

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÁ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Studio delle hotspot di radiogalassie nell'infrarosso

Relatore:

Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:

Inti Matteo Vásquez Ansaloni

Correlatore:

Dott. Filippo D'Ammando

Dott.ssa Monica Orienti

Anno Accademico 2017/2018

Indice

| | |
|--|-----------|
| Introduzione | 5 |
| 1 Le radiogalassie | 6 |
| 1.1 Classificazione morfologica delle galassie | 6 |
| 1.2 Galassie attive, radiogalassie e quasar. Il modello unificato | 8 |
| 1.3 Morfologia e struttura delle radiogalassie | 10 |
| 1.3.1 Caratteristiche osservative | 10 |
| 1.3.2 Modello a flusso continuo | 11 |
| 1.3.3 Classificazione delle radiosorgenti | 12 |
| 1.4 Cataloghi | 14 |
| 2 Spettro radio e processi di emissione | 15 |
| 2.1 Lo spettro delle sorgenti | 15 |
| 2.2 Radiazione di sincrotrone | 16 |
| 2.2.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico | 17 |
| 2.2.2 Irraggiamento da parte di una particella relativistica in un campo magnetico | 19 |
| 2.2.3 Distribuzione angolare della radiazione | 20 |
| 2.2.4 Spettro della radiazione di sincrotrone | 22 |
| 2.2.5 Polarizzazione | 23 |
| 2.3 Effetto Compton inverso | 24 |
| 2.3.1 Emissione Sincrotrone, Self-Compton(SSC) | 25 |
| 3 Parametri fisici delle radiogalassie e vite medie | 27 |
| 3.1 Calcolo dei parametri fisici delle radiogalassie | 27 |
| 3.1.1 Stima del campo magnetico | 27 |
| 3.1.2 Energia totale e pressione interna | 29 |
| 3.2 Vite medie delle radiosorgenti | 29 |
| 3.2.1 Vite medie cinematiche | 29 |
| 3.2.2 Vite medie radiative | 30 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4 | WISE | 32 |
| 4.1 | Catalogo AllWISE | 33 |
| 4.1.1 | AllWise reject table | 33 |
| 5 | Analisi delle hot-spot | 34 |
| 5.1 | Identificazione dell'emissione infrarossa nelle hot-spot | 34 |
| 5.2 | Analisi dei dati | 41 |
| 5.2.1 | Da magnitudini a flussi | 41 |
| 5.2.2 | Calcolo degli indici spettrali | 42 |
| 5.3 | Hot-spot con possibile controparte nella AllWISE reject table | 43 |
| | Conclusione | 44 |
| | Ringraziamenti | 45 |
| | Bibliografia | 46 |

Sommario

In questo lavoro di tesi sono state cercate e studiate le emissioni in infrarosso delle hot-spot di 48 radiogalassie FR II prese da due campioni a redshift diverso (29 con redshift $z < 0.3$ e 19 con redshift $0.3 < z < 0.6$), confrontando le loro posizioni con i dati provenienti dalle osservazioni in banda infrarossa del telescopio spaziale WISE. Per 10 di queste radiosorgenti è stata trovata una controparte infrarossa nel catalogo di WISE. Per queste sorgenti sono stati calcolati i flussi e gli indici spettrali radio-infrarosso, questi ultimi hanno dato un valore medio $\alpha \approx 0.75$.

Inoltre, sono state individuate altre 4 hot-spot con una candidata sorgente infrarossa, ma le loro osservazioni a disposizione in questo momento non permettono di confermare tale controparte.

Introduzione

Le hot-spot sono regioni localizzate agli estremi delle radiogalassie che presentano un'emissione radio molto intensa. Queste remote regioni brillanti (di solito distanti centinaia di migliaia di anni luce dal nucleo della galassia) individuano la zona in cui i getti di plasma relativistico, provenienti dal nucleo, collidono con l'ambiente esterno, demarcando la loro "working surface" (superficie di lavoro) nella quale l'energia cinetica viene dissipata in accelerazione di particelle relativistiche. Queste particelle accelerate, trovandosi in un plasma magnetizzato, emettono per sincrotrone. A causa di perdite di energia, tanto adiabatiche come radiative, queste particelle vengono lasciate dietro, formando i *lobi radio estesi*, mentre le hot-spot avanzano nel mezzo intergalattico (IGM).

Essendo le hot-spot delle regioni relativamente isolate e con indici spettrali che indicano la presenza di elettroni giovani, esse sono dei laboratori ideali per studiare l'energetica e i processi di accelerazione delle particelle relativistiche. Lo studio della loro emissione in infrarosso e ottico (oltre che in banda radio) permetterà di determinare quanto le hot-spot siano efficaci acceleratori di particelle.

La presente tesi è divisa in 5 capitoli. Nel primo capitolo si parte da una prima definizione e classificazione delle galassie, per poi concentrarci sulle radiogalassie e le loro sotto-strutture.

Nel capitolo 2 si parla dello spettro che hanno queste radiosorgenti e dei loro meccanismi di emissione (sincrotrone e Compton inverso).

Il capitolo 3 è dedicato al calcolo dei parametri fisici che descrivono le radiogalassie e le loro vite medie (tanto cinematiche quanto radiative).

Nel capitolo 4 è data una breve descrizione del telescopio spaziale WISE e del catalogo ad esso associato.

Infine, nel capitolo 5, si analizzano le proprietà infrarosse delle radiosorgenti in esame (identificazione delle sorgenti, magnitudini, flussi e indici spettrali). Vengono riportate anche le immagini radio delle galassie studiate.

Capitolo 1

Le radiogalassie

1.1 Classificazione morfologica delle galassie

Le galassie sono enormi aggregati di stelle, ammassi di stelle, nubi di gas e polvere legati gravitazionalmente. Esse sono i "mattoni" che compongono l'Universo e ci forniscono le più importanti informazioni riguardanti la sua evoluzione temporale. Il numero di galassie presenti nell'Universo si pensa sia dell'ordine del centinaio di miliardi.

Le galassie hanno forme, dimensioni e masse molto diverse fra di loro e le possiamo trovare in quattro configurazioni: ellittiche, lenticolari, spirali e irregolari. Una classificazione più dettagliata -sempre basata sull'aspetto- fu proposta da Edwin Hubble nel 1936. Questa classificazione, nota come Sequenza di Hubble, vede le galassie divise in:

- **Ellittiche(E)**: forma ellittica con un numero caratteristico che va da 1 a 7, a seconda dell'ellitticità
- **Lenticolari(S0)**: presentano una struttura simile ad un disco, con un bulge centrale sferico.
- **Spirali(S)**: presentano un bulge centrale attorno al quale si avvolgono dei bracci a spirale dentro una struttura a disco. I bracci variano da molto stretti (Sa) a molto aperti (Sc).
- **Spirali Barrate(Sb)**: struttura simile alle galassie spirali, ma i bracci non partono direttamente dal bulge, ma da una barra che lo attraversa.
- **Irregolari**: Non mostrano alcuna forma regolare riconoscibile.

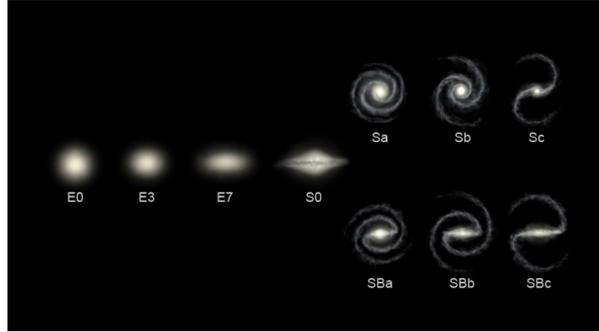


Figura 1.1: La sequenza di Hubble

Circa il 40% delle galassie sono ellittiche o lenticolari. Le galassie ellittiche, oltre che dalla loro forma, sono caratterizzate da un bassissimo contenuto gassoso. Le stelle presenti al loro interno sono di popolazione II o I, che porta a pensare alle galassie ellittiche come sistemi altamente evoluti. Le galassie ellittiche sono quelle con il più alto rapporto massa/luminosità, da cui si conclude che portano con sé molta materia oscura.

Le galassie lenticolari (S0) formano una classe di transizione: hanno caratteristiche intermedie tra le spirali e le ellittiche di maggiore ellitticità e sono del tutto prive di gas.

Le galassie a spirale, invece, sono -in generale- ricche di gas e polvere. Queste galassie presentano strutture estremamente appiattite: i bracci si sviluppano in un disco, il cui spessore è circa 1/100 del suo raggio. Inoltre, queste galassie sono circondate da aloni molto estesi e massicci formati da materia oscura e, in misura notevolmente minore, da stelle vecchie. Circa il 50% delle galassie ricadono in questa categoria.

Le spirali possono presentare una struttura dominata da una barra che parte dal nucleo e dalla quale si sviluppano i bracci. Queste galassie sono le spirali barrate.

Il restante 10% delle galassie sono le irregolari: non presentano una struttura definita e sono prive di simmetrie evidenti. Si dividono in due gruppi: quelle di tipo I (ricche di gas, polveri e stelle giovani) e quelle di tipo II (più vecchie con poco gas).

Le galassie non si trovano isolate, ma legate gravitazionalmente ad altre formando i clusters o ammassi di galassie, che sono enormi aggregati di galassie, materia oscura e gas caldo intergalattico (questo gas ha temperature dell'ordine dei 10^8 K, di conseguenza emette ad alta frequenza, cioè è osservabile nel X). Il numero di galassie in un ammasso varia molto a seconda dei casi, ma normalmente è dell'ordine del centinaio, arrivando a casi estremi con oltre 1000 galassie. La componente dominante negli ammassi è la materia oscura, rappresentando quasi il 90% della materia di queste strutture.

Il fatto che le galassie all'interno del cluster interagiscano tra di loro, genera fenomeni di merger: galassie che, per effetto della gravità, assorbono il gas di una galassia vicina. Per via di questo fenomeno possiamo osservare galassie ellittiche "ringiovanite", cioè ricche di gas e con formazione stellare, così come galassie di forma spiraleggiante ma poverissime di gas (come le lenticolari S0).

1.2 Galassie attive, radiogalassie e quasar. Il modello unificato

Si chiamano "galassie attive" quelle galassie che mostrano una grande attività energetica, normalmente concentrata nel nucleo. Per questo motivo spesso ci si riferisce a esse come nuclei galattici attivi (AGN). Questa energia è di natura gravitazionale associata alla presenza di un buco nero supermassiccio (SMBH) dell'ordine di 10^8 masse solari al centro della galassia. Questi processi energetici si manifestano producendo, in generale, un'altissima luminosità rilevabile anche a grandi distanze cosmologiche. Se questa luminosità è concentrata maggiormente in banda radio, allora parliamo di radiogalassie (vedi Fig. 1.2).

Le radiogalassie vengono associate a galassie ellittiche giganti, con un nucleo compatto di dimensioni minori del parsec, che emettono in banda radio con una potenza circa 100 volte superiore a quella delle altre galassie. Le radiogalassie sono caratterizzate da uno spettro di sincrotrone. Se ci spostiamo nell'ottico, l'unica differenza tra le radiogalassie galassie ellittiche non attive, è che le prime mostrano righe in emissione, anche se non sono dominanti.

La maggior parte dell'emissione radio di queste radiosorgenti si trova nei lobi, che sono strutture estese di forma ellissoidale localizzate nelle zone laterali della galassia. Questi lobi si dispongono in direzioni opposte e simmetriche rispetto al centro della galassia che li ospita e hanno un'estensione che va dall'ordine del kpc¹ al Mpc. I lobi possono estendersi al di fuori della parte di galassia osservabile nell'ottico. All'interno dei lobi troviamo le hot spot, che sono regioni di piccolo diametro (pochi kpc) molto più brillanti del lobo radio. In certe sorgenti troviamo più hot spot in uno stesso lobo, mentre in altre solo una hot spot è visibile in uno dei due lobi.

In certe radiosorgenti, un'importante parte dell'emissione è localizzata anche nel nucleo (core), che è la manifestazione del centro dell'attività energetica della galassia. Dal nucleo, e diretti verso i lobi, troviamo dei sottili getti di emissione radio (jets), non sempre rilevabili.

Oltre alle radiogalassie estese, si osservano anche radiosorgenti compatte dove l'emissione radio è confinata nel nucleo della galassia, in una regione di dimensioni inferiori al

¹1 parsec (pc) $\sim 3.08 \times 10^{18}$ cm

parsec. Spesso le controparti ottiche di questi oggetti sono i quasar (quasi-stellar object, per il fatto che quando furono scoperti si pensò fossero oggetti puntiformi). Secondo il "modello unificato" si tratta di galassie ellittiche giganti che emettono una enorme quantità di energia dalla regione centrale. La caratteristica che rende peculiari questi oggetti è che emettono tutta la loro energia quasi esclusivamente lungo la linea di vista dell'osservatore, rendendo quasi invisibile una struttura estesa perpendicolare a tale direzione. Dunque, l'unica vera differenza tra radiosorgenti e radioquasar è l'angolo θ fra la linea di osservazione e la direzione dei getti. Quindi, se l'angolo (θ) è piccolo, avremo una quasar, perché -per effetti di boosting relativistico- la luminosità del nucleo risulterà notevolmente aumentata rispetto a quelle delle regioni estese. Per questo motivo, d'ora in poi, adotteremo il termine "radiosorgente" per riferirci sia a sorgenti estese, sia ai quasar.

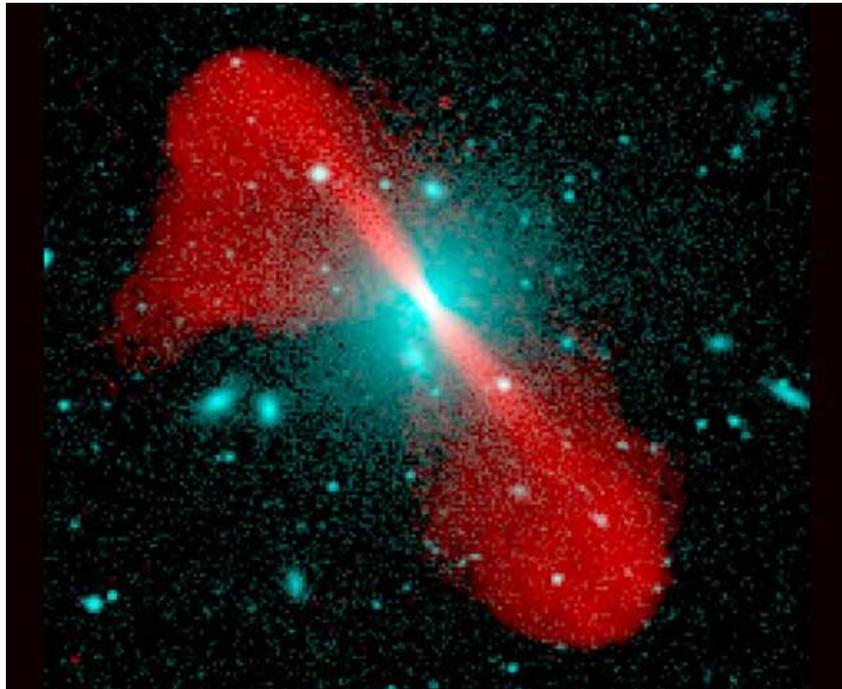


Figura 1.2: Radiogalassia 3C296 vista con il Very Large Array (VLA). La parte blu è luce visibile, la parte rossa è osservabile solo in radio (AUI/NRAO[©], 1999).

1.3 Morfologia e struttura delle radiogalassie

1.3.1 Caratteristiche osservative

Le strutture che caratterizzano una radiosorgente estesa "standard", sia essa debole o potente, sono: lobi, hot-spot, nucleo e jets. E' in base a questi quattro "ingredienti" che si costruisce ogni teoria sulle radiosorgenti extragalattiche.

- **Lobi:** due strutture estese, di forma ellissoidale, poste simmetricamente rispetto al nucleo ed allineate con esso (almeno negli oggetti più potenti) su distanze che vanno da qualche decina di pc fino al Mpc, quindi su regioni che possono essere anche ordini di grandezza maggiori della galassia ospite. La loro brillantezza superficiale varia in genere dal centro alla periferia, e in certe regioni, generalmente nella zona più vicina al centro, può anche essere abbastanza debole. Lo spettro radio dei lobi è descritto da una legge di potenza con valori tipici dell'indice spettrale ($\alpha \sim 0.7 \div 1.0$) che indica radiazione non-termica (di sincrotrone).
- **Hot-spot:** una regione di piccolo diametro (al più qualche kpc) con brillantezza superficiale assai maggiore (> 10) di quella del lobo radio (da cui il nome "macchia calda"), che può essere presente, anche se non sempre, in prossimità delle parti esterne di ciascuno dei lobi, e che può contenere fino a qualche per cento della luminosità totale della radiosorgente. A volte una sola hot-spot è visibile in uno dei due lobi. Altre volte si hanno più hot-spot nello stesso lobo. Quando esistono in entrambi i lobi sono di solito ben allineate con il nucleo centrale. L'indice spettrale è in genere più basso ($\alpha \sim 0.5 \div 0.6$) che nelle regioni circostanti, suggerendo la presenza di elettroni più giovani. In certi casi, come nella radiogalassia Cygnus A, nelle hot-spot può originarsi emissione X da Compton Inverso.
- **Nucleo:** una componente centrale molto compatta (dimensioni non superiori al centesimo di pc) coincidente col centro dell'oggetto ottico associato alla radiosorgente. Il suo contributo all'emissione totale è, nella maggior parte dei casi, molto piccolo (da 0.1% a 3%). Queste componenti compatte possono mostrare variazioni di flusso con scale di tempi dell'ordine di mesi o anni, e, a volte, variazioni di struttura del tipo -cosiddetto- superluminale. Il core ha uno spettro molto più piatto ($\alpha \sim 0 \div 0.2$) o con una forma a "campana", indicando che è compatto e quindi opaco alla sua stessa radiazione in un ampio intervallo di frequenze (fenomeno noto come *autoassorbimento di sincrotrone*).
- **Getti:** strutture strette ed allungate, di geometria cilindrica o conica, che partono dal nucleo e puntano approssimativamente alle hot-spot, e tracciano i canali (beam)

attraverso cui energia, campo magnetico, particelle relativistiche e anche plasma termico sono convogliati dal nucleo verso i lobi esterni.

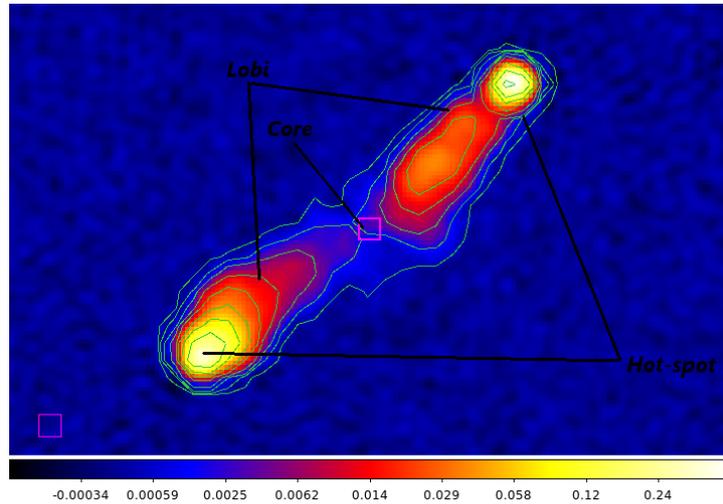


Figura 1.3: Radiogalassia 3C342 (tipo FR-II). Riusciamo ad individuare il nucleo (core), i due e ai loro estremi le hot-spot. Non visibili i getti.

In figura 1.3 i rapporti fra le luminosità delle diverse componenti possono avere valori molto diversi da sorgente a sorgente. Ci sono casi in cui la luminosità del nucleo è molto maggiore di quella dei lobi (di qualche ordine di grandezza), così da rendere difficile la visibilità dei lobi. Queste radiosorgenti vengono chiamate "core dominated". Il loro spettro radio è piatto (è quello del nucleo, $\alpha > \sim 0$). Radiosorgenti di questo tipo sono in larga prevalenza quasar. Invece le radiosorgenti in cui la luminosità del nucleo è percentualmente debole ($\alpha < \sim 1$) sono chiamate "lobe dominated". [1]

1.3.2 Modello a flusso continuo

Nei primi anni settanta si scoprì che i getti delle radiosorgenti a due lobi altro non erano che canali di fuoriuscita di una grande quantità di plasma relativistico, prodotto nell'AGN, ed espulso in direzioni opposte trasportando con sé la maggior parte dell'energia emessa dal nucleo attivo. Lungo questi condotti il plasma relativistico trasforma più o meno efficientemente la propria energia interna (caotica) in energia di insieme (ordinata). A causa di questo parziale raffreddamento del plasma lungo i canali, vi è un'emissione di energia dai getti che può risultare visibile. Laddove i getti sono più luminosi, si deduce che il meccanismo di conversione dell'energia da caotica a ordinata è meno efficiente. Su questo modello, si è costruito uno schema evolutivo di radiosorgenti alimentate dai getti: i getti gonfiano due enormi lobi nel mezzo interstellare (ISM) o intergalattico (IGM),

compensando con il loro continuo rifornimento le perdite di energia dovute all'espansione adiabatica.

Le hot-spot, sono aree dove il getto collide con l'ambiente esterno e il plasma trasportato viene accelerato fino a formare una distribuzione di particelle relativistiche, capace di produrre un'intensa radiazione di sincrotrone. Dopo aver urtato, le particelle escono dalle hot-spot in tempi che sono minori o uguali della vita radiativa degli elettroni (10^4 - 10^6 anni) con una velocità di fuga -stimata dalle dimensioni delle hot-spot- dell'ordine della velocità della luce. Il materiale proveniente dai getti ingrandisce poi il lobo diffondendo all'indietro e, gradualmente, emette la sua energia interna. In questo scenario, i lobi radio tracciano l'evoluzione delle particelle relativistiche mentre si espandono nell'ISM prima e nell'IGM.

Le caratteristiche morfologiche osservate nelle sorgenti meno potenti (FR-I), indicano un processo di trasferimento dell'energia dal nucleo alle regioni esterne meno efficiente, tanto che la quantità di energia che riesce ad arrivare in fondo al canale non è sufficiente per formare le hot-spot.

1.3.3 Classificazione delle radiosorgenti

Le radiosorgenti possono essere divise in diverse classi, a seconda dei parametri su cui ci basiamo per classificarle. Le più importanti suddivisioni sono basate sulla morfologia radio, sulle dimensioni lineari e sulle proprietà del corrispondente ottico della radiosorgente. In base alla loro morfologia radio, nel 1974, Fanaroff & Riley divisero le radiogalassie in due tipi: FR-I e FR-II([2]) come si vede in Fig 1.4.

- **FR-I:** In queste, la distanza tra i massimi di emissione radio di ogni lobo è meno della metà della grandezza totale della sorgente. Le hot-spot sono deboli se non assenti. Presentano lobi molto estesi, spesso quasi a contatto e, tendenzialmente, non allineati con il core. I getti sono sempre bilaterali sulla scala del secondo d'arco. Sono più brillanti e con angoli di apertura maggiori che nelle radiosorgenti FR-II indice che qui il meccanismo di trasporto è meno efficiente. A volte mostrano anche distorsioni, più o meno pronunciate, nella struttura. Anche il nucleo radio tende ad essere percentualmente più luminoso. A bassa risoluzione queste caratteristiche fanno apparire le FR-II con una brillantezza maggiore nella parte centrale, che poi decresce lentamente allontanandosi dal nucleo. Per questo sono dette "edge darkened" (scure ai bordi).
- **FR-II:** Dette anche "edge brightened" (brillanti ai bordi) per via delle hot-spot presenti alle estremità dei propri lobi radio, le quali -in genere- sono perfettamente allineate con l'oggetto ottico centrale. I lobi sono ben separati, essendo la distanza di separazione tra le hot-spot di ogni lobo più della metà della grandezza totale della struttura. Inoltre, il rapporto medio fra la separazione delle hot-spot e le dimensioni trasversali dei lobi è $\sim 3 - 5$, raggiungendo valori ~ 40 se consideriamo solo le

dimensioni trasversali delle hot-spot. Mostrano dei getti deboli e ben collimati, il che fa pensare a un meccanismo efficiente di trasporto. Spesso si vede un solo jet.

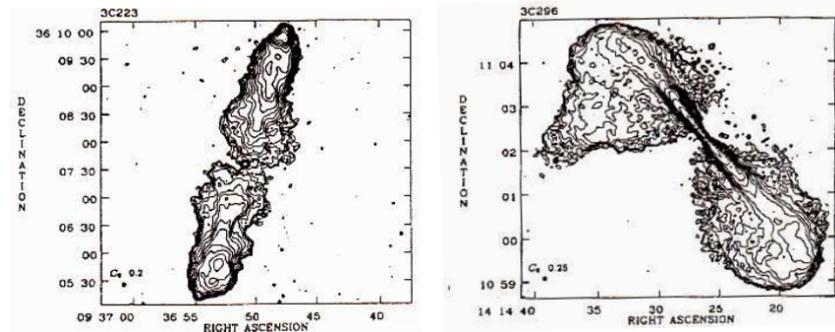


Figura 1.4: Esempio di radiogalassia FR-II (a sinistra) e FR-I (a destra). Si notino, in 3C223, le hot-spot, assenti in 3C296 che, invece, mostra getti simmetrici, molto brillanti, non visibili in 3C223 [3]

È stato scoperto da Fanaroff & Riley che le sorgenti tipo FR-II hanno in genere una potenza radio maggiore di $10^{26} \text{ W Hz}^{-1}$ a 178 MHz, mentre le sorgenti FR-I sono meno potenti. Per questo motivo le sorgenti FR-II sono associate, prevalentemente, a oggetti più distanti, sia galassie che quasar.

Considerando invece le dimensioni lineari, le radiosorgenti mostrano un ampio range di dimensioni che va da qualche decina di pc ai Mpc. Ci si riferisce sempre alle dimensioni proiettate lungo la linea di vista e non alle dimensioni intrinseche, le quali possono essere molto maggiori, a seconda dell'angolo di inclinazione sotto il quale l'oggetto viene osservato. In base a questo criterio di selezione, le sorgenti possono dividersi in GPS (Gigahertz Peaked Spectrum) e CSS (Compact Steep Spectrum).

Le GPS hanno dimensioni inferiori a 1 kpc e sono caratterizzate da un picco nello spettro radio alle frequenze del GHz (da qui il loro nome). Le CSS, a loro volta, hanno dimensioni comprese tra 1 e 10 kpc e il loro spettro radio mostra un picco a frequenze al di sotto dei 100 MHz. Lo spettro di queste sorgenti è caratterizzato da un indice spettrale $\alpha \sim 0.7$ o maggiore, per questo il nome.

Sia le CSS come le GSS sono ancora di dimensioni sub-galattiche, e si pensa siano lo stadio iniziale delle radiogalassie. Sorgenti più grandi di 10 kpc sono invece trattate come FR-I/FR-II estese.

Le radiogalassie con dimensioni maggiori al Mpc vengono catalogate come "giganti" o GRS (giant radio galaxies).

Le proprietà del corrispondente ottico permettono una distinzione tra radiogalassie e radio-quasar. Le prime sono associate a galassie estese visibili nell'ottico, mentre i radio-quasar sono associati a oggetti compatti "quasi stellari" molto luminosi. Le radiogalassie mostrano linee di emissione molto sottili, se non del tutto assenti. Non così le quasar,

che presentano forti linee di emissione con larghi profili della serie di Balmer dell'idrogeno. A lunghezze d'onda del radio, radiogalassie e radio-quasar appaiono abbastanza simili, sebbene questi ultimi hanno, in media, dimensioni più piccole (una radio-quasar ha dimensioni ~ 30 kpc contro i ~ 100 kpc di una radiogalassia).

Le radio-quasar tendono ad avere nuclei radio più potenti, getti radio unilaterali ed altre strutture asimmetriche sia in senso morfologico che come polarizzazione. Stando al modello unificato, queste differenze possono essere messe in relazione col fatto che le radio-quasar hanno i propri assi orientati in direzione più vicina alla linea di vista che le radiogalassie estese.

1.4 Cataloghi

Al giorno d'oggi sono milioni le radiosorgenti trovate. Esse sono raccolte in cataloghi ottenuti a diverse frequenze e con strumenti differenti, quindi con sensibilità e poteri risolutivi differenti. Ad ogni survey (acquisizione dati) corrisponde la stesura di un catalogo. I nomi dei cataloghi corrispondono agli osservatori dove sono stati elaborati: C=Cambridge, B=Bologna, VLA=Very Large Array, ecc.

All'interno dei cataloghi le radiosorgenti, in ordine di ascensione retta crescente, vengono date con un nome che contiene il numero d'ordine (es.: 3C 98 per la 98-esima radiosorgente del terzo catalogo di Cambridge), ma quando il numero degli oggetti in un catalogo diventa troppo grande questo metodo non è più pratico. Si usa allora individuare una radiosorgente con le sue coordinate equatoriali approssimate. [1]

In questo lavoro di tesi si è lavorato con 47 radiosorgenti appartenenti al catalogo 3C (3CR) e con una del catalogo 4C. Il catalogo 3C è stato pubblicato nel 1959 ed è il risultato di osservazioni dell'Interferometro di Cambridge a 159 MHz. Contiene 471 sorgenti. Nel 1962 è stata pubblicata una nuova versione del catalogo 3C (il 3CR), con le osservazioni fatte a 178MHz. Le numerazioni dal 3C al 3CR non sono state modificate[5]. Il 4C, d'altro canto, è stato elaborato con le osservazioni effettuate dal 4C-Array a 178MHz. Fu pubblicato in due fasi: nella prima (risalente al 1965) si riportano 1219 sorgenti comprese fra le declinazioni $+20^\circ$ e $+40^\circ$ e con un flusso superiore a 2 Jy [6]; nella seconda, pubblicata nel 1967, vengono riportate 3624 sorgenti comprese fra le declinazioni -7° e $+20^\circ$ e fra $+40^\circ$ e $+80^\circ$. [6]

Capitolo 2

Spettro radio e processi di emissione

2.1 Lo spettro delle sorgenti

In generale, lo spettro radio delle sorgenti extragalattiche è ben rappresentato da una legge di potenza del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. Dove, α è l'indice spettrale e $S(\nu)$ è il flusso elettromagnetico in funzione della frequenza.

L'indice spettrale indica la pendenza dell'emissione elettromagnetica a una determinata frequenza o tra due frequenze vicine. Nelle radiosorgenti extragalattiche abbiamo $\alpha = 0.8 \pm 0.2$, indice del fatto che l'emissione è di sincrotrone; mentre per le emissioni termiche -sotto approssimazione di Rayleigh-Jeans- vale $\alpha=2$.

In figura 2.1 abbiamo la distribuzione degli indici spettrali per le radiosorgenti del catalogo 3CR. Da questa distribuzione notiamo che, oltre al picco principale, che contiene la maggior parte delle radiosorgenti, si notano due code non trascurabili di indici spettrali rispettivamente molto piatti e molto ripidi. Da ciò che sappiamo dell'emissione di sincrotrone possiamo ragionevolmente supporre che gli spettri piatti si riferiscano a sorgenti dominate da strutture compatte ("core dominated"), in cui si manifesta il fenomeno dell'autoassorbimento di sincrotrone; mentre quelli ripidi a sorgenti estese e vecchie, in cui lo spettro si è irripidito a causa delle perdite radiative degli elettroni relativistici [1].

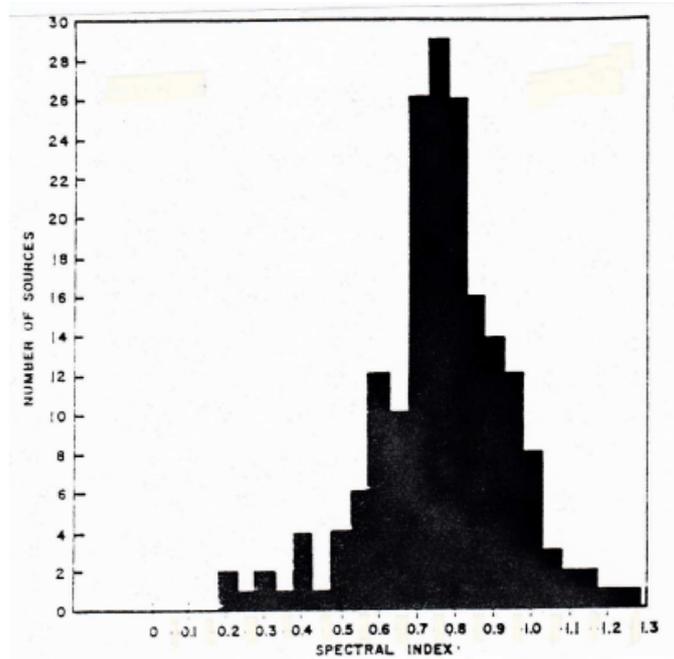


Figura 2.1: Distribuzione degli indici spettrali per le radiosorgenti del catalogo 3CR [4]

Analizzando lo spettro delle radiosorgenti in dettaglio, si è notato che:

- Il nucleo radio ha uno spettro piatto ($\alpha \sim 0.0 \pm 0.2$) o con una forma a "campana", indicando che è compatto (o contiene una struttura dominante compatta) e quindi opaco alla sua stessa radiazione in un vasto intervallo di frequenze radio.
- Lo spettro delle hot-spot tende ad essere più piatto ($\alpha \sim 0.5 \div 0.7$) delle regioni immediatamente circostanti, indice di una ri-accelerazione delle particelle in loco.
- Nei lobi lo spettro si irripidisce muovendosi dalle hot-spot verso il centro.
- In genere l'andamento dell'indice spettrale è uguale, entro le incertezze di misura, nei due lobi, ma in qualche radiosorgente si osservano differenze cospicue.

2.2 Radiazione di sincrotrone

Le radiosorgenti sono caratterizzate dall'emissione della radiazione di sincrotrone. Questa radiazione è emessa da elettroni fortemente relativistici che si muovono con un moto a spirale attorno alle linee del campo magnetico della sorgente e sono da esso accelerati. L'emissione di sincrotrone denota, quindi, la presenza di un campo magnetico. A differenza della trattazione classica, dove gli elettroni irraggiano come un dipolo, nell'emissione di sincrotrone l'elettrone emette in un cono di luce di apertura inversamente

proporzionale al suo fattore di Lorentz (γ).

L'emissione di sincrotrone non si limita solo alle lunghezze d'onda del radio: se le sorgenti sono abbastanza potenti da accelerare le particelle a energie superiori, riusciamo a vedere questa radiazione anche in infrarosso, visibile, UV e X.

La radiazione di sincrotrone fu osservata per la prima volta del 1948 al sincrotrone della General Electric: di qui il suo nome. Nell'acceleratore, gli elettroni erano accelerati in un campo magnetico ad energie molto elevate e producevano una radiazione molto intensa e fortemente polarizzata alle lunghezze d'onda ottiche. Nelle radiosorgenti i campi magnetici sono assai più deboli che non in un sincrotrone, e questo fa sì che l'emissione si sposti a lunghezze d'onda assai maggiori e sia prevalentemente limitata alla banda radio.

2.2.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico

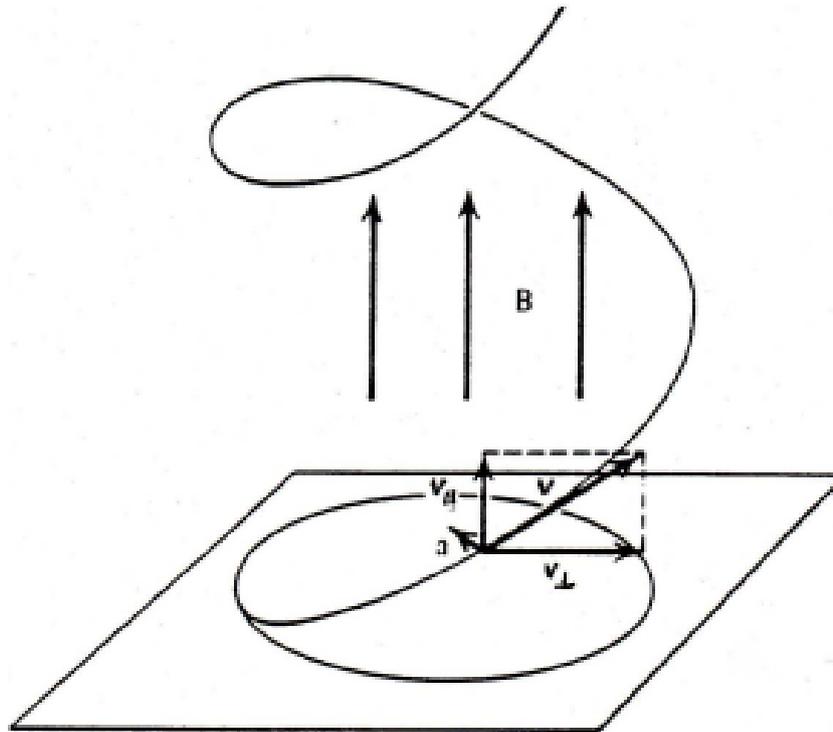


Figura 2.2: Moto di una particella carica (negativa) in un campo magnetico uniforme [1]

Se consideriamo una particella di carica q e massa m in moto con velocità \vec{v} in un campo magnetico \vec{H} , avremo un'equazione del moto data da:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (2.1)$$

dove $\vec{p} = m\vec{v}$ è la quantità di moto della particella, e c la velocità della luce nel vuoto.

Indicando con θ l'angolo fra la direzione di \vec{p} e quella di \vec{H} e con $v_{\parallel} = v \cos \theta$ e $v_{\perp} = v \sin \theta$ le componenti di \vec{v} nelle direzioni, rispettivamente, parallela e perpendicolare a \vec{H} ; dall'equazione del moto possiamo notare che:

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\parallel}}{dt} &= 0 \\ \frac{dv_{\perp}}{dt} &= \frac{q}{c} v_{\perp} \times \vec{H} \end{aligned} \quad (2.2)$$

La prima relazione rappresenta un moto uniforme lungo le linee di forza del campo magnetico, in quanto la velocità resta costante; la seconda un moto circolare con velocità v_{\perp} costante, raggio di curvatura r_L (detto raggio di Larmor), periodo di rivoluzione T_L (periodo di Larmor) e pulsazione ω_L dati da:

$$\begin{aligned} r_L &= \frac{mc}{qH} v_{\perp} \\ T_L &= \frac{2\pi r_L}{v_L} = \frac{2\pi mc}{qH} \\ \omega_L &= \frac{2\pi}{T_L} = \frac{qH}{mc} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Il moto della carica risulta così elicoidale con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico. L'ipotesi che il campo magnetico sia uniforme, significa, in pratica, che è sufficiente che sia uniforme su dimensioni molto più grandi del raggio di Larmor. Nel caso di una particella relativistica, abbiamo la massa che dipende dalla velocità:

$$m = m_0 \gamma \rightarrow \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta}} \quad (2.4)$$

E quindi, le relazioni 2.2.1 diventano:

$$\begin{aligned} r_{rel} &= \frac{m_0 c}{qH} v_{\perp} \gamma = r_L \gamma \\ \omega_{rel} &= \frac{qH}{m_0 c \gamma} = \frac{w_L}{\gamma} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Se la particella carica è fortemente relativistica ($\gamma \gg 1$), possiamo assumere $v \simeq c$; quindi il raggio di curvatura si può scrivere come:

$$r_{rel} = \frac{\epsilon}{qH} \quad (2.6)$$

2.2.2 Irraggiamento da parte di una particella relativistica in un campo magnetico

Secondo l'elettromagnetismo classico, una particella non relativistica avente carica q , momento di dipolo ($\vec{\delta}$) e soggetta ad una accelerazione $\vec{a} = \frac{1}{q^2} \frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2}$, irradia una potenza data dalla formula di Larmor:

$$\omega(t) = -\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a^2(t) = \frac{2}{3c^2} \left(\frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.7)$$

Per il caso di una particella relativistica ($\gamma \gg 1$), abbiamo la formula di Larmor in forma relativisticamente invariante:

$$\omega = -\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{dP_i}{d\tau} \frac{dP_i}{d\tau} \right) \quad (2.8)$$

Dove P_i sono le componenti del quadrivettore energia impulso: $((\vec{p}), i \cdot \epsilon/c)$; e $d(\tau) = \frac{dt}{\gamma}$ è l'intervallo di tempo della particella.

Sviluppando in serie la parentesi in (2.8):

$$\left(\frac{dP_i}{d\tau} \frac{dP_i}{d\tau}\right) = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{d\epsilon}{d\tau}\right)^2 = \left(\frac{d\vec{p}^2}{d\tau}\right) - \beta^2 \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 \quad (2.9)$$

Se consideriamo l'accelerazione lineare come:

$$\omega \approx \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 \quad (2.10)$$

troviamo che $\gamma \sim 1$ che è identico al caso della particella non relativistica.

Se invece consideriamo solo la componente centripeta dell'accelerazione, possiamo porre $\frac{d\vec{p}}{d\tau} \gg p \left(\frac{dp}{d\tau}\right) = \frac{1}{c} \left(\frac{d\epsilon}{d\tau}\right)$. Che equivale a dire che l'energia irradiata nell'intervallo di tempo è trascurabile, da potersi supporre $\epsilon = \text{cost}$. Dunque:

$$\omega \approx \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{dp}{d\tau}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{dp}{dt}\right)^2 \quad (2.11)$$

Per avere radiazione di sincrotrone, ci serve che questa nostra particella relativistica carica sia in moto in un campo magnetico. In tal caso possiamo sostituire $\frac{dp}{dt}$ con la forza di Lorentz $\left(\frac{q\vec{v}}{c} \times \vec{H}\right)$ nella (2.11)

$$\omega_s = \frac{d\epsilon}{dt} \approx \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \left(\frac{\epsilon}{m_0 c^2}\right)^2 H_{\perp}^2 \sim 1.6 \times 10^{-15} \gamma^2 H_{\perp}^2 \quad (2.12)$$

Dove H_{\perp} è la proiezione del campo magnetico nella direzione della velocità. Nel caso di avere a che fare con insiemi di particelle, considereremo i valori medi di $H_{\perp} = (H \sin\theta)^2 = \frac{2}{3} H^2$ (ottenuto mediando su tutti gli angoli θ tra la direzione di \vec{p} e \vec{H}).

2.2.3 Distribuzione angolare della radiazione

Per una particella non relativistica, la potenza irradiata per unità di angolo solido ha le caratteristiche di un dipolo elettrico oscillante lungo la direzione (\vec{a}):

$$\frac{d\omega}{d\Omega} = \frac{p}{4\pi} \frac{q^2}{c^3 a^2 \sin^2 \theta} \theta \quad (2.13)$$

Dove θ è l'angolo tra la direzione considerata e il vettore accelerazione. La potenza irradiata per unità di angolo solido è quindi nulla lungo la direzione dell'accelerazione (che è quella di oscillazione) e massima nella direzione perpendicolare alla direzione dell'accelerazione. Nel caso relativistico, la radiazione può ancora considerarsi di dipolo, ma solo nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è istantaneamente in quiete. Per ottenere la distribuzione della radiazione nel sistema dell'osservatore occorre eseguire una trasformazione di angoli fra i due sistemi utilizzando la formula relativistica per la aberrazione della luce. Se α e α' sono due angoli corrispondenti nel sistema dell'osservatore e della particella, misurati rispetto alla direzione della velocità, vale la relazione:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin\alpha' \sqrt{1-\beta^2}}{\cos\alpha' + \beta} = \frac{\sin\alpha'}{\gamma(\cos\alpha' + \beta)} \quad (2.14)$$

Solo se $\beta = 0$ i due angoli coincidono, in tutti gli altri casi α è minore o molto minore di α' . Se per esempio consideriamo un semispazio nel sistema dell'elettrone ($\alpha' = \pm 90^\circ$), per velocità prossime a c ($\gamma \gg 1$ ossia $\beta \sim 1$) otteniamo:

$$\tan(\alpha) = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{\epsilon} \sim \alpha \quad (2.15)$$

Quindi, metà dell'emissione è diluita su tutto lo spazio, mentre l'altra metà è collimata in un cono di semiampiezza $\sim 1/\gamma$, che ha per asse la direzione istantanea della velocità e che può anche essere molto piccolo (per $\gamma \sim 1000$, $\alpha \approx 3'$).

Poiché il moto degli elettroni è elicoidale, con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico, l'osservatore riceverà il segnale solo se e quando la sua linea di vista è vicina alla direzione istantanea dell'orbita dell'elettrone, entro un angolo di $1/\gamma$, cioè se e quando il cono, il cui asse descrive un moto di precessione attorno a \vec{H} , punta nella sua direzione (vedi Fig. 2.3).

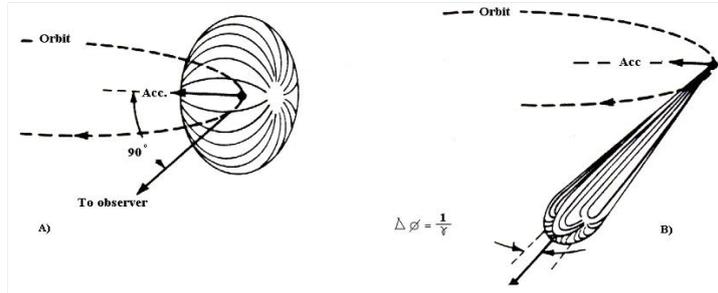


Figura 2.3: Distribuzione angolare della radiazione emessa da una carica in moto accelerato. Sinistra: caso di una particella non relativistica. Destra: la velocità della particella si avvicina alla velocità della luce, e l'emissione di radiazione è collimata in un cono appuntito il cui asse è diretto come la velocità

La radiazione ricevuta, pertanto, sarà impulsiva e i suoi massimi si verificano quando la velocità dell'elettrone è diretta verso l'osservatore. Il fatto che nelle radiosorgenti il segnale appaia continuo nel tempo è dovuto alla sovrapposizione degli impulsi prodotti da tutti gli elettroni che compongono la radiazione.

2.2.4 Spettro della radiazione di sincrotrone

La distribuzione spettrale $w(\nu)$, cioè la potenza emessa per unità di frequenza, è continua e si estende fino ad una frequenza che è dell'ordine di $\frac{1}{\tau}$. In altre parole, lo spettro è continuo fino ad una frequenza critica ν_c (vedi Fig. 2.4). Questa frequenza critica è data da:

$$\nu_c \sim \frac{3}{4\pi\tau} \tag{2.16}$$

Dove $\tau = \frac{m_e c}{\gamma^2 e H}$ è la durata dell'impulso dell'emissione di una singola particella.

Per frequenze $\nu \ll \nu_c$ la potenza monocromatica irradiata è $\sim (\nu/\nu_c)^{\frac{1}{3}}$. Per $\nu \gg \nu_c$ l'emissione è proporzionale a $e^{-(\nu/\nu_c)}$, e quindi diviene rapidamente trascurabile. Il massimo dell'emissione si ha per $\nu_m = \frac{\nu_c}{3}$. In pratica si riceve un'emissione quasi monocromatica alla frequenza ν_m , la quale, per valori tipici delle situazioni astronomiche ($H \sim 1\text{mG}$, $\gamma \sim 1000$) risulta dell'ordine del GHz.

[1]

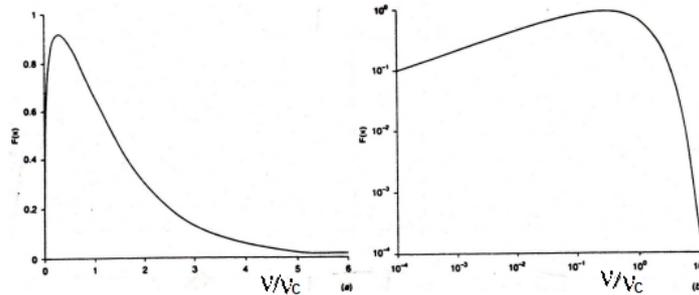


Figura 2.4: Distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone emessa da un singolo elettrone (a sinistra in scala lineare; a destra in scala logaritmica)

2.2.5 Polarizzazione

La radiazione di sincrotrone risulta fortemente polarizzata linearmente. Infatti, come si è visto per l'emissione di una particella relativistica, a causa della estrema direzionalità della emissione, un osservatore riceverà un segnale solo se la linea di vista è compresa entro un angolo $\sim 1/\gamma$ dal piano dell'orbita dell'elettrone e solo per un breve istante di tempo in cui l'elettrone si muove verso di lui. La radiazione avrà una polarizzazione lineare o ellittica (ossia con una componente lineare e una circolare), a seconda che si stia osservando esattamente lungo il piano dell'orbita o leggermente fuori da esso (sempre entro il cono di semiampiezza $\frac{1}{\gamma}$).

Ricevendo radiazione da un insieme di elettroni relativistici, essi avranno velocità diverse tra di loro, e quindi, anche i piani delle orbite saranno leggermente diversi. Le ellissi di polarizzazione avranno orientazioni destrorse o sinistrorse in egual parte e i loro contributi di polarizzazione tenderanno ad annullarsi. Quindi, la radiazione da un insieme di elettroni risulterà polarizzata solo linearmente, ma il segnale polarizzato non sarà come quello totale, ma più debole. Per cui, non raggiungeremo mai una polarizzazione lineare del 100%. La polarizzazione totale intrinseca, definita come il rapporto fra l'intensità del segnale polarizzato P e l'intensità del segnale totale I , al massimo può essere:

$$p_{intr} = \frac{P}{I} = \frac{3\delta+3}{3\delta+7} = 0.7 \div 0.8 \quad (2.17)$$

Dove δ è l'esponente della distribuzione di energia di un insieme di elettroni ad alta energia ($N(E) \propto E^{-\delta}$).

Inoltre, il campo magnetico responsabile delle accelerazioni degli elettroni non risulterà mai spazialmente uniforme. I segnali provenienti da regioni in cui il campo magnetico ha orientazioni diverse avranno, a loro volta, polarizzazioni orientate in maniera diversa,

che, mettendosi lungo la linea di vista, tenderanno a cancellarsi. Quindi, la percentuale di polarizzazione risulterà fortemente ridotta, arrivando a valori tipici del 10%, che comunque sono sufficienti per distinguere la radiazione di sincrotrone da altri tipi di emissione di interesse astrofisico.

2.3 Effetto Compton inverso

Nelle hot-spot di alcune radiosorgenti (tra cui nella radiogalassia Cygnus A) è stata identificata anche emissione in X tramite Compton inverso. L'effetto Compton "diretto" avviene quando un fotone di alta energia interagisce con un elettrone a bassa energia (vedi fig. 2.5). L'elettrone acquista energia a spese del fotone e aumenta la lunghezza d'onda di quest'ultimo (ossia, la frequenza del fotone diventa minore).

La relazione tra le lunghezze d'onda del fotone incidente λ_i e del fotone dopo lo scattering λ_s è data da:

$$\lambda_s - \lambda_i = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\phi) = \lambda_c (1 - \cos\phi) \quad (2.18)$$

dove m_0 è la massa a riposo dell'elettrone, ϕ l'angolo di scattering e $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ viene chiamata *lunghezza d'onda di Compton*.

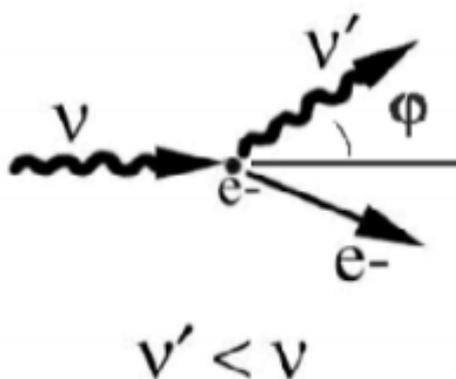


Figura 2.5: Scattering Compton: l'elettrone è inizialmente a riposo e poi viene diffuso

L'effetto Compton "inverso" è il processo contrario: elettroni di alta energia che interagiscono con dei fotoni poco energetici, cedendo a questi ultimi parte della loro energia. Di conseguenza, i fotoni aumenteranno la loro frequenza (vedi Fig. 2.6).

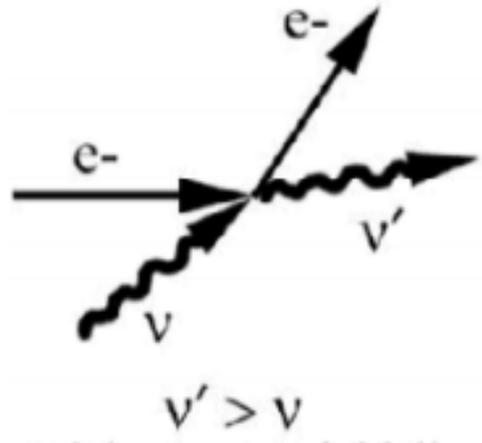


Figura 2.6: Compton inverso: l'elettrone iniziale è ad alta energia e poi ne cede una parte al fotone

La perdita di energia di un elettrone relativistico che interagisce con il campo generato da fotoni (con densità di energia U_{rad}) è data da:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_{rad} \quad (2.19)$$

Il numero di fotoni è conservato e questi vengono accelerati ad energie superiori di un fattore γ dato da:

$$\nu_f \sim \nu_i \gamma^2 \quad (2.20)$$

dove ν e ν' sono le frequenze del fotone prima e dopo lo scattering, rispettivamente. Questi fotoni diffusi, aumentando la loro energia, diventano fotoni X o addirittura gamma. Il Compton inverso è quindi una sorgente di fotoni ad alta energia (X e gamma) a partire da popolazioni di elettroni relativistici. Il profilo dello spettro dipenderà dalla distribuzione energetica degli elettroni.

2.3.1 Emissione Sincrotrone, Self-Compton(SSC)

Questo è il processo che si verifica quando gli stessi elettroni producono fotoni di sincrotrone e poi li diffondono, tramite Compton, ad alte energie. In altre parole, una stessa

radiosorgente può emettere con sincrotrone nel radio, e poi, tramite Compton inverso, in X. Per cui, osservando lo spettro nel radiotelescopio, notiamo un deficit di emissione radio ad alte frequenze (vedi Fig.2.7) mentre a prendere il sopravvento sono le radiazioni X (ma queste, in un radiotelescopio, non riusciamo a vederle).

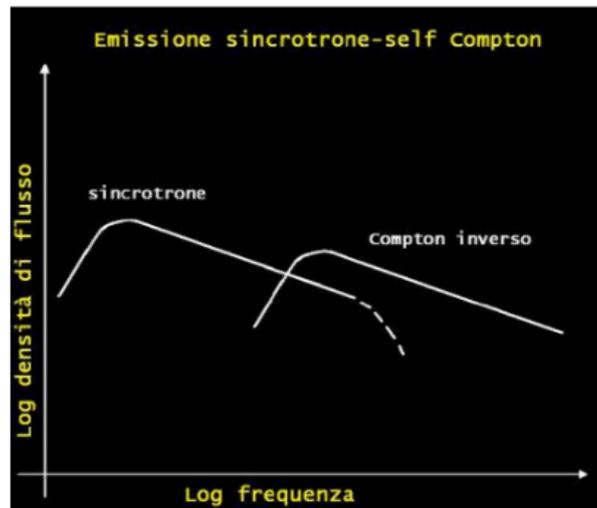


Figura 2.7: Spettro di un'emissione SSC. Avremo un crollo (deficit) dell'emissione radio per sincrotrone ad alte frequenze: una parte sarà dovuta agli elettroni che invecchiano, mentre un'altra sarà dovuta a fotoni radio che interagiscono con elettroni energetici

Capitolo 3

Parametri fisici delle radiogalassie e vite medie

3.1 Calcolo dei parametri fisici delle radiogalassie

Calcolare i parametri fisici di una radiosorgente significa determinarne non solo la luminosità e le dimensioni lineari, ma anche il campo magnetico, il contenuto energetico, la pressione interna e la densità del plasma. Alcuni di questi aspetti vengono calcolati mediante l'assunzione di equipartizione dell'energia, anche se non si ha la certezza che queste strutture siano in condizioni di minima energia e quindi di equipartizione.

Alcune osservazioni ad alta risoluzione di alcune radiosorgenti, per lo più vicine (come la radiogalassia Cygnus A) hanno mostrato che l'emissione radio non si origina da tutto il volume in maniera uniforme, ma pare in parte localizzata in filamenti che occupano solo una frazione ϕ del volume totale. Questa frazione è detta "filling factor" (fattore di riempimento). Le stime di ϕ sono molto incerte, comprese fra 0.1 e 0.01. [1]

3.1.1 Stima del campo magnetico

Possiamo stimare il campo magnetico usando l'equipartizione fra energia magnetica ed energia in particelle, facendo in questo modo avremo:

$$H_{eq} \sim 10^{-11} \frac{P_{1.4}[W Hz^{-1}](1+k)}{\phi V[kpc^3]} \text{ Gauss} \quad (3.1)$$

Dove $P_{1.4}$ è la luminosità monocromatica a 1.4 GHz ($W Hz^{-1}$) e V il volume (kpc^3) della radiosorgente, k il rapporto fra l'energia associata ai protoni e quella associata agli

elettroni (sconosciuto, in genere assunto uguale ad 1) e ϕ è il filling factor (minore di 1). I valori tipici del campo magnetico di equipartizione sono compresi fra 10^{-6} e 10^{-4} Gauss, nei lobi radio, nelle hot-spot e nei getti. Nelle componenti molto compatte (\sim milli-arcsec) invece si può raggiungere anche qualche decimo di Gauss. Le assunzioni k e $\phi = 1$ minimizzano H_{eq} , come anche la scelta di frequenza minima (o energia minima). Resta poi l'incertezza sull'assunzione stessa di energia minima (o di equipartizione).

Esistono però altri metodi che ci permettono di calcolare direttamente il campo magnetico della radiosorgente:

- Tramite la misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni della radiazione di sincrotrone (SSC) nelle hot-spot (H_{IC}):
Come detto in 2.3, in alcune radiogalassie è stata rivelata con chiarezza emissione X dalle hot-spot (Cygnus A). Questa emissione è spiegata con l'emissione di Synchrotron-Self Compton (SSC). Nel caso della radiogalassia Cygnus A, i valori di H_{IC} e H_{eq} coincidono entro il 20 %.
- Tramite l'auto-assorbimento di sincrotrone¹ e la misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni di sincrotrone per quanto riguarda le componenti compatte nucleari.
Il valore del campo magnetico si ricava dalla frequenza ν_{max} di riassorbimento di sincrotrone e dal valore S_{max} del flusso a questa frequenza, secondo la relazione

$$H \sim 2.5 \times 10^{-5} \nu_{max}^5 [GHz] S_{max}^{-2} [Jy] \theta^4 [mas] \text{ Gauss} \quad (3.2)$$

Inoltre, si può calcolare il campo magnetico in modo diretto anche attraverso la misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni di origine esterna, nei lobi radio. Questo metodo ha trovato applicazione solo in tempi relativamente recenti, poichè l'emissione X di Compton inverso cercata è molto debole e inoltre può essere confusa con emissione X termica da gas caldo nel mezzo intergalattico.

¹Lo spettro del sincrotrone delle radiosorgenti, a basse frequenze, mostra un deficit (diverso da quello dell'invecchiamento e da quello del SSC, perché in questo caso lo spettro è invertito) dovuto al fatto che, a queste frequenze, la sorgente non è trasparente, e quindi, una parte di questi fotoni viene riassorbita dalla sorgente stessa, fenomeno noto come *auto-assorbimento di sincrotrone*. Nei nuclei compatti, la frequenza di auto-assorbimento cade nella banda radio.

3.1.2 Energia totale e pressione interna

Sotto l'ipotesi di equipartizione, possiamo calcolare l'energia totale minima contenuta nella radiosorgente:

$$U_{min} \sim 2.5 \times 10^{41} P_{1.4}^{4/7} V^{3/7} \phi^{3/7} (1+k)^{4/7} \text{ erg} \quad (3.3)$$

I valori tipici per una radiosorgente estesa sono compresi tra 10^{57} e 10^{61} erg. Notiamo dalla formula che l'energia interna dipende fortemente dalle dimensioni lineari R ($V = \frac{4}{3}\pi \cdot R^3$) della radiosorgente e dalle sottostrutture che la compongono. Per cui radiosorgenti molto grandi, anche se di bassa luminosità e brillantezza superficiale, potrebbero avere un contenuto energetico assai maggiore di radiosorgenti più luminose e brillanti. Conoscendo U_{tot} possiamo ricavare la pressione interna minima esercitata dal campo magnetico e dalle particelle. Essa è legata alla densità di energia minima $u_{min} = \frac{U_{min}}{V}$, dalla relazione:

$$p_{eq} = \frac{11}{21} u_{min} \approx 4.5 \times 10^{-24} \left(\frac{P_{1.4} [WHz^{-1}] (1+k)}{V [kpc^3]} \right)^{4/7} \phi^{-4/7} \quad (3.4)$$

Questa relazione è importante per lo studio delle condizioni di equilibrio delle diverse componenti della radiosorgente.

3.2 Vite medie delle radiosorgenti

Sono diversi i metodi per lo studio della vita media di una radiosorgente, ognuno dei quali ha un'utilità limitata. È lo studio complessivo di questi metodi che ci offre informazioni importanti sulle radiosorgenti.

3.2.1 Vite medie cinematiche

Partendo dall'ipotesi che le radiosorgenti sono state formate da fenomeni di alta energia nelle regioni nucleari e che da qui il plasma si sia allontanato formando i lobi a una velocità il cui massimo è la velocità della luce, se $D \sim 1 \div 500 \text{ kpc}$ è la dimensione lineare totale della radiosorgente, allora la sua età deve essere $\tau_{RS} > D/c \approx 3 \times 10^3 \div 1.5 \times 10^6$ anni. Dobbiamo presumere però che le velocità di espansione dei lobi siano alquanto inferiori di c . Questo perché, quand'anche l'espulsione dal nucleo fosse avvenuta alla velocità della luce, il lobo i lobi in allontanamento, interagendo con l'IGM, verrebbero

inevitabilmente frenati.

Una stima statistica delle velocità di espansione dei due lobi si può fare analizzando le asimmetrie nelle lunghezze dei due lobi e, assumendo, che non siano intrinseche, ma dovute a ritardi nel tempo di propagazione. Infatti, se entrambi i lobi avanzano con la stessa velocità di separazione v_{sep} (molto elevata) e lungo la direzione che forma un angolo θ con la linea di vista, a causa della velocità finita della luce, il lobo che avanza verso l'osservatore apparirà essere più avanzato del lobo che recede in quanto quest'ultimo è visto in un'epoca precedente.

Dunque, le lunghezze dei due lobi saranno, in genere, diverse e il lobo più lungo sarà quello che si muove verso l'osservatore. Il rapporto tra le dimensioni dei due lobi (proiettato sulla sfera celeste) sarà dato da:

$$\frac{D_a}{D_b} = \frac{1 + \beta_{sep} \cos \theta}{1 - \beta_{sep} \cos \theta}, \text{ dove } \beta_{sep} = \frac{v_{sep}}{c} \quad (3.5)$$

Assumendo che le radiosorgenti siano orientate a caso rispetto alla linea di vista, si può calcolare la distribuzione che i rapporti D_a/D_r devono assumere per diversi valori di β_{sep} e confrontarla con la distribuzione osservata. Si trova così che $v_{sep} \leq 0.2c$. Quindi, la vita cinematica sarà data da $\tau_{rs} \geq \frac{D}{v_{sep}}$, dove D è la dimensione lineare totale della radiosorgente.

3.2.2 Vite medie radiative

Gli elettroni relativistici presenti nelle radiosorgenti hanno una vita media finita, determinata dalle perdite di energia per emissione di sincrotrone, di Compton Inverso con la radiazione cosmologica di fondo a 3 K e per espansione adiabatica.

Lo spettro energetico degli elettroni relativistici, inizialmente descritto da una legge di potenza, si modifica nel tempo e, oltre una determinata energia, mostra un irripidimento che diminuisce con il tempo. Corrispondentemente, nello spettro energetico, compare un irripidimento, oltre una frequenza "di taglio" ν^* , che si sposta progressivamente nel tempo a frequenze sempre più basse. L'irripidimento è molto forte se gli elettroni sono stati prodotti in un singolo evento di durata molto breve rispetto all'età della sorgente, mentre è meno evidente se vi è un rifornimento continuo di elettroni giovani.

Se si conosce il campo magnetico H , dalla frequenza di taglio (critica) possiamo ricavare l'età della sorgente tramite la (2.16), introducendoci il campo magnetico equivalente H_{CR} della radiazione cosmica a 3 K misurata in micro Gauss:

$$t(\nu) \approx \frac{1.6 \times 10^3 \times H_{CR}^{1/2}}{H_{CR}^2 + H^2} (\nu_{S,CI}^* [GHz])^{-1/2} \approx 10^6 \text{ anni.} \quad (3.6)$$

In mancanza di misure sul campo magnetico H , si può assumere $H = H_{eq}$, con tutte le incertezze che esso comporta.

Se invece si tiene conto dell'effetto Compton Inverso con la radiazione cosmologica di fondo, si può fissare un limite superiore all'età, indipendentemente dal valore di H . L'età radiativa ha un andamento crescente o decrescente, a seconda se il campo magnetico della sorgente è maggiore o minore di H_{CR} . Per cui esiste un'età massima t_{max} che dipenderà dal red-shift z poiché il campo magnetico della radiazione cosmica è del tipo $H_{CR} \sim 3(1+z)$. Il tempo massimo risulta:

$$t_{max} \approx 2.3 \times 10^8 \times (\nu^*)^{-1/2} (1+z)^{-1} \text{ anni.} \quad (3.7)$$

fortemente dipendente dal red-shift: per radiosorgenti ad alto z la radiazione cosmica è molto importante per determinare l'età della sorgente.

Se le osservazioni di una radiosorgente hanno una risoluzione spaziale sufficientemente elevata rispetto alle sue dimensioni, e si può coprire un intervallo di frequenza abbastanza elevato, è possibile determinare lo spettro in zone diverse lungo l'asse della radiosorgente e quindi di conoscere, con buona precisione, le età radiative degli elettroni che ivi irradiano.

Gli studi fatti su radiosorgenti ben risolte (la più nota: Cygnus A), mostrano che nelle hot-spot l'irripidimento spettrale è piuttosto contenuto, dell'ordine di $\Delta\alpha \sim 0.5$, confermando l'idea che in queste regioni avvenga una produzione continua di elettroni giovani. Non così nelle regioni interne, dove gli indici spettrali si irripidiscono molto più bruscamente. Di fatto si osserva un crollo della luminosità di tipo "quasi" esponenziale oltre una frequenza di taglio che cala progressivamente man mano ci allontaniamo dalla hot-spot verso il nucleo. Possiamo dire, quindi, che gli elettroni più vecchi sono quelli nelle zone più vicine al nucleo.

Capitolo 4

WISE

Il Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE) è un telescopio spaziale astronomico che lavora nella banda infrarossa lanciato dalla NASA il 14 dicembre 2009. L'osservazione in banda infrarossa di WISE è stata fatta in due fasi: la prima, denominata Cryogenic Survey, è stata compiuta su quattro bande (w1, w2, w3, w4) corrispondenti a quattro lunghezze d'onda dell'infrarosso e portata avanti da gennaio fino ad agosto 2010; la seconda fase, chiamata WISE 3-band Survey, è stata effettuata sulle tre bande w1, w2, w3 da agosto ad ottobre 2010. Dopo questa fase, il liquido criogeno necessario per raffreddare il rilevatore infrarosso si esaurì, e con esso, è peggiorata la sensibilità infrarossa del telescopio. Nei quattro mesi successivi, si portò avanti un'estensione della missione, denominata NEOWISE Post-Cryo survey, sfruttando le capacità rimanenti del telescopio per osservare oggetti vicini alla terra, come comete e asteroidi. Nel febbraio del 2011, WISE fu messo in ibernazione e riattivato a fine 2013, portando avanti la NEOWISE Reactivation survey, che è ancora in corso. [7]

Il telescopio di WISE ha un diametro di apertura di 40 cm ed è stato progettato per ottenere immagini continue di ampie zone di cielo su quattro lunghezze d'onda infrarosse: 3.4, 4.6, 12 e 22 μm (corrispondenti alle bande w1, w2, w3 e w4). Il campo visivo di questo telescopio è di circa 47 minuti d'arco, con una risoluzione angolare di 6.1", 6.4", 6.5" a 3.4, 4.6 e 12 μm , rispettivamente (ossia, riesce a distinguere caratteristiche nelle immagini fino a 1/600 di grado), mentre a 22 μm la risoluzione angolare è di 12 secondi d'arco (1/300 di grado).[8] [9]

WISE ha una sensibilità, in termini di flusso, di 120, 160, 650 e 2 600 mJy a 3.4, 4.6, 12 e 22 μm , il che vuol dire, una sensibilità circa 1000 volte superiore a quella del Infrared Astronomical Satellite (IRAS)¹ [10]

¹IRAS fu il primo telescopio spaziale a compiere osservazioni complete del cielo in banda infrarossa. Fu lanciato nel 1983 e fece scansioni del cielo per un periodo di 10 mesi

4.1 Catalogo AllWISE

Un catalogo preliminare di sorgenti in infrarosso rilevate da WISE è stato pubblicato il 14 aprile 2011, con i dati raccolti tra il 7 gennaio e il 6 agosto 2010, durante la Cryogenic Survey. Basandosi su questo primo catalogo, il 14 marzo 2012 fu pubblicato il catalogo All-Sky data release, contenente quasi 564 milioni di oggetti rilevati dal satellite con le relative posizioni, magnitudini, incertezze astrometriche e fotometriche, e indicatori di affidabilità e qualità delle sorgenti, ottenuti tramite correlazioni con stelle brillanti del catalogo di sorgenti puntiformi 2MASS².

Il 29 giugno 2012, furono pubblicati i risultati della fase di survey 3-Band Cryo e, un anno dopo -il 22 maggio 2013- vennero pubblicati i dati relativi alla fase di survey NEOWISE Post-Cryo.

Il catalogo AllWISE, su cui è basato il lavoro di questa tesi, fu pubblicato il 13 novembre 2013. Esso incorpora i dati delle survey WISE nelle fasi di survey Full Cryogenic, 3-Band Cryo e NEOWISE Post-Cryo. AllWISE contiene le posizioni, moti apparenti e magnitudini di quasi 748 milioni di oggetti. La precisione astrometrica delle sorgenti di emissione di questo catalogo è stata ulteriormente migliorata, rispetto al catalogo All-Sky, prendendo in considerazione i moti propri delle stelle di riferimento del catalogo 2MASS. [12]

AllWISE offre una sensibilità migliore nelle bande w1 e w2, grazie alla maggiore profondità di copertura dovute alla combinazione dei dati relativi alle tre fasi di survey. L'accuratezza fotometrica è stata migliorata in tutte e quattro le bande tramite le correzioni alle distorsioni di flusso delle sorgenti. [13]

4.1.1 AllWise reject table

Il catalogo AllWISE presenta anche una tabella di quasi 429 milioni di misure di posizione, flusso e moto effettuate sulle sorgenti rilevate dal telescopio che non rientrano nei criteri di selezione del catalogo. Esse possono essere sorgenti duplicate, rilevazioni ridondanti di oggetti reali già presenti nel catalogo, sorgenti deboli al di sotto dei limiti del rapporto segnale-rumore del catalogo, o rilevazioni spurie di eventi transitori residui. [14]

²Two Micron All-Sky Survey (2MASS) furono una serie di rilevamenti astronomici, compiuti tra il 1997 e il 2001, sull'intera sfera celeste, in banda infrarossa su tre lunghezze d'onda prossime ai $2\mu\text{m}$: J ($1.25\ \mu\text{m}$), H ($1.65\ \mu\text{m}$), and Ks ($2.16\ \mu\text{m}$). Le osservazioni sono state effettuate con i telescopi di Mount Hopkins (Arizona, USA) e Cerro Tololo (Cile) [11]

Capitolo 5

Analisi delle hot-spot

Per questo lavoro di tesi sono state prese in esame 48 radiosorgenti provenienti da due campioni di sorgenti FR II per cui le hot-spot sono state identificate e ben risolte nel radio. Di queste radiosorgenti, 29 hanno redshift $z < 0.3$ (Hardcastle et al. 1998) e 19 hanno redshift $0.3 < z < 0.6$ (Gilbert et al. 2004).

Per prima cosa, in queste sorgenti, sono state identificate le hot-spot e le loro coordinate. Questo è stato fatto tramite il software SAOImage DS9 (un'applicazione per la visualizzazione di immagini astronomiche), prendendo le immagini nel radio delle radiogalassie in formato .fits e filtrandole fino ad ottenere con nitidezza le posizioni delle hot-spot. Successivamente, sono state sovrapposte a queste immagini le posizioni delle sorgenti infrarosse del catalogo AllWISE in quella determinata zona di cielo, identificando, quindi, le radiogalassie che presentano hot-spot con controparti infrarosse. Inoltre, per le hot-spot che non presentano controparti nel catalogo AllWISE, si è cercata una possibile controparte infrarossa anche nella AllWISE reject table.

Per le hot-spot che mostrano emissione infrarossa si è calcolato il flusso a partire dalle magnitudini del catalogo AllWISE e l'indice spettrale radio-infrarosso.

5.1 Identificazione dell'emissione infrarossa nelle hot-spot

Sono state identificate 10 radiosorgenti aventi una delle hot-spot con controparte infrarossa nel catalogo AllWISE (vedi figure). Il catalogo ci ha fornito le magnitudini sulle quattro bande w1, w2, w3, w4 e i rispettivi errori (vedi tabella 5.1).

Tabella 5.1: Le magnitudini per ognuno delle bande WISE con i rispettivi errori.*La sorgente 3C82 mostra più di una sorgente infrarossa in prossimità della hotspot.

| Sorgente | W1 | eW1 | W2 | eW2 | W3 | eW3 | W4 | eW4 | |
|----------|--------|-------|--------|-------|--------|-------|-------|-------|------|
| 3C20 | 16,781 | 0,081 | 15,318 | 0,081 | 12,479 | 0,326 | 9,173 | 0,439 | 5.1 |
| 3C234 | 17,54 | 0,182 | 16,571 | 0 | 12,427 | 0 | 8,668 | 0 | 5.2 |
| 3C303 | 15,716 | 0,042 | 14,556 | 0,041 | 10,991 | 0,041 | 8,102 | 0,21 | 5.3 |
| 3C319 | 16,226 | 0,043 | 16,192 | 0,111 | 12,753 | 0 | 9,431 | 0 | 5.4 |
| 3C349 | 17,63 | 0 | 16,453 | 0,141 | 12,168 | 0,305 | 9,027 | 0 | 5.5 |
| 3C98 | 17,662 | 0,217 | 16,611 | 0,304 | 12,234 | 0 | 8,044 | 0 | 5.6 |
| 3C274.1 | 17,426 | 0,154 | 16,213 | 0,202 | 12,545 | 0 | 8,872 | 0 | 5.7 |
| 3C351 | 17,214 | 0,081 | 15,781 | 0,078 | 12,581 | 0,232 | 8,313 | 0,125 | 5.8 |
| 3C382 | 16,918 | 0,087 | 17,506 | 0,512 | 12,68 | 0 | 9,272 | 0 | 5.9* |
| | 16,489 | 0,057 | 16,975 | 0,28 | 12,723 | 0 | 9,105 | 0 | |
| | 14,163 | 0,027 | 14,178 | 0,04 | 12,585 | 0,51 | 8,634 | 0 | |
| 3C390.3 | 16,96 | 0,064 | 16,009 | 0,09 | 13,042 | 0,499 | 9,465 | 0 | 5.10 |

Vengono ora proposte le immagini delle radiosorgenti che presentano emissione infrarossa dalle hotspot.

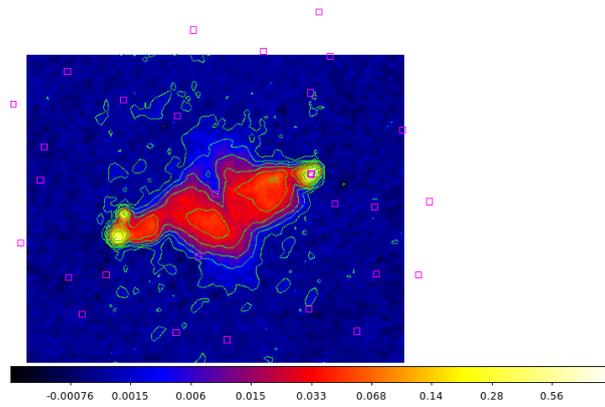


Figura 5.1: Figura 1. Radiosorgente 3C20. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=10,777535$; $\delta=52,0613932$) [J2000]

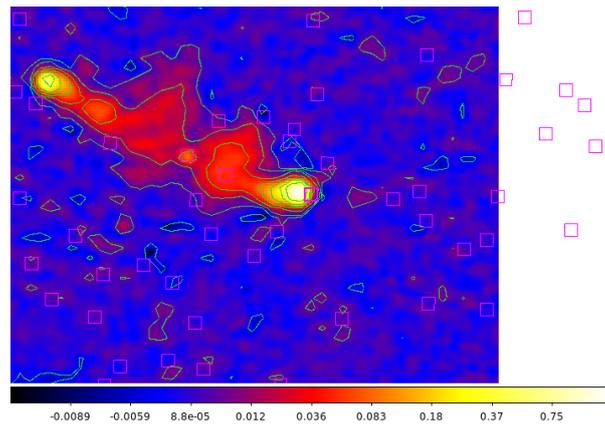


Figura 5.2: Radiosorgente 3C234. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=150,4407629$; $\delta=28,7814762$) [J2000]

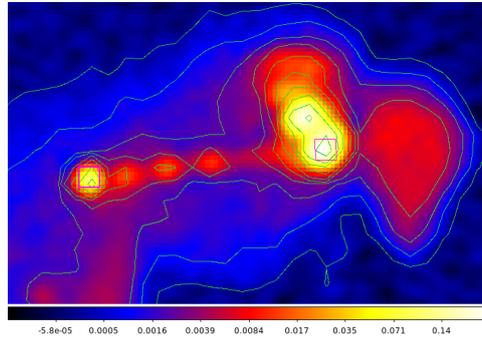


Figura 5.3: Radiosorgente 3C303. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=220,7538815$; $\delta=52,0275904$) [J2000]

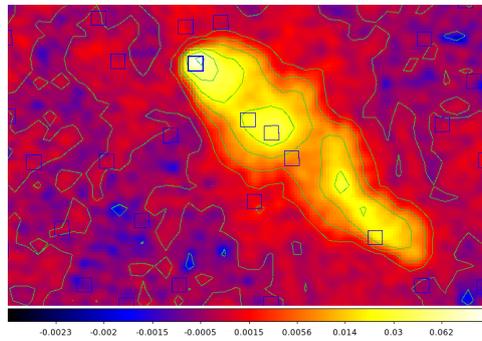


Figura 5.4: Radiosorgente 3C319. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=231,0361569$; $\delta=54,4773622$) [J2000]

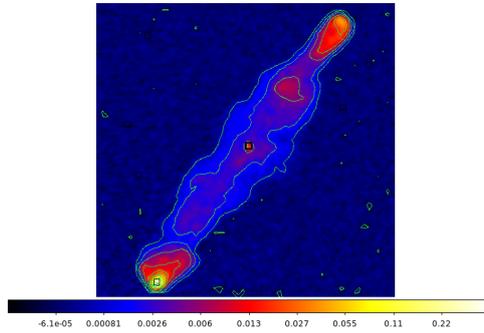


Figura 5.5: . Radiosorgente 3C349. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=254,8800645$; $\delta=47,0389189$) [J2000]

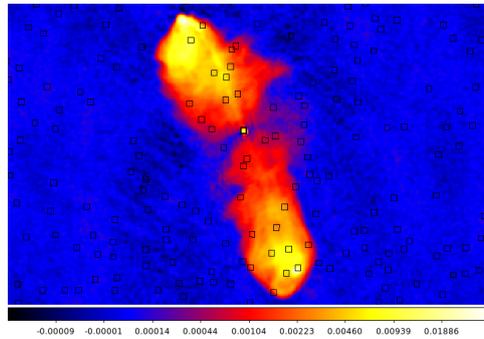


Figura 5.6: Radiosorgente 3C98. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=59,7109427$; $\delta=10,3946536$) [J2000]

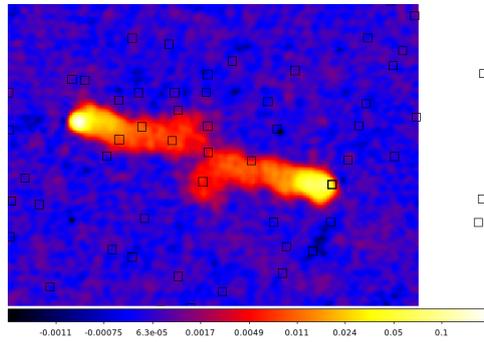


Figura 5.7: Radiosorgente 3C274.1. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=188,8390366$; $\delta=21,3375528$) [J2000]

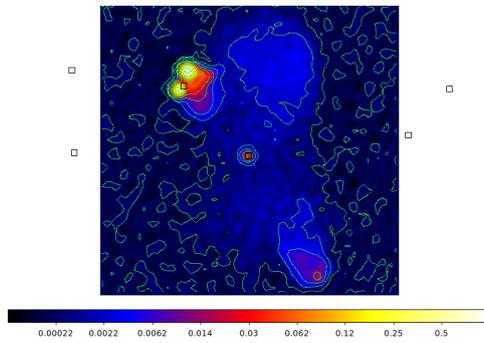


Figura 5.8: Radiosorgente 3C351. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: ($\alpha=256,181797$; $\delta=60,7469312$) [J2000]

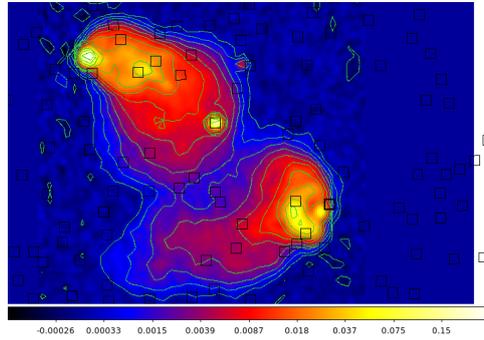


Figura 5.9: Radiosorgente 3C382. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: $(\alpha_1=278,7416995; \delta_1=32,6825831)$ $(\alpha_2=278,784009; \delta_2=32,6832276)$ $(\alpha_3=278,746361; \delta_3=32,6778388)$ [J2000]

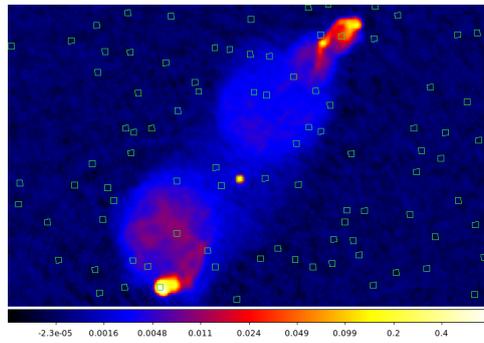


Figura 5.10: Radiosorgente 3C390.3. Coordinate della hot-spot con controparte AllWISE: $(\alpha=280,6202214; \delta=79,7523368)$ [J2000]

5.2 Analisi dei dati

5.2.1 Da magnitudini a flussi

Per passare dalle magnitudini ai flussi, si è dovuto tener conto dell'estinzione galattica, la quale è stata ricavata usando un'apposita base di dati [15] che ci ha fornito direttamente i valori dell'estinzione per le bande w1 e w2, mentre per le altre due bande (w3, w4) sono stati presi i valori della banda 4 dello strumento di rilevazione infrarossa IRAC (che lavora a lunghezza d'onda di $8 \mu\text{m}$). Con queste correzioni alla magnitudine, sono stati calcolati i flussi in Jansky¹ mediante la formula:

$$F = F_0 \times 10^{-0.4 \times (mag - A)} \quad (5.1)$$

dove mag è la magnitudine relativa a ogni banda di WISE, A è la correzione per estinzione galattica e F_0 è il flusso di riferimento che vale:

$$F_0^{w1} = 309.540 Jy$$

$$F_0^{w2} = 171.787 Jy$$

$$F_0^{w3} = 31.674 Jy$$

$$F_0^{w4} = 8.363 Jy$$

I flussi calcolati e i rispettivi errori sono mostrati in Tabella 5.2

¹1 Jansky (Jy) = $10^{-26} W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$

Tabella 5.2: Flussi in μJy . Da notare che i flussi della banda 4 sono dell'ordine del mJy.

| Sorgente | FLux w1 (μJy) | σ FLux w1 | Flux w2 (μJy) | σ Flux w2 | Flux w3 (μJy) | σ Flux w3 | Flux w4 (μJy) | σ Flux w4 |
|----------|----------------------|------------------|----------------------|------------------|----------------------|------------------|----------------------|------------------|
| 3C20 | 64,37 | 0,50% | 135,32 | 0,50% | 337,83 | 3% | 1874,97 | 4,50% |
| 3C234 | 29,94 | 1% | 40,53 | 0 | 339,39 | 0 | 2857,34 | 0 |
| 3C303 | 160,66 | 0,30% | 259,29 | 0,30% | 1273,80 | 0,40% | 4812,40 | 3% |
| 3C319 | 100,26 | 0,30% | 57,41 | 0,70% | 251,13 | 0 | 1413,71 | 0 |
| 3C349 | 27,61 | 0 | 45,26 | 0,90% | 431,62 | 2,50% | 2056,66 | 0 |
| 3C98 | 27,74 | 1,30% | 40,16 | 1,90% | 415,24 | 0 | 5199,51 | 0 |
| 3C274.1 | 33,29 | 0,90% | 56,41 | 1,30% | 305,00 | 0 | 2372,26 | 0 |
| 3C351 | 40,43 | 0,50% | 83,91 | 0,50% | 294,79 | 1,90% | 3966,09 | 1,50% |
| 3C382 | 53,54 | 0,50% | 17,24 | 3% | 270,58 | 0 | 1648,78 | 0 |
| | 79,49 | 0,40% | 28,12 | 1,70% | 260,08 | 0 | 1922,92 | 0 |
| 3C390.3 | 677,20 | 0,20% | 369,65 | 0,30% | 295,32 | 4% | 2967,30 | 0 |
| | 51,56 | 0,40% | 68,45 | 0,50% | 193,87 | 4% | 1380,26 | 0 |

5.2.2 Calcolo degli indici spettrali

Conoscendo le frequenze di osservazione e la densità di flusso radio dei due campioni a tale frequenze e, una volta noti i flussi sulle bande infrarosse, sono stati calcolati gli indici spettrali radio-infrarosso (vedi tabella). La formula usata per il calcolo degli indici spettrali è stata:

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu_1}) - \log(S_{\nu_2})}{\log(\nu_2) - \log(\nu_1)} \quad (5.2)$$

Per cui, la legge di potenza sarà data da: $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$.

Come flusso nell'infrarosso è stato preso quello relativo alla banda w2. La frequenza di campionamento è stata ricavata dalla lunghezza d'onda della banda, tramite $\nu_{w2} = \frac{c}{\lambda_{w2}}$. Per il calcolo dell'errore associato ad α si è usata la propagazione degli errori, arrotondando alla seconda cifra decimale.

Tabella 5.3: Calcolo degli indici spettrali radio-infrarosso. Gli errori son arrotondati alla seconda cifra decimale.

| SORGENTE | FLUSSO RADIO(mJy) | FLUSSO W2(μ Jy) | FREQUENZA RADIO(GHz) | FREQUENZA W2(Hz) | INDICE R-IR | ERRORE |
|----------|-------------------|----------------------|----------------------|------------------|-------------|--------|
| 3C20 | 160 | 135,32 | 8,44 | 6,52E+13 | 0,79 | 0,01 |
| 3C234 | 50 | 40,53 | 8,44 | 6,52E+13 | 0,80 | 0,01 |
| 3C303 | 650 | 259,29 | 1,48 | 6,52E+13 | 0,72 | 0,00 |
| 3C319 | 19 | 57,41 | 8,44 | 6,52E+13 | 0,65 | 0,01 |
| 3C349 | 90 | 45,27 | 8,44 | 6,52E+13 | 0,85 | 0,01 |
| 3C98 | 27 | 40,16 | 8,35 | 6,52E+13 | 0,73 | 0,01 |
| 3C274.1 | 412 | 56,41 | 1,6 | 6,52E+13 | 0,84 | 0,00 |
| 3C351 | 576 | 83,91 | 1,4 | 6,52E+13 | 0,82 | 0,00 |
| 3C382 | 8 | 17,24 | 8,35 | 6,52E+13 | 0,69 | 0,01 |
| | 8 | 28,11 | 8,35 | 6,52E+13 | 0,63 | 0,01 |
| | 8 | 369,65 | 8,35 | 6,52E+13 | 0,34 | 0,01 |
| 3C390.3 | 450 | 68,45 | 8,35 | 6,52E+13 | 0,98 | 0,01 |

5.3 Hot-spot con possibile controparte nella AllWISE reject table

Oltre alle 10 hot-spot con controparte infrarossa, grazie alla AllWISE reject table, sono state identificate altre quattro sorgenti aventi hot-spot con possibili controparti in infrarosso (vedi tabella 5.4). Per identificarle, sono stati cercati delle sorgenti della reject table che distassero meno di 3 secondi d'arco dalle hot-spot prese in esame.

La sorgente 3C390 presenta una hot-spot avente due controparti nella reject table. La sorgente 3C67, invece, ha la stessa controparte per entrambe le hot-spot: considerando che la 3C67 è una sorgente molto più compatta rispetto alle altre (dimensioni ~ 2 secondi d'arco), probabilmente si tratta del nucleo della galassia che compare nella reject table. Le sorgenti 3C381 e 3C452 mostrano entrambe una controparte della reject table per una delle loro hot-spot.

Tabella 5.4: Sorgenti con hot-spot aventi possibili controparti nella reject table di ALLWISE con le coordinate delle possibili sorgenti di emissione infrarossa, le possibili magnitudini sulle quattro bande e i rispettivi errori.

| SORGENTE | α | δ | CONTROPARTE | W1 | σ W1 | W2 | σ W2 | W3 | σ W3 | W4 | σ W4 | DISTANZA (ARCSEC) |
|----------|----------|----------|---------------------|--------|-------------|--------|-------------|--------|-------------|-------|-------------|-------------------|
| 3C381 | 278,4435 | 47,45985 | J183346.43+472734.8 | 18,694 | 0,263 | 17,751 | 0,44 | 13,008 | null | 9,175 | null | 0,638167 |
| 3C390.3 | 280,4176 | 79,79862 | J184139.52+794755.0 | 19,528 | null | 17,99 | 0,491 | 13,062 | 0,536 | 8,859 | null | 1,817562 |
| 3C390.3 | 280,4176 | 79,79862 | J184139.50+794755.4 | 19,516 | null | 18,077 | 0,521 | 12,215 | null | 9,473 | 0,52 | 1,928436 |
| 3C452 | 341,4975 | 39,69619 | J224559.30+394148.2 | 18,867 | null | 17,394 | null | 12,139 | null | 8,834 | null | 2,209393 |
| 3C67 | 36,05122 | 27,83632 | J022412.30+275011.3 | 14,775 | 0,044 | 13,735 | 0,046 | 10,763 | 0,131 | 7,358 | 0,13 | 0,681505 |
| 3C67 | 36,05117 | 27,83694 | J022412.30+275011.3 | 14,775 | 0,044 | 13,735 | 0,046 | 10,763 | 0,131 | 7,358 | 0,13 | 1,633263 |

Conclusioni

Questo lavoro di tesi si è basato sullo studio delle hot-spot da due campioni di radiogalassie a diverso redshift allo scopo di rivelare la loro emissione infrarossa. I risultati principali ottenuti sono:

- Delle 48 sorgenti studiate, suddivise in 29 con redshift $z < 0.3$ e 19 con redshift $0.3 < z < 0.6$, 10 ($\sim 21\%$) hanno presentato emissione infrarossa nelle hot-spot.
- Le 10 radiosorgenti con emissione nell'infrarosso si dividono in 8 con redshift $z < 0.3$ ($\sim 28\%$ del campione) e 2 con redshift $0.3 < z < 0.6$ ($\sim 11\%$ del campione).
- Le sorgenti mostrano indici spettrali radio-infrarosso compresi tra 0.63 e 0.85. Fanno eccezione a questo la sorgente 3C390.3, con un indice spettrale $\alpha = 0.98$, e la sorgente 3C382, con un indice spettrale (per una delle tre sorgenti infrarosse della sua hot-spot) $\alpha = 0.34$.
- Non sono state evidenziate significative differenze di indice spettrale tra i due campioni a redshift diversi.
- In 4 delle restanti 38 sorgenti senza controparte nel catalogo AllWISE è stata trovata una possibile controparte infrarossa in una o più bande. Queste sorgenti richiedono uno studio futuro più approfondito in banda infrarossa.

Il lavoro futuro sarà confermare l'emissione infrarossa nelle sorgenti dove tale emissione non è stata confermata e studiare l'emissione nella banda ottica per le altre sorgenti presenti nel catalogo AllWISE in modo da determinare la distribuzione in energia degli elettroni. Questo permetterà di determinare quanto le hotspot nelle radiogalassie siano efficaci acceleratori di particelle fino ad energie rivelabili nell'ottico.

Ringraziamenti

Innanzitutto vorrei ringraziare il Prof. Gabriele Giovannini, il quale, con assoluta disponibilità e gentilezza, mi ha permesso di svolgere questa tesi presso l'IRA. Inoltre, mi ha affidato a due eccezionali persone e ricercatori, quali la Dott.ssa Monica Orienti e il Dott. Filippo D'Ammando. Senza di loro e senza i loro consigli, le loro conoscenze e la loro pazienza, questo lavoro non sarebbe stato possibile.

Bibliografia

- [1] Fanti C., Fanti R. , *Lezioni di radioastronomia*
- [2] Fanaroff, B.L., Riley, J.M, *MNRAS* 167, 31P
- [3] Lehay&Perley, 1991, *AJ*, 102, 537
- [4] Kellermann, 1966, 146, *Ap.J.* p.634
- [5] Edge, DO; Shakeshaft, JR; McAdam, WB; Baldwin, JE; Archer, S (1959). "*A survey of radio sources at a frequency of 159 Mc/s*", *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 68: 37
- [6] J.F.R. Gower, Scott, Paul; Wills, D., *A survey of radio sources in the declination ranges -07° to 20° and 40° to 80°*, in *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, vol. 71, 1967, p. 49.
- [7] <http://www.astro.ucla.edu/wright/WISE/>
- [8] Wright, E.L.; Eisenhardt, P.R.M.; Mainzer, A.K.; Ressler, M.E.; Cutri, R.M.; Jarrett T., 2010, *AJ*, 140:1868?1881.
- [9] https://www.nasa.gov/mission_pages/WISE/spacecraft/index.html.
- [10] Mainzer, A.K.; Eisenhardt, P.R.M.; Wright, E.L.; Feng-Chuang Liu; Irace, W.; Heinrichsen, I.; Cutri, R.M.; Duval, V., 2005, *Preliminary Design of The Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE)*.
- [11] Skrutskie, M. F.; Cutri, R. M.; Stiening, R.; Weinberg, M. D., 2006, *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*, *AJ*, Volume 131, Issue 2, pp. 1163-1183.
- [12] Secrest, N.J.; Dudik, R.P; Dorland B.N.; Zacharias N.; Makarov V.; Frey, A.; Frouard J.; Finch, C. 2015, *ApJs*.
- [13] http://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allwise/expsup/sec1_3.html#src_cat

- [14] http://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allwise/expsup/sec2_1.html
- [15] <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>
- [16] Mack, K.H.; Prieto, M.A.; Brunetti, G.; Orienti M, 2008, *Near-infrared/optical counterparts of hotspots in radio galaxies*, MNRAS, **392**, 705-717.
- [17] Gilbert, G.M.; Riley, J.M.; Hardcastle, M.J.; Croston, J.H.; Pooley, G.G.; Alexander, P., 2004, *High-resolution observations of a complete sample of 22 FR II radio galaxies and quasars with $0.3 < z < 0.6$* , MNRAS, **351**, 845-890.
- [18] Hardcastle, M.J.; Alexander, P.; Pooley, G.G.; Riley, J.M., 1998, *FR II radio galaxies with $z < 0.3$ -I. Properties of jets, cores and hotspots*, MNRAS, **296**, 445-462.