Figura 1.4: Spettro nel visibile di tre tipologie differenti di galassie di Seyfert. (Pogge, 2011).

maggiore, la luce prodotta dal disco di accrescimento e che arriva al rivelatore è oscurata dal toro di polveri limitrofo allo stesso disco. Di conseguenza, come già detto, la componente ottica prodotta dalla sorgente viene bloccata dalle polveri e riemessa in parte in infrarosso diminuendone la luminosità. Quando l'AGN è orientato quasi di taglio oltre ad essere bloccata l'emissione del disco di accrescimento viene bloccata anche la maggior parte dell'emissione della BLR⁷ e di conseguenza vengono bloccate la maggior parte delle righe larghe. Si possono quindi vedere solo righe strette di emissione, sia permesse che proibite.

Per poter descrivere con metodi spettroscopici la grande varietà di galassie di Seyfert, osservate sotto diverse inclinazioni, nel 1977 Osterbrock introdusse delle sottocategorie intermedie tra le Sy1 e Sy2 in funzione dell'intensità relativa della componente larga rispetto a quella stretta nella riga dell' $H\beta$ (Osterbrock, 1977). Le sottoclassi introdotte sono del tipo Seyfert1.2, 1.5, 1.8 e 1.9. La riga dell' $H\beta$ è la somma fra $H\beta$ broad (derivante dalla BLR) e $H\beta$ narrow (derivante dalla NLR). Le Sy1 hanno la componente broad che domina sulla narrow. Nelle Sy1.2 c'è la componente broad ancora molto intensa ma inizia ad emergere anche un picco della componente narrow. Le Sy1.5 hanno le due componenti dell' $H\beta$ di eguale intensità. Nelle Sy1.8 la componente narrow ha un'intensità superiore alla broad. Infine le Sy1.9 hanno la componente narrow dell' $H\beta$ quasi del tutto dominante, fino ad arrivare alle Sy2 dove la componente broad scompare. In Fig.1.4 si può notare il passaggio da dove domina la componente broad fino a dove domina la componente narrow dell' $H\beta$ passando da galassie di tipo Sy1 a quelle di tipo Sy2. Il graduale cambiamento di ampiezza della riga $H\beta$ è a dimostrazione del fatto che man mano ci si sposta da tipo 1 a tipo 2, passando per i tipi intermedi sopraccitati, la BLR, che è la responsabile dell'emissione di righe larghe, viene sempre più oscurata dal toro di polveri e di conseguenza le componenti larghe delle righe che formano lo spettro scompaiono progressivamente. Talvolta in galassie di Seyfert di tipo 2 è possibile vedere la BLR in luce polarizzata (Antonucci and Miller, 1985). Questo può accadere quando i fotoni prodotti dalla BLR ed emessi in direzione parallela all'asse di rotazione del sistema urtano contro elettroni o gas diffuso posti oltre il toro di polveri, venendo riflessi e polarizzati e successivamente ridiretti verso l'osservatore. Questa evidenza conferma che l'unico motivo per il quale non è possibile vedere direttamente la BLR in AGN di tipo 2 è il toro di polveri, di conseguenza è possibile affermare che tipo 1 e tipo 2 presentano la stessa struttura.

⁷La percentuale visibile della BLR in una galassia di Seyfert di tipo 2 varia di molto in base all'angolo di inclinazione sotteso alla linea di vista. Infatti, come vedremo successivamente, non è possibile creare una netta distinzione tra Sy1 e Sy2.

1.4 Narrow-Line Seyfert 1

Passiamo ora ad una sottoclasse particolarmente interessante di galassie Seyfert 1, le *Narrow-Line Seyfert 1*. Le NLS1 ospitano un buco nero con massa ($10^6 M_\odot < M_{BH} < 10^8 M_\odot$, Peterson et al., 2000), meno massiccio rispetto alle altre galassie di Seyfert, ma hanno una luminosità bolometrica ($10^{10} L_\odot < L_{bol} < 10^{12} L_\odot$) comparabile con quella delle Sy1. Questa apparente stranezza porta a dedurre che l'accrescimento del disco avviene molto vicino al *limite di Eddington*⁸ (Boroson and Green, 1992) talvolta addirittura superandolo. La violazione del limite di Eddington può essere spiegata dal fatto che la relazione di Eddington assume una geometria sferica del disco di accrescimento mentre quelli delle NLS1, e per degli AGN in generale, si sviluppano su una geometria cilindrica. Tutto questo indica che le NLS1 potrebbero essere uno dei primi stadi evolutivi della vita di un AGN. Dalle osservazioni, in radio oltre che in ottico, si evince che solo $\sim 7\%$ delle NLS1 sono radio-loud, di cui $\sim 3\%$ very radio-loud (Komossa et al., 2006) e $\sim 5\%$ sono radio-quiet, le rimanenti NLS1 ad oggi conosciute hanno un'emissione radio troppo debole per essere rilevate, sono rivelabili solo una volta entrate in un stato di flare, e sono quindi definite radio-silent.

Le NLS1 sono diverse dagli altri tipi di AGN anche per i loro caratteristici spettri ottici (Osterbrock and Pogge, 1985). Come si può notare nella Fig.1.4 le NLS1, facendo parte della categoria delle Sy1, presentano righe permesse larghe, che però sono più strette ($\text{FWHM}(\text{H}\beta) \sim 1000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$) di quelle osservate nelle Sy1, ma non così strette da essere confuse con le Sy2. Il rapporto dei flussi tra [O III] e H β è relativamente basso con $[\text{O III}]/\text{H}\beta < 3$, mentre l'emissione dei multipletti del Fe II è in generale forte. Le righe del Fe II sono prodotte nella BLR, mentre le righe dell'[O III] sono prodotte nella NLR. Il gas presente in quest'ultima, come già detto, viene fotoionizzato dal flusso radiativo proveniente dalle regioni centrali e quindi l'intensità dell'[O III] è considerata proporzionale alla luminosità del disco di accrescimento (de Bruyn and Wilson, 1978). L'intensità della riga dell' [O III] è anche proporzionale alla densità elettronica oltre al parametro di ionizzazione, ma il fattore più importante è il *covering factor*, che è la frazione di angolo solido occupata da una nube di gas vista dalla sorgente ionizzante (Baskin and Laor, 2005). Si ipotizza che l'aumento del rapporto di Eddington possa creare dei venti dal disco di accrescimento che aumentano il valore del covering

⁸Il *limite di Eddington* esprime la luminosità bolometrica che raggiunge un oggetto, descritto da una geometria sferica, in equilibrio idrostatico quando la pressione di radiazione controbilancia la gravità del gas in caduta. Per esprimere sperimentalmente questo limite si utilizza più frequentemente il *rapporto di Eddington* definito come il rapporto tra la luminosità bolometrica della sorgente e la luminosità limite di Eddington.

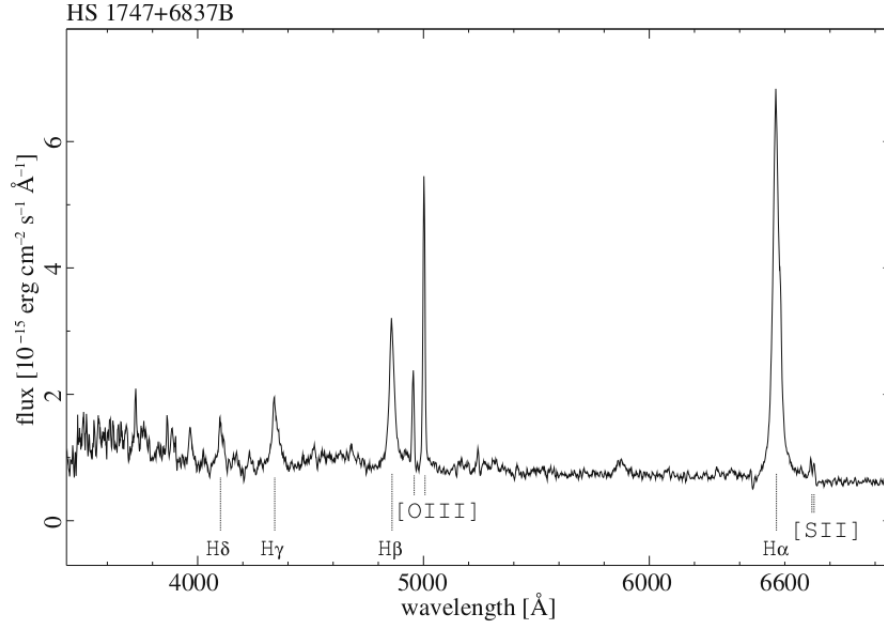


Figura 1.5: Spettro ottico della narrow-line Seyfert 1 HS1747+6837B. (Beckmann and Shrader, 2012).

factor e di conseguenza portare all'abbassamento dell'intensità dell'[O III], e, dall'altro lato, all'aumento di quella del Fe II. Tutto ciò può essere ancora una volta confermato dallo spettro e dalla luminosità nei raggi X, osservato con l'ausilio del satellite ROSAT. Le NLS1 presentano uno spettro molto ripido nel dominio 'soft' X-ray (0.1 – 2.4 keV) rispetto alle Sy1 e con variazione molto rapide (~ 1000 s) (Boller, 2000).

Dal 2009, con lo strumento Large Area Telescope (LAT) a bordo del *Fermi Gamma-ray Space Telescope*, sono state rivelate 20 NLS1 nei raggi gamma (Romano et al., 2018). Questa scoperta porta alla conferma della presenza di getti relativistici nelle NLS1 classificandole come terzo tipo di AGN osservate in banda gamma. Le NLS1 osservate in raggi gamma sono anche quelle già classificate come radio-loud, correlazione comprensibile nell'ipotesi che sia per avere getti relativistici luminosi che per far parte delle categoria radio-loud, questi AGN devono avere un SMBH abbastanza massiccio per questa tipologia di sorgenti. Questo è dovuto alla correlazione non-lineare tra la massa del buco nero e la potenza del getto (Foschini et al., 2013, Heinz and Sunyaev, 2003). Buchi neri di grande massa possono generare getti relativistici di alta potenza, e quindi di alta luminosità, ed essere visti fino a grande distanza. Ciò non toglie che anche NLS1 con buchi neri di massa inferiore possano produrre getti relativistici, sicuramente in questo caso i

1.4. NARROW-LINE SEYFERT 1

getti avranno una luminosità decisamente inferiore. La luminosità gamma delle NLS1 è molto variabile quindi è più facile osservarle in questa banda se sono in uno stato di flare (Foschini, 2011), ed è dell'ordine di $10^{44} - 10^{46}$ erg s⁻¹ (con picchi di 10^{47} erg s⁻¹) comparabile con quella emessa da BL Lac Object (BLO) (Foschini et al., 2015, Yang et al., 2018).

CAPITOLO 1. ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Capitolo 2

Acquisizione dati

In questo capitolo analizzeremo i metodi e gli strumenti con i quali sono stati acquisiti i dati necessari che elaboreremo successivamente. Come primo passo introdurremo il concetto di interferometria, che è il processo fisico con il quale i dati sono stati raccolti, con particolare attenzione all'interferometria radio. Esporremo poi le caratteristiche dello strumento interferometrico in banda radio utilizzato, il Very Large Array (VLA). Faremo un breve accenno sulle survey fondamentali effettuate dal VLA, e concluderemo infine il capitolo analizzando le modalità con le quali sono stati raccolti i dati che utilizzeremo.

2.1 Interferometria

Nella prima metà del ventesimo secolo l'astronomia radio iniziò a prendere piede. Per poter accedere a questo nuovo ramo dell'astronomia osservativa era necessario realizzare telescopi adatti a tali lunghezze d'onda, che nel radio vanno da qualche centimetro ad alcuni metri. Per lunghezze d'onda così ampie servivano telescopi per ottenere la stessa risoluzione spaziale che era possibile raggiungere in ottico. La risoluzione infatti è $R \propto \lambda/D$, quindi lunghezze d'onda più grandi devono corrispondere inevitabilmente a telescopi più grandi. Le alternative quindi erano due: costruire delle parabole enormi oppure sfruttare il concetto di interferometria. Utilizzare un sistema interferometrico per telescopi radio porta dei vantaggi sia nella modulabilità del sistema, poiché un array di telescopi può variare la posizione reciproca fra le antenne per cambiare la risoluzione complessiva, e sia nella realizzazione effettiva dell'apparato, perché è più semplice costruire e gestire molte piccole antenne rispetto ad una sola antenna di 300-400 metri di diametro. L'interferometria, come fenomeno fisico, si basa sul *principio di sovrapposizione* il

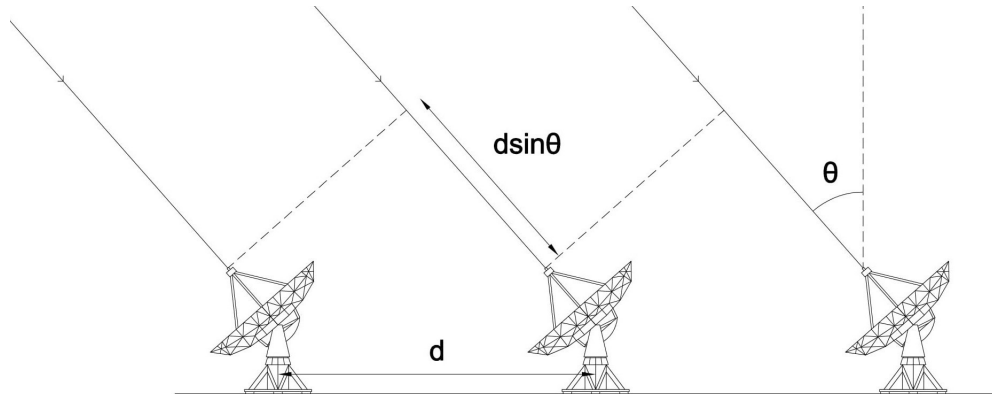


Figura 2.1: Schema di una baseline di radio-telescopi interferometrici.

quale stabilisce che l'onda risultante dalla somma di singole onde coerenti ha proprietà legate alle stesse.

Vediamolo da un concetto più matematico. Il primo requisito fondamentale che le singole onde devono avere, come si evince anche dall'enunciato di principio di sovrapposizione, è il fatto di essere coerenti. Per definizione un'onda elettromagnetica è coerente se la differenza di fase di tale onda è il più possibile costante nel tempo e nello spazio, ossia se l'onda è quanto più possibile monocromatica. Questa definizione si estende a un insieme di N onde quando, oltre ad essere coerenti singolarmente, hanno lunghezze d'onda il più possibile uguali, in questo caso si parla quindi di insieme di onde coerenti. Il fatto che le onde di un sistema debbano essere coerenti per poter creare interferenza è fondamentale: se queste non lo fossero la figura di interferenza risultante sarebbe variabile in tempi scala così brevi da non poter essere in nessun modo utile ed utilizzata.

Consideriamo quindi un sistema di N rivelatori (antenne) di onde coerenti derivanti da una sorgente, posta ad una distanza molto maggiore rispetto alla dimensione complessiva della baseline, e denotiamo con d la distanza reciproca fra un rivelatore e il suo successivo, come evidenziato in Fig.2.1. Denotiamo poi con θ l'angolo sotteso fra la normale alla baseline e la direzione dell'onda derivante dalla sorgente. Risulta quindi una differenza di fase δ , costante per rivelatori equidistanti, derivante dalla diversa lunghezza del cammino ottico di ogni onda:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta \quad (2.1)$$

con λ lunghezza d'onda del raggio incidente. Essendo che le onde rivelate derivano da una stessa sorgente l'ampiezza misurata per ogni singola antenna

2.1. INTERFEROMETRIA

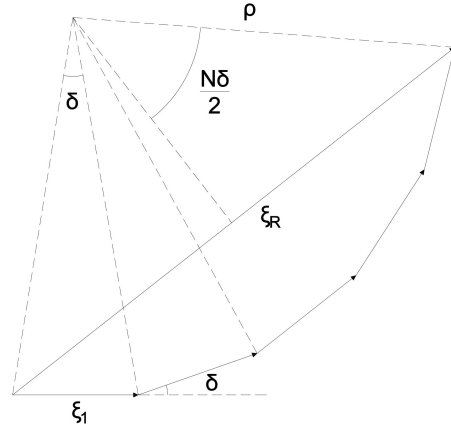


Figura 2.2: Rappresentazione dell'ampiezza dell'onda risultante con metodo dei fasori.

è la stessa, a differenza della fase che, come abbiamo appena visto, varia in base al cammino ottico. Definiamo quindi l'ampiezza di una singola onda con ξ_1 , per determinare l'ampiezza risultante data dalla somma delle onde di ogni singola antenna utilizziamo il metodo dei fasori, cioè l'assegnazione di valori vettoriali da disporre lungo una poligonale circolare. Assegniamo quindi ad ogni singola onda un vettore con modulo uguale all'ampiezza e inclinazione dipendente dalla differenza di fase, sommando vettorialmente tutti i valori otteniamo il vettore risultante ξ_R come si vede in Fig.2.2. I valori sono dunque:

$$\xi_1 = 2\rho \sin \frac{\delta}{2} \quad \xi_R = 2\rho \sin \frac{N\delta}{2} \quad (2.2)$$

con ρ raggio della circonferenza circoscritta alla poligonale e δ come in Eq.(2.1).

Combinando le due relazioni dell'Eq.(2.2) otteniamo ξ_R che dipende solo dall'ampiezza e dalla differenza di fase:

$$\xi_R = \xi_1 \frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \quad (2.3)$$

L'intensità dell'onda risultante è proporzionale al quadrato di ξ_R :

$$I_R(\theta) = I_1 \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right)^2 = I_1 \left(\frac{\sin \frac{N\pi d \sin \theta}{\lambda}}{\sin \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}} \right)^2 \quad (2.4)$$

con I_1 intensità di una singola onda.

Come si può notare dall'Eq.(2.3) l'intensità varia in funzione della direzione da cui arrivano le onde, di conseguenza l'intensità massima I_{max} si avrà per $\theta = 0$ cioè quando le onde sono tutte in fase. In questo caso, dalle proprietà dei limiti notevoli:

$$\xi_R = N\xi_1 \quad I_R = N^2 I_1 \quad (2.5)$$

Oltre al valore di $\theta = 0$ ci sono altri valori che portano ad avere I_{max} e cioè:

$$\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} = m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.6)$$

In questi casi si parla di interferenza costruttiva e I_{max} è il valore dell'intensità dei **massimi principali**. Allo stesso modo possiamo vedere dove l'interferenza è distruttiva e cioè dove $I_R = 0$. Questo avviene quando solo il numeratore dell'Eq.(2.3) si annulla, dunque quando:

$$\frac{N\pi d \sin \theta}{\lambda} = m'\pi \quad m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots \quad (2.7)$$

In questo caso si parla di **minimi**, escludendo i valori $m' = 0, N, 2N, \dots$ per i quali si hanno i massimi principali. Ci saranno quindi $N-1$ minimi tra due massimi principali. Quando il numeratore dell'Eq.(2.3) è uguale a uno abbiamo degli ulteriori picchi fra due massimi principali e con intensità minore di quest'ultimi definiti **massimi secondari**. In formule:

$$\frac{N\pi d \sin \theta}{\lambda} = (2m'' + 1)\frac{\pi}{2} \quad m'' = 1, 2, \dots, N-2, N+1, \dots, 2N-2, 2N+1, \dots \quad (2.8)$$

In funzione della direzione dell'onda incidente i massimi principali, i massimi secondari e i minimi saranno rispettivamente:

$$\sin \theta = m\frac{\lambda}{d} \quad \sin \theta = m'\frac{\lambda}{Nd} \quad \sin \theta = (2m'' + 1)\frac{\lambda}{2Nd} \quad (2.9)$$

Se costruiamo un grafico con in ascissa i valori di $\sin \theta$ e in ordinata i valori di I vediamo che i massimi principali, i massimi secondari e i minimi si intervallano costruendo una figura detta figura d'interferenza, come riportato in Fig.2.3.

2.2. VERY LARGE ARRAY

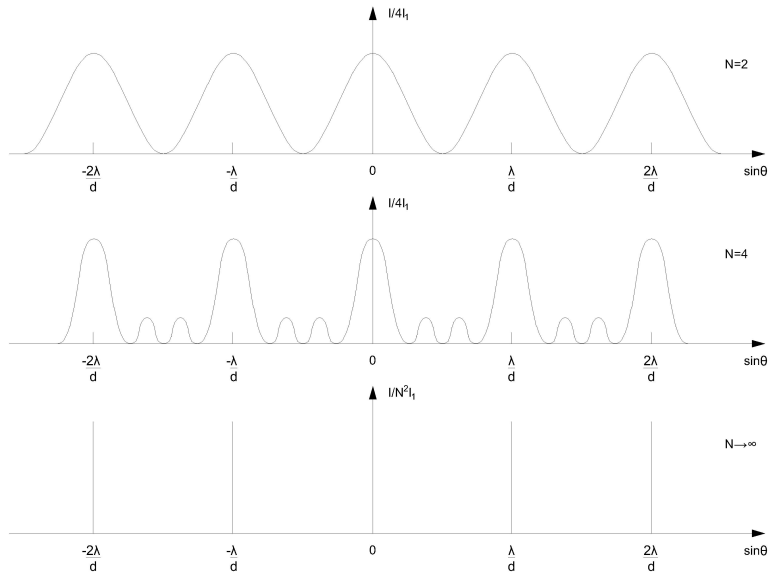


Figura 2.3: Frange di interferenza con numero crescente di ricevitori.

2.2 Very Large Array

Il Very Large Array (VLA) è un insieme di antenne costruite agli inizi del 1970 ed entrate in funzione nel 1980 a Socorro nel New Messico. L'array consta di 27 antenne attive (con l'aggiunta di un'ulteriore antenna tenuta di scorta) ognuna avente un diametro di circa 25 metri e un peso di 230 tonnellate. Le antenne hanno una montatura di tipo altazimutale ed ognuna di esse è montata su di una rotaia semovente per poterne cambiare la posizione reciproca. Il sistema nel complesso ha una baseline a forma di Y (Fig.2.4).

La possibilità di muovere ogni singola antenna permette di ottenere 4 configurazioni, più molte altre configurazioni ibride, in modo da far variare la risoluzione angolare θ del sistema interferometrico secondo:

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D} \quad (2.10)$$

con λ lunghezza d'onda di osservazione e D diametro dell'array. Di conseguenza più esteso sarà il diametro dell'array più sarà alta la risoluzione angolare, che sarà di $\simeq 0.04''$ per la configurazione A e di $\simeq 1.7''$ per la D. Questo porterebbe a pensare che sarebbe sempre meglio avere una baseline molto larga ma in pratica non è così. Quando la dimensione della sorgente si avvicina a λ/D le frange di interferenza nel piano immagine si annullano una con l'altra sovrapponendosi e di conseguenza la sorgente stessa diventa invisibile. Per questo motivo la scelta della baseline deve essere valutata in



Figura 2.4: Baseline del Very Large Array dove si può notare chiaramente la forma ad Y del sistema.

funzione delle dimensioni del target da osservare. La configurazione di tipo A è la più estesa con un diametro di $\simeq 36.4$ km, la B ha un diametro di $\simeq 11.4$ km, la C di $\simeq 3.4$ km e la D, la più ridotta delle quattro, ha un diametro di $\simeq 1$ km. Il VLA lavora in un range di frequenze che vanno da 74 MHz fino a 50 GHz.

Un importante elemento quando vengono acquisiti i dati con qualsiasi sistema di tipo interferometrico è il piano u-v. L'analisi della copertura del piano u-v è fondamentale per determinare la qualità e l'accuratezza del segnale nel range di frequenze nel quale si sta osservando: maggior copertura del piano identifica maggior accuratezza del segnale. Matematicamente questo piano è il luogo dei punti che rappresenta la trasformata di Fourier del segnale in ingresso. Geometricamente invece è la deproiezione dei vettori che collegano la disposizione spaziale xy delle singole antenne, dall'asse x si otterranno le coordinate dell'asse u mentre dall'asse y quelle dell'asse v, divisi per la lunghezza d'onda di osservazione. Per poter coprire con più efficacia possibile il piano u-v si utilizzano tre metodi. Il primo chiamato *aperture synthesis* consiste nel disporre le singole antenne, o più baseline, per formare un array che copra il più possibile il piano. Il secondo chiamato *Earth-rotation synthesis* sfrutta la rotazione terrestre con un array relativamente semplice. Il terzo chiamato *aperture-synthesis arrays* utilizza entrambe le metodologie precedenti, è più complesso da mettere in atto ma più efficiente.

Dal 1993 sono state effettuate tre importanti survey a grande campo,

2.2. VERY LARGE ARRAY

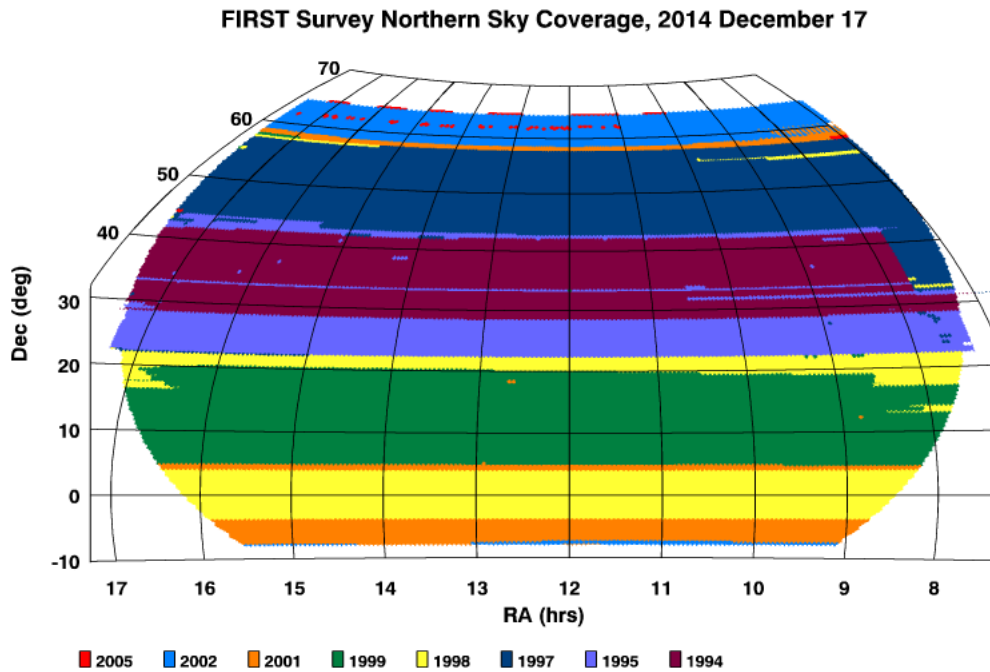


Figura 2.5: Aree di cielo campionate dalla Survey FIRST dal 1993 al 2017.

aggiornate e arricchite di anno in anno, la FIRST, la NVSS e la recente VLASS.

FIRST

La Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm (FIRST) è la prima survey a grande campo effettuata con il VLA a partire dal 1993, ampliata e aggiornata fino al 2017, vedi Fig.2.5. Questo catalogo ha coperto 10575 gradi quadri della volta celeste (8444 gradi quadri nell'emisfero nord e 2131 gradi quadri nell'emisfero sud). Le osservazioni sono state eseguite ad una frequenza di 1.4 GHz con un limite di flusso di 0.75 mJy in configurazione B. L'area campionata era già stata coperta dalla Sloan Digital Sky Survey (SDSS) in ottico, in questo nuovo campionamento in banda radio sono state rivelate 946432 sorgenti.

NVSS

La NRAO VLA Sky Survey (NVSS) è la seconda importante survey effettuata con l'utilizzo del VLA questa volta a partire dal 1998, coprendo l'intero cielo nord. Questa survey è stata fatta sempre a 1.4 GHz ma con un limite di

flusso di 2.5 mJy in configurazione D il che implica quindi una risoluzione angolare minore. Questo catalogo contiene invece 1773484 oggetti.

VLASS

Una terza importante survey è la recente VLA Sky Survey (VLASS), partita nel settembre del 2017 e divisa in tre periodi di osservazione intervallati di 32 mesi. Anche in questo caso è stato campionato il cielo nord fino a ~ 40 gradi di declinazione, come per la NVSS, coprendo circa 17000 gradi quadri di cielo con una risoluzione di $2.5''$. La frequenza di osservazione varia da 2 a 4 GHz in questo caso e la detection limit è di $120 \mu\text{Jy}$. Il numero di sorgenti della VLASS è decisamente più alto rispetto alle due survey precedenti ed è di ~ 5000000 .

2.3 NLS1 nell'emisfero sud

Di recente Chen et al. (2018) hanno selezionato un campione di NLS1 nell'emisfero sud, utilizzando per la classificazione spettroscopica il database della Six Degrees Field Galaxy Survey (6dF). In questo modo sono state identificate 167 nuove NLS1, che per la maggior parte non sono mai state osservate in radio. Di conseguenza si è deciso di osservare un campione di 56 oggetti a declinazione $>-30^\circ$ con il VLA su di una banda larga 2 GHz centrata a 5.5 GHz, utilizzando la configurazione C dell'array (proposal VLA/18B-126, P.I. S. Chen). In questa tesi mi sono occupato di ridurre e analizzare 10 di queste sorgenti, situate vicine all'equatore, e per questo osservabili con il radio telescopio di Metsähovi, in Finlandia (latitudine $+60^\circ$, diametro 13.7m). Scopo della tesi, in parte svolta presso l'osservatorio di Metsähovi, è quello di capire quali di queste sorgenti abbiano getti relativistici, e siano quindi adatte ad essere aggiunte al programma di monitoring di AGN dell'osservatorio, che viene portato avanti dal 1978.

Capitolo 3

Analisi dati e risultati

In questo capitolo visioneremo i passaggi effettivi che dai dati uscenti dalla prima pipeline portano alla determinazione del parametro di indice spettrale, obiettivo principale della tesi. I processi utilizzati a tale scopo partono dall'algoritmo CLEAN e attraverso la self-calibration, quando necessaria, assieme ad altre fasi, portano alla mappa radio della sorgente, alla misura del flusso su tutta la banda, e al calcolo finale del parametro di indice spettrale. Quest'ultimo è di particolare importanza perché attraverso di esso è possibile identificare quali sono le principali componenti, come vedremo poi, che compongono il flusso della NLS1 in questione.

3.1 Analisi dati con CASA

3.1.1 Pipeline

I dati utilizzati sono stati acquisiti con il VLA su una banda larga 2 GHz centrata a 5.5 GHz in configurazione C (proposal VLA/18B-126, P.I. S. Chen). Le osservazioni sono state fatte con tempi di posa di circa 30 minuti per sorgente. Dopo l'acquisizione dei dati questi vengono elaborati e analizzati tramite un software chiamato CASA (Common Astronomy Software Application), con cui si eseguono i vari passaggi per arrivare alla produzione di immagini e misure. Il primo step della post-produzione è il processo della pipeline. Questo consiste nello spaccettare e riarrangiare le informazioni grezze composte dal segnale elettrico derivante dai detector dell'array e da una serie di informazioni relative alle antenne. Lo scopo sostanziale è quello di preparare un modello per le fasi successive di CLEAN e self-calibration, che saranno descritte nel paragrafo successivo. In sostanza, la pipeline a partire dai dati "raw" del VLA, produce una calibrazione preliminare dei dati

sia in fase che in ampiezza. Essendo onde, infatti, le osservazioni radio vanno calibrate in questi due parametri. Per questo scopo, utilizza le sorgenti di calibrazione che sono state osservate assieme ai target scientifici. I calibratori sono di due tipi. Il primo, detto calibratore di ampiezza, è una sorgente brillante e di luminosità costante nel tempo che viene usata per derivare la luminosità del target. La seconda, detto calibratore di fase, è anch'essa una sorgente brillante e di struttura nota vicina al target. Grazie alla sua vicinanza, le fasi delle sue visibilità radio saranno uguali a quelle della sorgente, perché l'atmosfera le influenza allo stesso modo. Per questo può essere utilizzata come riferimento per ricostruire le fasi anche del target scientifico. La fase successiva serve ad affinare le calibrazioni preliminari, e ad ottenere una immagine del target scientifico.

3.1.2 CLEAN

Come già anticipato per l'analisi dei dati abbiamo utilizzato il software CASA. Il primo processo è quello di CLEAN (Högbom, 1974) attraverso il quale è possibile l'identificazione di sorgenti contaminanti vicine alla sorgente in esame e la loro successiva rimozione. Questo passaggio ci permette di ottenere un valore di root mean square (rms) della mappa in modo da poter campionare il target centrale a diversi sigma. Il procedimento è il seguente: nella dirty image si procede manualmente all'identificazione delle sorgenti radio. A ciascuna di esse, il programma associa un modello di dirty beam, sottraendolo tramite deconvoluzione e mostrandone i residui. Se nei residui sono visibili altre sorgenti più deboli, si procede a sottrarle aggiungendole al modello. Se non sono presenti altre sorgenti la procedura si conclude, e si passa eventualmente alla self-calibration. Si è cercato, in ogni caso, in tutte le mappe analizzate di arrivare ad una soglia di rms $< 10 \mu\text{Jy}$. Ogni segnale è suddiviso in 16 finestre spettrali in un range complessivo che va da 4.49 GHz a 6.49 GHz. Il numero di cicli di iterazioni scelto è di 10000. La pixel scale utilizzata è di $0.5 \text{ arcsec px}^{-1}$, necessaria per campionare la PSF con almeno 10 px. Le mappe hanno un area di $2048 \times 2048 \text{ px}$, talvolta aumentata a $4096 \times 4096 \text{ px}$ per essere in grado di includere e rimuovere dalla mappa sorgenti vicine luminose che altrimenti, a causa della creazione di sidelobes, avrebbero compromesso l'intera regione. I sidelobes sono i picchi secondari dell'immagine di interferenza i quali diventano simmetrici, nella mappa radio, a causa delle regioni non coperte nel piano u-v. Un esempio di una fase nel processo di CLEAN si può vedere in Fig.3.1 nella quale sono visibili il terminale di CASA, il viewer e il CASALogger.

3.1. ANALISI DATI CON CASA

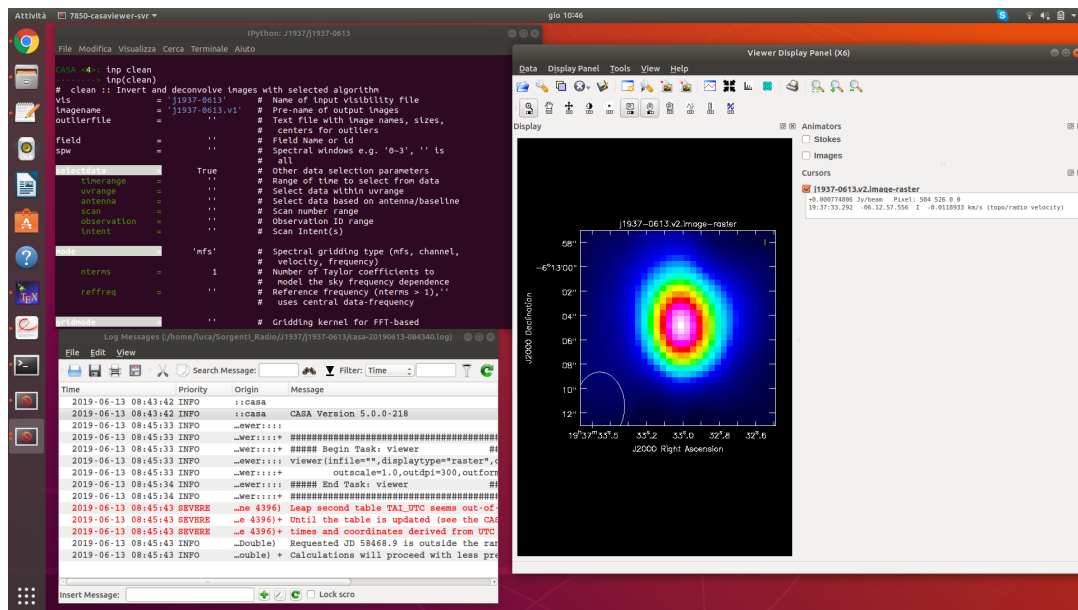


Figura 3.1: Schermata durante il processo di CLEAN.

3.1.3 Self-Calibration

Laddove un solo ciclo di CLEAN non dovesse portare ai risultati sperati si può implementare il processo aggiungendo la self-calibration. Questo passaggio viene utilizzato, come il nome stesso suggerisce, per calibrare e adattare, in ampiezza o in fase, i dati reali con il modello, quest'ultimo identificato con il primo CLEAN. In pratica questo processo assume che il modello definito nella fase di CLEAN sia corretto, sulla base di questo il sistema procede a migliorare la calibrazione delle fasi. La self-calibration può essere utilizzata più volte, alternativamente alle fasi di CLEAN, fino ad arrivare ad una mappa soddisfacente, in cui il range dinamico, definito dal rapporto fra l'intensità di picco e l'rms della mappa, sia massimo. In questa fase si imposta un'antenna principale che sarà quella di riferimento per la calibrazione, la quale si può identificare semplicemente in Fig.3.2. Una volta impostata la self-calibration si applica il tutto alla mappa con il comando *applycal*.

3.1.4 Misurazioni

Completate le varie fasi di riduzione e ottenute le mappe rispettive di ogni sorgente, si è passati ad acquisire i dati necessari per i calcoli successivi. Dopo aver aperto la mappa in formato contour si è passati a costruire una regione ellittica attorno alla sorgente, in modo da contornare l'oggetto nel

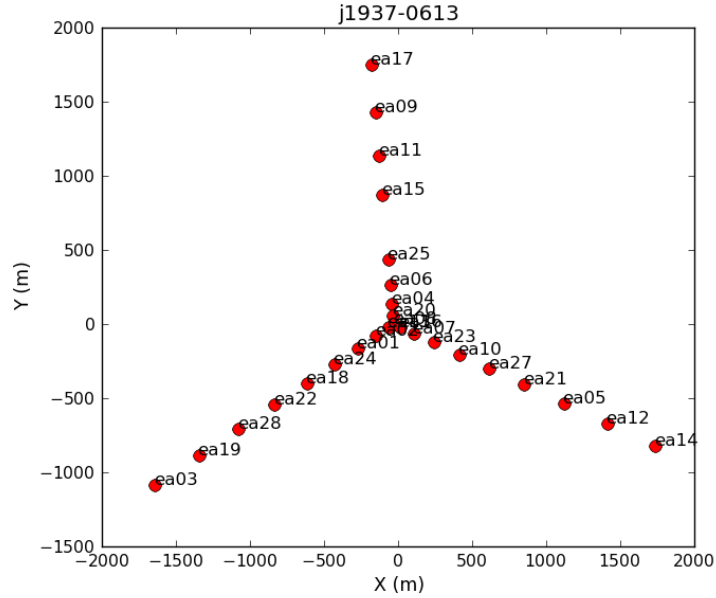


Figura 3.2: Disposizione spaziale delle antenne dell'array, si può notare la classica configurazione ad Y del VLA.

miglior modo possibile, ricavandone i flussi sia integrato che di picco con i rispettivi errori.

3.1.5 Indice Spettrale

Una volta ottenuta la mappa e misurati i flussi nel complesso si può passare alla determinazione dei dati necessari per il calcolo dell'indice spettrale α . Nel primo passaggio si identifica il range spettrale in comune tra le sedici finestre di ogni mappa con il comando *plotms* come in Fig.3.3. Questo passaggio è necessario perché la dimensione del beam cambia nelle varie finestre spettrali, poiché è una funzione della frequenza. Selezionando una zona comune sul piano u-v, si forza il beam ad avere la stessa dimensione, e questo rende le due mappe ottenute alla fine del procedimento direttamente comparabili. Una volta determinato tale range lo si inserisce, in kilolambda, nella nuova fase di CLEAN. Si effettueranno stavolta due CLEAN analoghi con otto finestre per volta, dividendo l'intero range di osservazione in due parti, uno tra 4.49 – 5.49 GHz e l'altro tra 5.49 – 6.49 GHz.

Una volta ottenute le due mappe ridotte si misurerà il flusso integrato e

3.1. ANALISI DATI CON CASA

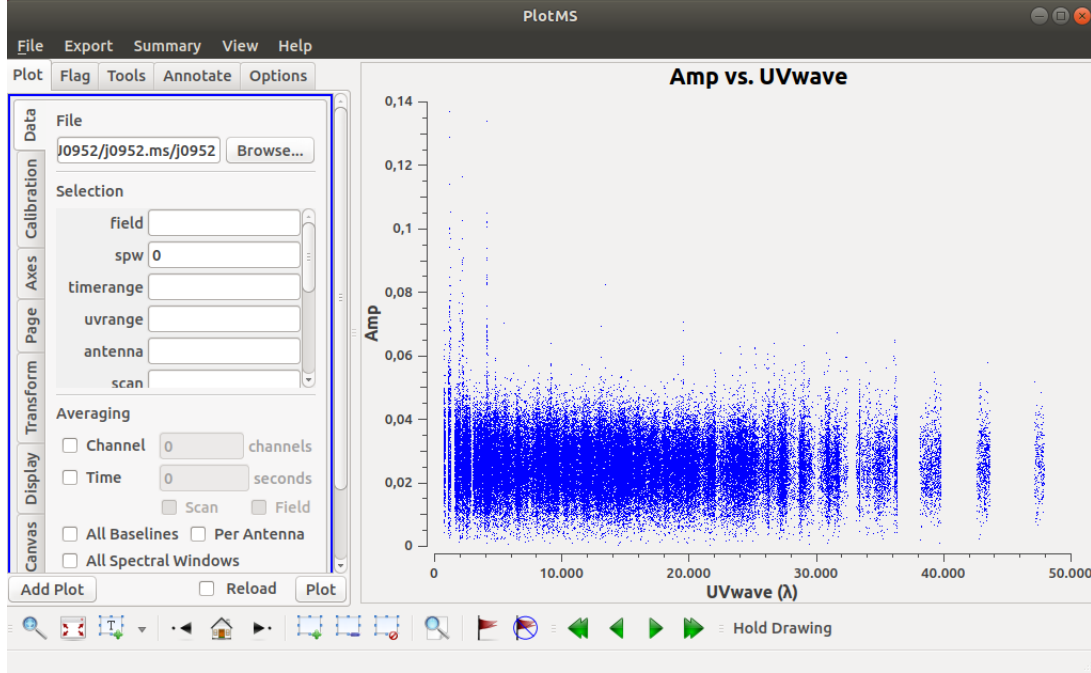


Figura 3.3: Range u-v di una delle sedici finestre che compongono ogni mappa.

di picco per calcolare il parametro di indice spettrale, definito come:

$$\alpha_{1,2} = - \frac{\log_{10} \left(\frac{S_1}{S_2} \right)}{\log_{10} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)} \quad (3.1)$$

con S_1 e S_2 i flussi, e ν_1 e ν_2 le frequenze medie rispettivamente della prima e seconda mappa ridotta. L'intero calcolo dell'indice spettrale verrà effettuato anch'esso due volte, prendendo in considerazione in una i flussi integrati, dove oltre all'AGN viene inclusa anche la galassia ospite, e nell'altra i flussi di picco, dove appunto si include solo la parte più vicina al centro. Il parametro di indice spettrale è di particolare importanza perché attraverso di esso riusciamo a identificare, come già detto, i meccanismi di emissione della NLS1 presa in esame. La divisione principale definisce due importanti categorie: per $\alpha \leq 0.5$ una SED caratterizzata da spettro piatto (*flat-spectrum*) e $\alpha \geq 0.5$ una SED caratterizzati da spettro ripido (*steep-spectrum*). Nel primo caso uno spettro particolarmente piatto implica la presenza di jets relativistici, tanto più quando il parametro α è di molto inferiore a 0.5, talvolta anche negativo. In questa condizione la maggior parte del flusso emesso è derivante

CAPITOLO 3. ANALISI DATI E RISULTATI

dal jet relativistico, il quale avrà una bassa inclinazione per $0 \leq \alpha \leq 0.5$ rispetto alla linea di vista, tipico dei blazar, e un'inclinazione maggiore per $0.5 \leq \alpha \leq 1$. Un parametro $\alpha = 0.7$ indica un'emissione generata da un meccanismo di sincrotrone, valori maggiori di questo implicano che la componente di emissione termica, della galassia ospitante, diventa via via più importante. Di conseguenza con un valore di α sopra l'unità, sia calcolato nel picco di emissione che per l'emissione integrata integrato, si può forse escludere la presenza di jet relativistici. Si possono trovare talvolta spettri molto steep, con una differenza tra flussi nei due range spettrali elevata, che porta ad un parametro di indice spettrale molto alto. La spiegazione fisica è dovuta a emissione fossile (relic). In questo caso i lobi dei jet non hanno elettroni di alta energia, perché non vengono più riforniti direttamente dal motore centrale, che si è spento. Di conseguenza, lo spettro del sincrotrone diventa sempre più ripido, perché ci sono meno elettroni ad alta energia in grado di produrre fotoni ad alta energia. Questo può accadere anche in caso di precessione del jet: se il jet cambia direzione, il lobo precedente non viene più alimentato e per analogo motivo lo spettro diventa più steep.

I parametri di indice spettrale ottenuti per le dieci sorgenti analizzate sono riportati in (Tab.3.2).

Tabella 3.1: Proprietà osservative e geometriche delle sorgenti.

Nome	NED Alias	R.A.	Dec.	z	Scale	Beam maj	Beam min	Beam P.A.
J0213-0551	6dF J021355.1-055121	02 13 55.14	-05 51 21.2	0.1399	2.981	3.82	2.8	-40.615
J0413-0050	6dF J041307.1-005017	04 13 07.09	-00 50 16.6	0.0402	0.855	3.75	2.30	-48.18
J0420-0530	6dF J042021.7-053054	04 20 21.74	-05 30 54.4	0.1991	4.262			
J0447-0403	6dF J044739.0-040330	04 47 38.97	-04 03 29.8	0.0815	1.734	3.52	1.91	-25.85
J0447-0508	6dF J044720.7-050814	04 47 20.73	-05 08 14.0	0.0449	0.960	4.14	1.89	-27.14
J0845-0732	6dF J084510.2-073205	08 45 10.24	-07 32 05.3	0.1036	2.242	4.15	2.41	-36.60
J0850-0318	6dF J085028.0-031817	08 50 27.96	-03 18 16.7	0.1623	3.500	3.25	2.63	-67.66
J0952-0136	Mrk 1239	09 52 19.08	-01 36 43.5	0.0196	0.452	8.80	3.94	49.34
J1628-0304	6dF J162848.4-030408	16 28 48.36	-03 04 07.8	0.0929	1.997			
J1937-0613	6dF J193733.0-061305	19 37 33.01	-06 13 04.8	0.0103	0.205	5.57	4.00	-0.15

Colonne: (1) nome; (2) NED alias; (3) ascensione retta (J2000); (4) declinazione (J2000); (5) redshift; (6) scala [kpc arcsec⁻¹]; (7) asse maggiore beam [arcsec]; (8) asse minore beam [arcsec]; (9) angolo di posizione beam [gradi].

3.2. DETTAGLI SULLE SINGOLE SORGENTI

Tabella 3.2: Proprietà fisiche misurate delle sorgenti.

Nome	rms	S_{int}	S_{peak}	$\log L_{int}$	$\log L_{peak}$	α_{int}	α_{peak}
J0213-0551	7.26	0.21±0.01	0.17±0.01	38.75±0.01	38.65±0.01	1.80±0.05	0.80±0.06
J0413-0050	8.02	0.16±0.01	0.14±0.01	37.51±0.03	37.44±0.01	0.83±0.21	-0.31±0.13
J0420-0530	13.36			≤40			
J0447-0403	5.59	0.14±0.02	0.04±0.01	38.09±0.06	37.51±0.01	2.74±1.53	0.14±0.22
J0447-0508	8.25	4.04±0.04	3.60±0.02	38.99±0.01	38.95±0.01	0.89±0.02	0.90±0.01
J0845-0732	7.99	0.29±0.04	0.12±0.01	38.61±0.05	38.23±0.01	1.31±0.23	1.47±0.15
J0850-0318	6.71	0.43±0.02	0.36±0.01	39.21±0.02	39.13±0.01	2.74±0.54	1.27±0.10
J0952-0136	10.95	21.34±0.07	20.40±0.03	38.98±0.01	38.97±0.01	0.92±0.01	0.95±0.01
J1628-0304	12.48			≤40			
J1937-0613	9.13	13.22±0.34	5.88±0.11	38.21±0.01	37.86±0.01	0.86±0.05	1.10±0.04

Colonne: (1) nome; (2) rms mappa [$\mu\text{Jy beam}^{-1}$]; (3) flusso integrato [mJy]; (4) flusso di picco [mJy beam $^{-1}$]; (5) logaritmo della luminosità integrata [erg s $^{-1}$]; (6) logaritmo della luminosità di picco [erg s $^{-1}$ beam $^{-1}$]; (7) indice spettrale del flusso integrato; (8) indice spettrale del flusso di picco.

3.2 Dettagli sulle singole sorgenti

I dati in ottico utilizzati, per le singole sorgenti, sono stati ricavati dal catalogo VizieR (Chen et al., 2018).

J0213-0551

6dF J021355.1-055121 è classificata in ottico come quasar, con massa del buco nero di $5.79 \times 10^6 M_{\odot}$, e rapporto di Eddington di 0.82. La morfologia (Fig.3.4) è compatta, senza deviazioni significative dalla forma del beam. L'indice spettrale, 0.7 per il picco e 1.8 per l'emissione complessiva, sembra suggerire che il getto relativistico non sia presente. Se lo fosse, infatti, entrambi gli indici sarebbero significativamente più vicini allo zero. In (Fig.3.4) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0413-0050

6dF J041307.1-005017 è la Seyfert 1 meno luminosa del campione (Tab.3.2). Il parametro α di picco, determinato dalla sola componente del nucleo, è negativo, il che potrebbe significare un jet relativistico con bassa inclinazione rispetto alla linea di vista. Sia la massa del buco nero che il rapporto di Eddington sono molto bassi, rispettivamente di $2.87 \times 10^6 M_{\odot}$ e 0.15. In (Fig.3.5) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0420-0503

6dFGS gJ042021.7-053054 è la prima sorgente, delle due nel complesso, non rivelate e anche la più lontana del campione (Tab.3.1) ($z=0.1991$). A causa dell'elevata lontananza e probabilmente ad una bassa luminosità intrinseca, non si è riusciti ad arrivare ad un rumore sufficientemente basso, data la presenza di sorgenti contaminanti di luminosità maggiore, per poter analizzare tale sorgente. In questo caso possiamo quindi definire una luminosità limite $\leq 10^{40}$ erg s⁻¹, corrispondente ad un flusso uguale a tre volte il valore di rms. Le uniche informazioni che derivano dai dati in ottico identificano una massa del buco nero di $5.52 \times 10^6 M_{\odot}$ e un rapporto di Eddington di 1.66. In (Fig.3.6) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0447-0403

6dF J044739.0-040330 è classificata in ottico come quasar, con massa del buco nero di $7.04 \times 10^6 M_{\odot}$ e un rapporto di Eddington di 1.50. In questo caso i valori dei parametri spettrali sono molto diversi, di 2.74 e 0.14 rispettivamente integrato e di picco, anche se le bande di errore, soprattutto per la parte integrata, sono ampie. Non è facile quindi arrivare ad una conclusione precisa per questa sorgente con i soli dati a disposizione. Tuttavia l'indice spettrale molto piatto del picco potrebbe indicare la presenza di un jet relativistico. Ulteriori osservazioni a risoluzione più alta sono necessarie per stabilire con chiarezza la presenza o meno del getto. In (Fig.3.7) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0447-0508

6dF J044720.7-050814 è una NLS1 che probabilmente non presenta jet. Questo si può dedurre dai due parametri spettrali (Tab.3.2) che sono entrambi maggiori di 0.7, con α di picco maggiore di quello integrato. Il rapporto di Eddington è di 0.65 e la massa del buco nero è di $4.25 \times 10^6 M_{\odot}$. La mappa in esame ha un valore di rms di $8.25 \mu\text{Jy}$. Tale valore è dovuto ad una sorgente estesa contaminante relativamente vicina, $\sim 1.5''$, al target da analizzare. In (Fig.3.8) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0845-0732

6dFGS gJ084510.2-073205 è classificata in NED come Seyfert 1 con massa del buco nero di $5.11 \times 10^6 M_{\odot}$ e un rapporto di Eddington di 0.76. Dai

3.2. DETTAGLI SULLE SINGOLE SORGENTI

parametri di indice spettrale, entrambi superiori all'unità (Tab.3.2), è improbabile siano presenti jet relativistici dove la componente dominante nel flusso potrebbe essere di formazione stellare. Si nota anche nella mappa (Fig.3.9) come la morfologia non sia compatta, ma diffusa. Queste strutture a tali frequenze sono di solito associate a formazione stellare, particolarmente abbondante nelle NLS1 (Berton et al., 2018, Sani et al., 2010). In (Fig.3.9) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0850-0318

6dFGS gJ085028.0-031817 è la sorgente più estesa e luminosa del campione, e anche una delle più lontane. Ha una massa del buco nero di $1.487 \times 10^7 M_{\odot}$, più alta rispetto agli altri oggetti analizzati, e un rapporto di Eddington di 1.36. Questa sorgente è di particolare interesse dato lo spettro decisamente steep dato dai valori di indice spettrale (Tab.3.2). Data la similitudine con la NLS1 Mrk 783, anch'essa osservata con il VLA a 5 GHz in un'altra survey (Berton et al., 2018), si può ipotizzare che questa possa essere un esempio di *relic* (Congiu et al., 2017). I dati disponibili non sono però sufficienti per definirlo con chiarezza, data la bassa risoluzione della configurazione C. Sarebbero quindi necessari dati a risoluzioni più elevate per studiare con più precisione il caso. In (Fig.3.10) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J0952-0136

Mrk 1239 è una NLS1, analizzata più volte in banda radio, classificata radio-quiet (Doi et al., 2015) o appena sopra la soglia di radio-loudness (Berton et al., 2015). Questa sorgente è la seconda come luminosità e vicinanza del campione. Come si può notare dalla mappa (Fig.3.11), è presente un'area molto estesa di emissione allungata con PA del beam di 49.34° . In questo caso la massa del buco nero è di $2.15 \times 10^6 M_{\odot}$ e il rapporto di Eddington è di 0.77. Gli indici spettrali sono entrambi al di sopra del valore di sincrotrone, di 0.7, e si vede come la mappa sia molto estesa e di forma irregolare. Dato tutto ciò si può ipotizzare l'assenza di jet relativistici e l'alta componente di formazione stellare che influisce sul flusso. Dall'immagine in ottico (Fig.3.11) confrontata con la mappa radio, si vede come tali immagini possano essere, anche di molto, diverse variando la frequenza di osservazione in bande differenti. In (Fig.3.11) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J1628-0304

6dFGS gJ162848.4-030408 è la seconda sorgente non rivelata del campione. Questa sorgente è più vicina ($z=0.0929$) rispetto all'altra non-detected (J0420-0530), ma nonostante questo non è sufficientemente luminosa da poter essere rivelata. In questo caso possiamo quindi definire una luminosità limite $\leq 10^{40}$ erg s $^{-1}$. Dai dati in ottico otteniamo una massa del buco nero di $5.19 \times 10^6 M_{\odot}$ e un rapporto di Eddington di 1.35. In (Fig.3.12) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

J1937-0613

6dF J193733.0-061305 è la NLS1 più vicina (Tab.3.1) ($z=0.0103$). L'rms elevato della mappa (rms=9.13 μ Jy) è causato dalla presenza di una sorgente contaminante vicina e molto intensa. Anche in questo caso si può ipotizzare, dagli indici spettrali integrato e di picco e dalla forma della mappa radio (Fig.3.13) l'assenza di jet. La massa del buco nero e il rapporto di Eddington sono rispettivamente di $1.08 \times 10^6 M_{\odot}$ e 0.67. Si può vedere in (Fig.3.13) come nella mappa radio sia presente una sorgente contaminante che non è presente nell'immagine nel visibile. Questo significa che la sorgente contaminante è un oggetto il quale non emette nell'ottico. In (Fig.3.13) sono rappresentate l'immagine in ottico e la mappa radio.

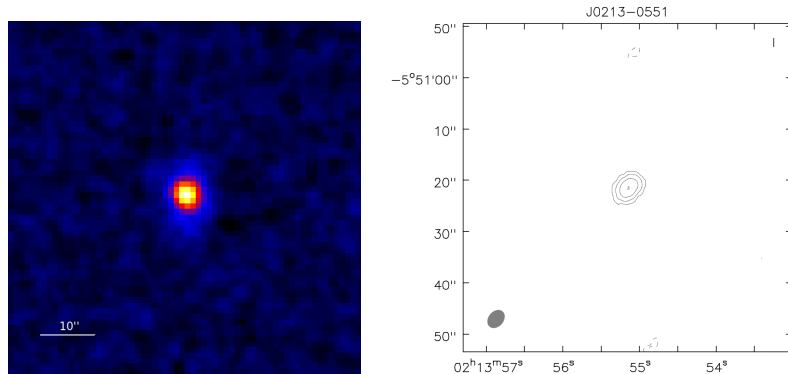


Figura 3.4: J0213-0551. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = 7.26 [μ Jy beam $^{-1}$], scala = 2.981 [kpc arcsec $^{-1}$].

3.2. DETTAGLI SULLE SINGOLE SORGENTI

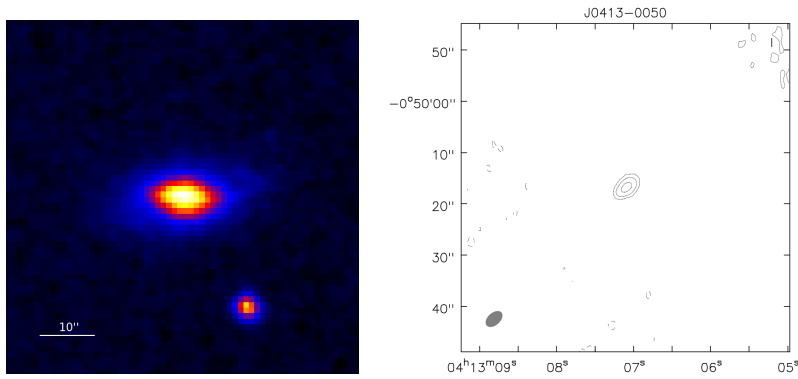


Figura 3.5: J0413-0050. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $8.02 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $0.855 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

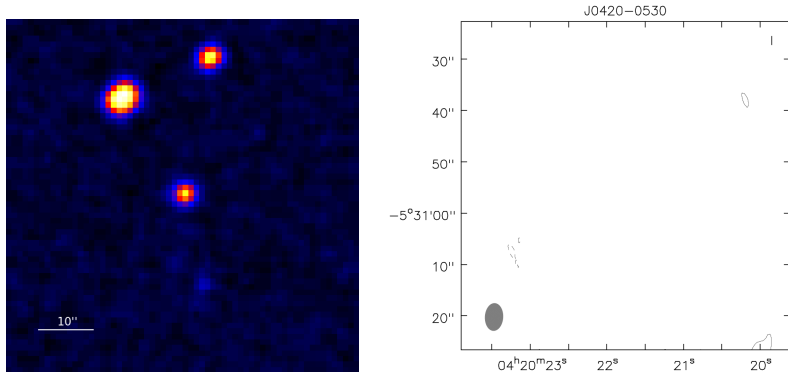


Figura 3.6: J0420-0530. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $13.36 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $4.262 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

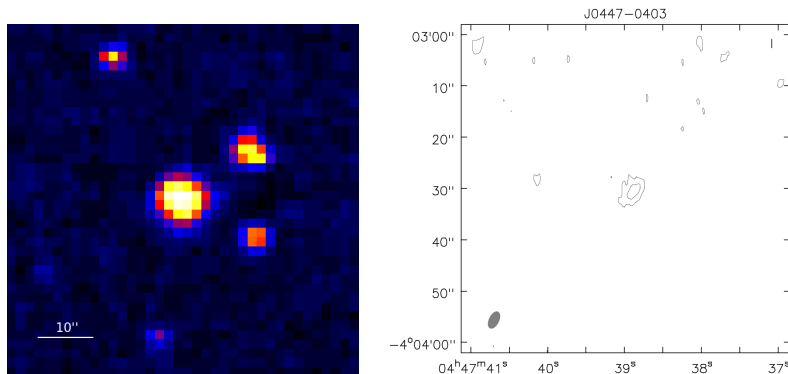


Figura 3.7: J0447-0403. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $5.59 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $1.734 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

CAPITOLO 3. ANALISI DATI E RISULTATI

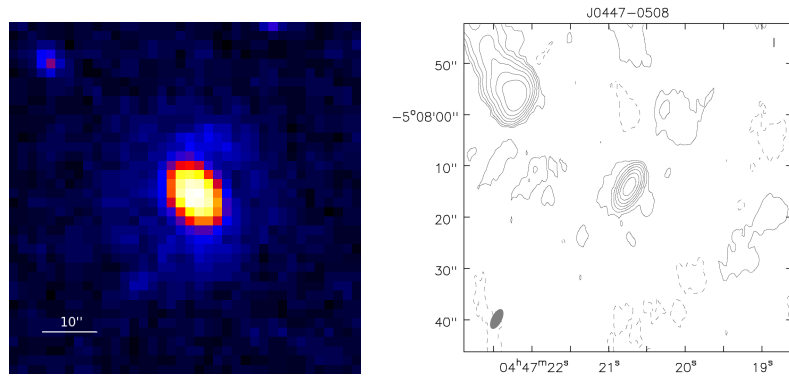


Figura 3.8: J0447-0508. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $8.25 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $0.960 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

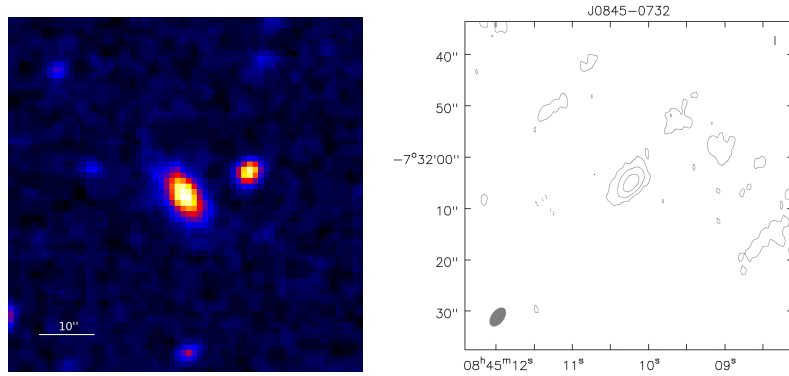


Figura 3.9: J0845-0732. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $7.99 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $2.242 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

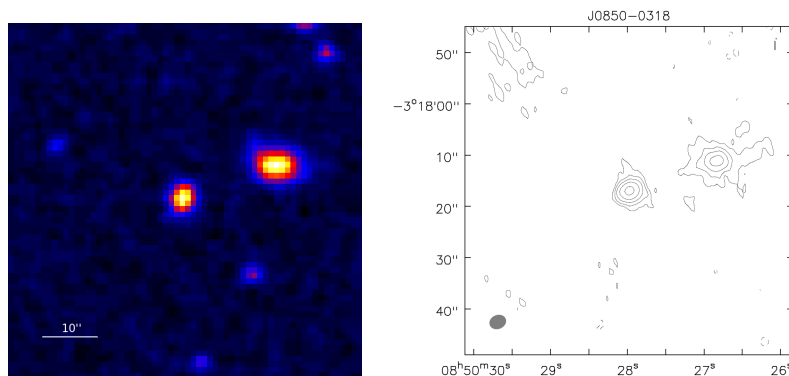


Figura 3.10: J0850-0318. Pannello sinistra: Immagine ottica, **Pannello destra:** Mappa radio: rms = $6.71 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $3.500 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

3.2. DETTAGLI SULLE SINGOLE SORGENTI

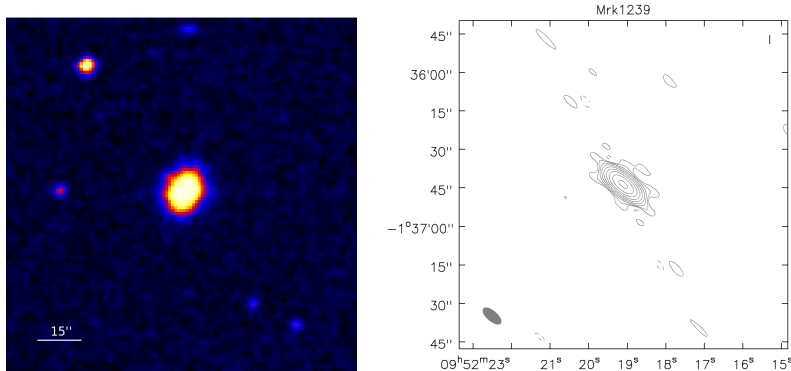


Figura 3.11: J0952-0139 (mrk1239). Pannello sinistra: Immagine ottica, Pannello destra: Mappa radio: rms = $10.95 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $0.452 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

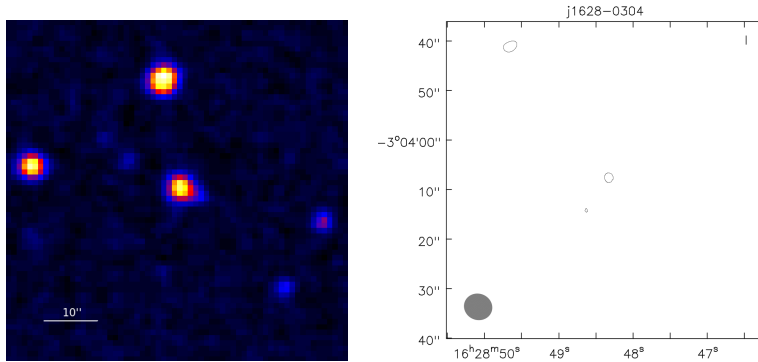


Figura 3.12: J1628-0304. Pannello sinistra: Immagine ottica, Pannello destra: Mappa radio: rms = $12.48 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $1.997 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

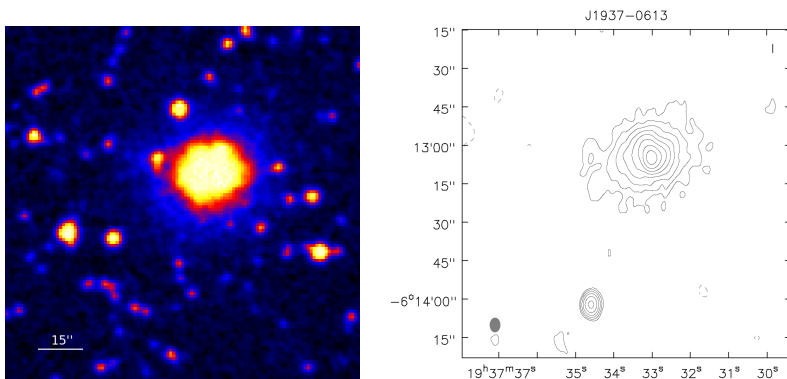


Figura 3.13: J1937-0613. Pannello sinistra: Immagine ottica, Pannello destra: Mappa radio: rms = $9.13 [\mu\text{Jy beam}^{-1}]$, scala = $0.205 [\text{kpc arcsec}^{-1}]$.

CAPITOLO 3. ANALISI DATI E RISULTATI

Conclusioni

In questa tesi abbiamo analizzato un campione di dieci narrow-line Seyfert 1 identificate nell'emisfero sud, recentemente osservate in radio a 5.5 GHz con il Very Large Array. I dati osservati sono stati ridotti ed analizzati per cercare di capire meglio l'origine dell'emissione radio in queste sorgenti. Delle dieci sorgenti analizzate, solo una è stata aggiunta al programma di monitoring di AGN a 37 GHz portato avanti dal radiotelescopio di Metsähovi, in Finlandia. Tale sorgente è J0413-0050, con $\alpha_{int} = 0.83 \pm 0.21$ e con $\alpha_{peak} = -0.31 \pm 0.13$. Con questi valori di indice spettrale si può ipotizzare quindi la presenza di getti relativistici, requisito necessario affinché possa essere rilevata ad alta frequenza da Metsähovi.

I passi successivi sono quindi monitorare tale sorgente per osservare quando e se entra in uno stato di flare, il che implica un aumento rilevante della luminosità. Oltre a questa sorgente, un altro oggetto interessante per un'analisi successiva è J0850-0318. In quest'ultima entrambi gli indici spettrali, rispettivamente di 2.74 ± 0.54 e di 1.27 ± 0.10 , sono molto steep. Questi valori portano ad ipotizzare che questo oggetto possa essere una *relic*, ossia una sorgente simile è un AGN che non alimenta più il jet relativistico, in cui non si ha più un rifornimento costante di elettroni di alta energia, il che porta a un irripidimento dello spettro radio. Per poter analizzare al meglio tale oggetto sarebbero proficue ulteriori analisi a risoluzioni più elevate, possibilmente sempre con il VLA stavolta in configurazione A, in modo sia da avere a disposizione dati con una risoluzione angolare più alta sia da poter effettuare un confronto di due osservazioni dello stesso oggetto derivanti dal medesimo strumento in configurazione diversa.

Bibliografia

- Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *ARA&A*, 31:473–521.
- Antonucci, R. R. J. and Miller, J. S. (1985). Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *ApJ*, 297:621–632.
- Baskin, A. and Laor, A. (2005). What controls the [OIII] λ 5007 line strength in active galactic nuclei? *MNRAS*, 358:1043–1054.
- Beckmann, V. and Shrader, C. R. (2012). *Active Galactic Nuclei*.
- Berton, M., Congiu, E., Järvelä, E., Antonucci, R., Kharb, P., Lister, M. L., Tarchi, A., Caccianiga, A., Chen, S., and Foschini, L. (2018). Radio-emitting narrow-line Seyfert 1 galaxies in the JVL A perspective. *A&A*, 614:A87.
- Berton, M., Foschini, L., Ciroi, S., Cracco, V., La Mura, G., Lister, M. L., Mathur, S., Peterson, B. M., Richards, J. L., and Rafanelli, P. (2015). Parent population of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. *A&A*, 578:A28.
- Boller, T. (2000). ROSAT results on narrow-line Seyfert 1 galaxies. *New A Rev.*, 44:387–394.
- Boroson, T. A. and Green, R. F. (1992). The emission-line properties of low-redshift quasi-stellar objects. *ApJS*, 80:109–135.
- Chen, S., Berton, M., La Mura, G., Congiu, E., Cracco, V., Foschini, L., Fan, J. H., Ciroi, S., Rafanelli, P., and Bastieri, D. (2018). VizieR Online Data Catalog: Catalog of NLS1s galaxies in 6dFGS survey (Chen+, 2018). *VizieR Online Data Catalog*, pages J/A+A/615/A167.
- Congiu, E., Berton, M., Giroletti, M., Antonucci, R., Caccianiga, A., Kharb, P., Lister, M. L., Foschini, L., Ciroi, S., and Cracco, V. (2017). Kiloparsec-scale emission in the narrow-line Seyfert 1 galaxy Mrk 783. *A&A*, 603:A32.

BIBLIOGRAFIA

de Bruyn, A. G. and Wilson, A. S. (1978). The radio properties of Seyfert galaxies. *A&A*, 64:433–444.

Doi, A., Wajima, K., Hagiwara, Y., and Inoue, M. (2015). A Fanaroff-Riley Type I Candidate in Narrow-Line Seyfert 1 Galaxy Mrk 1239. *ApJ*, 798(2):L30.

Foschini, L. (2011). The role of Swift in the discovery of γ -ray emission from Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. In *Swift and the Surprising Sky: The First Seven Years of Swift*. Online at: *IA href="http://www.brera.inaf.it/docM/OAB/Research/SWIFT/Swift7/?p=program" id.11*, page 11.

Foschini, L., Angelakis, E., Bonnoli, G., Braito, V., Caccianiga, A., Fuhrmann, L., Gallo, L., Ghirland a, G., Ghisellini, G., Grupe, D., Hamilton, T., Kaufmann, S., Komossa, S., Kovalev{7 2}, Y. Y., Lahteenmaki, A., Lister, M. L., Mannheim, K., Maraschi, L., Mathur, S., Peterson, B. M., Romano, P., Severgnini, P., Tagliaferri, G., Tammi, J., Tavecchio, F., Tibolla, O., Tornikoski, M., and Vercellone, S. (2013). Basic properties of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies with relativistic jets. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 84:731.

Foschini, L., Berton, M., Caccianiga, A., Ciroi, S., Cracco, V., Peterson, B. M., Angelakis, E., Braito, V., Fuhrmann, L., Gallo, L., Grupe, D., Järvelä, E., Kaufmann, S., Komossa, S., Kovalev, Y. Y., Lähteenmäki, A., Lisakov, M. M., Lister, M. L., Mathur, S., Richards, J. L., Romano, P., Sievers, A., Tagliaferri, G., Tammi, J., Tibolla, O., Tornikoski, M., Vercellone, S., La Mura, G., Maraschi, L., and Rafanelli, P. (2015). Properties of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. *A&A*, 575:A13.

Heinz, S. and Sunyaev, R. A. (2003). The non-linear dependence of flux on black hole mass and accretion rate in core-dominated jets. *MNRAS*, 343(3):L59–L64.

Högbom, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *A&AS*, 15:417.

Hoyle, F. and Fowler, W. A. (1963). On the nature of strong radio sources. *MNRAS*, 125:169.

Hubble, E. P. (1926). Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64.

BIBLIOGRAFIA

- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., and Green, R. (1989). VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. *AJ*, 98:1195–1207.
- Khachikian, E. Y. and Weedman, D. W. (1974). An atlas of Seyfert galaxies. *ApJ*, 192:581–589.
- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., Mathur, S., Adorf, H.-M., Lemson, G., Duschl, W. J., and Grupe, D. (2006). Radio-loud Narrow-Line Type 1 Quasars. *AJ*, 132:531–545.
- Kwan, J. and Krolik, J. H. (1981). The formation of emission lines in quasars and Seyfert nuclei. *ApJ*, 250:478–507.
- Lorenz, E. and Wagner, R. (2012). Very-high energy gamma-ray astronomy. A 23-year success story in high-energy astroparticle physics. *European Physical Journal H*, 37:459–513.
- Markarian, B. E. (1967). Galaxies with an Ultraviolet Continuum. *Astrofizika*, 3.
- Markaryan, B. E. (1969). Galaxies with an ultraviolet continuum. II. *Astrophysics*, 5:206–225.
- Osterbrock, D. E. (1977). Spectrophotometry of Seyfert 1 galaxies. *Lick Observatory Bulletin*, 757:1.
- Osterbrock, D. E. and Pogge, R. W. (1985). The spectra of narrow-line Seyfert 1 galaxies. *ApJ*, 297:166–176.
- Padovani, P. (2017). On the two main classes of active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, 1:0194.
- Peterson, B. M., McHardy, I. M., Wilkes, B. J., Berlind, P., Bertram, R., Calkins, M., Collier, S. J., Huchra, J. P., Mathur, S., Papadakis, I., Peters, J., Pogge, R. W., Romano, P., Tokarz, S., Uttley, P., Vestergaard, M., and Wagner, R. M. (2000). X-Ray and Optical Variability in NGC 4051 and the Nature of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. *ApJ*, 542:161–174.
- Pogge, R. W. (2011). A quarter century of Narrow-Line Seyfert 1s. In *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe*, page 2.
- Reber, G. (1944). Cosmic Static. *ApJ*, 100:279.

BIBLIOGRAFIA

Richstone, D. O. and Schmidt, M. (1980). The spectral properties of a large sample of quasars. *ApJ*, 235:361–376.

Romano, P., Foschini, L., Tavecchio, F., Vercellone, S., Landoni, M., Knodlseder, J., and CTA Consortium (2018). Narrow-line Seyfert 1 galaxies and the Cherenkov Telescope Array: simulations and perspectives. In *AGN13: Beauty and the Beast. The 13th Italian meeting on Active Galactic Nuclei, held 9-12 October, 2018 in Milano. Online at [jA href="https://indico.ict.inaf.it/event/524/overview"](https://indico.ict.inaf.it/event/524/overview) [jhttps://indico.ict.inaf.it/event/524/id.4](https://indico.ict.inaf.it/event/524/id.4)*, page 4.

Salpeter, E. E. (1964). Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ*, 140:796–800.

Sandage, A., Véron, P., and Wyndham, J. D. (1965). Optical Identification of New Quasi-Stellar Radio Sources. *ApJ*, 142:1307–1311.

Sani, E., Lutz, D., Risaliti, G., Netzer, H., Gallo, L. C., Trakhtenbrot, B., Sturm, E., and Boller, T. (2010). Enhanced star formation in narrow-line Seyfert 1 active galactic nuclei revealed by Spitzer. *MNRAS*, 403(3):1246–1260.

Seyfert, C. K. (1943). Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97:28.

Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Black Holes in Binary Systems: Observational Appearances. In Bradt, H. and Giacconi, R., editors, *X- and Gamma-Ray Astronomy*, volume 55 of *IAU Symposium*, page 155.

Yang, H., Yuan, W., Yao, S., Li, Y., Zhang, J., Zhou, H., Komossa, S., Liu, H.-Y., and Jin, C. (2018). SDSS J211852.96-073227.5: a new γ -ray flaring narrow-line Seyfert 1 galaxy. *MNRAS*, 477:5127–5138.

Zel’dovich, Y. B. and Novikov, I. D. (1964). The Radiation of Gravity Waves by Bodies Moving in the Field of a Collapsing Star. *Soviet Physics Doklady*, 9:246.

Zwicky, F., Herzog, E., and Wild, P. (1963). *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. 2.*

Zwicky, F., Herzog, E., Wild, P., Karpowicz, M., and Kowal, C. T. (1961). *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I.*