

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica
Istituto di Radioastronomia del C.N.R.

**PROPRIETÀ NUCLEARI DEGLI
OGGETTI DI TIPO BL LAC E DELLE
RADIOGALASSIE**

Relatore:

**Chiar.mo Prof.
GABRIELE GIOVANNINI**

Presentata da:

DANIELE D'ANTONIO

Sessione I

Anno Accademico 2013/2014

LA PRESENTE TESI È STATA REALIZZATA NELL'AMBITO DELL'ATTIVITÀ DI RICERCA
DELL'ISTITUTO DI RADIOASTRONOMIA/INAF DI BOLOGNA

Indice

Introduzione.....	1
1 Introduzione alle galassie attive	2
1.1 AGN.....	2
1.2 Proprietà fondamentali per una radiosorgente.....	2
1.3 Classificazione degli AGN.....	3
2 Effetti relativistici: effetto Doppler e Boosting relativistico	12
2.1 Gli effetti relativistici.....	12
3 Modelli unificati	16
3.1 Introduzione.....	16
3.2 Modello unificato di oggetti ad alta potenza.....	16
3.3 Modello unificato di oggetti a bassa potenza.....	18
3.4 Modello unificato di oggetti radio-quieti.....	18
3.5 Teoria dei modelli unificati: problemi e domande ancora aperte.....	21
3.6 Determinazione di β e θ	23

4 Studio di un campione di BL Lacs	27
4.1 Presentazione del campione.....	27
4.2 Analisi del primo campione.....	28
4.3 Analisi del secondo campione.....	33
4.4 Il metodo di correlazione P_{co}/P_{ci}	35
4.5 Analisi di un campione di radiogalassie.....	37

APPENDICE A

<i>La radiazione di sincrotrone</i>	A1
A.1 Il moto di un elettrone in un campo magnetico.....	A1
A.2 Lo spettro di emissione.....	A5
A.3 L'emissione generata da un insieme di elettroni relativistici..	A7

APPENDICE B

<i>Very Long Baseline Interferometry</i>	B1
B.1 Le due reti VLBI: la rete europea e quella statunitense.....	B1
B.2 Condizioni per l'utilizzo della tecnica VLBI.....	B3

Introduzione

Questa tesi si occupa dello studio delle sorgenti radio extragalattiche.

Il presente lavoro è divisibile in due parti distinte.

La prima parte descrive la morfologia e la struttura delle varie tipologie degli oggetti AGN, i fenomeni relativistici riguardo al moto delle radiosorgenti, il modello unificato, che consiste nel descrivere tutti i tipi di radiosorgenti presentati come la stessa tipologia di oggetto.

La seconda parte vede l'analisi di due campioni: uno di radiogalassie, l'altro di BL Lacs. L'obiettivo consiste nel confrontare i valori di core dominance (rapporto tra potenza osservata e attesa) dei due campioni e dimostrare come la core dominance degli oggetti BL Lacertae sia maggiore di quella delle radiogalassie, al fine di mettere in evidenza un fattore a sostegno della teoria dei modelli unificati.

Infine sono state inserite due appendici: l'una descrive un importante meccanismo di emissione come la radiazione di sincrotrone, l'altra presenta la tecnica di interferometria VLBI.

Capitolo 1

Introduzione alle galassie attive

1.1 AGN

In molte galassie si osserva un'emissione nucleare molto intensa. Infatti la regione centrale della struttura galattica presenta una luminosità più intensa di quanto ci si attenderebbe dalla normale attività stellare, e cioè notevoli manifestazioni energetiche nelle varie bande dello spettro. Questi dati hanno portato ad ipotizzare che nel nucleo ci sia una forma di attività non imputabile ai normali processi di formazione stellare. Si è inoltre notata una emissione di tipo non termico. Questi oggetti sono indicati con gli appellativi di nuclei galattici attivi e AGN. Se emettono in banda radio sono chiamati anche radiosorgenti.

1.2 Proprietà fondamentali per una radiosorgente

Una radiosorgente è costituita da un nucleo (core), getti (jets), le hot spots e i lobi. Analizzando l'andamento del flusso in funzione della lunghezza d'onda, si nota che le onde radio sono emesse grazie ad un meccanismo non termico: la radiazione di sincrotrone.

Il nucleo è la parte centrale dell'oggetto ottico, può arrivare sino a 100 pc e in genere non supera in potenza l'emissione dei lobi. Quest'ultimi sono strutture ellissoidali e simmetriche, con dimensioni che vanno da qualche kpc a 1 Mpc.

I getti sono di forma cilindrica o conica, partono dal nucleo per giungere alle hot spots. Particelle relativistiche vengono quindi mandate dalla parte centrale della struttura verso quella esterna.

Le hot spots sono regioni di qualche kpc che possono contenere fino all'1% della luminosità totale della sorgente. Esse si formano per via dell'interazione tra il materiale espulso dal core e il mezzo intergalattico.

1.3 Classificazione degli AGN

1.3.1 AGN RADIOQUIETI

Sono sorgenti con emissione radio debole o assente.

Galassie di Seyfert

Le galassie di Seyfert furono scoperte negli anni '40 dall'omonimo studioso. Presentano una luminosità compresa tra 10^{11} e 10^{12} L_{\odot} e un'analisi dello spettro mostra che sono presenti righe d'emissione sia permesse che proibite. Queste righe sono causate da gas fortemente ionizzati. Normalmente sono radio-quiete.

All'osservazione questi oggetti si mostrano come galassie con regioni nucleari intensamente brillanti. L'energia all'emissione legata a queste radiosorgenti ha portato ad ipotizzare che nel cuore della struttura galattica sia presente un corpo molto massivo che compie un moto di rotazione, generando così un disco di accrescimento di gas.

A tal proposito sono state formulate due teorie per descrivere il nucleo.

L'una afferma che vi sia un massiccio buco nero, l'altra un'area contraddistinta da una grande formazione stellare.

Inoltre queste galassie si dividono in due gruppi: le Seyfert 1 (con righe d'emissione larghe e righe proibite strette) e le Seyfert 2 (con righe strette sia permesse che proibite, mancante o comunque debole l'emissione X).



Figura 1.3:immagine di una Sy1(NGC 5548)



Figura 1.4:immagine di una Sy2 (ESO 97-G13)

Galassie Liners (Low ionization Narrow Emission Line Region)

Queste galassie attive rappresentano la categoria di nuclei galattici attivi meno luminosi. La maggior parte di questi oggetti è una galassia a spirale e sono radio quiete. Lo spettro presenta delle righe d'emissione che possono provenire sia da atomi neutri che da ioni un'unica volta. La larghezza delle righe è inferiore a quella delle righe proibite delle Seyfert, ed è confrontabile con la velocità di rotazione delle stelle situate nel nucleo. Inoltre il continuo non stellare presenta una luminosità solamente dell'1% di quello delle Sy1. Ciò porta a pensare ad un meccanismo di emissione diverso, probabilmente relativo ad urti nelle regioni più interne delle galassie contraddistinte da Liners.

1.3.2 RADIOSORGENTI ESTESE

Le radiosorgenti estese (lobe-dominated) sono gli oggetti che presentano una emissione dovuta in particolar modo ai lobi. Presentano uno spettro ripido con indice spettrale $\alpha \approx 0,7$. Si classificano due classi: FR I ed FR II.

FR I (Fanaroff-Riley a bassa potenza)

Queste radiogalassie sono caratterizzate da una potenza $P_{1,4\text{GHz}} < 10^{24+25}$ W/Hz e dato che sono più scure nella regione esterna sono dette anche *Edge Darkened*. La zona centrale invece è brillante.

In queste radiosorgenti le hot-spots sono raramente visibili, i lobi sono estesi e non sempre ben allineati con il corpo centrale. I getti sono molto luminosi e presentano grandi angoli di apertura (maggiori che nelle FR II) mostrando dunque un trasporto di materia poco efficiente.

Le FR I sono in genere associate a galassie vicine e/o in ammassi galattici.

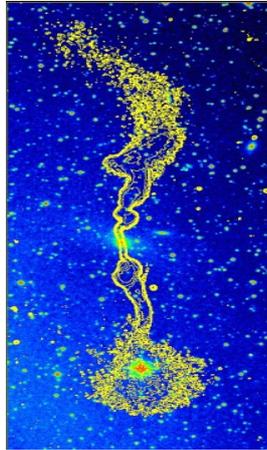


Figura1.1: esempio di FR I (3C449)

FR II (Fanaroff-Riley ad alta potenza)

Sono radiogalassie dotate di una potenza $P_{1,4\text{GHz}} > 10^{24+25}$ W/Hz e sono indicate anche con il nome di *Edge brightened* per via delle hot-spots estremamente brillanti e allineate con la struttura centrale. I lobi sono più brillanti che nelle FR I, mentre i getti sono deboli, simmetrici e soprattutto collimati ad indicare stavolta un trasporto efficiente. Nella maggior parte dei casi comunque si osserva un solo getto.

Le FR II sono normalmente associate a quasar o a galassie lontane.

Inoltre questi oggetti si dividono in ulteriori due sottoclassi: BLRG (Broad Line Radio Galaxy) e NLRG (Narrow Line Radio Galaxy). Le prime presentano righe di emissione sia strette che larghe; le seconde hanno solamente delle righe

d'emissione strette. La ragione di tale fenomeno è legata alle nubi gassose che circondano il nucleo della galassia. Esse sono caratterizzate dalla loro velocità, che modifica lo spostamento delle frequenze per effetto Doppler. Esiste una correlazione tra la dispersione di velocità delle nubi e la larghezza delle righe spettrali d'emissione: se aumenta la velocità aumenta anche la larghezza. In caso di diminuzione della velocità si ha una relazione analoga. Le nubi dotate di una maggior velocità (responsabili delle righe larghe) sono situate nelle vicinanze del nucleo, in un'area denominata BLR (Broad Line Region). Questa regione presenta una distanza dal nucleo di circa 1 pc e il gas ruota ad una velocità $v \approx 5000$ Km/s). Le nubi dotate di una minore velocità si trovano nella NLR (Narrow Line Region), ad una distanza dal nucleo dell'ordine di 1 kpc.

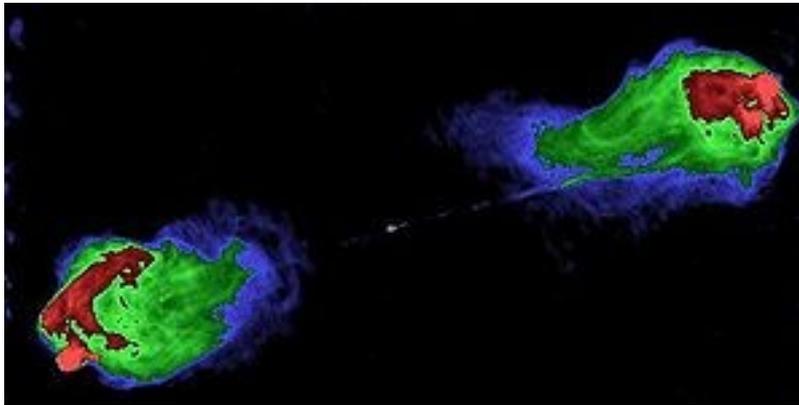


Figura 1.2:esempio di FR II (3C 405)

1.3.3 RADIOSORGENTI COMPATTE

Le radiosorgenti compatte (core-dominated) sono oggetti che hanno come contributo maggiore all'emissione il nucleo (core). L'emissione radio non è estesa e mostra $\alpha \approx 0,0$. Il flusso è variabile per cui se si desidera ottenere uno spettro radio preciso è doveroso eseguire delle osservazioni su un largo intervallo di frequenze o, in alternativa, in tempi diversi. Sono radiosorgenti core-dominated le BL Lac, le OVVs e le Quasars.

BL Lacertae (BL Lac)

Si tratta di oggetti puntiformi associati a galassie ellittiche giganti. Sono descritti da una forte polarizzazione sia in banda radio che in banda ottica. La polarizzazione in radio porta ad ipotizzare la presenza di radiazione di sincrotrone e, nella stessa banda, è presente un effetto boosting doppler relativistico.

La mancanza nello spettro di righe di emissione fa immaginare che essa corrisponda a sua volta ad una mancanza di gas ionizzato (sarebbe presente ma solo in poca quantità). Un'altra ipotesi è che via sia un continuo talmente intenso da nascondere le righe. Quest'ultima teoria trova appoggio nel modello unificato come si vedrà più avanti nel corso di questa trattazione. Lo spettro presenta repentine variazioni sia del flusso che della luminosità in radio, X e ottico polarizzato. Insieme agli OVV sono identificate col termine Blazars.

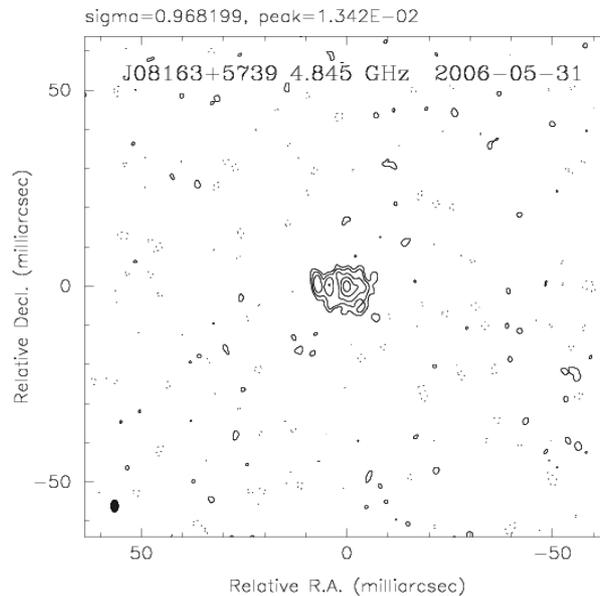


Figura 1.5:immagine di una BL Lac

OVVs (Optically violent variables)

Hanno molte proprietà in comune con le BL Lacs, come ad esempio la forte variazione del flusso in ottico, uno spettro radio regolare e una certa variabilità in polarizzazione ottica. Una differenza con le BL Lacertae è data dalla presenza di righe di emissione.

QUASAR (Quasi-Stellar Radio Sources)

Oggetti con spettro simile ad una radiogalassia ma dal punto di vista ottico, sono oggetti puntiformi ed emettono prevalentemente in banda IR, ottica, UV e X. Una quasar è confrontabile ad una stella, ma con un grande eccesso nella banda ultravioletta e lo spettro è di sincrotrone. Di solito queste radiosorgenti sono associate a galassie ellittiche più che a galassie a spirale.

Le dimensioni nucleari sono inferiori ad un kpc. Le righe di emissione sono larghe e intense. Dagli spettri ottici di diverse quasar è stato scoperto che le righe proibite sono più strette delle permesse. Si calcola che nelle quasar con redshift di emissione basso ($z_{em} < 1$) le righe d'assorbimento siano presenti solo in circa l'1% dei casi. Ma all'aumentare di z_{em} aumenta anche la percentuale. Basti pensare che per $z_{em} \geq 2$ si raggiunge la totalità dei casi, ovvero il 100%.

Le quasar sono state per lungo tempo gli oggetti più lontani osservabili anche se attualmente si studiano galassie altrettanto lontane.

È uso oggi chiamare quasar tutti gli AGN con $M_V < -23$ (M_V è la magnitudine assoluta V) come quasar, ma solo il 10% circa di esse è una forte sorgente radio.

Nonostante ciò, le quasar sono gli AGN più potenti. Infatti la luminosità di un quasar può arrivare a $10^{13} L_{\odot}$ ed è sostenuta per un tempo $t \sim 4 \times 10^7$ yr.

Durante questo intervallo di tempo viene irradiata una massa-energia che corrisponde all'incirca a 5×10^{61} erg. Questa energia corrisponde a $\sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$!

La massima efficienza dei processi nucleari corrisponde 10^{-3} per cui se il quasar fosse dovuto a fenomeni stellari si dovrebbe disporre $3 \times 10^{10} M_{\odot}$ in una regione molto compatta. Se l'energia venisse dalle supernove, calcolando 10^{51} erg per supernova, avremmo bisogno di un numero di supernove che si attesterebbe intorno a 5×10^{10} . Una tale massa di stelle sarebbe facilmente rilevabile per via degli effetti gravitazionali sulle altre stelle e gas. Per spiegare una quasar c'è bisogno di un meccanismo per produrre energia, che deve essere più efficiente. Questa questione tocca tutti gli AGN e vedremo più avanti la descrizione di questo meccanismo.

Un altro aspetto interessante è legato ai MOTI SUPERLUMINALI, ovvero moti in cui un oggetto presenta velocità $v > c \approx 3 \times 10^8$ m/s.

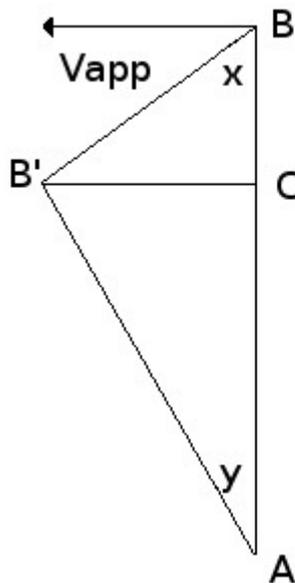
Tecniche di interferometria continentale VLBI (Very Long Baseline Interferometry) hanno mostrato che i getti di alcune quasar si allontanano dal nucleo con velocità di espansione superiore a quella della luce. Quindi sembrerebbe esserci una violazione delle teoria della relatività ristretta.

Inizialmente gli astrofisici, per spiegare questo fenomeno, presentarono la teoria del *modello ad albero di natale*, secondo cui nell'oggetto in esame sono presenti regioni che si illuminano a intermittenza. Il moto dunque sarebbe solo apparente.

Il punto debole di questa formulazione sta nel fatto che i lobi tendono a deformarsi allontanandosi dal nucleo. Oggi questa teoria appare superata.

Un altro modello, tuttora accettato, spiega questi moti come effetto di proiezione prodotto da getti relativistici che si muovono ad angolo piccolo rispetto alla linea di vista.

Si osservi la seguente figura:



la radiosorgente è collocata in B al tempo t_0 e in B' al tempo t_1 , per cui y è l'angolo di separazione tra due osservazioni consecutive. L'osservatore è posto in A.

In pratica l'oggetto si muove da B a B' ad una velocità v di poco inferiore a c .

Sono valide le uguaglianze seguenti:

$$y = \frac{v \Delta t \sin x}{AC} \quad (3.1)$$

$$BC = v \Delta t \cos x \quad (3.2)$$

$$BB' = v \Delta t \quad (3.3)$$

$$CB' = v \Delta t \sin x \quad (3.4)$$

il tempo tra le osservazioni risulta essere

$$\Delta t' = t'_1 - t'_0 \quad (3.5)$$

dove

$$t'_0 = t_0 + \frac{AC + v \Delta t \cos x}{c} \quad (3.6)$$

$$t'_1 = t_1 + \frac{AC}{c} \quad (3.7)$$

per cui

$$\Delta t' = t'_1 - t'_0 = t_1 - t_0 - \frac{v \Delta t \cos x}{c} = \Delta t (1 - \beta \cos x) \quad (3.8)$$

$$\beta_{app} = \frac{v_{app}}{c} = \frac{AC y}{c \Delta t'} \quad (3.9)$$

dall'equazione (3.1) vale la relazione

$$AC y = v \Delta t \sin x \quad (3.10)$$

quindi

$$\beta_{app} = \frac{v_{app}}{c} = \frac{AC y}{c \Delta t'} = \frac{v \Delta t \sin x}{c \Delta t'} \quad (3.11)$$

mediante la (3.8) è possibile scrivere

$$\beta_{app} = \frac{v_{app}}{c} = \frac{AC y}{c \Delta t'} = \frac{v \Delta t \sin x}{c \Delta t'} = \frac{v \Delta t \sin x}{c \Delta t (1 - \beta \cos x)} = \frac{\beta \sin x}{1 - \beta \cos x} \quad (3.12)$$

La formula precedente è stata ottenuta avendo posto $\beta = \frac{v}{c}$ dove v è la velocità reale dell'oggetto e il risultato è il seguente:

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin x}{1 - \beta \cos x} \quad (3.13)$$

Differenziamo ora la (3.13):

$$\frac{\partial \beta_{app}}{\partial x} = \frac{\beta \cos x}{1 - \beta \cos x} - \frac{\beta^2 \sin^2 x}{(1 - \beta \cos x)^2} = 0 \quad (3.14)$$

sfruttando la formula (3.15):

$$\beta^2 \sin^2 x = \beta \cos x (1 - \beta \cos x) = \beta^2 - \beta^2 \cos^2 x \quad (3.15)$$

è possibile ricavare il valor massimo di x :

$$x_{max} = \frac{1}{\cos \beta} \quad (3.16)$$

sostituendo il valore di x_{max} nella (3.13) tendendo presente

$$\sin(\cos^{-1} \beta) = \sqrt{1 - \beta^2} \quad (3.17)$$

si ottiene il risultato finale:

$$\beta_{app} = \beta \gamma \quad (3.18)$$

$$\text{ove } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.19)$$

si tenga conto che il β_{app} ottenuto nella (3.18) è il massimo valore attribuibile alla velocità relativa in unità c .

Con valori di β vicini all'unità, si ottiene $\beta_{app} \approx \gamma > 1$

Capitolo 2

Effetti relativistici: effetto Doppler e Boosting relativistico

2.1 Gli effetti relativistici

Lo studio delle radiosorgenti necessita dell'analisi di un importante fenomeno: il boosting relativistico che, come si vedrà nel capitolo successivo, risulta essenziale nell'analisi della teoria dei modelli unificati.

In particolare il boosting relativistico è il fenomeno secondo cui gli effetti relativistici modificano la luminosità apparente di un corpo che si muove a velocità vicine a quelle della luce. I getti tipici degli AGN ne rappresentano un chiaro esempio. La direzione del moto come sarà visto nel paragrafo successivo gioca un ruolo fondamentale. In effetti lo stesso corpo può apparire estremamente luminoso e contemporaneamente rappresentare una sorgente fioca da posizioni diverse.

2.1.1 EFFETTO DOPPLER E BOOSTING RELATIVISTICO

Si consideri una sorgente in moto con velocità $v = \beta c$ in una direzione che forma un angolo θ con la linea di vista. La frequenza osservata risulta essere:

$$\nu_o = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_o)} = \nu_e \times D \quad (2.1)$$

dove ν_e è la frequenza emessa, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ è detto fattore di Lorentz e

$$D = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_o)} \text{ è il fattore Doppler.}$$

Ne consegue dunque, che la frequenza osservata differisce da quella emessa di un fattore D .

Assegnando convenzionalmente un valore positivo per la velocità quando la sorgente è in avvicinamento e negativo quando è in allontanamento, si hanno i seguenti valori:

- avvicinamento: $\beta > 0$ che implica $D > 1$ e quindi $\nu_o > \nu_e$;
- allontanamento: $\beta < 0$ che implica $D < 1$ e quindi $\nu_o < \nu_e$.

Nel caso di $v \ll c$, allora si ha $\gamma \approx 1$, per cui $\beta \rightarrow 0$ e $D \rightarrow (1 + \beta \cos \theta_o)$, ottenendo l'espressione dell'effetto Doppler classico.

2.2.2 CONSEGUENZE DEGLI EFFETTI RELATIVISTICI

Gli effetti relativistici portano a dover fare diverse considerazioni riportate di seguito:

-la sorgente irradia una determinata potenza in banda $\Delta \nu_e$ ma un osservatore la registra in banda $\Delta \nu_o = D \Delta \nu_e$, e ne consegue la relazione $h \nu_o = D h \nu_e$ che descrive l'energia dei fotoni;

-anche i tempi subiscono una trasformazione, infatti si ha che l'intervallo di tempo dt_e in cui si ha l'emissione (detto tempo proprio) è diverso rispetto all'intervallo dt_o dell'osservatore, e per l'esattezza le due misure differiscono di un fattore γ , tenendo inoltre conto che la sorgente si avvicina di una quantità $dt_e \gamma v \cos \theta_o$ allora si ha

$$dt_o = dt_e \gamma - dt_e \gamma \frac{v \cos \theta_o}{c} = dt_e \gamma (1 - \beta \cos \theta_o) = \frac{dt_e}{D} \quad (2.2)$$

che mostra come $dt_e > dt_o$;

-dalla variazione degli angoli di osservazione per una sorgente in moto (beaming relativistico), si ha che la radiazione emessa entro un angolo solido $d\Omega_e$ è ricevuta da un osservatore in una superficie unitaria (supposta essere circolare) , compresa in un cono di angolo solido $d\Omega_o$ che è centrato nella sorgente in

esame, inoltre la relazione tra i due angoli è $d\Omega_o = \frac{d\Omega_e}{D^2}$ (si ottiene dal fenomeno dell'aberrazione relativistica);

-variando l'angolo di osservazione che contiene la radiazione, varia anche la luminosità bolometrica (totale), e la relazione tra luminosità osservata ed emessa è $L_o = L_e \times D^4$ dove la luminosità può aumentare rapidamente (L_o può essere più grande di L_e fino a ben quattro ordini di grandezza) perchè D valori molto elevati, ovvero dell'ordine di $10 \div 15$;

-analizzando la luminosità monocromatica si ha che

$$L_o(\nu_o) = L_e(\nu_e) \times D^3 \quad , \quad L_o(\nu_o) d\nu_o = L_e(\nu_e) d\nu_e \times D^4 \quad (2.3)$$

in caso di radiazione di sicrone invece

$$L_o(\nu_o) = L_e(\nu_e) \times D^{(3+\alpha)} = L_e(\nu_o) \times D^4 \times D^{-(1-\alpha)} \quad (2.4)$$

dove $D^{-(1-\alpha)}$ è detto correzione di K e α è l'indice spettrale.

Effetti generati dalla variazione del fattore Doppler: Boosting relativistico

Il fattore D è indice di come vari la luminosità in base ai jets:

-se i jets si muovono ad un angolo grande rispetto alla linea di vista ($D < 1$), la luminosità diminuisce;

-se i jets si muovono ad un angolo piccolo rispetto alla linea di vista ($D > 1$), si ha allora un getto fortemente luminoso mentre l'altro è molto deamplificato;

-se i jets si muovono ad un angolo ulteriormente più piccolo, il nucleo è più visibile, e allora un getto è molto brillante, l'altro trovandosi in posizione opposta (e quindi molto nascosto) non è rilevabile.

Questi tre casi riassumono dunque il fenomeno di Doppler Boosting o Boosting relativistico, secondo cui se la sorgente è in avvicinamento con velocità $v \approx c$ con direzione vicina alla linea di vista, si ha un flusso molto potenziato; se la sorgente è in allontanamento ne consegue che il flusso sarà depotenziato.

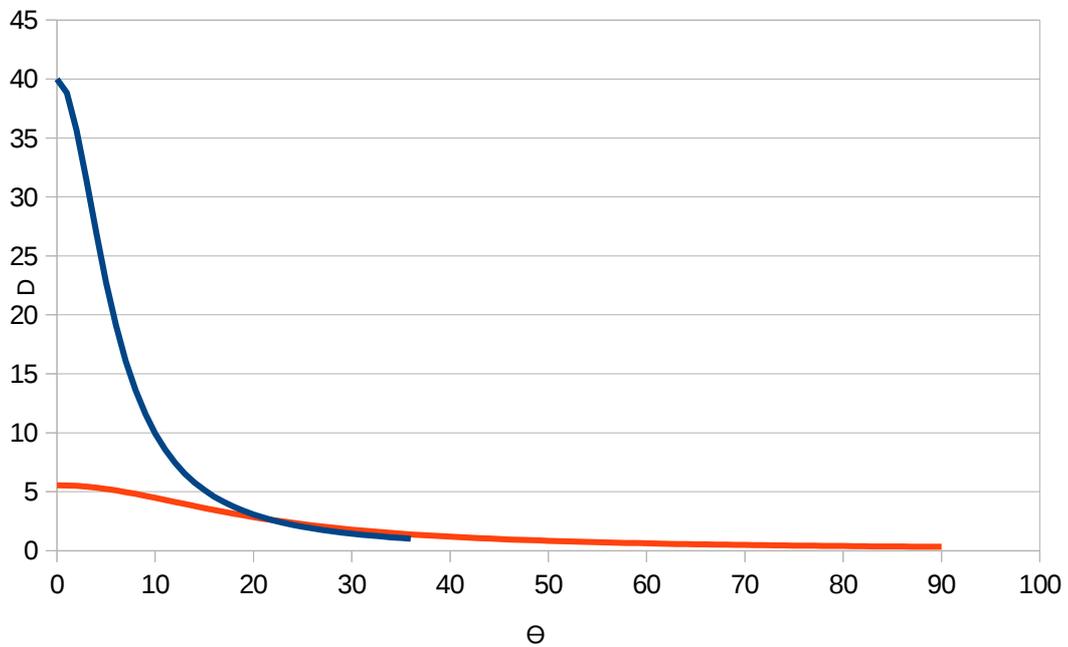


Figura 2.1: andamento del fattore doppler in funzione dell'angolo θ con valori fissati $\gamma=5$ e $\beta=0.995$ (in blu) a confronto con l'andamento $\gamma=3$ e $\beta=0.940$ (in rosso).

Capitolo 3

Modelli unificati

3.1 Introduzione

La teoria del Modello unificato è stata accettata dalla comunità scientifica nel 1995, e tenta di spiegare le caratteristiche osservate di corpi appartenenti a categorie diverse riunendoli in un'unica classe di oggetti.

Secondo il modello presentato i diversi AGN esistenti sarebbero semplicemente la manifestazione del medesimo oggetto visto da angolazioni differenti.

3.2 Modello unificato di oggetti ad alta potenza

In questo paragrafo i temi trattati riguardano due schemi di unificazione che descrivono gli oggetti a più alta potenza radio.

3.2.1 IL MODELLO DI ORR E BROWNE

Il modello di Orr e Browne considera le differenze tra spettri piatti e ripidi delle quasar, e le spiega individuandone la causa in effetti di proiezione e di beaming relativistico dell'emissione centrale. Questa teoria assume una orientazione casuale dei corpi, per cui non vi sono angoli di osservazione privilegiati. La velocità dei jets è considerata estremamente vicina a quella della luce (in particolar modo nella fase iniziale del loro percorso, quando la loro velocità è effettivamente massima, per poi rallentare negli urti con le particelle della materia nella zona periferica che circonda il nucleo). Al contrario la velocità dei lobi non è relativistica. Le radiosorgenti orientate in direzione ortogonale alla linea di vista sono associate alle radiogalassie di tipo FR II, con lobi e nucleo dotati di luminosità notevole.

Poi vi sono le sorgenti orientate con angoli molto piccoli rispetto alla linea di vista. Queste mostrano un nucleo brillante e puntiforme. Infatti il flusso è aumentato grazie all'effetto Doppler. Invece i lobi mantengono il flusso inalterato dato che si muovono a velocità basse. Un rapporto tra S_{core} ed S_{ext} molto più

grande dei valori medi registrati fa presumere l'esistenza di velocità grandi e angoli piccoli rispetto alla linea di vista. Per di più con un angolo estremamente piccolo ci si può aspettare la presenza di moti superluminali (trattati nel primo capitolo di questa trattazione).

Inoltre nel caso si abbia a che fare con un fattore Doppler molto grande, è possibile che una debole radiogalassia, abbia il flusso del nucleo amplificato, apparendo come un nucleo galattico attivo a spettro piatto e assente di lobi.

Nonostante con queste ipotesi si riescano a spiegare gran parte delle osservazioni, effettuando una indagine puramente statistica, si registrano troppe radiogalassie dotate di moti superluminali.

3.2.2 IL MODELLO DI BARTHEL

Tale teoria è stata formulata nel 1989 ed è una estensione del modello di Orr e Browne, dato che oltre all' identificazione con unico oggetto tra radiosorgenti compatte ed estese, vi è anche quella tra quasar e radiogalassie.

Secondo Barthel l'emissione radio proviene prevalentemente dall'asse della struttura toroidale, costituita da polveri e praticamente opaco alle radiazioni.

Con questo modello si distinguono due tipi di osservazione:

- guardando la sorgente ad un angolo minore di un determinato angolo critico, si riconosce un nucleo brillante e puntiforme e la regione vicina è descritta da una luminosità intensa, e un getto punta verso l'osservatore: si tratta di una quasar;

- guardando la sorgente ad un angolo grande rispetto alla linea di vista, il nucleo è poco luminoso (essendo oscurato dalla polvere) e i getti sono deboli: è una radiogalassia FR II.

A parità di potenza radio si calcola che l'angolo critico è di circa 45° . L'angolo mediano rispetto alla linea di vista per le radiogalassie è attorno ai 70° , per le quasar 30° .

3.3 Modello unificato di oggetti a bassa potenza

Nel presente paragrafo si tratterà l'unificazione di corpi a più bassa potenza radio.

3.3.1 UNIFICAZIONE DELLE RADIOGALASSIE FR I E DELLE BL LACS

Le radiogalassie FR I e le BL Lacs sembrerebbero essere lo stesso oggetto osservato da angolazioni distinte. In particolare si osserva una BL Lac, se l'angolo compreso tra l'asse dei getti e la linea di vista è grande; se il medesimo angolo è piccolo allora si parla di FR I. Grazie a Padovani e Urry è stato valutato l'angolo critico, che corrisponde a quell'angolo che distingue una FR I da una BL Lac. Per valutare questo angolo è stata presa una porzione di cielo entro cui sono state conteggiate le BL Lacs ed è stata analizzata la distribuzione casuale delle radiosorgenti. La misurazione ottenuta è stata $\theta \approx 30^\circ$.

Questa ipotesi di unificazione trova riscontro in diverse osservazioni:

- emissione radio estesa simile e proprietà isotrope analoghe;
- simile funzione di luminosità radio e X;
- asimmetria di polarizzazione dei lobi accoppiati;
- moti relativistici nei nuclei di numerose FR I;
- appartenenza a galassie simili (in genere ellittiche giganti che presentano una $M_v \approx -25$);
- presenza in ammassi moderatamente ricchi per basso redshift.

3.4 Modello unificato di oggetti radio-quieti

La causa principale delle osservazioni di categorie diverse di oggetti sarebbe, secondo la teoria, rappresentata da due fenomeni:

- il moto relativistico del plasma nei getti, che fa apparire maggiormente brillanti le galassie che si muovono avvicinandosi all'osservatore;
- il totale o parziale assorbimento da parte della polvere della radiazione che proviene dal nucleo, rende le regioni BLR più o meno visibili, condizionando le proprietà morfologiche dell'AGN.

Osservando il nucleo galattico attivo nella direzione in cui punta il getto, la sorgente appare dotata di grande luminosità e rapidamente variabile.

L'emissione continua del getto oscura del tutto le righe di emissione delle nubi

BLR. Questo effetto va attenuandosi man mano che la linea di vista si allontana dall'asse del getto, e si può quindi osservare una quasar.

Se la sorgente centrale è oscurata da una struttura toroidale, ma la regione BLR è parzialmente visibile, si ha a che fare con una radiogalassia con spettro che presenta righe di emissione larghe, quindi la radiogalassia è una FR II.

Mentre sul piano del disco, anche la regione BLR è completamente oscurata, ottenendo uno spettro con righe di emissione strette. Quindi a seconda della potenza emessa, l'oggetto appare come una FR I o una FR II.

3.4.1 UNIFICAZIONE DELLE SEYFERT 1 E SEYFERT 2

Se si osserva la Sy2 NGC1068 in luce polarizzata, si nota uno spettro dotato di deboli righe della serie di Balmer, che sono tipiche delle Sy1.

Questa anomalia può essere spiegata ipotizzando che il nucleo sia circondato da un disco di materia assorbente, capace di nascondere sia lo stesso nucleo che la BLR. In pratica la luce proveniente dalla regione nucleare si polarizza per riflessione da parte di elettroni liberi nel mezzo circostante. Quindi l'osservazione in luce polarizzata, secondo la teoria, fornisce informazioni fisiche sul nucleo.

Se il modello è giusto, allora significa che le Sy1 e le Sy2 sono il medesimo oggetto visto sotto angoli differenti.

Si ha un Sy1 quando l'oggetto è osservato lungo l'asse del toro. Da questa posizione è possibile riconoscere nucleo, BLR ed NLR. Si ha una Sy2 quando l'oggetto è visto perpendicolarmente all'asse, e quindi il nucleo risulta essere assorbito, e le righe larghe, che sono tipiche della regione nucleare non sono osservabili.

Il modello in questo modo riesce anche a spiegare le situazioni intermedie tra i due tipi di oggetti.

Analizzando il disco circostante si nota un aspetto interessante.

Il disco è costituito da nubi molecolari che presentano una densità di colonna di circa 10^{24} cm^{-2} con temperature che raggiungono i 10^3 K e con densità di 10^7 cm^{-3} . Inoltre sono confinate dalla pressione del gas caldo nelle regioni più interne. Queste nubi sono soggette a collisioni, e può capitare che una nube abbia momento angolare abbastanza basso da esser catturata da un ipotetico buco nero situato nella zona centrale.

Nel caso in cui il bordo interno del disco si trova ad 1 pc dal centro, si verifica una caduta di materia sufficiente a spiegare la luminosità delle Seyfert. La radiazione del corpo centrale provoca una erosione delle nubi. In questo modo si crea un

vento caldo che, dopo essersi raffreddato per espansione adiabatica, diffonde la luce che proviene dal nucleo.

3.4.2 UNIFICAZIONE DELLE RADIOGALASSIE FR II E DELLE QUASAR

Questi due tipi di sorgenti presentano caratteristiche simili, quali struttura con doppi lobi, spettro piatto nel nucleo e ripido nella regione estesa.

Quando il getto radio forma un angolo piccolo con la linea di vista, esso può apparire lontano e in moto superluminale. È il caso in cui l'osservatore esamina una quasar. Ma aumentando l'angolo di osservazione non si ha più il moto superluminale e si osserva una radiogalassia FR II.

Questa teoria di unificazione è stata ideata da Barthel, che ha stimato l'angolo critico tra i due oggetti del valore $\theta \approx 44.4^\circ$. Tuttavia lo stesso Barthel ha considerato la linea di separazione compresa in un cono di apertura tra i 40° e i 50° con angolo mediano $\theta \approx 31.0^\circ$ per le radiogalassie e $\theta \approx 69.1^\circ$ per le quasars.

Questi valori sono stati ottenuti da una analisi di un campione di radiosorgenti extragalattiche orientate in modo casuale, per cui si calcola che la probabilità di trovare una sorgente all'interno di un cono inclinato di un determinato angolo Φ rispetto alla linea di vista è data dalla formula seguente:

$$P(\theta < \Phi) = 1 - \cos \Phi \quad (3.1)$$

In questo campione, il 29% degli oggetti analizzati sono risultati essere quasars, mentre il 71% radiogalassie.

Nel 1992 Padovani e Urry hanno esteso il lavoro di Barthel, presentando una distinzione delle quasars secondo questa classificazione:

- radio quasars (FSRQ) descritte da uno spettro piatto;
- radio quasars (SSRQ) descritte da uno spettro ripido.

Studiando l'angolo di orientazione rispetto alla linea di vista si è concluso che per angoli piccoli si ha una FSRQ, per angoli maggiori una SSRQ, e aumentando ulteriormente l'angolo si ottiene una FR II.

I limiti per angolo di orientazione sono così stimati:

- FSRQ : $\Phi \leq 14^\circ$ ($\langle \Phi \rangle \approx 9.88^\circ$)
- SSRQ : $14^\circ < \Phi < 40^\circ$ ($\langle \Phi \rangle \approx 29.75^\circ$)

-FR II : $\Phi \geq 40^\circ$ ($\langle \Phi \rangle \approx 67.47^\circ$)

Tuttavia questo modello è caratterizzato dai problemi. Infatti le quasars con inclinazione molto vicina alla linea di vista dovrebbero avere piccole dimensioni lineari, contrariamente a ciò che mostrano i dati osservati.

Infine il rapporto tra flusso del getto e flusso del contro-getto è troppo elevato se si considerano solo effetti di beaming relativistico.

3.5 Teoria dei modelli unificati: problemi e domande ancora aperte

Pur avendo portato ad importanti risultati, i modelli unificati applicati agli AGN presentano ancora problemi irrisolti.

Come già visto, esistono problematiche legate ai diametri lineari, nel caso delle quasars e delle radiogalassie, alla dipendenza da redshift, nel rapporto di densità; alla mancanza di moti superluminali per radiosorgenti; alla morfologia radio per alcuni BL Lac molto differenti dalle FR I.

È doveroso tener presenti anche diverse complicazioni, come per esempio la necessità di considerare un'evoluzione degli schemi unificati. Infatti l'angolo critico dei modelli, che rappresenta la linea di confine tra un oggetto e l'altro, dipende dall'evoluzione cosmologica, e quindi dal redshift.

Ne consegue che anche il rapporto tra luminosità del getto e luminosità totale dipenderà da z .

Il problema può essere ignorato qualora gli oggetti del campione abbiano un redshift sufficientemente basso.

Alcuni di questi problemi saranno brevemente trattati nel paragrafo successivo.

Infine vi sono questioni che pongono interrogativi che rappresentano oggetto di ricerca ancora oggi e quindi sono di grande attualità.

3.5.1 PROBLEMI DELL'UNIFICAZIONE

I diametri lineari delle radiosorgenti possono essere utilizzate per verificare la corretta validità del modello unificato. Per esempio le BL Lacs, orientate con angoli piccoli rispetto alla linea di vista, possono avere delle strutture più piccole delle radiogalassie nel piano del cielo.

Questo rappresenta un punto di discussione perchè i dati ottenuti sui diametri lineari delle BL Lacs e delle radiogalassie sono contraddittori.

I diametri lineari dipendono da fattori quali la potenza radio e il redshift.

Tenendo in conto queste componenti, la differenza attesa nei diametri lineari è relativamente piccola. Si pensi infatti, che le dimensioni lineari, per una orientazione di 30° su 90° , presentano una differenza rappresentata solamente da un fattore 2.

Nel 1993 Singal ha studiato i diametri lineari per un grande ed eterogeneo campione di quasar e radiogalassie.

I risultati si riferiscono alle correlazioni diametro-redshift e diametro-luminosità. Il risultato fondamentale è rappresentato dal fatto che le due correlazioni risultano essere molto diverse per le due categorie di oggetti.

Per quanto riguarda le radiogalassie, luminosità e diametro lineare sono direttamente correlati, invece per quanto riguarda le quasars, sono inversamente correlate.

La sola regione di redshift in cui l'unificazione è ammissibile è compresa per valori tali che $0.5 < z < 1$. Nel caso si abbiano valori di luminosità più bassi e per $z \leq 4$, il valor medio del diametro lineare delle quasars è più grande del valor medio delle radiogalassie; in contrasto per il modello unificato applicato ad oggetti ad alta potenza.

Un altro studio, limitato a sorgenti con chiara struttura doppia FR II ha riportato risultati molto differenti nella dipendenza del diametro lineare dalla luminosità e dal redshift. I valori medi ottenuti per i diametri lineari delle quasars sono più piccoli che per le radiogalassie per qualsiasi valore di luminosità.

Un'altro problema è legato alla possibile complicazione attribuibile all'evoluzione cosmologica degli oggetti ad alta potenza.

In effetti il valore del redshift z ricopre un ruolo di primo piano nei modelli unificati. Teoricamente ci si aspetta che il fattore di Lorentz γ vari nel tempo, così come il rapporto tra flusso affetto da beaming, flusso non affetto da beaming e frazione di luminosità del getto. Per lungo tempo questa evoluzione temporale è stata ignorata a causa della scarsità di informazioni per quanto concerne l'analisi statistica. Spesso la descrizione dell'evoluzione degli AGN è trattata parametrizzandoli con una funzione regolare, e osservando il cambiamento delle caratteristiche a partire da $z=0$.

Rimanendo sul tema dell'evoluzione temporale è doveroso analizzare il cambiamento che può interessare la singola galassia con le dovute conseguenze che si ripercuotono sulla morfologia radio. Ad esempio, la correlazione tra flusso e diametro lineare trova spiegazione in un modello in cui la radiosorgente mostri un nucleo luminoso che si affievolisce col tempo, fino a raggiungere la luminosità dei lobi.

3.5.2 DOMANDE ANCORA APERTE NELLA TEORIA DEI MODELLI UNIFICATI

Lo studio dei modelli unificati e degli AGN presenta ancora interrogativi senza risposta. Di seguito sono stati elencati alcuni dei dubbi in questione:

- le FR I hanno le BLR?
- come si formano e propagano i getti?
- qual'è il principio fisico che distingue le quasars radio-loud dalle quasars radio-quiet?
- dove si trovano le righe strette per lo spettro delle quasars radio-quiet?

Infine vi sono ancora dubbi sulle proprietà e sul funzionamento del potente buco nero centrale presente negli AGN.

3.6 Determinazione di β e θ

Nella teoria dei modelli unificati giocano un ruolo determinante sia l'angolo d'inclinazione dell'asse dell'oggetto rispetto alla linea di vista (che è possibile indicare con θ) che la velocità relativa a quella della luce (che è possibile indicare con β) con cui sono in moto i getti.

Esistono tre modi di ricavare queste due grandezze: un metodo si occupa dell'asimmetria nelle dimensioni lineari dei getti, un altro dell'asimmetria di flusso degli stessi getti e il terzo metodo è un'analisi del rapporto tra potenza di core e potenza totale.

3.6.1 ASIMMETRIA NELLE DIMENSIONI LINEARI DEI GETTI

Si consideri una radiosorgente, il quale emette allo stesso istante $t=0$ due getti in direzioni opposte, con la medesima velocità v e con un angolo θ tra l'asse della radiosorgente e la linea di vista. Dopo un intervallo di tempo Δt si noterà che il segnale emesso dal getto in avvicinamento impiega un tempo minore per raggiungere l'osservatore rispetto al tempo del getto in allontanamento. Si ha dunque:

$$t_a = \frac{\Delta t}{1 - \beta \cos \theta} \quad t_r = \frac{\Delta t}{1 + \beta \cos \theta} \quad (3.2)$$

dove t_a e t_r sono rispettivamente il tempo della nube in avvicinamento e il tempo della nube in recessione.

Le dimensioni lineari proiettate sul piano del cielo risultano essere:

$$d'_a = d_a \sin \theta = vt_a \sin \theta \quad d'_r = d_r \sin \theta = vt_r \sin \theta \quad (3.3)$$

eseguendo il rapporto tra le due grandezze:

$$\frac{d'_a}{d'_r} = \frac{d_a}{d_r} = \frac{t_a}{t_r} = \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} = \frac{D_a}{D_r} = \frac{\Phi_a}{\Phi_r} \quad (3.4)$$

dove Φ è la dimensione angolare della nube, mentre D è il fattore di Doppler (nella formula indicato sia per il caso di avvicinamento che di allontanamento).

Si noti la relazione che lega le dimensioni angolari ai parametri β e θ .

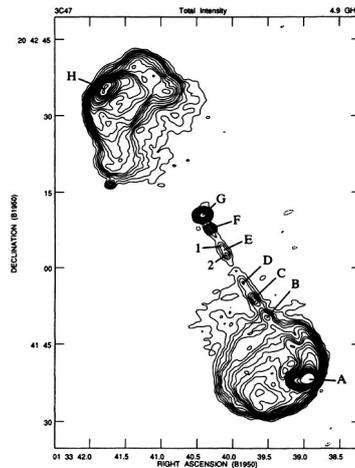


Figura 3.1:immagine di una radiosorgente; si noti l'evidenza dell'asimmetria dei getti

3.6.2 ASIMMETRIA DI FLUSSO DEI GETTI

Si consideri di nuovo una radiosorgente, che emetta simultaneamente dal core due getti caratterizzati da stessa luminosità, stesso indice spettrale, stessa velocità. Naturalmente le due nubi sono emesse in direzioni opposte. Le velocità sono elevate, per cui per effetto Doppler il flusso del getto in avvicinamento S_{av} è maggiore del flusso S_r del getto in recessione. Si consideri la relazione seguente:

$$S_o = \frac{S_i}{[\gamma(1-\beta \cos \theta)]^{(3+\alpha)}} \quad (3.5)$$

dove S_o è il flusso osservato, S_i il flusso intrinseco.

Dalla (3.5) il rapporto tra flusso di avvicinamento e il flusso di allontanamento può esser scritto come:

$$\frac{S_{av}}{S_r} = \left[\frac{1+\beta \cos \theta}{1-\beta \cos \theta} \right]^{(3+\alpha)} \quad (3.6)$$

La (3.6) descrive il comportamento dei lobi perché considerata adatta a descrivere elementi isolati in moto di allontanamento dal nucleo.

Per descrivere invece il comportamento dei getti (costituiti da una struttura quasi continua) si utilizza la Brillanza superficiale.

Si può esprimere tra Brillanza superficiale di avvicinamento e allontanamento:

$$\frac{B_a}{B_r} = R_B = \left[\frac{1+\beta \cos \theta}{1-\beta \cos \theta} \right]^{(2+\alpha)} \quad (3.7)$$

nel caso di jets a simmetria sferica l'esponente è $(3+\alpha)$.

Mentre l'esponente della (3.7) considera jets non simmetrici.

Per grandi valori di β e piccoli valori di θ R_B diventa estremamente grande, ciò porta ad avere un oggetto con un getto visibile e l'altro non visibile.

In questo caso si parla di favoritismo Doppler.

3.6.3 METODO DI CORRELAZIONE DELLE POTENZE

Esiste un terzo metodo legato al rapporto tra la potenza totale e la potenza del nucleo.

Grazie ad una particolare relazione è possibile ricavare il valore atteso della potenza nucleare conoscendo la potenza totale a basse frequenze. Confrontando quindi la potenza calcolata con quella nota attraverso la teoria è possibile dare una stima del valore dell'angolo di inclinazione.

Questo metodo risolutivo verrà esposto nel capitolo successivo e come si vedrà, permetterà di calcolare una grandezza di grande importanza per gli scopi di questo lavoro: la core dominance.

Capitolo 4

Studio di un campione di BL Lacs

4.1 Presentazione del campione

L'insieme degli oggetti esaminati sono di tipo BL Lac, e sono stati raccolti da due liste, a formare un unico campione costituito da ben 71 BL Lacs. Le pubblicazioni dove sono illustrate le due liste sono le seguenti:

-A sample of low-redshift BL Lacertae objects. I. The radio data
(G.Giroletti, G.Giovannini, G.B.Taylor, R.Falomo);

-Exploring the bulk of the BL Lac object population: 1. parsec-scale radio structures
(E.Liuzzo, M.Giroletti, G.Giovannini, B.Boccardi, S.Tamburri, G.B. Taylor, C.Casadio, M.Kadler, G. Tosti, A. Mignano).

La prima trattazione è il risultato che ha visto l'analisi di 30 oggetti, di cui 29 sono stati esaminati nella presente tesi; la seconda trattazione ha permesso lo studio di altre 42 BL Lacs.

In questo modo è stato raggiunto il numero di 71 oggetti, utile a costituire un campione abbastanza ampio dal punto di vista della statistica.

Per entrambi i lavori gli oggetti sono stati selezionati da un campione iniziale più grande, prendendo in esame quelli con fattore di redshift $z < 0.2$ in modo da avere oggetti più vicini, e quindi soggetti ad una risoluzione migliore delle immagini.

4.2 Analisi del primo campione

Questo studio ha riguardato le BL Lacertae della prima pubblicazione.

Una volta applicato il criterio del fattore di redshift sopra descritto, sono stati aggiunti 3 oggetti con ($z < 0.2$) descritti da una risoluzione delle immagini ottimale. Gli oggetti sono i seguenti:

- 1215+303 ($z=0.130$) ;
- 2254+074 ($z=0.190$) ;
- 1652+398 ($z=0.034$) ;

La maggior parte degli oggetti è stata originariamente selezionata con energie nella banda dei raggi X. Questo tipo di selezione porta a risultati significativamente differenti rispetto a quelli dedotti dagli studi in banda radio. Infatti le HBLs del campione hanno una luminosità totale più debole nella banda delle radio-frequenze.

Il lavoro di tesi ha permesso di ricavare i dati riportati nella tabella della pagina seguente.

N°	Nome	S _{408MHz}	P _{tot} (408MHz)	S _{5GHz}	P _{core} (5GHz)	D(Mpc)	C.D.
2	0229+200	145.0	7.44×10^{24}	45.0	2.31×10^{24}	654.2	22.04
3	0347-121	40.0	3.94×10^{24}	8.4	8.27×10^{23}	905.7	11.70
4	0350-371	49.0	3.61×10^{24}	17.0	1.25×10^{24}	783.5	18.71
5	0521-365	36090.0	2.54×10^{26}	2581.0	1.82×10^{25}	242.2	19.42
6	0548-322	1250.0	1.41×10^{25}	68.0	7.69×10^{23}	307.0	4.93
7	0706+591	343.0	1.38×10^{25}	80.0	3.21×10^{24}	578.3	20.92
8	0806+524	152.0	7.44×10^{24}	172.0	8.42×10^{24}	638.9	80.35
9	0829+046	620.0	5.54×10^{25}	1230.0	1.10×10^{26}	862.9	302.01
10	0927+500	11.0	1.08×10^{24}	18.0	1.77×10^{24}	905.7	55.84
11	1101+384	1269.0	2.74×10^{24}	640.0	1.38×10^{24}	134.1	24.49
12	1133+704	480.0	2.33×10^{24}	125.0	6.08×10^{23}	201.3	11.90
13	1212+078	232.0	1.12×10^{25}	91.0	4.39×10^{24}	633.8	32.51
14	1215+303	840.0	3.67×10^{25}	445.0	1.94×10^{25}	603.5	68.97
15	1218+304	74.0	6.77×10^{24}	56.0	5.13×10^{24}	873.5	51.84
16	1229+643	66.0	4.80×10^{24}	42.0	3.05×10^{24}	778.3	38.24
17	1255+244	26.0	1.35×10^{24}	6.9	3.60×10^{23}	659.3	9.87
18	1418+546	888.0	5.46×10^{25}	1189.0	7.31×10^{25}	715.8	202.71
19	1426+428	59.0	2.53×10^{24}	22.0	9.45×10^{23}	598.4	17.58
20	1440+122	106.0	7.50×10^{24}	41.0	2.90×10^{24}	767.8	27.54
21	1514-241	1780.0	9.86×10^{24}	1480.0	8.20×10^{24}	214.9	65.70
22	1652+398	1788.0	4.66×10^{24}	1250.0	3.26×10^{24}	147.4	41.55
23	1728+502	293.0	2.06×10^{24}	134.0	9.43×10^{23}	242.2	19.94
24	1807+698	3708.0	2.23×10^{25}	1507.0	9.07×10^{24}	224.0	43.80
25	1959+650	233.0	1.24×10^{24}	252.0	1.34×10^{24}	210.3	38.82
26	2200+420	2940.0	3.43×10^{25}	4857.0	5.66×10^{25}	311.7	209.55
27	2201+044	1640.0	2.67×10^{24}	168.0	2.73×10^{23}	116.4	4.92
28	2254+074	374.0	3.77×10^{25}	1216.0	1.22×10^{26}	916.4	427.56
29	2344+514	525.0	2.33×10^{24}	212.0	9.40×10^{23}	192.2	18.43
30	2356-309	85.1	6.27×10^{24}	29.0	2.14×10^{24}	783.5	22.67

Tabella 4.1

In tabella 4.1 sono riportati:

- il flusso alla frequenza di 408 MHz $S_{408\text{ MHz}}$;
- il flusso alla frequenza di 5GHz $S_{5\text{ GHz}}$;
- la potenza totale della sorgente alla frequenza di 408 MHz $P_{tot}(408\text{ MHz})$;
- la potenza di core della sorgente alla frequenza di 5 GHz $P_{core}(5\text{ GHz})$;
- la distanza di luminosità;
- la core dominance.

I due flussi sono stati misurati in mJy e le potenze in W/Hz.

La distanza di luminosità (misurata in Mpc) è stata ricavata da NED ed è stata utilizzata nella relazione seguente:

$$P = 4\pi SD^2 \quad (4.1)$$

Chiaramente a seconda della frequenza scelta si ottiene la potenza totale o di core. La core dominance è definita come il rapporto tra la potenza di core osservata e la potenza di core attesa.

$$C.D. = \frac{P_{osservata}}{P_{attesa}} \quad (4.2)$$

Nel 2001 Giovannini ha ottenuto una relazione che lega la potenza di core attesa alla potenza totale:

$$\log P_{attesa} = (0.62 \pm 0.04) \times \log P_{tot} + (7.6 \pm 1.1) \quad (4.3)$$

Attraverso la 4.3 è stato possibile ricavare la P_{attesa} .

La potenza totale è stata calcolata dalla 4.1, nota la D tramite il NASA/IPAC DATABASE e i valori dei fattori di redshift z, presenti nell'articolo, e si è giunti appunto a conoscenza del valore della P_{tot} .

Una volta avuti a disposizione i valori della P_{attesa} e della $P_{osservata}$ la core dominance di ogni oggetto è stata riportata in tabella.

In seguito è riportato il calcolo della core dominance dell'oggetto 0229+200 (il primo in tabella).

Esempio

$$P_{tot} = 4\pi S D^2 = 1.1998 \times 10^{17} S(mJy) D^2(Mpc) = 1.1998 \times 10^{17} \times 145 \times 654.2^2 = 7.44 \times 10^{24} W/Hz$$

dove il termine 1.1998×10^{17} è il risultato del prodotto di 4π con le opportune potenze di 10 necessarie ad ottenere una potenza descritta da grandezze del sistema internazionale, dato che il flusso è espresso in mJy e la distanza di luminosità in Mpc.

Si applica quindi la formula di Giovannini:

$$\log P_{attesa} = 0.62 \times \log P_{tot} + 7.6 = 0.62 \times \log(7.44 \times 10^{24}) + 7.6 = 23.02$$

per cui:

$$P_{attesa} = 1.048 \times 10^{23} W/Hz$$

si calcola la potenza di core osservata:

$$P_{osservata} = 4\pi S D^2 = 1.1998 \times 10^{17} \times 45 \times 654.2^2 = 2.31 \times 10^{24} W/Hz$$

quindi:

$$C.D. = \frac{P_{osservata}}{P_{attesa}} = 22.04$$

Un'altra considerazione riguarda i flussi registrati. In tabella 4.1 sono riportati flussi alla frequenza $\nu = 408 MHz$ e flussi alla frequenza $\nu = 5 GHz$. Dei primi alcuni sono stati presi dal NASA/IPAC DATABASE, altri da misure di flussi a frequenze diverse (da 327 ad 843 MHz), scalati a 408 MHz assumendo un indice spettrale $\alpha = 0.35$ che è un valore medio accettato per gli oggetti di tipo BL Lac.

Il metodo utilizzato è mostrato di seguito:

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_2/\nu_1)} = 0.35 \quad (4.4)$$

dove S_1 è il flusso alla frequenza di 408 MHz, S_2 è il flusso noto preso, ν_1 e ν_2 sono le corrispondenti frequenze.

Mediante questa equazione è quindi possibile conoscere il valore di S_1 .
Di seguito è riportato il calcolo di S_{408MHz} per l'oggetto 0350-371 (il quarto in tabella):

Esempio

$$S_2 = 38 \text{ mJy} \quad S_1 = ?$$

$$\nu_1 = 408 \text{ MHz} \quad \nu_2 = 843 \text{ MHz}$$

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_2/\nu_1)}$$

Dalla definizione di indice spettrale si ottiene un'equazione la cui unica incognita è il flusso a 408MHz:

$$0.35 = \frac{\log(S_1/38)}{\log(843/408)} \quad \text{e quindi: } S_1 = 49.0 \text{ mJy}$$

Si noti che gli oggetti esaminati sono stati numerati dal N° 2 al N° 30, questo perché, come già detto, il lavoro di tesi ha visto l'analisi di 29 dei 30 oggetti esaminati dagli autori dell'articolo, scartando l'oggetto N°1 poiché quest'ultimo non risulta essere di tipo BL Lac.

4.3 Analisi del secondo campione

Gli autori della seconda pubblicazione hanno cercato di ampliare le conoscenze riguardanti la regione nucleare delle BL Lacertae attraverso la tecnica VLBI. Il campione di BL Lacs è stato selezionato dal Roma BZCat Catalog secondo due parametri:

- il fattore di redshift $z < 0.2$;
- gli oggetti scelti sono collocati nella zona di cielo controllata dallo Sloan Digital Sky Survey.

Il BZ Cat, da dove sono state prese le BL Lacs, è il più completo catalogo di Blazars note. Per questo è stato ritenuto adatto per gli obiettivi prefissati dal gruppo di ricerca autore dell'articolo. In effetti gli stessi obiettivi hanno richiesto un campione il quale potesse descrivere gli oggetti nel modo più generale possibile, senza cioè esser condizionato da proprietà particolari di oggetti specifici, riguardo la densità del flusso in banda radio e gamma.

Questi criteri di ricerca hanno permesso di analizzare al meglio anche le sorgenti meno potenti, come le HSP BL Lacs, avendo una buona risoluzione lineare ($1 pc \sim 0.5 mas$ con $z=0.1$) .

Anche stavolta il lavoro di tesi ha permesso di riportare alcuni dati:

N°	Nome	$S_{1.4GHz}$	$P_{tot}(408MHz)$	S_{408MHz}	$P_{core}(5GHz)$	D(Mpc)	C.D.
1	J0751+1730	9.7	1.51×10^{25}	158.7	$\leq 1.32 \times 10^{24}$	889.6	≤ 8.11
2	J0751+2913	12.4	2.14×10^{25}	202.9	N.O.	938.0	N.O.
3	J0753+2921	4.0	4.56×10^{24}	65.4	$\leq 5.75 \times 10^{22}$	762.6	≤ 0.74
4	J0754+3910	57.8	2.15×10^{25}	945.7	2.57×10^{23}	435.4	1.27
5	J0809+3455	227.4	6.21×10^{25}	3720.7	1.07×10^{24}	373.0	2.74
6	J0809+5218	183.8	1.50×10^{26}	3007.3	4.57×10^{24}	644.0	6.78
7	J0810+4911	10.8	5.92×10^{24}	176.7	$\leq 2.69 \times 10^{22}$	528.5	≤ 0.30
8	J0847+1133	33.0	6.03×10^{25}	539.9	6.16×10^{23}	965.1	1.61
9	J0850+3455	34.5	3.13×10^{25}	564.5	1.48×10^{24}	679.8	5.79
10	J0903+4055	35.8	5.76×10^{25}	585.7	1.95×10^{24}	905.7	5.24
11	J0916+5238	139.0	2.29×10^{26}	2274.3	2.04×10^{24}	916.4	2.33
12	J0930+4950	21.3	3.39×10^{25}	348.5	8.51×10^{23}	900.3	3.17
13	J1012+3932	19.0	2.48×10^{25}	310.9	$\leq 6.61 \times 10^{22}$	815.1	≤ 0.30
14	J1022+5124	5.6	4.85×10^{24}	91.6	$\leq 2.95 \times 10^{22}$	664.4	≤ 0.37

15	J1053+4929	65.5	5.50×10^{25}	1071.7	1.51×10^{24}	654.2	4.18
16	J1058+5628	229.5	2.02×10^{26}	3755.1	8.32×10^{24}	669.5	10.26
17	J1120+4212	23.5	1.52×10^{25}	384.5	7.58×10^{23}	573.3	4.64
18	J1136+6737	45.2	3.56×10^{25}	739.6	1.12×10^{24}	633.8	4.05
19	J1145+0340	18.7	2.31×10^{25}	306.0	$\leq 8.32 \times 10^{22}$	794.0	≤ 0.39
20	J1156+4238	15.6	2.06×10^{25}	255.2	1.95×10^{23}	820.4	0.99
21	J1201-0007	69.5	8.37×10^{25}	1137.1	$\leq 1.05 \times 10^{24}$	783.5	≤ 2.23
22	J1201-0011	28.0	3.33×10^{25}	458.1	$\leq 4.07 \times 10^{22}$	778.3	≤ 0.15
23	J1215+0732	138.8	1.09×10^{26}	2271.0	2.04×10^{24}	633.8	3.69
24	J1217+3007	587.8	4.20×10^{26}	9617.6	1.07×10^{25}	603.5	8.39
25	J1221+0821	178.4	1.32×10^{26}	2919.0	6.76×10^{23}	613.6	1.08
26	J1221+2813	739.0	3.13×10^{26}	12091.5	8.32×10^{24}	464.6	7.82
27	J1221+3010	72.0	1.08×10^{26}	1178.1	2.45×10^{24}	873.5	4.46
28	J1231+6414	59.3	6.96×10^{25}	970.3	2.29×10^{24}	773.1	5.47
29	J1253+0326	107.4	1.19×10^{25}	1157.3	3.63×10^{23}	293.0	2.59
30	J1257+2412	13.1	1.12×10^{25}	214.3	$\leq 4.36 \times 10^{22}$	659.3	≤ 0.32
31	J1341+3959	85.6	1.13×10^{26}	1400.6	6.76×10^{22}	820.4	0.12
32	J1419+5423	818.2	8.35×10^{26}	13387.4	5.62×10^{25}	721.0	28.77
33	J1427+3908	7.0	8.43×10^{24}	114.5	$\leq 4.07 \times 10^{22}$	783.5	≤ 0.36
34	J1427+5409	44.8	2.06×10^{25}	733.0	$\leq 4.07 \times 10^{23}$	484.1	≤ 2.06
35	J1428+4240	57.5	4.04×10^{25}	940.8	9.12×10^{23}	598.4	3.05
36	J1436+5639	20.7	2.02×10^{25}	338.7	4.26×10^{23}	705.5	2.19
37	J1442+1200	68.0	7.98×10^{25}	1112.6	1.82×10^{24}	773.1	3.99
38	J1510+3335	7.36	3.96×10^{24}	120.4	$\leq 2.75 \times 10^{22}$	523.5	≤ 0.39
39	J1516+2918	136.5	9.76×10^{25}	2233.4	1.29×10^{24}	603.5	2.49
40	J1534+3715	21.0	1.83×10^{25}	343.6	$\leq 4.47 \times 10^{22}$	669.5	≤ 0.24
41	J1604+3345	7.1	9.93×10^{24}	116.2	$\leq 4.79 \times 10^{22}$	846.9	≤ 0.38
42	J1647+2909	394.7	2.90×10^{26}	6458.1	2.75×10^{24}	613.6	2.69

Tabella 4.2

Le informazioni presenti in tabella 4.2 sono le stesse presenti in tabella 4.1, per cui sono riportati i flussi ad una determinata frequenza, potenza di core e potenza totale, distanza di luminosità e core dominance. In particolare la potenza di core era praticamente nota poiché erano riportati i valori del logaritmo in base 10 di essa ($\log P_{core}$).

Il flusso alla frequenza di 1.4 GHz era già disponibile, è stato quindi necessario ricavare quello a 408 MHz, sfruttando ancora una volta la definizione di indice di spettrale.

La distanza di luminosità è stata di nuovo valutata mediante il NASA/IPAC DATABASE.

È stata calcolata anche la potenza totale utilizzando la 4.1.

Si è poi ricavata la P_{attesa} grazie alla relazione di Giovannini, mentre la $P_{osservata}$ era già disponibile.

Infine è stato possibile valutare la core dominance.

4.4 Il metodo di correlazione P_{co}/P_{ci}

La formula di Giovannini risulta essere anche un utile strumento per calcolare β e θ .

Questo metodo, già menzionato ma non descritto nel capitolo precedente, sfrutta la correlazione tra la potenza radio del nucleo P_c e la potenza totale P_{tot} della radiosorgente.

La potenza totale viene misurata a bassa frequenza per far sì che l'emissione radio di core non influisca in modo apprezzabile nella misura, considerato che le zone estese sono costituite da particelle non relativistiche; non si verifica quindi il fenomeno del Doppler boosting.

La formula di Giovannini 4.3 che qui è riproposta permette di ottenere la potenza intrinseca del nucleo a 5GHz, conoscendo la potenza radio totale con una frequenza di 408 MHz.

$$\log P_c = (0.62 \pm 0.04) \times \log P_{tot} + (7.6 \pm 1.1) \quad (4.3)$$

Una volta ricavato il valore atteso della potenza nucleare, lo si confronta con il risultato sperimentale.

Se il valore teorico è maggiore di quello sperimentale, allora la sorgente è orientata rispetto alla linea di vista di un angolo θ grande; se il valore teorico è minore di quello sperimentale allora θ è piccolo.

Si consideri un campione casuale di radiosorgenti analizzate a bassa frequenza. Costruendo una retta di best-fit si nota che questa vale per un $\theta=60^\circ$, che risulta quindi essere un angolo medio.

Allora la 4.3 può essere riscritta nella forma seguente:

$$\log P_c(60^\circ) = 0.62 \times \log P_{tot} + 7.6$$

$$P_{co}(\theta) = P_{ci} \cdot \delta^{(2+\alpha)} = \frac{P_{ci}}{[\gamma(1-\cos\theta)]^{(2+\alpha)}} \quad (4.4)$$

da cui

$$P_{co}(60^\circ) = \frac{P_{ci}}{[\gamma(1-\beta/2)]^{(2+\alpha)}} \quad (4.5)$$

Ricavando P_{ci} dalla 4.5 e sostituendola nella 4.4 si ottiene:

$$P_{co}(\theta) = P_{co}(60^\circ) \left[\frac{(1-\beta/2)}{(1-\beta \cos\theta)} \right]^{(2+\alpha)} \quad (4.6)$$

Il tipico valore di indice spettrale osservato per il nucleo delle radiosorgenti è $\alpha=0$, per cui ponendo questa uguaglianza si ha:

$$\sqrt{\left(\frac{P_{co}(\theta)}{P_{co}(60^\circ)} \right)} = \frac{1-\beta/2}{1-\beta \cos\theta} = K \quad (4.7)$$

dove $K = \sqrt{[P_{co}(\theta)/P_{co}(60^\circ)]}$

per valori apprezzabili di β è necessario avere $K > 0.5$, e quindi $\beta < 1$. In particolare si distinguono due casi:

- $K > 1$ e allora $\beta(\theta)$ è una funzione crescente e si deve avere $0^\circ < \theta < \theta_c = \arccos\left(1 - \frac{1}{2K}\right)$

- in modo che valga $0 < \beta < 1$;
- $K < 1$ e allora $\beta(\theta)$ è una funzione decrescente e si deve avere $\theta_c < \theta < 90^\circ$ in modo che valga $0 < \beta < 1$.

Considerare $\beta < 1$ è fisicamente accettabile per via dei moti relativistici dei getti. La 4.7 consente di stimare sia un limite superiore che inferiore per β e θ . L'angolo θ è fondamentale, dato che se è molto prossimo a 0° allora i punti si dispongono sopra la retta; se è molto prossimo a 90° i punti si dispongono sotto la retta.

In pratica la dispersione dei dati sperimentali dipende da due fattori, che sono la velocità e l'orientazione dell'oggetto.

La dispersione attorno alla retta consente di avere a disposizione in intervallo di possibili valori della velocità e quindi del fattore di Lorentz γ .

4.5 Analisi di un campione di radiogalassie

È stata pubblicata in letteratura una analisi in pratica identica a quella illustrata in questa tesi, con la differenza che lo studio del lavoro ha riguardato un campione di radiogalassie.

Di grande importanza sono i valori relativi alla core dominance.

Di seguito sono riportati i risultati dell'elaborato:

38 Studio di un campione di BL Lacs

N°	Nome	Tipo	C.D.
1	0034+25	FR I	1.10
2	0055+26	FR I	0.26
3	0055+30	FR I	8.71
4	0104+32	FR I	0.60
5	0106+13	FR II	0.21
6	0116+31	C	1.07
7	0149+35	FR I	0.25
8	0206+35	FR I	2.14
9	0220+43	FR I	0.98
10	0222+36	C	12.02
11	0258+35	CSS	<2.75
12	0300+16	FR I	0.07
13	0326+39	FR I	1.91
14	0331+39	C	3.24
15	0356+10	FR II	0.05
16	0648+27	C	7.41
17	0708+32B	FR I	2.63
18	0755+37	FR I	3.16
19	0802+24	FR II	0.13
20	0836+29-II	FR I	8.32
21	0836+29-I	FR I	...
22	0838+32	FR I	0.41
23	0844+31	FR II	1.35
24	0915+32	FR I	0.98
25	1003+35	FR II	14.13
26	1037+30	C	<10
27	1040+31	C	2.00
28	1102+30	FR I	2.29
29	1113+29	FRI	0.89
30	1116+28	FR I	2.34
31	1122+39	FR I	0.18

32	1142+20	FR I	1.17
33	1144+35	FR I	...
34	1204+24	FR I	4.57
35	1204+34	FR II	2.09
36	1217+29	C	<2.75
37	1222+13	FR I	0.32
38	1228+12	FR I	0.91
39	1251+27B	FR II	0.38
40	1257+28	FR I	0.06
41	1316+29	FR I	1.29
42	1319+42	FR II	0.19
43	1321+31	FR I	0.26
44	1322+36	FR I	3.09
45	1339+26	FR I	<4.07
46	1346+26	FR I	2.04
47	1350+31	FR I	<1.42
48	1357+28	FR I	0.10
49	1414+11	FR I	0.95
50	1422+26	FR I	0.81
51	1448+63	FR I	0.48
52	1502+26	FR I	0.78
53	1521+28	FR I	2.88
54	1529+24	FR II	0.98
55	1553+24	FR I	6.17
56	1557+26	C	8.13

Tabella 4.3

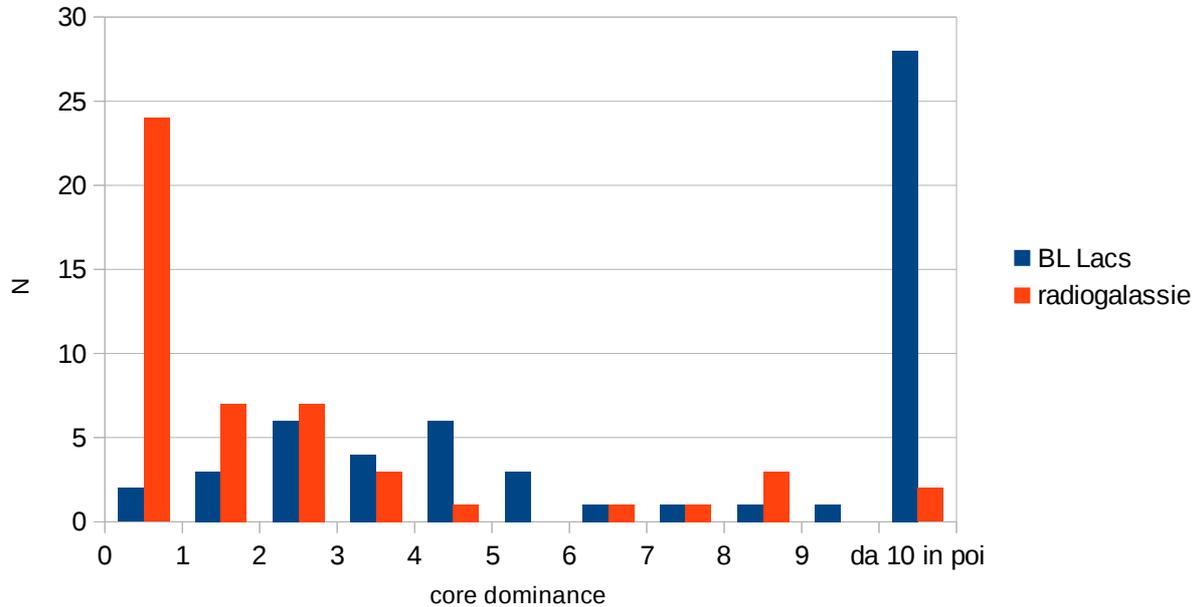


Figura 4.1: istogramma delle distribuzioni dei valori di core dominance per i due campioni di BL Lacs e radiogalassie, dove N è il numero di sorgenti.

L'istogramma è descritto da un andamento bimodale. In effetti si nota come gli oggetti di tipo BL Lac presentino prevalentemente una core dominance “alta” (oltre 10); le radiogalassie invece presentano una core dominance “bassa” (tra 0 e 1).

Essendo la core dominance il rapporto tra potenza osservata e potenza attesa, questo andamento porta a pensare alle BL Lacertae come dotate di un angolo θ piccolo, e alle radiogalassie dotate di un θ grande.

Questo rappresenta un punto fondamentale alla base del modello unificato, che è appunto confermato da simili stime dell'angolo compreso tra l'asse dei getti e la linea di vista.

Esistono poche eccezioni legate ad oggetti peculiari, il cui studio va oltre gli scopi di questa tesi. La presente trattazione si limita a considerare che le due radiogalassie con core dominance >10 sono l'una una sorgente compatta con caratteristiche intermedie tra una radiogalassia e un oggetto di tipo BL Lac (0222+36) e l'altra una radiogalassia gigante FR II la cui attività nucleare è

recentemente aumentata ed è altamente variabile (1003+35). All'estremo opposto i BL Lacs con bassa core dominance (<2) sono oggetti non ancora ben compresi la cui analisi è in corso.

APPENDICE A

La radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è una radiazione elettromagnetica che si genera per via del moto di particelle cariche ultrarelativistiche (tali che la loro velocità è prossima a quella della luce per cui vale $\gamma \gg 1$).

Le particelle (che solitamente sono elettroni o anche positroni), si muovono all'interno di un intenso campo magnetico, producendo una radiazione polarizzata linearmente e diretta lungo la direzione di moto delle particelle stesse.

Le radiosorgenti presentano uno spettro non termico, descritto da una legge di potenza tale che $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. È stato proprio tale andamento del flusso a far ipotizzare che l'emissione non fosse di tipo termico ma di sincrotrone.

La radiazione di sincrotrone si può osservare in banda radio, ottica e X.

A.1 Il moto di un elettrone in un campo magnetico

Si consideri un campo magnetico \mathbf{H} uniforme e un elettrone di massa m e carica e , che si muove a velocità relativistica all'interno del campo.

In queste condizioni valgono le seguenti formule relativistiche per energia e impulso:

$$E = \gamma mc^2 \qquad \mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v} \qquad (\text{A.1})$$

dove γ è il fattore di Lorentz e c la velocità della luce nel vuoto.

L'equazione del moto risulta essere:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \qquad (\text{A.2})$$

da questa relazione si può dedurre la forza di Lorentz agente sull'elettrone.

Il vettore velocità \mathbf{v} è scomponibile nelle componenti v_{\parallel} e v_{\perp} rispettivamente nelle direzioni parallela e perpendicolare a quella del campo; con $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ e $v_{\perp} = v \sin \alpha$.

Allora riprendendo l'equazione del moto si può scrivere:

$$\frac{dmv_{//}}{dt}=0 \quad \text{che mostra come } v_{//} \text{ sia costante, provocando un moto traslatorio}$$

uniforme lungo la direzione del campo magnetico.

Invece in direzione perpendicolare ad \mathbf{H} si ha un moto circolare uniforme, infatti vale

$$\frac{d(mv_{\perp})}{dt}=\frac{e}{c}v_{\perp}H \quad \text{dove } v_{\perp} \text{ è costante.}$$

Il risultato che si ottiene da questi due moti è un terzo moto, descritto da una traiettoria a forma di elica cilindrica, il cui asse è parallelo alle linee di forza del campo.

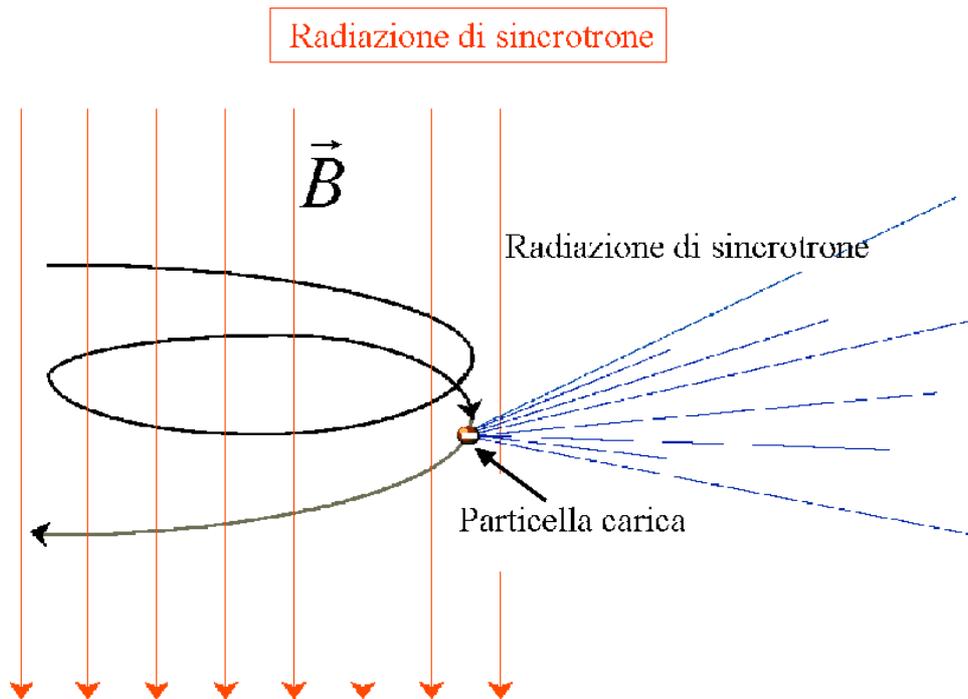


Figura A.1: particella carica in un campo magnetico

Il moto dell'elettrone è descritto da una pulsazione ω_L (detta frequenza di Larmor), un raggio R_L (raggio di Larmor) e un periodo T_L :

$$\omega_L = \frac{e c H}{E} = \frac{e H}{\gamma m c}$$

$$R_L = \frac{v \sin \alpha}{\omega_c} = \frac{E v \sin \alpha}{e H c} \quad (\text{A.3})$$

$$T_L = \frac{2 \pi R}{v_{\perp}}$$

dove α corrisponde all'angolo compreso tra le linee di forza del campo e il vettore velocità \mathbf{v} .

Il moto della particella è descritto da una precessione (precessione di Larmor).

A differenza dell'emissione termica del corpo nero, la radiazione di sincrotrone è polarizzata, cioè viene emessa solo su direzioni ben definite.

Infatti l'emissione è orientata lungo la direzione delle linee del flusso del campo magnetico.

La polarizzazione può essere di due tipi:

-se si osserva il moto della particella in direzione parallela all'asse del campo si nota una polarizzazione circolare;

-se si osserva il moto della particella in direzione perpendicolare all'asse del campo si nota una polarizzazione lineare.

L'elettrone compiendo un moto rotatorio (oltre a quello traslatorio) è soggetto ad una accelerazione centripeta; trattandosi quindi di una particella carica accelerata, emette una radiazione di potenza data dalla relazione seguente:

$$w = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^4 c^7} E^2 H_{\perp}^2 = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 \propto \frac{1}{m^2} \quad (\text{A.4})$$

con $H_{\perp} = H \sin \alpha$.

La formula mostra come la perdita di energia da parte del protone sia trascurabile. Si consideri infatti che la massa del protone corrisponde a circa 2000 volte quella dell'elettrone.

Per cui vale $w_p \ll w_e$.

La perdita di energia dell'elettrone è esprimibile da una semplice equazione differenziale:

$$\frac{dE}{dt} = -w = -\frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 \quad (\text{A.5})$$

integrando:

$$E = \frac{E_0}{1 + t/T} \quad (\text{A.6})$$

dove E_0 è l'energia all'istante iniziale $t_0=0$, T è il tempo di dimezzamento, vale a dire il tempo impiegato per dimezzare l'energia iniziale.

In particolare:

$$T = \frac{3}{2} \frac{m^4 c^7}{e^4 \epsilon_0 H_{\perp}^2} = \frac{3}{2} \frac{m^3 c^5}{e^4 \gamma_0 H_{\perp}^2} \quad (\text{A.7})$$

dove $\gamma_0 = \gamma(t=0)$.

Convertendo i valori al sistema CGS, si ottiene:

$$T = 5 \cdot 10^8 \frac{1}{\gamma_0 H_{\perp}^2} \quad \text{per cui} \quad T \propto \frac{1}{\gamma_0} \quad , \quad T \propto \frac{1}{H_{\perp}^2}$$

da cui si nota che più intenso è il campo magnetico minore è il tempo di dimezzamento, e più è elevato il fattore di Lorentz più velocemente perde energia il sistema, essendo il tempo di dimezzamento minore.

Quando una carica è in moto a velocità relativistiche, per effetto del fenomeno di *aberrazione relativistica*, metà della radiazione si espande all'interno di un cono di

semiapertura $\alpha = \frac{1}{\gamma}$, mentre la metà restante si diffonde in modo omogeneo nello spazio rimanente, che corrisponde a circa l'intero angolo solido dato che il semiangolo del cono è considerato piccolo.

Si indichi con α l'angolo visto dall'osservatore e con α' l'angolo misurato misurato nel sistema solidale con la particella. I due angoli sono legati dalla

seguinte relazione:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sqrt{1-\beta^2} \sin \alpha'}{\cos \alpha' + \beta} \quad (\text{A.8})$$

dove $\beta = \frac{v}{c}$, per cui nel caso in cui si abbia $\beta=0$ i due angoli finiscono per coincidere, altrimenti l'angolo visto dall'osservatore è minore dell'angolo del sistema solidale alla particella.

La potenza irradiata dall'elettrone ha le proprietà tipiche di una radiazione di dipolo, ma solo nel sistema di riferimento a riposo dell'elettrone stesso.

Nel caso in cui $\alpha' = \pm 90^\circ$ si ottiene:

$$\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha \approx \sqrt{1-\beta^2} = \frac{1}{\gamma} = \frac{mc^2}{E} \quad (\text{A.9})$$

La relazione mostra come per $\gamma \geq 10^3$ si ha $\alpha \leq 7'$, in pratica l'emissione di sincrotrone si ha in soli 7 minuti d'arco ed è dunque molto direzionale. Tale effetto è detto *beaming relativistico*.

La particella presenta quindi un'emissione impulsiva, per cui la radiazione è ricevuta dall'osservatore solamente quando il cono punta nella sua direzione. Ciò si verifica quando il piano dell'orbita è nelle vicinanze della linea di vista.

A.2 Lo spettro di emissione

Si consideri ancora una volta un elettrone in moto in un campo magnetico, che emette radiazione di sincrotrone all'interno del cono di apertura $2\alpha = \frac{2}{\gamma}$.

Si trova che la radiazione di sincrotrone presenta uno spettro continuo dotato di frequenza massima:

$$\nu_{max} = \frac{1}{\tau} = \frac{3e^3}{m^3 c^5} (H \sin \theta) \quad (\text{A.10})$$

dove ν_{max} è anche detta *frequenza critica*, e dipende dall'energia degli elettroni; τ è invece l'intervallo di tempo in cui si ha l'impulso.

Si ha anche un massimo di emissione, che corrisponde ad una determinata frequenza:

$$\nu_s = \frac{1}{4\pi\tau} = \frac{3e^3}{4\pi m^3 c^5} (H \sin \theta) \quad (\text{A.11})$$

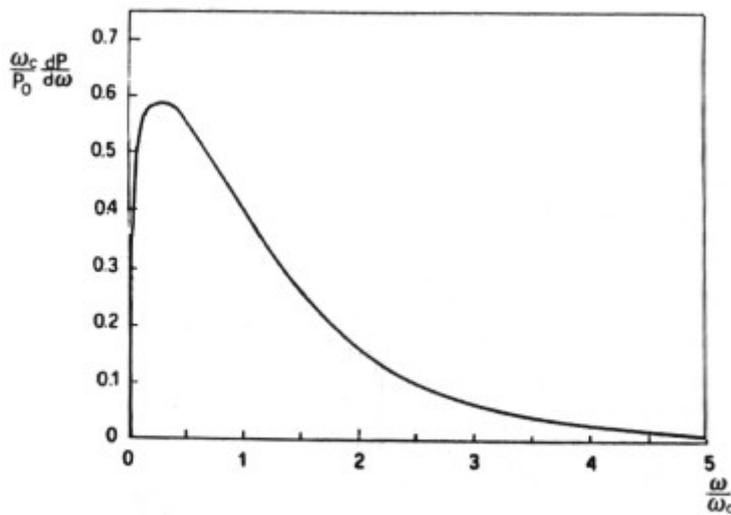


Figura A.2:distribuzione spettrale della radiazione di sincrotrone. Si noti come la distribuzione crolli in modo esponenziale dopo aver raggiunto un picco.

Un tipico esempio di emissione di sincrotrone è rappresentato dalla *Crab Nebula* (nota anche con le sigle M1 e NGC 1952). Questo oggetto è una nebulosa, resto di una supernova, dal quale vengono emesse onde radio alla frequenza di 10^3 MHz all'interno di un campo magnetico di circa 10^{-4} G .

Gli elettroni che provocano la radiazione sono descritti da un $\gamma \approx 3 \cdot 10^3$.

In generale per onde radio vale $\gamma \geq 10^3$, $H \approx 10^{-6} \text{ G}$ dove H è il campo magnetico.

A.3 L'emissione generata da un insieme di elettroni relativistici

Finora si è analizzato il caso dell'emissione da parte di un solo elettrone, ma nelle radiosorgenti sono presenti più elettroni, ognuno dei quali presenta un valore preciso del fattore di Lorentz, e dato che la frequenza critica è proporzionale al quadrato di γ , è possibile osservare uno spettro continuo. In effetti una variazione del fattore di Lorentz può portare a coprire interamente la banda radio. La potenza monocromatica per unità di volume per un insieme di elettroni, detta *emissività specifica*, risulta essere:

$$J_S(\nu) d\nu = \int \omega_c(\nu, E) N(E) dE \quad (\text{A.12})$$

dove $\omega_c(\nu, E)$ è lo spettro di un elettrone di energia E e $N(E)dE$ è la distribuzione di energia degli elettroni, ovvero il numero di essi per unità di volume compresi in un intervallo tra E ed $E+dE$.

In particolare:

$$N(E) dE = N_0 E^{-\delta} \quad (\text{A.13})$$

dove N_0 e δ sono costanti.

Lo spettro di energia assume un andamento esponenziale (questa assunzione trova appoggio tramite le osservazioni dei raggi cosmici che interagiscono con l'atmosfera terrestre):

$$N(E) dE = N_0 E^{-\delta} \quad (\text{A.14})$$

Si può affermare con buona approssimazione che ogni singolo elettrone emetta radiazione con valore di frequenza critica, ottenendo:

$$J_S(\nu) d\nu = \frac{-dE}{dt} N(E) \frac{dE}{dt} \propto N_0 (H \sin \alpha)^{\frac{(\delta+1)}{2}} \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}} \quad (\text{A.15})$$

da cui:

$$J_S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \text{ con } \alpha = \frac{(\delta-1)}{2} \text{ che è l'indice spettrale.} \quad (\text{A.16})$$

La radiazione è quindi legata alla frequenza mediante una relazione che ha come esponente l'indice spettrale. La stessa legge non dipende però dal tipo di emissione di energia da parte degli elettroni.

È possibile riconoscere il tipo di emissione osservando il grafico della funzione $\log J_s(\log \nu)$.

Nel caso della radiazione di sincrotrone, si ha uno spettro con andamento esponenziale, per cui si ha una retta con indice di pendenza $-\alpha$. Quindi eseguendo un best-fit si ottiene l'indice spettrale.

Generalmente quest'ultimo presenta valori attorno a 0.75 nelle sorgenti radio.

APPENDICE B

Very Long Baseline Interferometry

La Very Long Baseline Interferometry (VLBI) è la più avanzata tecnica di interferometria utilizzata in radioastronomia per l'osservazione di radiosorgenti.

Questo metodo di osservazione è basato sull'utilizzo di più radiotelescopi.

Quest'ultimi sono collocati a distanze di centinaia o anche migliaia di chilometri l'uno dall'altro, e costituiscono un vero e proprio interferometro.

I radiotelescopi osservano la medesima regione nel cielo. Il radio segnale osservato da ciascun radiotelescopio viene registrato su supporti magnetici (nastri magnetici o dischi rigidi) per poi essere combinato successivamente con gli altri.

Con questa tecnica è possibile ottenere immagini con una scala di dettaglio dell'ordine del millesimo di secondo d'arco (si pensi che sarebbe possibile distinguere un singolo sasso sulla superficie lunare).

Al termine delle osservazioni i segnali, sono inviati dalle singole antenne ad un centro apposito, dove i dati vengono combinati per poi essere inviati al gruppo di ricerca che ha richiesto l'osservazione.

Per fare in modo che la correlazione dei dati avvenga in modo corretto, i segnali devono essere sincronizzati con grande precisione. Per questo motivo si utilizzano *orologi atomici* (generalmente l'elemento utilizzato è l'idrogeno) collocati presso ogni antenna. La precisione ottenuta è migliore del picosecondo (un millesimo di miliardesimo di secondo).

Grazie alla tecnica VLBI è possibile disporre di un vero e proprio radiotelescopio virtuale grande come un continente o anche come l'intero pianeta.

B.1 Le due reti VLBI: la rete europea e quella statunitense

I radiotelescopi sono organizzati in reti.

La rete europea (European VLBI Network, EVN) è composta da 18 antenne, che non sono presenti solo nel territorio europeo, ma anche in Cina, Russia, Sud Africa e Puerto Rico; e costituiscono alcuni dei più grandi e sensibili radiotelescopi a disposizione. Alcuni radiotelescopi non utilizzano supporti magnetici, ma sono collegati direttamente al sistema di correlazione dei dati tramite fibre ottiche.

B2 *Very long baseline interferometry*

La rete statunitense rappresenta un apparato di 10 antenne con un diametro di 25 m, diffuse in tutto il territorio USA, incluse le isole Hawaii e le Isole Vergini. Le antenne sono controllate centro operativo di Socorro (New Mexico). Questa è stata la prima rete concepita per le osservazioni VLBI. Nel 1997, grazie ad una collaborazione internazionale guidata dal Giappone, è stata inviata una antenna in orbita, portando ad ampliare le dimensioni della rete globale fino a tre volte il diametro terrestre. Naturalmente la risoluzione angolare è notevolmente migliorata (migliore del millesimo di secondo d'arco). Con osservazioni VLBI effettuate ripetutamente nel corso di mesi e anni è possibile monitorare l'evoluzione della struttura di oggetti anche al di fuori della nostra galassia.

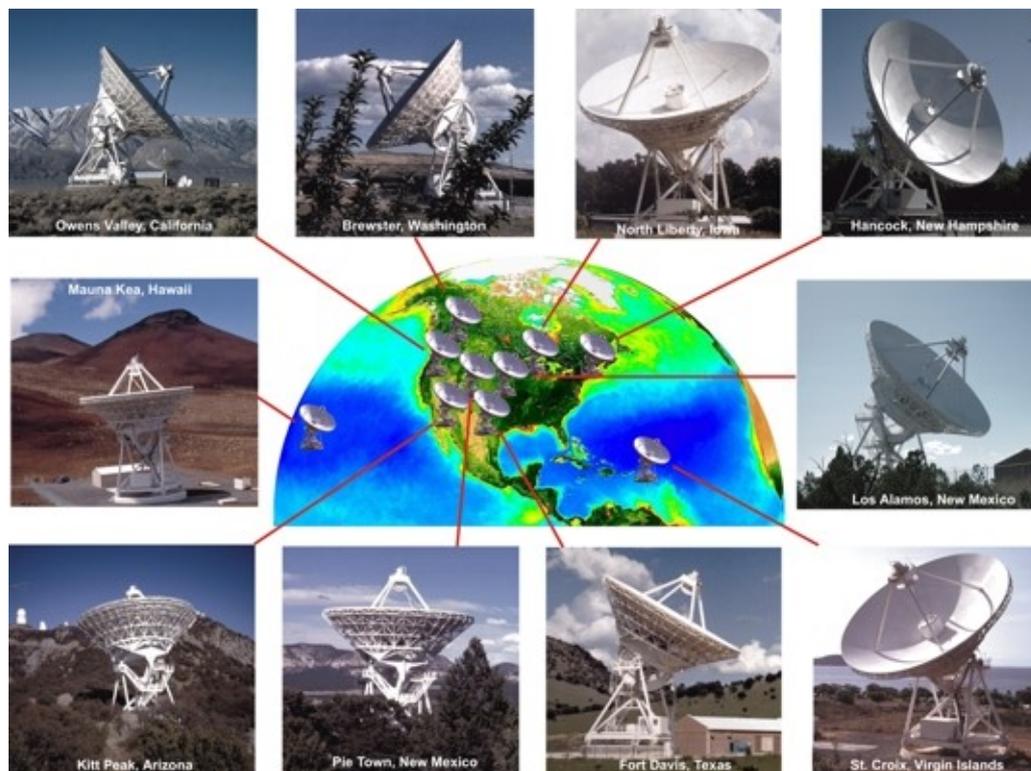


Figura B1: radiotelescopi appartenenti alla rete statunitense

B.2 Condizioni per l'utilizzo della tecnica VLBI

Tuttavia è importante specificare che attualmente la tecnica VLBI può essere utilizzata per studiare solo oggetti dotati di alta intensità di radiazione.

Infatti considerando la temperatura di brillantezza T_B , si trova che la temperatura che un corpo nero deve avere per emettere la radiazione osservata, deve essere descritta dalla relazione seguente:

$$T_B = \frac{\lambda^2 S_\nu}{2k\Omega\nu^2} \quad (\text{B.1})$$

dove k è la costante di Boltzmann, S_ν è la densità di flusso alla frequenza ν , $\Omega \approx \pi(\lambda/2D)^2$ è l'angolo solido entro il quale si sviluppa la radiazione osservata. La minima temperatura di brillantezza rilevabile è

$$T_B^{\min} = \frac{2D^2 S_\nu^{\min}}{\pi k} \quad (\text{B.2})$$

Si calcola che per una distanza di luminosità $D=10^3 \text{ Km}$ e una densità di flusso $S_\nu=2\text{mJy}$, si ha una temperatura $T_B^{\min} \approx 10^6 \text{ K}$.

Osservazioni di fenomeni termici ($T_B < 10^5 \text{ K}$) che si verificano in nubi molecolari, in compatte regioni HII e nella maggior parte delle stelle non sono possibili.

D'altra parte le osservazioni VLBI sono ottime per lo studio di sorgenti di radiazione di sincrotrone come ad esempio resti di supernova, radiogalassie, quasar, pulsar.

Bibliografia

Luigi Franchini, “**Correlazione tra potenza nucleare e totale in radiosorgenti con getti radio relativistici**”, tesi in Fisica, sessione II, A.A. 2002-2003.

Marco Rimediotti, “**Correlazione tra potenza nucleare e potenza totale in radiosorgenti**”, tesi in Fisica, sessione III, A.A. 2007-2008.

Filippo Poggioli, “**Correlazione tra emissione nucleare e diffusa in nuclei galattici attivi**”, tesi in Fisica, sessione I, A.A. 2011-2012.

Mariangela Mariani, “**Applicazione dei modelli unificati ad un campione di radiogalassie a bassa potenza**”, tesi in Fisica, sessione straordinaria, A.A. 1995-1996.

Serena Manti, “**Proprietà di nuclei galattici attivi con emissione di radiazione di alta energia**”, tesi in Fisica, sessione II, A.A. 2008-2009.

Biagina Boccardi, “**Nuclear properties of a sample of BL Lac objects in the radio and gamma-ray bands**”, tesi magistrale in Astrofisica e Cosmologia, sessione III, A.A. 2010-2011.

G.Giroletti, G.Giovannini, G.B.Taylor, R.Falomo, “**A sample of low-redshift BL Lacertae objects. I. The radio data**” (2004).

E.Liuzzo, M.Giroletti, G.Giovannini, B.Boccardi, S.Tamburri, G.B. Taylor, C.Casadio, M.Kadler, G. Tosti, A. Mignano, “**Exploring the bulk of the BL Lac object population: 1. parsec-scale radio structures**” (2013).