

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

**PROPRIETA' NUCLEARI
DI SORGENTI DI ALTA POTENZA
E IL MODELLO UNIFICATO**

Tesi di Laurea in Astrofisica

Relatore:
Chiar.mo Prof.
GABRIELE GIOVANNINI

Presentata da:
PAOLO GNUDI

III Sessione
Anno Accademico 2013-2014

Questa tesi è stata svolta nell'ambito dell'Istituto di Radioastronomia -
Istituto Nazionale di Astrofisica (INAF) (Bologna).

Abstract

Questo lavoro di tesi si è concentrato sulla ricerca di una relazione tra la potenza nucleare e quella estesa di oggetti denominati “radiogalassie”. Essi sono tra gli oggetti più potenti dell'universo. Al momento la spiegazione di una tale emissione di potenza è giustificata tramite il modello unificato degli AGN (Active Galactic Nuclei). Tramite la sopra citata relazione tra la potenza nucleare e quella estesa è possibile dare una prova sperimentale del modello unificato degli AGN, inoltre si andranno ad investigare in maniera quantitativa l'angolo di vista e la velocità di emissione di alcuni oggetti di particolare potenza.

INDICE GENERALE

| | |
|--|-----------|
| CAPITOLO 1 – RADIOSORGENTI..... | 6 |
| <i>1.1 Radiogalassie.....</i> | <i>6</i> |
| 1.1.1 <i>Morfologia.....</i> | <i>6</i> |
| 1.1.2 <i>Classificazione.....</i> | <i>7</i> |
| <i>1.2 Emissione.....</i> | <i>8</i> |
| 1.2.1 <i>Emissione elettromagnetica da una carica accelerata.....</i> | <i>8</i> |
| 1.2.2 <i>Moto di una particella carica in un campo magnetico.....</i> | <i>11</i> |
| 1.2.3 <i>Composizione spettrale della luce di sincrotrone.....</i> | <i>13</i> |
| 1.2.4 <i>Emissione da un insieme di elettroni.....</i> | <i>14</i> |
| 1.2.5 <i>Evoluzione temporale dello spettro di sincrotrone.....</i> | <i>15</i> |
| | |
| CAPITOLO 2 – GETTI RELATIVISTICI..... | 17 |
| 2.1 <i>Effetto doppler relativistico.....</i> | <i>18</i> |
| 2.2 <i>Doppler boosting.....</i> | <i>19</i> |
| 2.3 <i>Asimmetrie di flusso e brillantezza.....</i> | <i>19</i> |
| 2.4 <i>Moti superluminali.....</i> | <i>20</i> |
| 2.5 <i>Stima di β e θ dal confronto tra potenza nucleare e quella estesa.....</i> | <i>22</i> |
| | |
| CAPITOLO 3 – MODELLO UNIFICATO DEGLI AGN..... | 24 |
| | |
| CAPITOLO 4 – PRESENTAZIONE DEI DATI..... | 26 |
| 4.1 <i>Selezione del campione.....</i> | <i>26</i> |
| 4.2 <i>Grafico di best-fit nella relazione tra P_{core} e P_{tot}.....</i> | <i>29</i> |
| 4.3 <i>Analisi degli oggetti potenti selezionati.....</i> | <i>33</i> |

CAPITOLO 5 – CONCLUSIONI.....37
BIBLIOGRAFIA.....38

1. RADIOSORGENTI

Introduzione

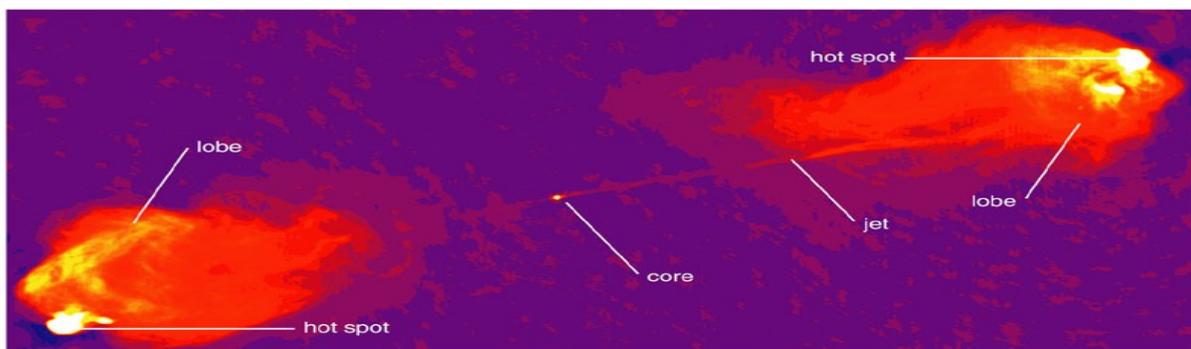
Il termine radiosorgente identifica una classe piuttosto eterogenea di oggetti celesti di grande interesse astrofisico caratterizzati da emissioni di potenza molto elevati nella banda elettromagnetica tali da renderli visibili anche a notevole distanza su scala cosmologica. La quasi totalità delle radiosorgenti extragalattiche ha origine da manifestazione energetiche di enorme potenza (da 10^{40} fino a 10^{47} erg/s) che hanno luogo in nuclei galattici, gli AGN (Active Galactic Nuclei). Il flusso radio proveniente da questi nuclei attivi ne autorizza una distinzione di fondamentale importanza: all'incirca il 15-20% di questi sono caratterizzati da un flusso (a 5 GHz) di almeno un ordine di grandezza maggiore rispetto a quello ottico e per questo motivo sono denominati *radio-loud* mentre, al contrario, si dicono *radioquieti*. Nella quasi totalità dei casi la galassia "ospite" di un AGN è morfologicamente una galassia ellittica gigante con proprietà ottiche simili ad una galassia non attiva, ma è caratterizzata da emissioni di natura non termica in banda radio (radiazione di sincrotrone) provenienti dalla regione nucleare. In alcuni casi tali emissioni si estendono anche su piccola o grande scala rispetto alla galassia stessa.

1.1 Radiogalassie

Trovare una definizione univoca di "radiogalassia" non è facile. Se ne possono dare alcune considerando l'intensità di emissione per certe lunghezze d'onda in radio, oppure rapportando l'emissione in banda radio a quella ottica. In questo lavoro di tesi si adotta la seguente definizione: una radiogalassia è una radiosorgente che ha potenza monocromatica (a 1,4 GHz) maggiore di 10^{21} W/Hz e che ha come controparte ottica una galassia ellittica.

1.1.1 Morfologia

Pur differenziandosi per la potenza di emissione, la morfologia generale di una radiogalassia rimane più o meno la stessa e segue approssimativamente lo schema come in figura.



Copyright © 2004 Pearson Education, publishing as Addison Wesley.

Le radiogalassie formano nella maggior parte dei casi due intense strutture estese, dette *lobi (lobe)*, di forma ellissoidale, disposte in direzioni opposte e simmetriche rispetto al nucleo della galassia; tali lobi si estendono in alcuni casi per milioni di anni luce (dai Kpc ai Mpc). La loro brillantezza superficiale varia in genere dal centro alla periferia ed il loro spettro radio è descritto da una legge di potenza che presenta indici spettrali ($\alpha \sim 0.7 \div 1.0$) associabili alla radiazione di sincrotrone piuttosto che a quella termica.

Il rilascio maggiore di energia avviene nel *nucleo* dove, come per gli AGN, si celerebbe un buco nero supermassiccio: tale energia va poi ad alimentare i lobi tramite l'iniezione di elettroni ad alta energia. I responsabili della radiazione di sincrotrone sono proprio gli elettroni, resi ultra relativistici dai campi elettromagnetici interni alla radiogalassia. Il nucleo è generalmente una componente centrale molto compatta ($1 \div 100$ pc) a spettro piatto (od al limite a campana) che dà un contributo solitamente molto piccolo alla emissione totale.

Un'altra regione molto importante nelle radiogalassie sono gli *hot spot*. Essi delimitano una regione molto piccola (qualche Kpc) situata al limite esterno dei lobi. In alcuni casi sono presenti entrambi gli hot spot, mentre in altri solo uno di essi. La loro brillantezza superficiale è assai maggiore rispetto a quella del lobo circostante e sono caratterizzati da indici spettrali più bassi ($\alpha \sim 0.5 \div 0.6$) che indicano la presenza di elettroni "più giovani" rispetto i lobi.

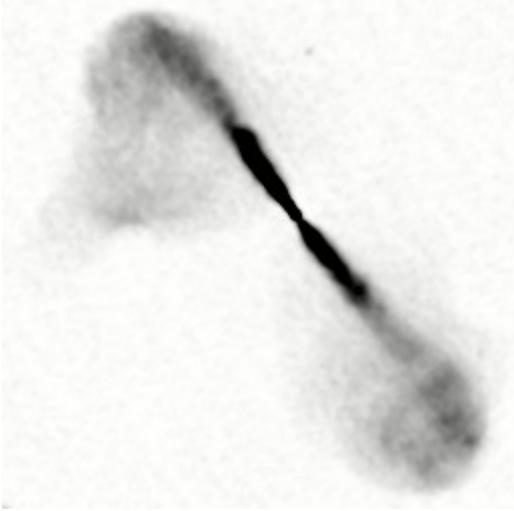
L'ultima struttura da prendere in esame nelle radiosorgenti sono i *getti (jets)*: si presentano con forme strette ed allungate, di geometria cilindrica o conica, che partono dal nucleo e puntano approssimativamente alle hot spot. Essi sono i condotti attraverso cui l'energia, i campi magnetici, le particelle relativistiche ed anche il plasma termico sono convogliati dal nucleo ai lobi esterni.

Le hot spot rappresentano quindi le regioni in cui il plasmoidi contenuto nei getti "urta" contro il mezzo intergalattico, viene quindi frenato, e si deposita successivamente nella regione circostante creando i lobi. I getti mostrano la qualità del trasporto dal nucleo ai lobi: getti visibili indicano perdite di energia lungo il percorso, quindi un trasporto meno efficiente rispetto a quello che si ha quando i getti sono invisibili o poco visibili.

1.1.2 Classificazione

Una prima generale suddivisione che viene operata tra le radiogalassie è quella fra sorgenti *compatte* e sorgenti *estese*, che differiscono a seconda del contributo alla luminosità totale data dal nucleo e dai lobi. Nel primo caso (compatte) il contributo maggiore è dato dal nucleo (*core dominated*), mentre nel secondo (estese) il contributo maggiore è dato dai lobi (*lobe dominated*). Tra le radiogalassie *estese* viene effettuata un'ulteriore classificazione (ideata da Farnoff e Riley) in FRI ed FR II a seconda della potenza: la differenza si basa sul valore di $10^{24.5}$ W/Hz ad una frequenza di 1,4 GHz.

| | Sorgenti FRI $P(1.4 \text{ GHz}) < 10^{24.5} \text{ W/Hz}$ | Sorgenti FR II $P(1.4 \text{ GHz}) > 10^{24.5} \text{ W/Hz}$ |
|--|--|--|
| Brillantezza dei lobi | Decresce dall'interno verso l'esterno | Cresce dall'interno verso l'esterno |
| Forma dei lobi | Larghi ed estesi | Di forma più allungata e ben separati fra loro |
| Aspetto dei getti | Brillanti e non ben allineati con il nucleo. | Poco brillanti, più collimati ed allineati con il nucleo |
| Hot spot | Spesso assenti | Generalmente ben evidenti |
| Dimensione della regione di emissione radio | Minori delle galassie ospitanti | Molto maggiori delle galassie ospitanti |



Radiogalassia FRI (3C296)



Radiogalassia FRII (3C173.1)

1.2 Emissione

L'emissione delle radiogalassie ha le caratteristiche peculiari della radiazione di sincrotrone. Quest'ultima è emessa da elettroni altamente relativistici, che si muovono a spirale attorno alle linee di campo magnetico della radiosorgente (tale da far emettere radiazione nella banda radio) e sono da esso accelerati.

Si va ora ad esaminare brevemente la radiazione di sincrotrone.

1.2.1 Emissione elettromagnetica da una carica accelerata:

Come è noto una carica q , non relativistica, sottoposta ad una accelerazione a irradia energia sotto forma di radiazione elettromagnetica, con potenza

$$P_{TOT} = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

Il modulo quadrato dell'accelerazione è dato dalla somma dei quadrati delle componenti centripeta e tangenziale $a^2 = (a_c^2 + a_t^2)$.

Per il caso relativistico il quadrato dell'accelerazione assume il valore $\gamma^4(a_c^2 + \gamma^2 a_t^2)$, dove γ è il solito

fattore di Lorentz $\left(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{m_0 c^2} \right)$.

A questo punto la potenza di emissione per il caso relativistico diventa, quindi:

$$P_{TOT} = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma^4 (a_c^2 + \gamma^2 a_t^2)$$

Come dimostrato in seguito una particella carica che si muove all'interno di un campo magnetico, almeno localmente, uniforme risente solo un'accelerazione centripeta, ma non tangenziale.

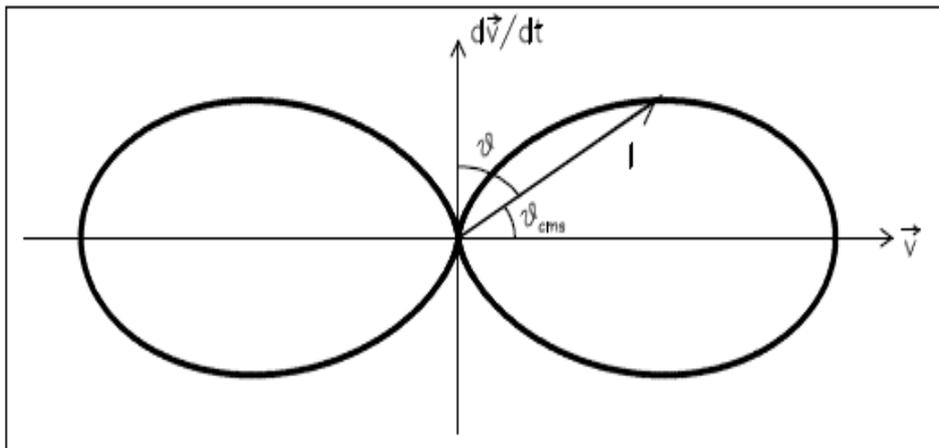
Alla luce di ciò la potenza viene ad assumere la forma:

$$P_{TOT} = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma^4 a_c^2$$

Sia per particelle relativistiche che non, la radiazione emessa non è di tipo isotropo, ma anzi varia a seconda della posizione dell'osservatore. Se si denomina con θ l'angolo formato tra l'osservatore e la direzione dell'accelerazione, la distribuzione di potenza per particelle non relativistiche è:

$$P(\theta) = \frac{q^2 a^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2(\theta)$$

Come si nota la radiazione emessa nella direzione dell'accelerazione è nulla, mentre quella emessa perpendicolarmente ad essa è massima.



Direzione della radiazione di sincrotrone

Nel caso relativistico la distribuzione angolare della radiazione cambia notevolmente, infatti è completamente spostata in avanti nella direzione della velocità, cioè è tangente alla traiettoria nel punto considerato. La larghezza del cono può essere determinata partendo dalla distribuzione angolare di potenza $P(\theta)$ ed operando una trasformazione sugli angoli.

Dalla figura è chiaro che, indicando con θ_{cms} l'angolo di emissione del fotone misurato a partire dalla direzione della velocità, risulta $\theta_{cms} = \pi/2 - \theta$. La trasformazione di θ_{cms} dal sistema dell'elettrone a quello dell'osservatore (θ_L) è data dalla relazione:

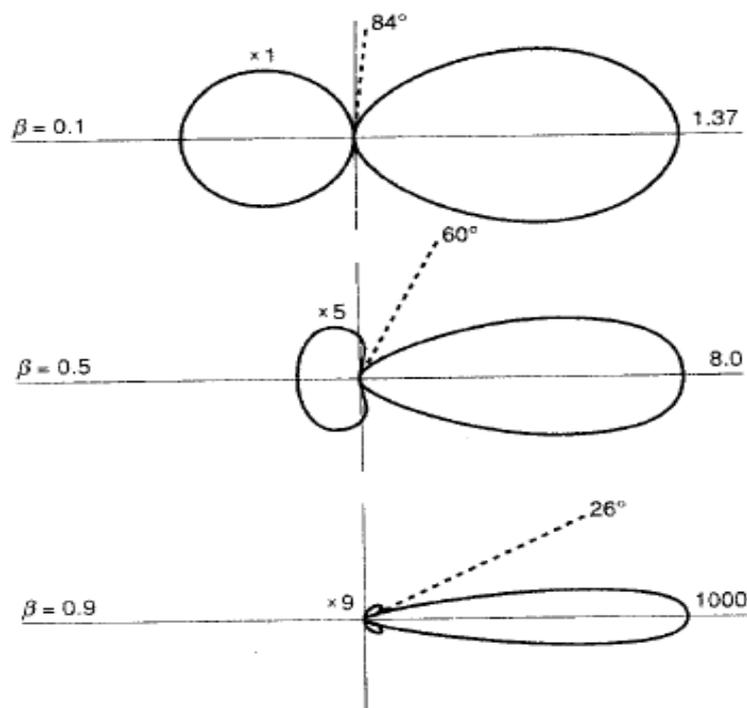
$$\tan(\theta_L) = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin(\theta_{cms})}{\beta + \cos(\theta_{cms})}$$

Nel caso in cui $\theta_{cms} = \pi/2$ e $\beta \approx 1$ (caso super relativistico), si ottiene $\tan(\theta_L) \approx 1/\gamma$.

Metà della radiazione emessa da un elettrone relativistico con $\gamma \gg 1$ è quindi ristretta in un cono di semi-ampiezza:

$$\tan(\theta_L) \approx \frac{1}{\gamma} \approx \theta_L \approx \frac{m_0 c^2}{E}$$

Questo effetto è conosciuto come *beaming relativistico*.



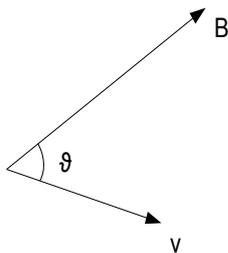
Beaming relativistico per vari valori di β

1.2.2 Moto di una particella carica in un campo magnetico

Come è noto una particella di massa m e carica q , se sottoposta all'azione di un campo magnetico B , risente di una forza di Lorentz pari a:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

Se si indica con ϑ l'angolo compreso tra il vettore di campo magnetico ed il vettore velocità, si può scrivere:



$$v_{\perp} = v \sin(\theta)$$

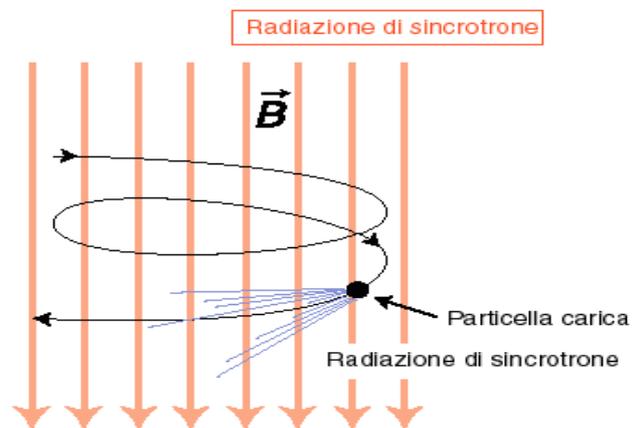
$$v_{\parallel} = v \cos(\theta)$$

Se ora si scompone anche la forza agente sulla particella nelle sue componenti, si ottiene:

$$m \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \rightarrow \vec{v}_{\parallel} = cost$$

$$m \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = q \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}$$

le cariche mantengono una velocità costante lungo le linee di campo e si muovono di un moto circolare uniforme nella direzione perpendicolare alle linee di campo. I due moti vanno dunque a comporre un'elica con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico B .



D'ora in avanti si assumerà che le particelle cariche siano elettroni relativistici, in quanto l'unico contributo alla radiazione di sincrotrone è dato da elettroni (o al limite positroni) per ragioni che verranno discusse in seguito.

Per trattare ora il caso relativistico si ricordano alcune formule:

$$m = \gamma m_0 \quad \text{dove } m_0 \text{ è la massa a riposo della particella}$$

(indicata con m_e per gli elettroni)

$$E = T + m_e c^2$$

$$E^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4$$

Ora eguagliando la forza di Lorentz con quella derivante dall'accelerazione centripeta si può ottenere il *raggio di Larmor* (r_L), che descrive il raggio dell'orbita circolare (percorsa con pulsazione ω_L):

$$\gamma \frac{m_e (v \sin(\theta))^2}{r_L} = e v \sin(\theta) B \rightarrow r_L = \frac{m_e v \sin(\theta)}{e B} \gamma ; \quad \omega_L = \frac{v \sin(\theta)}{r_L} = \frac{e B}{m_e \gamma}$$

Questo valore, nel caso super relativistico ($\beta \approx 1$), può essere approssimato con:

$$r_L \approx \frac{E}{e c B} \sin(\theta)$$

Per spiegare il motivo del maggiore contributo elettronico alla radiazione di sincrotrone si fa nuovamente uso della formula che lega la potenza emessa all'accelerazione della particella, tenendo conto del fatto che siamo nel caso super relativistico e che l'accelerazione viene scritta come: $a = \omega v \sin(\theta) = \omega \beta c \sin(\theta)$:

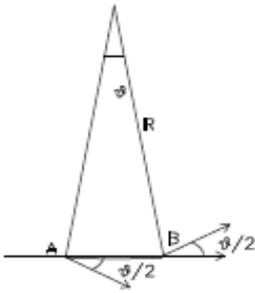
$$P_{TOT} = \frac{q^2}{6 \pi \epsilon_0 c^3} \gamma^4 a^2 = \frac{e^2 \omega^2 \sin^2(\theta)}{6 \pi \epsilon_0 c} \beta^2 \gamma^4 \approx \frac{e^2 \omega^2 \sin^2(\theta)}{6 \pi \epsilon_0 c} \gamma^4$$

Infine, sostituendo ω , si ottiene un' espressione per l'emissione di singolo elettrone:

$$P_{TOT} = \frac{e^4}{6 \pi \epsilon_0 m_e^2 c} \gamma^2 (B \sin(\theta))^2 = \frac{e^4}{6 \pi \epsilon_0 m_e^4 c^5} E^2 (B \sin(\theta))^2$$

da quest'ultima relazione si può notare che, a parità di energia, l'emissione è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa. Dunque l'energia emessa da un protone è circa 10^{-13} volte quella emessa da un elettrone, quindi trascurabile agli scopi di questa tesi.

1.2.3 Composizione spettrale della luce di sincrotrone



La distribuzione di frequenze della radiazione di sincrotrone si estende dalla frequenza fondamentale di rivoluzione degli elettroni fino a valori molto alti delle armoniche superiori. L'ordine di grandezza del limite di emissione ad alta frequenza può essere ottenuto calcolando la durata di un impulso luminoso, che è misurato da un osservatore solidale con il sistema del laboratorio. Sia allora θ l'angolo di collimazione della radiazione emessa da un punto determinato dell'orbita. Come descritto in figura l'osservatore misura la radiazione da tutti i punti dell'orbita compresi tra A e B. La durata dell'impulso luminoso misurato dall'osservatore è uguale alla differenza tra il tempo di transito dell'elettrone e quello della luce tra A e B:

$$\Delta t = \frac{R\theta}{v} - \frac{R\theta}{c} = \frac{1-\beta}{v} R\theta$$

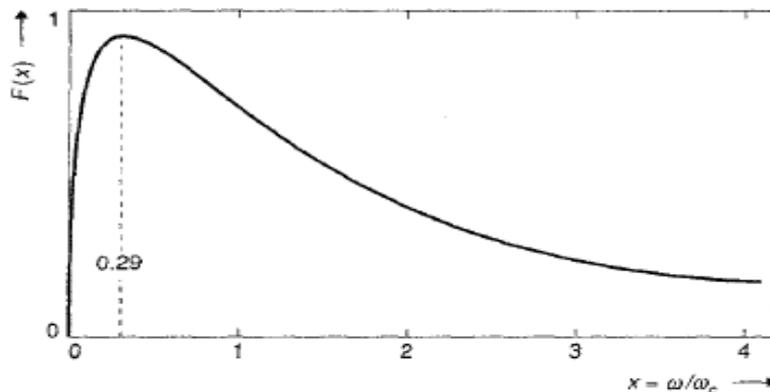
Considerando $\theta \sim 1/\gamma$, e $v/R = \omega_0$ e approssimando $(1 - \beta) = (1 + \beta)^{-1}\gamma^{-2} \sim 1/(2\gamma^2)$, si ottiene:

$$\Delta t = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{\gamma^3}$$

L'analisi di Fourier di un impulso luminoso di durata t mostra che esso può contenere frequenze fino a $1/t$. Trascurando il fattore 2, otteniamo il valore massimo della frequenza ω_c :

$$\frac{\omega_c}{\omega_0} = \gamma^3$$

Tutti i calcoli finora eseguiti sono stati basati sull'ipotesi che l'elettrone percorresse una circonferenza di raggio esattamente uguale a R . In generale si ha una piccola dispersione nei raggi dell'orbita, poichè gli elettroni accelerati effettuano oscillazioni attorno all'orbita di equilibrio. L'ampiezza di queste oscillazioni ΔR è tale che $\Delta R/R \sim 10^{-4}$; quindi non abbiamo una frequenza netta ω_0 , ma piuttosto una banda di larghezza $\Delta\omega_0/\omega_0 \sim 10^{-4}$. Di conseguenza dalla 10^4 armonica lo spettro diventa continuo, come rappresentato in figura.



Spettro della radiazione di sincrotrone

1.2.4 Emissione da un insieme di elettroni

Per gli osservatori la radiazione è essenzialmente un continuo con uno spettro attorno alla frequenza

$$\nu = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} (B \sin(\theta)) E^2$$

Il caso di interesse astrofisico è quello in cui una popolazione omogenea ed isotropica di elettroni ha una distribuzione di potenza, cioè il numero di elettroni che emettono ad energia compresa tra E e $E+dE$, data da:

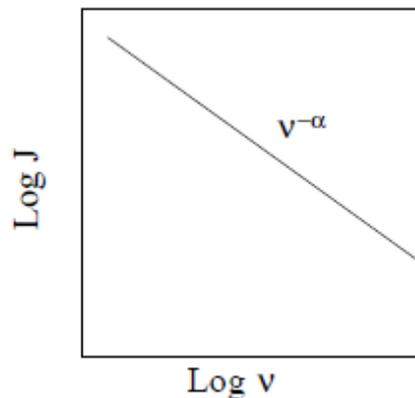
$$N(E) dE = N_0 E^{-\delta} dE$$

Per ottenere il flusso totale monocromatico $J(\nu)$ bisogna integrare su tutti i contributi degli elettroni. Nelle regioni in cui non vi è auto assorbimento interno da parte del gas di elettroni il flusso è proporzionale a:

$$J(\nu) \propto N_0 (B \sin(\theta))^{1+\alpha} \nu^{-\alpha}$$

Cioè una distribuzione di potenza il cui grafico $(\log(J)-\log(\nu))$ sarà generalmente una retta di pendenza $-\alpha$. Il parametro α , generalmente positivo, è chiamato *indice spettrale* ed il suo valore per le radio-galassie è tipicamente compreso tra 0,6 e 0,9. E' inoltre legato all'indice della distribuzione energetica degli elettroni dalla:

$$\alpha = \frac{\delta - 1}{2}$$



Indice spettrale

Questo andamento, però, presenta deviazioni dopo una certa frequenza a causa della perdita di energia degli elettroni nel tempo.

1.2.5 Evoluzione temporale dello spettro di sincrotrone

Integrando l'espressione della potenza di singolo elettrone si può osservare che la particella perde energia nel tempo con andamento:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m_e^4 c^5} E^2 (B \sin(\theta))^2 \quad \text{se indichiamo} \quad b = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m_e^4 c^5} \quad \text{otteniamo}$$

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dt} &= b E^2 (B \sin(\theta))^2 \\ -\frac{dE}{E^2} &= b (B \sin(\theta))^2 dt \\ \frac{1}{E} - \frac{1}{E_0} &= b (B \sin(\theta))^2 t \\ E &= \frac{E_0}{1 + b (B \sin(\theta))^2 E_0 t} \end{aligned}$$

dove E_0 è l'energia a $t=0$.

Come mostrato dalla formula precedente l'energia della particella si dimezza dopo un tempo t^* , detto *tempo di dimezzamento*, pari a:

$$t^* = \frac{1}{b (B \sin(\theta))^2 E_0}$$

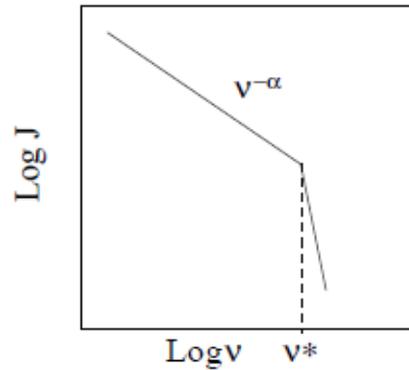
Similmente si può definire una energia caratteristica E^* :

$$E^* = \frac{1}{b (B \sin(\theta))^2 t}$$

Cioè quella per cui una particella con energia $E_0 > E^*$ perderà la maggior parte della sua energia nel tempo t^* .

In un insieme di particelle, la perdita di energia di ogni particella si riflette sulla distribuzione di energia totale del gruppo, quindi lo spettro di sincrotrone subirà delle variazioni. Infatti, come già detto, dopo in tempo t^* una particella con $E > E^*$ perderà la maggior parte della sua energia. Questo implica una frequenza critica ν^* nello spettro radio tale che per $\nu < \nu^*$ lo spettro è invariato, mentre per $\nu > \nu^*$ diventa più ripido e decresce rapidamente a zero.

Ogni spettro radio che mostri un punto di “cut off” evidenzia il fatto che la sorgente è “invecchiata”, in quanto le particelle che emettono ad alte energie ($\nu > \nu^*$) hanno vita più breve.



Punto di “cut off” in uno spettro di sincrotrone

Dalla frequenza critica ν^* è possibile ricavare il tempo di vita delle particelle coinvolte nell'emissione, cioè il tempo trascorso dall'emissione dell'ultima particella. Nel calcolo di tale tempo bisogna tenere conto di alcuni effetti legati alla dipendenza angolare e alle perdite energetiche degli elettroni.

Siccome l'emissione di sincrotrone dipende da $\sin(\theta)$ bisogna considerare la distribuzione angolare degli elettroni. Inoltre nelle radiosorgenti potrebbero esservi elettroni talmente energetici da accelerare i fotoni a bassa frequenza già presenti, quindi nelle perdite di energia vanno considerati anche i possibili casi di *effetto Compton inverso*. Le perdite di energia per interazioni nucleari degli elettroni con il materiale interstellare sono trascurabili in quanto, generalmente, non sono abbastanza energetici da produrre $p+e \rightarrow n$.

Il tempo di vita dell'elettrone (in Myr), considerando una distribuzione angolare *non isotropica*, è dato da:

$$t^* = 1060 \frac{\sqrt{B}}{B^2 + \frac{2}{3} B_{CMB}^2} [(1+z)\nu^*]^{-\frac{1}{2}}$$

dove il campo magnetico B è in μG , la frequenza ν è in MHz e B_{CMB} è il campo magnetico equivalente della radiazione cosmica di fondo (Cosmic Microwave Background), stimabile come $B_{CMB} = 3.25 (1+z)^2$ in μG .

Considerando una distribuzione angolare *isotropica*, t^* si ricava dalla:

$$t^* = 1590 \frac{\sqrt{B}}{B^2 + B_{CMB}^2} [(1+z)\nu^*]^{-\frac{1}{2}}$$

2. Getti relativistici

E' ora utile soffermarsi ulteriormente sui getti che le radiogalassie generalmente presentano e sulle informazioni che da essi si possono ricavare. Nelle FRI i getti passano a un regime sub-relativistico molto vicino al nucleo creando una struttura più diffusa, mentre nelle FR II rimangono ultra-relativistici per tutto il tragitto fino alla fine dei lobi. Siccome questo lavoro di tesi si concentra sull'acquisizione e l'analisi di dati provenienti da FR II, è bene soffermarsi su alcune correzioni che devono essere operate quando si ha a che fare con oggetti che si muovono a velocità prossime a quelle della luce. Oltre al "beaming" relativistico, già discusso, esistono altri tipi di aberrazioni. Ad esempio la configurazione spazialmente anisotropa di un AGN può farlo apparire profondamente diverso a seconda della sua orientazione nello spazio rispetto all'osservatore. Nello specifico se un getto puntasse nella nostra direzione ne rimarremmo accecati e perderemmo la possibilità di osservare qualsiasi tipo di dettaglio strutturale, mentre, se l'angolo tra noi e il getto fosse troppo grande avremmo, sì delle informazioni sulla struttura della radiogalassia, ma perderemmo ogni tipo di informazione sul nucleo e sul tipo di emissione. Un altro tipo di aberrazione da prendere in considerazione sono i così detti moti superluminali, che farebbero apparire la velocità di spostamento di alcuni oggetti maggiore di quella della luce, il che è assunto essere impossibile.

Prima di entrare nella spiegazione delle aberrazioni è bene introdurre alcune quantità che vengono comunemente misurate in astrofisica.

La *potenza* (o luminosità), misurata in Watt (W), è per definizione l'energia prodotta per unità di tempo dalla radiosorgente; tuttavia molto spesso in radio astronomia si considera la *potenza monocromatica* $P(\nu)$, misurata in W/Hz, definita come la potenza emessa nell'intervallo di frequenze tra ν e $\nu+d\nu$. Questa grandezza integrata su tutti i valori della frequenza dà la potenza totale.

Un'altra grandezza che viene spesso definita è la *densità di flusso* (o semplicemente *flusso*) attraverso la cui misurazione si ottiene la potenza monocromatica:

$$P(\nu) = S(\nu) \cdot 4\pi d^2$$

Dove d è la distanza dalla radiosorgente. L'unità di misura del flusso è $W/(Hz \cdot m^2)$, anche se in radioastronomia è spesso usato il **Jansky** (Jy) pari a $10^{-26} W/(Hz \cdot m^2)$.

Infine la *brillanza* è definita come il flusso per unità di angolo solido sotto il quale è osservato (un oggetto di un dato flusso appare più brillante se concentrato in un'area di cielo minore):

$$B(\nu) = \frac{S(\nu)}{\Delta\Omega}$$

L'unità di misura è il Jy/sterad.

Vediamo ora brevemente come le sopracitate aberrazioni incidono su dati da noi rilevati.

2.1 Effetto Doppler relativistico

Se una sorgente di radiazione si muove con velocità $\mathbf{v} = \beta \mathbf{c}$ in una direzione che forma un angolo θ_0 con la linea di vista nel sistema di riferimento dell'osservatore, allora la frequenza ν_0 a cui l'osservatore riceve il segnale differisce da quella ν_e di emissione a causa dell'effetto Doppler. La relazione tra le due frequenze è data da:

$$\nu_0 = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_0)} = \nu_e \cdot D$$

dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ è il fattore di Lorentz.

Il termine $D = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_0)}$ è chiamato **fattore Doppler**.

Per $\beta \rightarrow 0$, ossia $\gamma \approx 1$, $D \rightarrow (1 + \beta \cos \theta_0)$ che è l'espressione dell'effetto Doppler classico.

Altre grandezze che risentono del fattore Doppler sono i tempi misurati, e gli angoli solidi misurati dall'osservatore.

Se si indicano con dt_e e dt_0 gli intervalli di tempo durante i quali viene rispettivamente emesso dalla sorgente e ricevuto un pacchetto di fotoni, per via dell'effetto Doppler si ha che:

$$dt_0 = \frac{dt_e}{D}$$

I tempi misurati dall'osservatore saranno quindi diversi rispetto ai tempi propri di emissione misurati nel sistema di riferimento della sorgente.

Allo stesso modo gli angoli solidi osservati sono legati a quelli nel sistema di riferimento a riposo con l'emettitore dalla relazione:

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_e}{D^2}$$

2.2 Doppler boosting:

Una conseguenza molto importante dell'effetto doppler è il “Doppler boosting” che è il processo per il quale gli effetti relativistici modificano la luminosità apparente di un oggetto (in grado di emettere radiazione) che si muove con velocità prossime a quella della luce. In un contesto astronomico si può osservare il boosting relativistico nei due getti di plasma che si generano, in direzioni opposte, dal nucleo di una radiosorgente.

La conseguenza di questo effetto è quella di aumentare o diminuire la luminosità apparente, a seconda che l'oggetto si muova nella direzione dell'osservatore o meno.

Se si assume un'emissione isotropa si ha che:

$$L_o = L_e \cdot D^4$$

Se si considerano luminosità monocromatiche, bisogna tenere conto della relazione tra le bande di luminosità osservata ed apparente:

$$L_o(\nu_o) d\nu_o = L_e(\nu_e) d\nu_e \cdot D^4 \quad \text{siccome} \quad d\nu_o = d\nu_e \cdot D \quad \text{si ha che:}$$

$$L_o(\nu_o) = L_e(\nu_e) D^3$$

Se lo spettro di emissione è uno spettro di sincrotrone, quindi $L(\nu) \approx \nu^{-\alpha}$, l'equazione precedente diventa:

$$L_o(\nu_o) = L_e(\nu_e) \cdot D^{3+\alpha} \quad \text{dove } \alpha \text{ è l'indice spettrale.}$$

2.3 Asimmetrie di flusso e brillantezza

Per via delle aberrazioni relativistiche il flusso del getto in avvicinamento (S_a) risulta essere maggiore del flusso del getto in allontanamento (S_r), di una quantità pari a:

$$\frac{S_a}{S_r} = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{3+\alpha}$$

La precedente relazione è valida per due plasmodi radio che hanno la stessa luminosità L e che sono espulsi contemporaneamente alla stessa velocità. Per strutture come i getti, considerabili come dei continui di plasmodi, è conveniente ragionare in termini di brillantezza superficiale anziché di flusso.

Per getti bilaterali l'effetto Doppler relativistico modifica la brillantezza o la luminosità osservate in maniera asimmetrica, aumentando i valori del getto in avvicinamento e deprimendo i valori del getto opposto in allontanamento.

Mantenendo valida l'ipotesi che getto e contro-getto abbiano la stessa luminosità intrinseca e lo stesso indice spettrale, si ha che:

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

Quindi dalla misura della brillantezza dei due jet si può ricavare un valore per la quantità $\beta \cos \theta$.

Nella pratica tale misurazione è spesso impossibile in quanto l'effetto relativistico deprime troppo rapidamente la brillantezza del contro-getto, che diventa troppo debole per essere rilevato.

Si definisce un getto **asimmetrico** quando $R_B > 4$ in tutte le zone dove è possibile fare misure, mentre è **simmetrico** se $R_B < 4$ ovunque.

La **simmetria** dei getti è comune nelle FRI e si riduce al crescere della luminosità, infatti:

$$R_B = \frac{P_a}{P_r} \propto P_{tot}^{1/4}$$

In generale si può dire che:

- Le radiosorgenti di bassa luminosità radio (FRI) appaiono **asimmetriche** nella parte più vicina al nucleo, diventando poi **simmetriche** dopo alcuni kpc.
- Le radiosorgenti di alta luminosità radio (FRII) risultano sempre **asimmetriche**.

Siccome l'effetto dell'asimmetria è più marcato nelle FRII rispetto alle FRI, si può concludere che i getti delle FRII siano più relativistici delle FRI. Allo stesso modo la diminuzione di R_B con la distanza dal nucleo implica un frenamento del getto ad opera del materiale interstellare, che deve essere particolarmente forte nelle FRI.

2.4 Moti superluminali

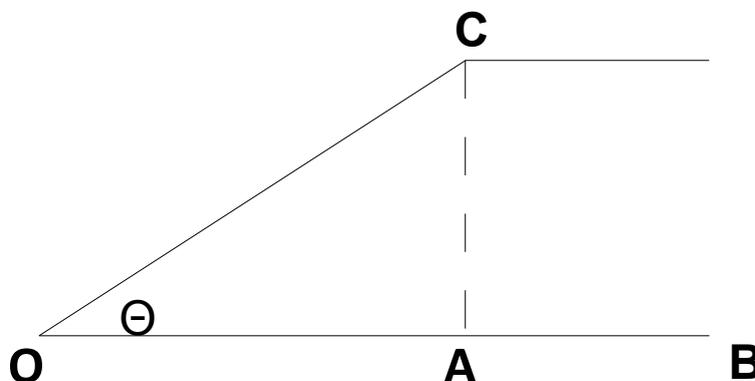
I moti superluminali avvengono quando la sorgente del segnale si muove anch'essa con velocità prossime a quelle della luce.

Se al tempo $t=0$ un segnale viene emesso dal nucleo O di una radiosorgente, come mostrato in figura, esso raggiunge l'osservatore dopo un tempo $t_1 = \frac{OB}{c}$.

Se contemporaneamente al segnale viene emessa anche una nube che si muove a velocità v formando un angolo θ con la linea di vista dell'osservatore, essa raggiungerà il punto C (dove emette un nuovo segnale)

dopo un tempo $t_a = \frac{OC}{v}$.

$$\begin{aligned} OC &= t_a \cdot v \\ CA &= t_a \cdot v \sin \theta \\ OA &= t_a \cdot v \cos \theta \\ OB &= c \cdot t_1 \\ AB &= c \cdot t_1 - t_a \cdot v \cos \theta \end{aligned}$$



Il tempo t_c che trascorre dall'invio del segnale nel punto C al momento della misurazione da parte dell'osservatore è $t_c = \frac{AB}{c} = t_1 - t_a \beta \cos \theta$. Quindi il tempo che intercorre prima che il secondo segnale raggiunga

l'osservatore è $t_2 = t_a + t_c = t_1 + t_a(1 - \beta \cos \theta)$, dunque l'intervallo di tempo fra il momento in cui l'osservatore riceve la radiazione dal nucleo e quello in cui riceve la radiazione dalla nube è:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = t_a(1 - \beta \cos \theta)$$

che può anche essere molto minore di t_a .

L'osservatore misura la distanza OC effettivamente percorsa pari a CA, quindi misura una velocità apparente pari a:

$$v_{app} = \frac{CA}{\Delta t} = \frac{v \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$

che può essere molto maggiore di $v \sin \theta$, che è la velocità trasversale effettiva.

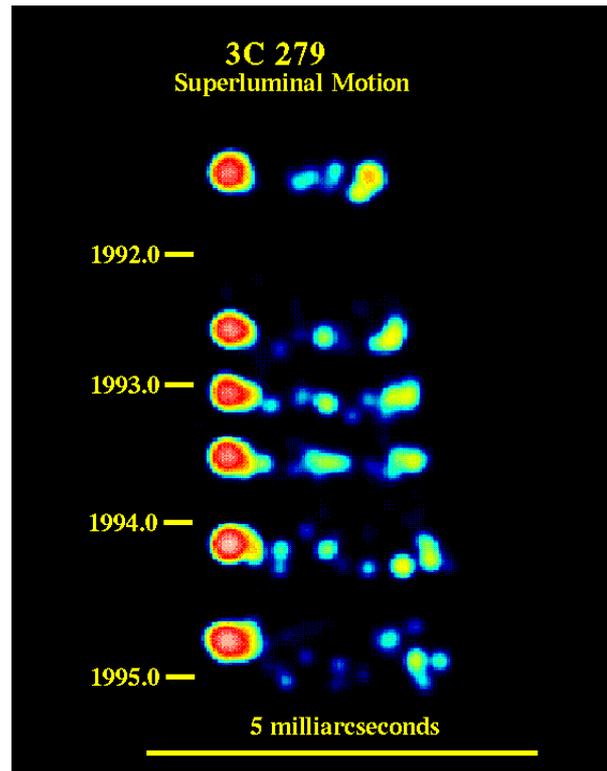
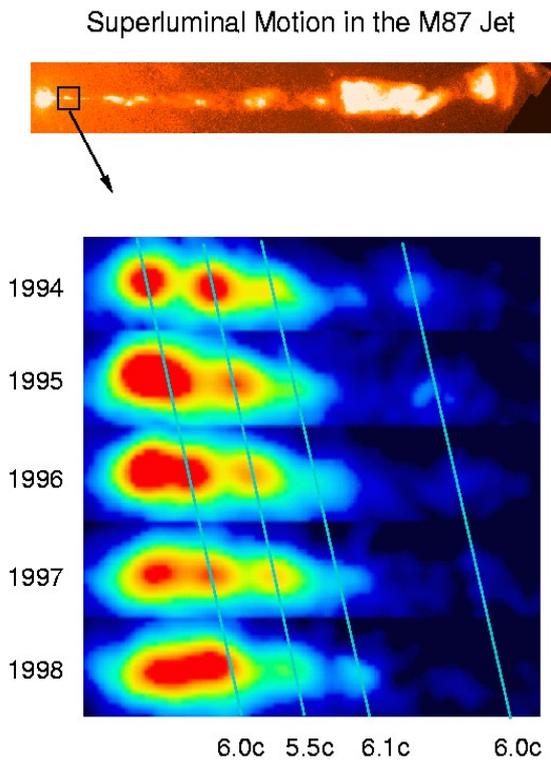
Se si deriva la velocità apparente rispetto a θ e la si pone uguale a zero, si trova che è massimizzata per:

$$\frac{d v_{app}}{d \theta} = 0 \rightarrow \sin \theta = \frac{1}{\gamma}$$

Per questo valore di $\sin \theta$ la velocità apparente diventa massima:

$$V_{app}^{MAX} = \gamma v \rightarrow \beta_{APP}^{MAX} = \gamma \beta \approx \gamma \quad \text{per } v \sim c$$

Quindi la velocità di spostamento misurata dall'osservatore può risultare maggiore di quella della luce. Dall'osservazione dei moti superluminali è possibile ottenere informazioni complessive sulla presenza di moti relativistici, ma non si possono ricavare separatamente β e θ .



Esempi dell'osservazione di moti superluminali

2.5 Stima di β e θ dal confronto tra la potenza nucleare e quella estesa

Se si mettono in un grafico il logaritmo della potenza del nucleo P_{core} e quella della sorgente estesa P_{tot} si osserva un andamento grosso modo lineare, con una grande dispersione.

Il motivo di tale dispersione è dovuto alle diverse orientazioni dei getti rispetto alla linea di vista che, come si è visto, incide sensibilmente sulla potenza misurata. Trovando la retta di best-fit del grafico, e partendo dall'assunzione che gli angoli formati dalle sorgenti siano distribuiti uniformemente, si può ricavare la potenza del nucleo che si avrebbe se la sorgente fosse orientata ad un angolo di 60 gradi.

Dal momento che la P_{tot} è misurata a bassa frequenza e quindi è meno soggetta al Doppler boosting, l'emissione del core così ricavata non risulterà amplificata.

La relazione tra P_{core} e P_{tot} è rappresentata dalla seguente espressione:

$$\log(P_{\text{core}}) = 0,62 \log(P_{\text{tot}}) + 7,6$$

dove P_{core} è la potenza radio del core a 5 GHz e P_{tot} è la potenza radio totale a 408 Mhz.

Assumendo che le radio galassie siano orientate a differenti angoli rispetto alla linea di vista e che siano distribuite in maniera uniforme essendo state selezionate a bassa frequenza, la dispersione della P_{core} attorno alla retta di best fit riflette la differente orientazione delle sorgenti.

La relazione precedente diventa quindi:

$$\log P_{core}(60) = 0,62 \log(P_{tot}) + 7,6$$

dove $P_{core}(60)$ è la potenza radio apparente del core per una sorgente orientata a 60 gradi rispetto alla linea di vista (valore di best fit). Se indichiamo con P_i la potenza intrinseca del core, avremo che per un getto orientato ad un angolo θ , la potenza apparente del core sarà:

$$P_{core}(\theta) = \frac{P_i}{[\gamma(1-\beta \cos \theta)]^{2+\alpha}}$$

Considerando il valore di best fit, la relazione precedente diventa:

$$P_{core}(60) = \frac{P_i}{[\gamma(1-\beta/2)]^{2+\alpha}}$$

E risolvendo per P_i , si ottiene:

$$P_{core}(\theta) = P_{core}(60) \left(\frac{1-\beta/2}{1-\beta \cos \theta} \right)^{2+\alpha}$$

Assumendo $\alpha = 0$ (valore tipico per l'emissione del core), è possibile trovare una relazione tra β e θ , espressa dalla seguente espressione:

$$\beta = \frac{(K-1)}{(K \cos \theta - 0,5)}$$

dove $K = \sqrt{\frac{P_{core}(\theta)}{P_{core}(60)}}$ rappresenta il valore della Core Dominance.

Se nella precedente formula si pone $\beta=1$ ottengo un angolo θ_M pari a:

$$\theta_M = \arccos \left(1 - \frac{1}{2K} \right)$$

Siccome $0 < \beta < 1$, ciò implica che l'angolo al quale osserviamo l'oggetto è compreso tra $0 < \theta < \theta_M$ per $K > 1$.

Mentre per $K < 1$ l'angolo è compreso tra $\theta_M < \theta < 90$.

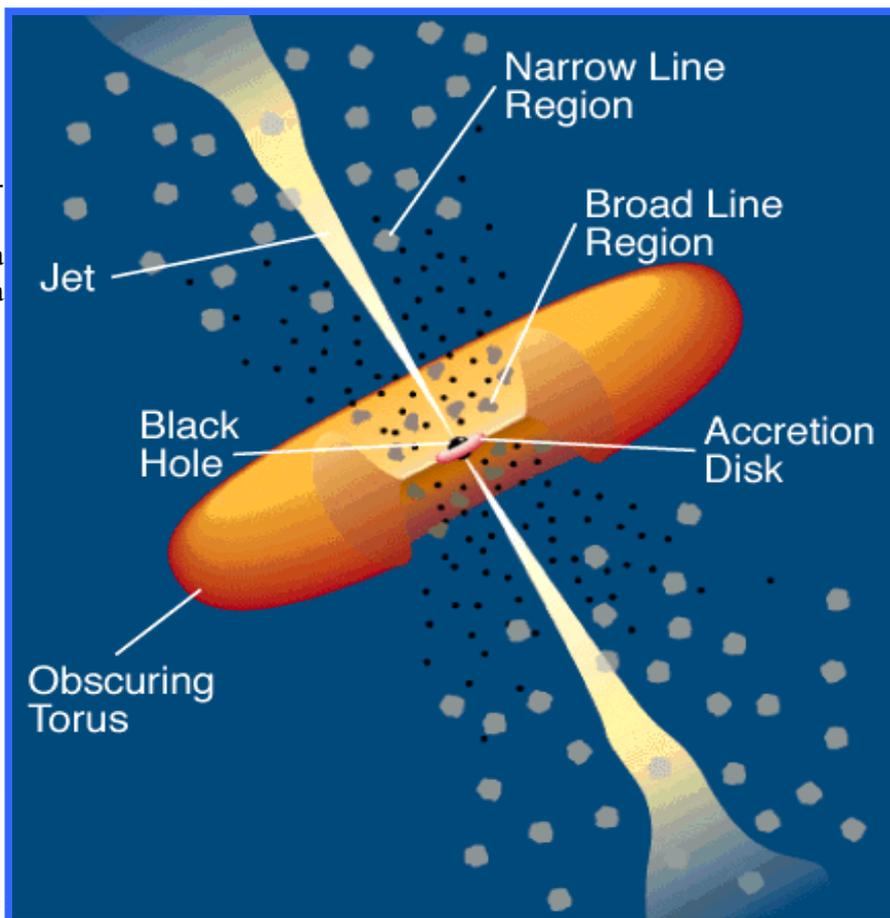
Siccome, come detto sopra, i getti di oggetti potenti sono ultra-relativistici (quindi con valori di β molto vicini a 1) i valori di θ saranno prossimi a θ_M .

3. Modello unificato degli AGN

Il modello più accreditato di AGN prevede l'esistenza di una "fucina" energetica estremamente potente ed efficiente, circoscritta ad una regione di spazio limitata situata al centro di una galassia ospite. Attualmente non si dispone di prove definitive circa la natura di questo motore centrale, ma potenza e dimensioni hanno fatto ipotizzare che si tratti di un buco nero super massiccio (di massa fino a 10^{8-9} masse solari) verosimilmente in rapidissima rotazione su se stesso.

Il meccanismo che alimenta gli AGN ed i loro buchi neri è quello dell'accrescimento: la materia catturata dall'intenso campo gravitazionale si dispone a ridosso del piano equatoriale del buco nero a formare una struttura rotazionale geometricamente sottile, il *disco di accrescimento*, la cui estensione non supera

i 10^2 pc dal centro della galassia ospite. La viscosità atomico-molecolare combinata all'instabilità di natura magnetica concorrono alla perdita progressiva di momento angolare da parte della materia con conseguente conversione di energia potenziale gravitazionale in energia radiante ottico-UV di natura termica (fino al dominio X per Compton inverso). Nelle immediate vicinanze del sistema BH-Disco è situata la così detta *Broad Line Region* (BLR), anch'essa come il disco alimentata dal flusso netto di materia proveniente da una struttura circumnucleare più esterna coassiale e otticamente spessa, di forma toroidale. La BLR è la regione di spazio circoscritta in cui gas e polveri, dal toro, valicano il confine di sublimazione formando nubi di gas in rapida rotazione ed è caratterizzata da emissione di righe spettrali in ottico e UV relativamente larghe per via dell'effetto Doppler dovuto all'elevata velocità di rotazione della materia.



Schema di un AGN

Esternamente al toro è presente una seconda configurazione di gas e nubi più estesa (di dimensioni dell'ordine del Kpc), la *Narrow Line Region* (NLR), caratterizzata da emissione di righe strette. Infine, con meccanismi che a tutt'ora sono oggetto di discussione, vi sono due potenti *getti* composti di materia allo stato di plasma in moto a velocità relativistiche che partono da entrambe le facce del disco lungo la direzione dell'asse di rotazione del buco nero modificando sensibilmente la fisionomia dello spazio circostante anche su scale di diversi ordini di grandezza superiori rispetto alla galassia ospite.

A tutt'ora i più importanti oggetti identificati come AGN sono:

- *Radiogalassie*: già descritte in precedenza
- *Galassie di Seyfert*: sono associate a galassie a spirale con una emissione radio piuttosto debole rispetto agli altri AGN. Non presentano getti radio e hanno un nucleo molto brillante. Si possono dividere in due tipi SYI (righe in emissione sia larghe che strette) e SYII (righe in emissione solo strette).
- *Quasar*: sono oggetti molto potenti di aspetto stellare, associati a galassie ellittiche. Sono caratterizzati da una forte emissione di righe con una ripidità dello spettro più o meno marcata.
- *BL Lac*: sono anch'essi associati a galassie ellittiche, hanno uno spettro generalmente piatto e sono molto simili ai quasar. La differenza maggiore sta nel fatto che i BL Lac non hanno righe ne emissione ne in assorbimento, il che rende molto difficile il calcolo del loro red-shift.

Vale la pena soffermarsi sul fatto che secondo il modello appena descritto, AGN apparentemente diversi, siano in realtà lo stesso tipo di oggetto ma osservato da differenti angoli di vista. I nuclei galattici attivi sono stati quindi, classificati in maniera del tutto empirica, considerando la diversa orientazione degli stessi rispetto all'osservatore.

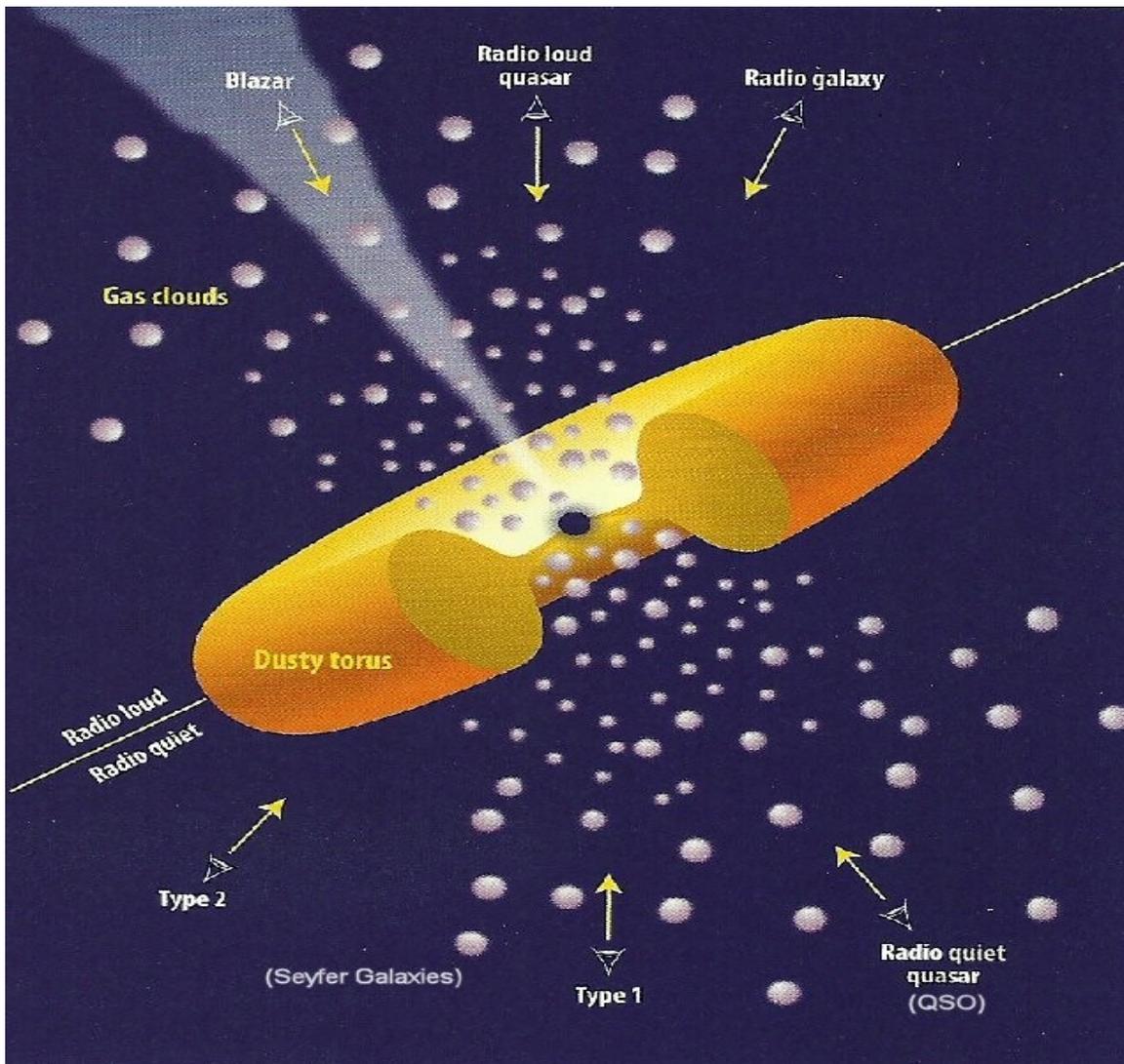


Illustrazione della teoria del modello unificato degli AGN

4. Presentazione dei dati

Ciò che questo lavoro di tesi propone è di verificare l'attendibilità del modello unificato degli AGN cercando di ricavare informazioni su β e θ dalla relazione tra P_{core} e P_{tot} di un campione di oggetti emettenti. Inoltre si cercheranno di dare delle stime numeriche di β e θ per oggetti di particolare potenza.

4.1 Selezione del campione

Per investigare la relazione tra la potenza estesa e quella nucleare si è operata una selezione da due differenti cataloghi di radiogalassie, il "B2" e il "3C". L'archivio di riferimento è stato il NED (Nasa/Ipac Extragalactic Database), mentre le immagini radio e le distanze degli oggetti (in Mpc) provengono da due Sky Surveys: *NVSS* (NRAO VLA Sky Survey) e *FIRST* (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-one centimeters).

Le immagini radio così ottenute sono state utilizzate per ricavare il flusso misurato (in Jy). Ciò è stato possibile tramite l'utilizzo del programma AIPS (Astronomical Image Processing System) uno dei più avanzati sistemi software per l'elaborazione di dati interferometrici.

Nella seguente tabella sono riportati i dati relativi agli oggetti selezionati.

- *Catalogo B2:*

| NOME | RED-SHIFT | FLUSSO (Jy) | DISTANZA DI LUMINOSITA' (Mpc) | POTENZA (W/Hz) |
|-------------|------------------|----------------------|--------------------------------------|-----------------------|
| 0722+30 | 0,019 | $1.24 \cdot 10^{-1}$ | 81,40 | $9.83 \cdot 10^{22}$ |
| 0755+37 | 0,043 | $4.62 \cdot 10^{-1}$ | 186,80 | $1.92 \cdot 10^{24}$ |
| 0800+24 | 0,043 | $2.96 \cdot 10^{-2}$ | 186,80 | $1.24 \cdot 10^{23}$ |
| 0913+38 | 0,071 | $2.80 \cdot 10^{-1}$ | 316,40 | $3.35 \cdot 10^{24}$ |
| 0924+30 | 0,025 | $5.83 \cdot 10^{-2}$ | 107,60 | $8.07 \cdot 10^{22}$ |
| 1003+35 | 0,101 | 3,39 | 459,70 | $8.57 \cdot 10^{25}$ |
| 1037+30 | 0,091 | $3.87 \cdot 10^{-1}$ | 411,30 | $7.83 \cdot 10^{24}$ |
| 1101+38 | 0,030 | $5.87 \cdot 10^{-1}$ | 129,70 | $1.18 \cdot 10^{24}$ |
| 1113+29 | 0,048 | 1,39 | 210,30 | $7.35 \cdot 10^{24}$ |

| | | | | |
|---------|-------|----------------------|--------|----------------------|
| 1122+39 | 0,007 | $7.35 \cdot 10^{-2}$ | 29,70 | $7.75 \cdot 10^{21}$ |
| 1204+24 | 0,077 | $9.77 \cdot 10^{-2}$ | 344,60 | $1.39 \cdot 10^{24}$ |
| 1204+34 | 0,079 | $4.28 \cdot 10^{-1}$ | 354,10 | $6.42 \cdot 10^{24}$ |
| 1217+29 | 0,002 | $4.02 \cdot 10^{-1}$ | 8,50 | $3.47 \cdot 10^{21}$ |
| 1256+28 | 0,023 | $1.74 \cdot 10^{-1}$ | 98,90 | $2.04 \cdot 10^{23}$ |
| 1257+28 | 0,024 | $1.86 \cdot 10^{-1}$ | 103,30 | $2.37 \cdot 10^{23}$ |
| 1316+29 | 0,073 | $2.06 \cdot 10^{-1}$ | 325,80 | $2.62 \cdot 10^{24}$ |
| 1321+31 | 0,016 | $2.39 \cdot 10^{-2}$ | 68,40 | $1.34 \cdot 10^{22}$ |
| 1346+26 | 0,063 | $9.14 \cdot 10^{-1}$ | 279,10 | $8.52 \cdot 10^{24}$ |
| 1347+28 | 0,072 | $2.08 \cdot 10^{-1}$ | 321,10 | $2.57 \cdot 10^{24}$ |
| 1350+31 | 0,045 | 3,36 | 169,70 | $1.16 \cdot 10^{25}$ |
| 1357+28 | 0,062 | $1.73 \cdot 10^{-1}$ | 274,50 | $1.56 \cdot 10^{24}$ |
| 1430+25 | 0,081 | $4.80 \cdot 10^{-1}$ | 363,50 | $7.59 \cdot 10^{24}$ |
| 1441+26 | 0,062 | $3.85 \cdot 10^{-2}$ | 274,50 | $3.47 \cdot 10^{23}$ |
| 1502+26 | 0,054 | $4.06 \cdot 10^{-1}$ | 237,70 | $2.74 \cdot 10^{24}$ |
| 1512+30 | 0,093 | $6.55 \cdot 10^{-2}$ | 420,90 | $1.39 \cdot 10^{24}$ |
| 1521+28 | 0,083 | $6.14 \cdot 10^{-2}$ | 373,00 | $1.02 \cdot 10^{24}$ |
| 1525+29 | 0,065 | $2.05 \cdot 10^{-1}$ | 288,40 | $2.04 \cdot 10^{24}$ |
| 1557+26 | 0,045 | $1.46 \cdot 10^{-1}$ | 196,70 | $6.76 \cdot 10^{23}$ |
| 1610+29 | 0,032 | $3.41 \cdot 10^{-2}$ | 138,50 | $7.82 \cdot 10^{22}$ |
| 1613+27 | 0,065 | $1.80 \cdot 10^{-1}$ | 288,40 | $1.79 \cdot 10^{24}$ |
| 1621+38 | 0,031 | $2.85 \cdot 10^{-1}$ | 134,10 | $6.13 \cdot 10^{23}$ |
| 1626+39 | 0,030 | 2,21 | 129,70 | $4.45 \cdot 10^{24}$ |
| 1637+29 | 0,087 | $1.21 \cdot 10^{-1}$ | 392,10 | $2.23 \cdot 10^{24}$ |
| 1658+30 | 0,034 | $2.19 \cdot 10^{-1}$ | 145,00 | $5.70 \cdot 10^{23}$ |

- *Catalogo 3C:*

| NOME | RED-SHIFT | FLUSSO (Jy) | DISTANZA DI LUMINOSITA' (Mpc) | POTENZA (W/Hz) |
|-----------------|--------------|-----------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| 3C 264 | 0,022 | 1,72 | 94,50 | 1.84 10 ²⁴ |
| 3C 272.1 | 0,004 | 1,29 | 16,90 | 4.41 10 ²² |
| 3C 274 | 0,004 | 0,79 | 16,90 | 2.70 10 ²² |
| 3C 296 | 0,025 | 3.76 10 ⁻¹ | 107,60 | 5.21 10 ²³ |
| 3C 305 | 0,042 | 2,76 | 183,20 | 1.11 10 ²⁵ |
| 3C 326 | 0,090 | 4.31 10 ⁻² | 406,50 | 8.52 10 ²³ |
| 3C 13,0 | 1,351 | 1,87 | 9.661,70 | 2.09 10²⁸ |
| 3C 65,0 | 1,176 | 3,12 | 8.124,10 | 2.46 10²⁸ |
| 3C 68,2 | 1,575 | 9,62 10⁻¹ | 11.698,70 | 1.57 10²⁸ |
| 3C 239 | 1,781 | 1,58 | 13.629,40 | 3.51 10²⁸ |
| 3C 241 | 1,617 | 1,72 | 12.088,10 | 3.00 10²⁸ |
| 3C 266 | 1,275 | 1,46 | 8.987,60 | 1.41 10²⁸ |
| 3C 268,1 | 0,970 | 6,78 | 6.386,80 | 3.31 10²⁸ |
| 3C 280,0 | 0,966 | 5,16 | 6.601,20 | 2.69 10²⁸ |
| 3C 295,0 | 0,461 | 22,78 | 2.559,40 | 1.78 10²⁸ |
| 3C 324,0 | 1,206 | 2,58 | 8.384,00 | 2.17 10²⁸ |
| 3C 469,1 | 1,336 | 1,72 | 9.528,00 | 1.87 10²⁸ |
| 3C 470 | 1,653 | 2,00 | 12.423,70 | 3.69 10²⁸ |

Le potenze (in W/Hz) sono state calcolate partendo dal flusso (ricavato con il programma AIPS) tramite la relazione:

$$P(\nu) = S(\nu) \cdot 4\pi d^2$$

Nel nostro caso, tenendo conto delle trasformazioni delle unità di misura, la precedente formula diventa:

$$P_{tot} = 4\pi \cdot D_L^2 (Mpc) \cdot (3,085 \cdot 10^{22})^2 \cdot 10^{-26} \cdot S(Jy)$$

4.2 Grafico di best-fit nella relazione tra P_{core} e P_{tot} :

Per ottenere il grafico tra $\log(P_{core})$ e $\log(P_{tot})$ si è fatto riferimento all'articolo "Radio nuclei in elliptical galaxies" pubblicato il 22 Dicembre 1987 (Giovannini et Al.) dove sono riportati i dati dei $\log(P_{core})$ degli oggetti selezionati. Operando il logaritmo sulle potenze sopra calcolate si può costruire una retta di best-fit per la relazione tra $\log(P_{core})$ e $\log(P_{tot})$.

Tale relazione andrà confrontata con quella derivata dal modello unificato dei nuclei galattici attivi, che si ricorda essere:

$$\log(P_{core}) = 0,62 \log(P_{tot}) + 7,6$$

In tabella si riportano i dati relativi ai logaritmi delle potenze estere e quelle nucleari per gli oggetti selezionati.

- *Catalogo B2:*

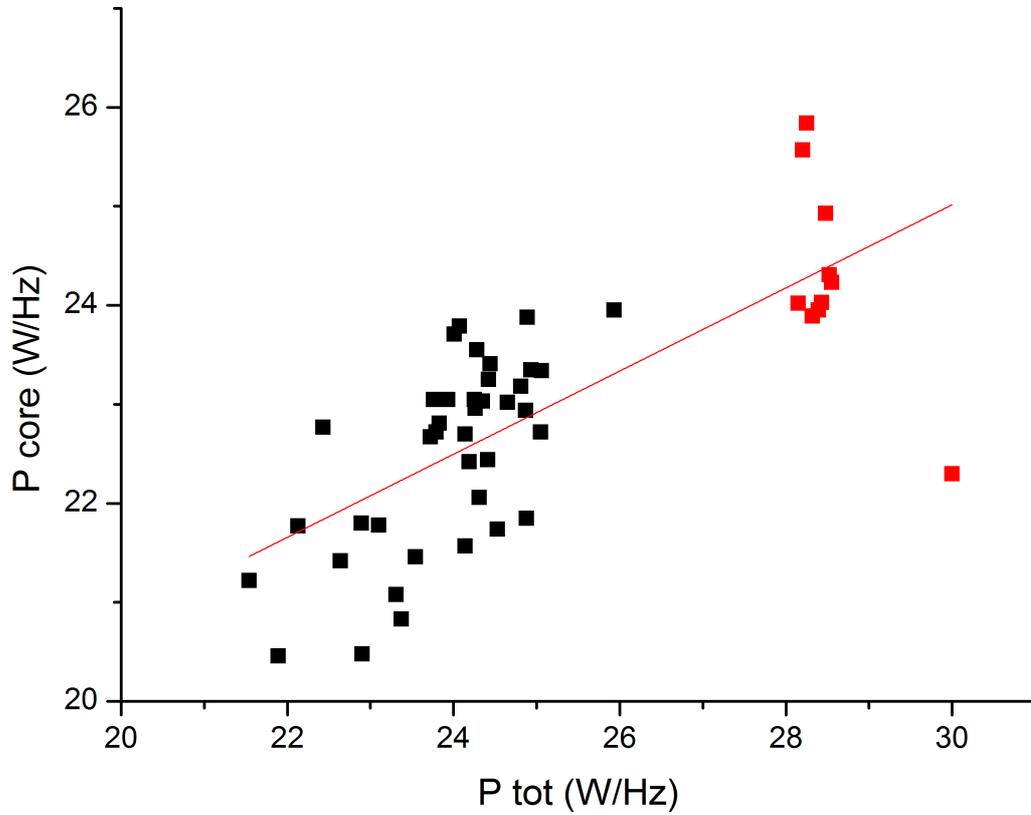
| NOME | LOG (P TOT) W/Hz | LOG (P CORE) W/Hz |
|---------|------------------|-------------------|
| 0722+30 | 30,00 | 22,30 |
| 0755+37 | 24,28 | 23,55 |
| 0800+24 | 23,10 | 21,78 |
| 0913+38 | 24,53 | 21,74 |
| 0924+30 | 22,90 | 20,48 |
| 1003+35 | 25,93 | 23,95 |
| 1037+30 | 24,89 | 23,88 |
| 1101+38 | 24,07 | 23,79 |
| 1113+29 | 24,87 | 22,94 |

| | | |
|---------|-------|-------|
| 1122+39 | 21,89 | 20,46 |
| 1204+24 | 24,14 | 22,70 |
| 1217+29 | 21,54 | 21,22 |
| 1256+28 | 23,31 | 21,08 |
| 1257+28 | 23,37 | 20,83 |
| 1316+29 | 24,42 | 23,25 |
| 1321+31 | 22,13 | 21,77 |
| 1346+26 | 24,93 | 23,35 |
| 1347+28 | 24,41 | 22,44 |
| 1350+31 | 25,06 | 23,34 |
| 1357+28 | 24,19 | 22,42 |
| 1430+25 | 24,88 | 21,85 |
| 1441+26 | 23,54 | 21,46 |
| 1502+26 | 24,44 | 23,41 |
| 1512+30 | 24,14 | 21,57 |
| 1521+28 | 24,01 | 23,71 |
| 1525+29 | 24,31 | 22,06 |
| 1557+26 | 23,83 | 22,81 |
| 1610+29 | 22,89 | 21,80 |
| 1613+27 | 24,25 | 23,05 |
| 1621+38 | 23,79 | 22,72 |
| 1626+39 | 24,65 | 23,02 |
| 1637+29 | 24,35 | 23,03 |
| 1658+30 | 23,76 | 23,05 |

- *Catalogo 3C:*

| NOME | LOG (P TOT) W/Hz | LOG (P CORE) W/Hz |
|-----------------|------------------|-------------------|
| 3C 264 | 24,26 | 22,96 |
| 3C 272.1 | 22,64 | 21,42 |
| 3C 274 | 22,43 | 22,77 |
| 3C 296 | 23,72 | 22,67 |
| 3C 305 | 25,05 | 22,72 |
| 3C 326 | 23,93 | 23,05 |
| 3C 13,0 | 28,32 | 23,89 |
| 3C 65,0 | 28,39 | 23,95 |
| 3C 68,2 | 28,20 | 25,27 |
| 3C 239 | 28,55 | 24,23 |
| 3C 241 | 28,48 | 24,93 |
| 3C 266 | 28,15 | 24,02 |
| 3C 268,1 | 28,52 | 24,31 |
| 3C 280,0 | 28,43 | 24,03 |
| 3C 295,0 | 28,25 | 25,84 |
| 3C 324,0 | 28,34 | 23,89 |
| 3C 469,1 | 28,27 | 24,70 |
| 3C 470 | 28,57 | 25,87 |

Da una analisi computerizzata dei dati raccolti si trova il seguente grafico di best-fit, dove sono stati evidenziati gli oggetti di particolare potenza.



Il grafico riporta una retta di best-fit di equazione:

$$\log(P_{core}) = (0,421 \pm 0,058) \log(P_{tot}) + (12,419 \pm 1,468)$$

4.3 Analisi degli oggetti potenti selezionati

Tramite l'utilizzo della formula

$$\beta = \frac{(K-1)}{(K \cos \theta - 0,5)} \quad \text{dove} \quad K = \sqrt{\frac{P_{core}(\theta)}{P_{core}(60)}}$$

si può dare una stima di alcuni valori di β e θ .

Si ricorda che i valori di θ sono compresi tra $0 < \theta < \theta_M$, dove θ_M è l'angolo corrispondente a $\beta=1$ ed è pari a:

$$\theta_M = \arccos\left(1 - \frac{1}{2k}\right)$$

Per calcolare il valore di K si fa utilizzo della formula:

$$\log P_{core}(60) = 0,62 \log(P_{tot}) + 7,6$$

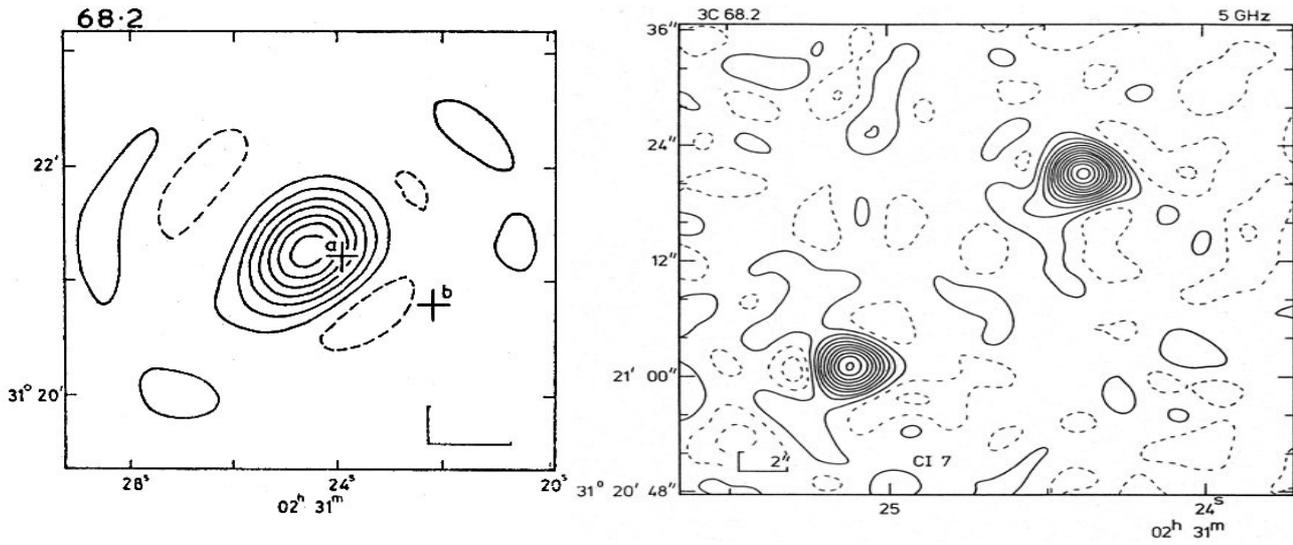
I valori di $P_{core}(\theta)$ sono ricavati dai $\log(P_{core})$ sopra elencanti in tabella.

Siccome i getti sono ultra relativistici si vanno a cercare alti valori di β .

Questa analisi viene fatta per le galassie super potenti già messe in evidenza nelle tabelle del catalogo 3C; si sottolinea subito che non è sempre stato possibile stimare β e θ , in quanto non tutte le galassie prese in esame presentavano una relazione tra $P_{core}(\theta)$ e $P_{core}(60)$ che fosse soddisfacente.

Di seguito si riportano i dati delle galassie per cui è stato possibile dare una stima di β e θ .

3C68,2



Per questa galassia sono stati calcolati i seguenti valori (esclusi i $P_{core}(\theta)$):

$$P_{core}(60) = 1,20 \cdot 10^{25} \text{ W / Hz}$$

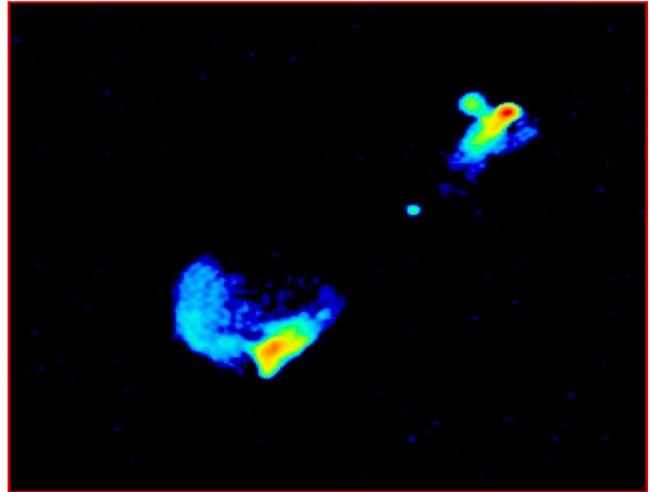
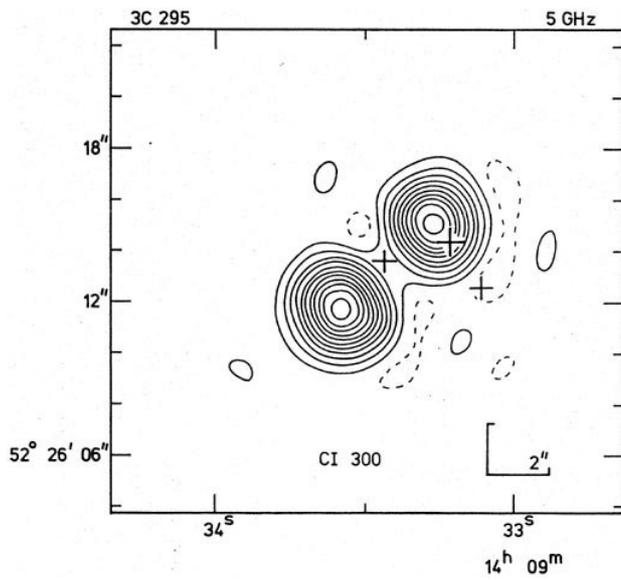
$$P_{core}(\theta) = 1,86 \cdot 10^{25} \text{ W / Hz}$$

$$K = 1,24$$

$$\theta_M \approx 53^\circ$$

| | | | |
|------------|------------|-----------|------|
| θ_1 | 40° | β_1 | 0,53 |
| θ_2 | 45° | β_2 | 0,64 |
| θ_3 | 50° | β_3 | 0,81 |
| θ_4 | 51° | β_4 | 0,86 |
| θ_5 | 52° | β_5 | 0,91 |

3C295



Per questa galassia sono stati calcolati i seguenti valori (esclusi i $P_{core}(\theta)$):

$$P_{core}(60) = 1,32 \cdot 10^{25} \text{ W / Hz}$$

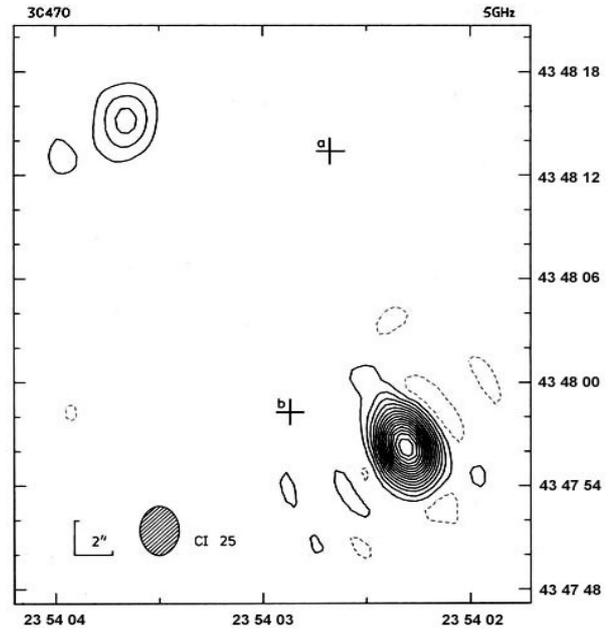
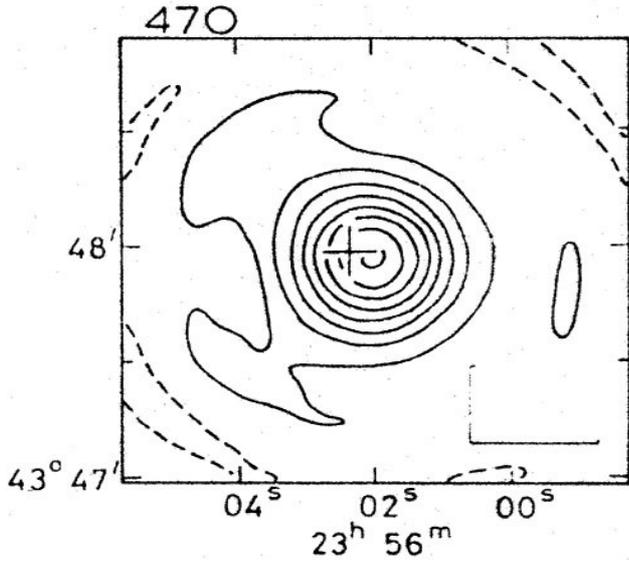
$$P_{core}(\theta) = 6,92 \cdot 10^{25} \text{ W / Hz}$$

$$K = 2,29$$

$$\theta_M \approx 39^\circ$$

| | | | |
|------------|-----|-----------|------|
| θ_1 | 20° | β_1 | 0,78 |
| θ_2 | 25° | β_2 | 0,81 |
| θ_3 | 30° | β_3 | 0,87 |
| θ_4 | 35° | β_4 | 0,93 |
| θ_5 | 38° | β_5 | 0,99 |

3C470



Per questa galassia sono stati calcolati i seguenti valori (esclusi i $P_{core}(\theta)$):

$$P_{core}(60) = 2,04 \cdot 10^{25} \text{ W/Hz}$$

$$P_{core}(\theta) = 7,41 \cdot 10^{25} \text{ W/Hz}$$

$$K = 1,91$$

$$\theta_M \approx 42^\circ$$

| | | | |
|------------|-----|-----------|------|
| θ_1 | 30° | β_1 | 0,62 |
| θ_2 | 35° | β_2 | 0,79 |
| θ_3 | 38° | β_3 | 0,87 |
| θ_4 | 40° | β_4 | 0,93 |
| θ_5 | 41° | β_5 | 0,99 |

5. Conclusioni

Al termine di questo lavoro di tesi si può concludere che:

- Considerando il minor numero di oggetti qui preso in esame, rispetto a quello su cui si fonda la statistica della relazione accettata fa sì che la relazione di *best-fit* trovata è consistente con il modello unificato degli AGN.
- Gli oggetti molto potenti sono di difficilissimo studio, in quanto spesso non si riescono ad ottenere sufficienti informazioni sul *core*, inoltre il loro basso numero riduce la statistica alla quale possono essere sottoposti. Si può qui concludere che sono oggetti molto eterogenei, alcuni dei quali alla fine della loro vita, in quanto caratterizzati da basse emissioni dal *core* ed alte dai *jets*.

Bibliografia

Nasa/Ipac Extragalactic Database (Ned)

National Radioastronomy Observatory

G.Giovannini, L.Ferretti, L.Gregorini, P.Parma “Radio nuclei in elliptical galaxies”

R. e C. Fanti, *Lezioni di radioastronomia*

<http://www-astro.physics.ox.ac.uk/>