

ALMA MATER STUDIORUM – UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Fisica

**Proprietà dei getti radio relativistici in galassie con morfologia “WAT” al
centro di ammassi di galassie**

Relatore:

Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:

Simone Stefanini

Anno Accademico 2019 / 2020

ABSTRACT

L'obiettivo di questa tesi è stato analizzare la velocità e l'orientazione dei getti di alcune galassie con morfologia "WAT" al centro dei rispettivi ammassi. Per farlo sono state studiate 10 galassie tra quelle descritte nell'articolo intitolato "Jet speeds in wide-angle tailed radio galaxies" e realizzato da Nazirah N. Jetha, Martin J. Hardcastle e Irini Sakelliou.

In seguito, attraverso il confronto con altri dati pubblicati riguardanti galassie di questo tipo, è stato possibile determinare che la maggior parte di esse presentano getti simili al tipo FRI. È stata, inoltre, riscontrata una potenza di emissione del nucleo generalmente inferiore alla media prevista. In 2 casi la potenza del nucleo si è rivelata essere così bassa da non permettere la conclusione dell'analisi dei dati.

Indice

- 1. Introduzione**
- 2. Galassie:**
 - 2.1. Ellittiche e spirali
 - 2.2. Isolate, gruppi ed ammassi
 - 2.3. Proprietà ammassi di galassie
- 3. Radiogalassie:**
 - 3.1. Proprietà
 - 3.2. Radiogalassie negli ammassi
- 4. Analisi dati**
 - 4.1. Stima della velocità e dell'orientazione dei getti
 - 4.2. Potenza totale del flusso e potenza del core
 - 4.3. Confronto dei valori per β e θ con quelli trovati per mezzo di P(60)
- 5. Discussione dati**
- 6. Conclusioni**
- 7. Appendici:**
 - 7.1. Teorema del viriale
 - 7.2. Radiazione di sincrotrone
- 8. Bibliografia**

Capitolo 1: Introduzione

Le galassie sono una delle strutture fondamentali dell'universo a grandi scale.

Si possono definire come sistemi legati di stelle, polveri e nubi di gas, ma gli oggetti di cui sono composte sono anche fonti di campi magnetici e di vari tipi di radiazioni. In molte di esse è per di più presente un nucleo straordinariamente massivo. Questo, oltre ad essere il principale membro che tiene uniti, per mezzo della forza gravitazionale, gli altri componenti della galassia, può anche emettere una quantità così elevata di onde elettromagnetiche da superare in luminosità il resto della struttura.

In questa tesi illustrerò innanzitutto le principali proprietà, visibili in banda ottica, delle galassie, a partire dalla forma fino alla tipologia di stelle di cui sono composte.

Le galassie si possono raggruppare tra loro per formare strutture legate più grandi, come gruppi ed ammassi. Queste strutture possono essere molto diverse tra loro, sia per il numero dei componenti, sia per la disposizione degli oggetti, sia sotto altri aspetti. In seguito, perciò, saranno descritte le proprietà e le differenze dei vari ammassi di galassie, facendo particolare attenzione ai membri che si trovano nelle zone centrali che, spesso, sono quelli che determinano la classificazione dell'ammasso stesso.

All'inizio di questa introduzione si era scritto che alcune delle galassie possono avere nuclei che emettono grandi quantità di onde elettromagnetiche. In particolare, quelle che emettono principalmente in banda radio sono dette radiogalassie e saranno l'oggetto di studio di questa tesi. Tra i vari tipi di galassie, ovvero ellittiche, spirali ed irregolari, sono le prime ad avere generalmente la potenza di emissione maggiore e saranno quelle prese in esame.

Come si vedrà in seguito, però, la principale sorgente delle onde radio non è direttamente il nucleo ma il materiale che da esso viene espulso, attraverso i cosiddetti getti. Questi sono flussi collimati di materiale in moto molto rapido che si disperdono nello spazio in direzioni opposte rispetto al piano della galassia.

Nelle zone in cui le particelle dei getti entrano in contatto con il mezzo intergalattico, esse disperdono gran parte della loro velocità a causa dei continui scontri con questo gas, che risulta quasi immobile rispetto alla loro velocità relativistica. Questa interazione tra il plasma relativistico (elettroni e campo magnetico) ed il gas da una parte 'sposta' il gas presente nella sorgente ma crea anche distorsioni nella morfologia dei getti radio.

Le parti principali di una sorgente radio sono, quindi, 3: il nucleo, i getti e la parte terminale dei getti, detta lobo.

Alcune radiogalassie hanno una caratteristica particolare, quella di avere i getti piegati rispetto alla perpendicolare al piano galattico. Vista la particolare forma che assumono, queste galassie vengono dette Head-Tail, perché se analizzate in banda radio sembrano avere una testa, il nucleo, da cui si diffondono due code di materia, i getti. In base all'ampiezza dell'angolo che i getti formano tra loro si possono suddividere in Narrow Angle Tails (NATs) e Wide Angle Tails (WATs). Queste ultime hanno molto spesso origine dalle più grandi e più brillanti galassie ellittiche tra quelle dell'ammasso in cui si trovano.

A seguito della descrizione delle proprietà delle galassie e degli ammassi di galassie, quindi, si procederà ad un'esposizione delle principali caratteristiche delle radiogalassie e del loro rapporto con l'ambiente degli ammassi di cui fanno parte.

L'obiettivo della tesi, infatti, è analizzare la velocità dei getti di alcune galassie per determinare se sono o meno relativistici e, di conseguenza, determinare le loro proprietà. A questo scopo, analizzerò 10 WATs e, utilizzando dati pubblicati sulle loro proprietà, deriverò gli intervalli di θ e β possibili per ognuna di esse. Con θ si indicherà l'angolo tra il getto in direzione dell'osservatore e l'asse di vista dell'osservatore stesso, mentre con β il rapporto tra la velocità del getto e la velocità della luce.

L'analisi dei dati verrà eseguita utilizzando due metodi differenti, studiando così la velocità dei getti sia alle piccole distanze, quindi nei pressi del nucleo, sia alle grandi distanze.

Alla fine, si procederà ad una discussione dei dati raccolti, con successiva descrizione del tipo di getto che meglio corrisponde ai risultati trovati.

Capitolo 2: Galassie

2.1: Ellittiche e spirali

Da un punto di vista puramente morfologico e geometrico le galassie possono essere suddivise in tre grandi gruppi: ellittiche (E), spirali (S) ed irregolari (I).

Le galassie ellittiche possono essere ulteriormente classificate in base al parametro di ellitticità ε :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

dove con α si indica l'asse maggiore apparente e con β quello minore. In questo modo, ad ogni galassia viene associato il simbolo E_n , con $n \approx 10 \times \varepsilon$. Queste galassie sono, inoltre, caratterizzate da una distribuzione di brillantezza molto regolare, con anelli concentrici di stelle di luminosità simile. Le stelle al loro interno sono prevalentemente di tipo II, sono cioè stelle "vecchie", e quindi di colore tendente al rosso. Il loro moto ricorda quello delle particelle di un gas, con velocità e direzioni differenti. Hanno una velocità media elevata, dell'ordine di 200 km s^{-1} , ma essendo il loro moto disordinato non partecipano ad una rotazione complessiva attorno al centro della galassia che, infatti, risulta quasi ferma con velocità di rotazione osservate $\ll 100 \text{ km s}^{-1}$. La prevalenza di stelle di tipo II è dovuta anche alla scarsità di gas interstellare, che non permette la formazione di molte nuove stelle.

Le galassie spirali sono di due tipi. In alcune di esse, infatti, le stelle della zona vicina al nucleo sono raggruppate lungo una linea molto densa e luminosa che conferisce alla galassia la definizione di spirale barrata (SB). Si possono, inoltre, classificare in base allo sviluppo delle braccia della spirale. Si passa, così, da galassie di tipo Sa, o SBa, i cui i nuclei sono molto luminosi e le braccia poco sviluppate alle galassie di tipo Sc, o SBc, i cui i nuclei sono poco luminosi e le braccia molto sviluppate. In questo caso è la rotazione della galassia a dare forma alla spirale, le cui braccia sono modellate dalle onde di densità tipiche di un disco non rigido in rotazione. Sono state osservate, infatti, velocità di rotazione fino anche 400 km s^{-1} . La rotazione, però, non è l'unica particolarità di questo tipo di galassie. Rispetto a quelle ellittiche racchiudono una maggiore quantità di gas interstellare e questo fa sì che la popolazione di stelle sia prevalentemente di tipo I con colori tendenti al blu. La loro massa, inoltre, risulta essere proporzionale alla distanza dal nucleo secondo la relazione:

$$M(r) \propto \frac{V^2 r}{G}$$

dove la velocità di rotazione è considerata costante e G è costante di gravitazione universale.

La diversa popolazione di stelle e la differente velocità di rotazione potrebbero far pensare ad una relazione tra questi due tipi di galassie. Nel 1925, infatti, Hubble propose un diagramma evolutivo delle galassie, il cosiddetto "tuning fork diagram" riportato in Fig. 2.1.1. Successivamente, però, è stato verificato che le galassie non cambiano il loro aspetto nel tempo e che l'unico modo in cui possono cambiare morfologia è a seguito di collisioni tra galassie. Il diagramma, quindi, non mostra un'evoluzione dei singoli oggetti ma mostra come variano le diverse proprietà, ad esempio il contenuto di gas o il colore, lungo la sequenza.

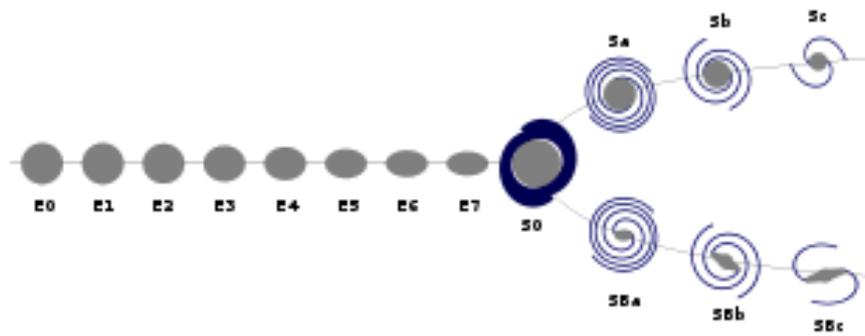


Figura 2.1.1: Tuning fork diagram

Un caso particolare di spirali sono le cosiddette S0, che presentano caratteristiche intermedie tra i due tipi di galassie, tra cui stelle di vario tipo e la possibile presenza di gas interstellare e di braccia di spirale.

Le galassie irregolari, infine, non presentano alcuna caratteristica attribuibile ad uno dei due tipi, perciò nei cataloghi vengono classificate a parte. Generalmente sono abbastanza ricche di gas e stelle giovani, ma la loro morfologia è piuttosto complessa e disomogenea.

2.2: Isolate, gruppi ed ammassi

Gran parte delle galassie ad oggi conosciute non sono isolate nello spazio, ma sono legate gravitazionalmente ad altre galassie vicine. Le dimensioni di questi aggregati possono cambiare molto, passando da poche decine di galassie che formano i cosiddetti gruppi, alle centinaia di galassie che formano gli ammassi, alle strutture più grandi conosciute, ovvero i super ammassi, formate da decine di gruppi ed ammassi.

I gruppi sono i sistemi più “piccoli” e sono formati da solo qualche decina di galassie. Si possono, comunque, dividere in due classi, aperti o compatti, a seconda della disposizione dei propri membri: nei gruppi compatti molte galassie si trovano distribuite in modo più o meno omogeneo vicino al centro gravitazionale e le galassie irregolari e spirali sono presenti in percentuale minore; nei gruppi aperti, invece, la disposizione appare più casuale e le galassie irregolari e spirali contribuiscono per la percentuale maggiore al totale.

Gli ammassi sono strutture più grandi e comprendono più elementi dei sistemi precedenti. Generalmente, infatti, un ammasso, per essere considerato tale, deve comprendere più di 50 galassie altamente luminose. Considerando il loro aspetto puramente morfologico, si possono suddividere ottenendo un risultato simile a quello dei gruppi. Come quelli, infatti, si possono separare in compatti ed irregolari: i primi caratterizzati da un’alta densità di oggetti distribuiti in modo regolare da una prevalenza di galassie ellittiche, mentre i secondi contraddistinti da una distribuzione disomogenea e da una prevalenza di galassie spirali.

Esistono, poi, vari tipi di classificazione. Una delle prime ad essere stata utilizzata di base su tre caratteristiche principali: ricchezza, cioè il numero di componenti entro il range di magnitudine $m_3 < m < m_3 + 2$, con m_3 la magnitudine del terzo membro più luminoso dell’ammasso; compattezza, ovvero il numero di componenti entro 1-2 *Mpc* dal centro; distanza. Proprio in base a queste caratteristiche, George Abell classificò 2712 sistemi e pubblicò nel 1958 il primo catalogo moderno di ammassi di galassie.

Herbert J. Rood e Gummuluru N. Sastry, invece, basarono la loro classificazione sulla disposizione apparente dei 10 oggetti più luminosi dell’insieme. Suddivisero così gli ammassi in 6 tipi:

- cD: contenente un membro, solitamente una galassia ellittica, molto più brillante di tutti gli altri, la cui grandezza, considerata come la somma tra il semiasse maggiore e il semiasse minore, risulta essere di almeno 3 volte maggiore di quella di qualsiasi altro membro. Evidenze osservative e ipotesi teoriche suggeriscono che quasi tutte queste enormi e brillanti galassie ellittiche siano state coinvolte in un fenomeno di merger nel loro passato
- B: contenente 2 galassie supergiganti, ad una distanza inferiore a 10 volte il diametro di quella più grande, e di una grandezza combinata maggiore di 3 volte quella di qualunque altro membro
- L: in cui 3 delle galassie più brillanti si trovano allineate ad una distanza comparabile e con molti altri membri più piccoli distribuiti attorno ad esse
- C: in cui 4 delle galassie più brillanti si trovano ad una distanza comparabile e raggruppate vicino al centro dell’ammasso stesso
- F: in cui vari membri tra quelli più brillanti e molti altri piccoli oggetti si trovano in una configurazione appiattita
- I: in cui le galassie sono distribuite in modo irregolare

In questo modo creano un “tuning fork diagram”, rappresentato in Fig. 2.2.1, che, a differenza di quello di Hubble, rappresenta davvero un’evoluzione degli oggetti in questione. I gruppi e gli ammassi, infatti, per effetto della forza gravitazionale si compattano e si aggregano tra di loro formando, nel corso del tempo, strutture sempre più grandi, compatte ed omogenee.

Esistono, inoltre, ulteriori classificazioni basate sulla presenza o meno di una galassia dominante e sul tipo di galassie che compongono l’ammasso, ma non verranno trattati in questa tesi.

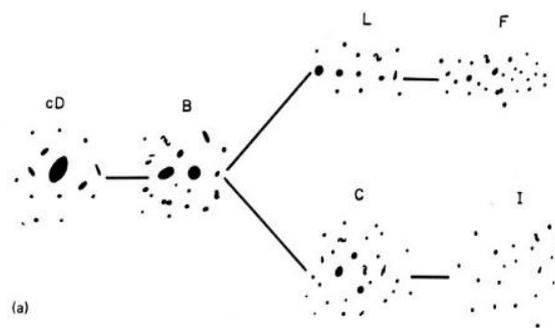


Figura 2.2.1: Tuning fork diagram per gli ammassi di galassie

I super ammassi, infine, sono le strutture più grandi conosciute, con diametri dai 20 ai 100 *Mpc* circa, e sono costituiti da decine di gruppi ed ammassi. Queste formazioni si estendono per tutto lo spazio creando figure simili a filamenti intervallati da enormi spazi “vuoti”, come si può vedere in Fig. 2.2.2, per cui non è chiaro se siano tutti legati gravitazionalmente tra loro oppure siano indipendenti. I super ammassi stessi, inoltre, sono strutture non virializzate, quindi non legate gravitazionalmente, perché le velocità medie delle galassie e degli ammassi che li compongono non sono sufficienti a permettere un attraversamento dell’intera struttura in un tempo inferiore all’età dell’universo. I loro membri, quindi, non hanno avuto il tempo di raggiungere un equilibrio gravitazionale.

Blanton et al. (2003) (astro-ph/0210215)

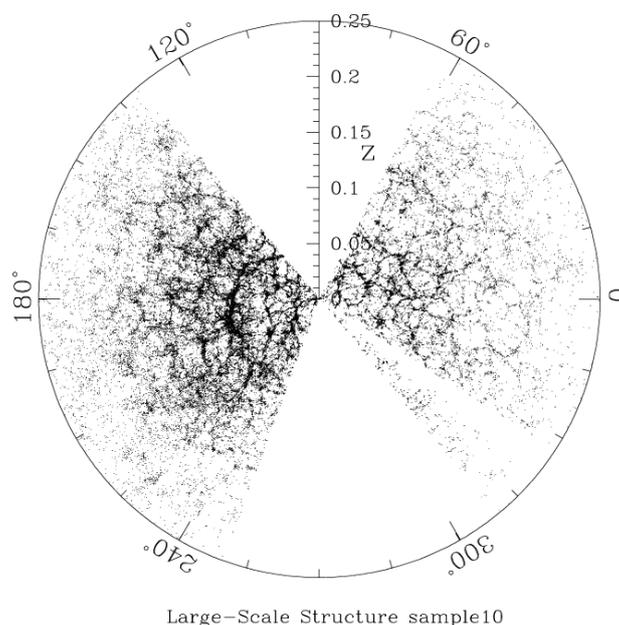


Figura 2.2.2: Filamenti di super ammassi estesi per tutto lo spazio

2.3: Proprietà ammassi di galassie

Lo studio a livello ottico della distribuzione delle galassie all'interno degli ammassi ha portato ad approssimare il profilo di densità radiale con il modello di King:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-3/2}$$

in cui ρ_0 è la densità centrale e R_c è il raggio del nucleo, definito come distanza alla quale la densità superficiale risulta essere la metà di quella centrale. Questo modello, però, è valido solo per le regioni più centrali e compatte degli ammassi. Come anticipato in precedenza, inoltre, è stato osservato che negli ammassi più compatti si ha una prevalenza di galassie ellittiche, mentre in quelli irregolari si ha una prevalenza di galassie spirali.

L'interazione fra galassie può essere descritta attraverso i campi gravitazionali medi, essendo trascurabile la probabilità di urti tra singole galassie. Considerando, per esempio, una galassia di massa M che passa attraverso un sistema stellare di densità ρ a velocità v_M , essa subisce un attrito dinamico esprimibile attraverso la formula:

$$f_d = C \frac{G^2 M^2 \rho}{v_M^2}$$

dove C , secondo i dati osservativi, si stima andare da 20 per le galassie irregolari a 160 per quelle ellittiche.

Si può anche avere la cattura di un ammasso stellare da parte di una galassia. In questo caso, supponendo che l'ammasso abbia massa M , che si trovi ad una distanza r_i dalla galassia, che vi orbiti attorno con una velocità v_M e che la galassia abbia densità

$$\rho(r) = \frac{v_M^2}{(4\pi G r^2)}$$

si ottiene un tempo caratteristico di cattura

$$t_c = \frac{2\pi v_M r_i^2}{CGM}$$

Un altro fenomeno che è possibile osservare è la cattura gravitazionale di stelle o gas da parte di una galassia di massa m e dimensioni d su un'altra galassia di massa M a distanza D . In questo caso la prima galassia esercita un'accelerazione del tipo:

$$f_m \approx \frac{GMd}{D^3}$$

sulla seconda, che porta alla formazione di *warps* ed anelli nel disco e all'espulsione di venti o getti. Nel caso di galassie rotanti attorno ad un centro comune di gravità, con moti relativi lenti, si può invece osservare la formazione di ponti e code tra le due.

Questo tipo di interazioni può spiegare come negli ammassi le galassie ellittiche siano proporzionalmente più numerose al centro rispetto che alla periferia. Su queste galassie sono spesso visibili segni di merger e/o interazione con galassie vicine. Si conclude, perciò, che le galassie ellittiche sono oggetti più evoluti delle spirali, dalle cui coalescenze derivano. Tra l'altro, nell'interazione andrebbe dissipato momento angolare, il che giustificerebbe il suo basso valore nelle ellittiche.

Passando ora allo studio attraverso radiazioni di lunghezza d'onda più piccola di quella ottica, ovvero passando allo studio degli ammassi in banda X, si è scoperto che essi sono grandi sorgenti di raggi X da bremsstrahlung termico, prodotto da gas intergalattico caldo. L'origine di una parte di questo gas si può ricondurre alle galassie dell'ammasso stesso, come suggerisce la presenza di ferro nello spettro delle radiazioni, ma la maggior parte ha origini primordiali. La teoria è che una parte del gas venga prodotto dalle esplosioni stellari all'interno delle galassie e venga successivamente disperso nello spazio intergalattico. Gli ammassi irregolari contengono generalmente gas ad una temperatura di $10^7 K$ che risulta concentrato attorno alle singole galassie. Gli ammassi compatti, invece, contengono generalmente gas ad una temperatura di $10^8 K$ diffuso per tutto l'ammasso. I merger stessi, o per meglio dire la pressione che causano sul gas, producono un'accelerazione degli elettroni relativistici che generano ulteriore emissione in X. Se si raggiungono alte energie, inoltre, la radiazione in X può essere causata anche dagli elettroni ultrarelativistici che cedono energia ai fotoni, portandoli a più alta frequenza, attraverso un meccanismo detto effetto Compton inverso.

La misura dell'emissione X ha portato a stabilire che la massa del gas è circa il 10% del totale dell'ammasso. Sempre per mezzo dell'emissione X si può ottenere anche una stima della massa complessiva. Basta, infatti, porre la condizione di equilibrio idrostatico in approssimazione di simmetria sferica:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)\rho}{r^2}$$

assumere l'equazione di stato dei gas perfetto:

$$P = \frac{k_b \rho T}{\mu m_H}$$

e risolvere per la massa totale entro il raggio r:

$$M(r) = -\frac{k_b T r}{\mu m_H G} \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln r} + \frac{\partial \ln T}{\partial \ln r} \right)$$

dove k_b è la costante di Boltzmann, m_H è l'unità di massa atomica e μm_H la massa media delle particelle considerate.

A queste misure si aggiunge, attraverso l'analisi del moto delle galassie, una stima della loro massa. Il valore, infatti, si ottiene ponendo la dispersione delle velocità in un sistema in equilibrio viriale, come si può vedere nell'appendice 1 riguardante il teorema del viriale.

Il risultato è che la massa complessiva necessaria per l'equilibrio dinamico dell'ammasso è di molto superiore alla somma di quella del gas intergalattico e delle galassie. In un ammasso tipico solo il 5% della massa totale è sotto forma di galassie, quella del gas intergalattico può arrivare fino a circa il 10% mentre la quantità restante è sottoforma di una materia invisibile denominata, perciò, materia oscura.

Studiando, per di più, l'emissione X si può ottenere una formula per la brillantezza superficiale dell'ammasso del tipo

$$I_x(r) \propto \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right) \right]^{-3\beta+1/2}$$

ottenuta dalla formula di densità radiale supponendo che il gas si trovi in condizioni di equilibrio idrostatico e a temperatura costante:

$$\rho_{gas}(r) \propto \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}$$

dove

$$\beta = \frac{M m_e \sigma_v^2}{kT}$$

è una misura del rapporto tra le energie medie di galassie e gas. Questa formula è in buon accordo con le osservazioni delle zone più compatte e centrali degli ammassi, a meno che sia presente il fenomeno del *cooling flow*. Questo fenomeno è provocato da un'alta densità del gas nella zona centrale dell'ammasso, a cui segue un suo veloce raffreddamento per emissione di radiazione. A questo punto la pressione del gas più esterno sarà maggiore e quindi il gas comincerà a confluire verso il centro. Teoricamente il processo potrebbe autoalimentarsi, perché un aumento della densità provocato dal nuovo gas in arrivo porterebbe ad un'ulteriore diminuzione della temperatura e così via, fino ad arrivare ad una condizione adatta alla formazione stellare. In realtà, arrivati al punto in cui l'ammasso è nello stato cD, la galassia al suo centro comincia ad emettere in banda radio e questa emissione, fornendo energia al gas circostante, rallenta il raffreddamento e riduce l'afflusso di gas verso il centro.

Sono presenti, infine, altre fonti di radiazione in banda X e radio, come gli aloni e i relitti, ma non verranno trattati perché esulano dallo scopo di questa tesi.

Riassumendo, i dati medi osservativi degli ammassi sono i seguenti:

- contengono da 50 a +1000 galassie
- contengono un gas caldo che emette raggi X
- hanno una massa totale $\approx 10^{14} - 3 \times 10^{15} M_{\odot}$
- hanno tipicamente un diametro $< 10 Mpc$
- la dispersione delle velocità delle galassie è $\approx 1000 km s^{-1}$

Capitolo 3: Radiogalassie

3.1: Proprietà

Le radiogalassie, come si può facilmente intuire dal nome, sono galassie in cui è presente una forte emissione in banda radio. La luminosità di questa emissione in genere è dell'ordine di $10^{40} - 10^{45} \text{ ergs}^{-1}$ e risulta, tipicamente, maggiore della luminosità ottica. Sebbene anche le galassie spirali possano essere fonte di grandi quantità di onde radio, hanno una potenza più bassa delle radiogalassie che sono galassie ellittiche. In questa tesi si studieranno fenomeni legati ad un particolare tipo di radiogalassia ellittica, perciò a seguire verranno riportate solo le proprietà dell'emissione di questo tipo di galassie.

Innanzitutto, bisogna precisare che la radiazione non proviene direttamente dalle stelle che compongono la galassia. Sono, infatti, presenti due lobi simmetricamente opposti al piano della galassia da cui proviene gran parte dell'emissione. Questi lobi si trovano l'uno dall'altro ad una distanza che può raggiungere i 6 Mpc e sono collegati al centro della galassia attraverso due fasci di materiale detti getti. Queste formazioni sono chiamate così perché i lobi sono composti da particelle provenienti dal nucleo della galassia, da cui vengono poi espulse a velocità relativistica attraverso getti collimati. Il materiale dei getti, quindi, raggiunge gli Hot Spots, regioni particolarmente brillanti dei lobi, da cui viene poi diffuso in tutto il resto della struttura.

La radiazione generata è di tipo sincrotrone non termico, causata da elettroni accelerati in modo continuo. Ciò significa che nelle zone dei lobi gli elettroni, che si muovono a velocità relativistiche, vengono ripetutamente deviati da campi magnetici, allo stesso modo di come accadrebbe all'interno di un acceleratore. A questo punto, però, nasce il problema di spiegare come sia possibile trovare campi magnetici fino a circa $10^{-3} G$ ed elettroni con un valore di γ di fino a circa 10 – 100 in regioni così lontane dal nucleo. Facendo un rapido calcolo, infatti, risulta che la vita media di un elettrone relativistico è inferiore al tempo di percorrenza che lo stesso elettrone impiegherebbe a raggiungere delle zone così lontane dal centro della galassia. Il rapporto tra i due tempi è circa:

$$\tau \sim 10^{12} s \ll t_0 \sim 10^{16} s$$

con τ = vita media radiativa e t_0 = tempo di percorrenza. Gli elettroni, perciò, apparentemente non possono essere gli stessi provenienti dal nucleo. La soluzione a questo problema è stata trovata negli Hot Spots: queste sono aree molto brillanti perché qui gli elettroni, scontrandosi con il materiale intergalattico, vengono riaccelerati ed in seguito diffusi nel resto del lobo. In questo modo è possibile avere elettroni relativistici direttamente sul luogo dell'emissione. Per maggiori dettagli sulla radiazione di sincrotrone, comunque, vedere l'appendice 2.

Le radiogalassie ellittiche sono più potenti di quelle spirali, a cui si era accennato in precedenza, e proprio in base alla potenza dell'emissione furono suddivise da B. L. Farnoff e J. M. Riley in due grandi gruppi: FRI e FR II.

Le radiogalassie di tipo FRI sono quelle di potenza inferiore, con potenza media dell'ordine di $10^{42} \text{ ergs}^{-1}$. In queste galassie sono i getti a dominare l'emissione anche se risultano, però, turbolenti e distorti. La

causa, probabilmente, è il mezzo interstellare che fa decelerare rapidamente gli elettroni. Per la stessa ragione, non avendo gli elettroni abbastanza energia per arrivare ai lobi, essi risultano piccoli, disomogenei e poco brillanti.

Le radiogalassie di tipo FR II, invece, sono quelle di potenza maggiore, con potenze che arrivano anche a $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$. In questo caso sono i lobi a dominare l'emissione, il che denota un'efficiente trasmissione degli elettroni attraverso i getti. I lobi risultano quindi costantemente riforniti di materiale, con Hot Spots molto brillanti e situati a distanze anche molto elevate dal centro della galassia. I getti, invece, potrebbero non essere entrambi visibili a causa di effetti relativistici. La luminosità del getto in allontanamento rispetto all'osservatore risulta attenuata e in alcuni casi il getto può risultare totalmente invisibile.

Il principio alla base di questi fenomeni è l'effetto Doppler. Se una sorgente si muove con velocità $v = \beta c$ in una direzione che forma un angolo θ con la linea di vista si ha una relazione tra la frequenza emessa e quella osservata dell'onda che equivale a:

$$\nu_o = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}$$

dove γ ha il valore di $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, ν_o è la frequenza osservata e ν_e è quella emessa. Il termine

$\frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}$ è denominato fattore Doppler e viene indicato con la lettera D . La relazione è quindi: $\nu_o = \nu_e \times D$. Per quel che riguarda i getti, come detto in precedenza, ci interessa la variazione di luminosità ma prima di poter vedere come questa varia per effetto Doppler bisogna prendere in considerazione altre due quantità. La prima è l'intervallo temporale che separa due segnali, che cambia secondo la relazione:

$$dt_o = dt_e \gamma(1 - \beta \cos \theta) = \frac{dt_e}{D}$$

e la seconda è l'angolo solido $d\Omega$ del cono che racchiude la radiazione ricevuta su una superficie unitaria, che varia come:

$$d\Omega_o = \frac{d\Omega_e}{D^2}$$

In questo modo la luminosità, intesa come radiazione emessa per unità di tempo, risulta variare secondo la relazione:

$$L_o = L_e D^4$$

Se si tratta di luminosità monocromatiche la formula si trasforma in: $L_o(\nu_o) d\nu_o = L_e(\nu_e) d\nu_e \times D^4$ da cui $L_o(\nu_o) = L_e(\nu_e) \times D^3$. Inoltre, nel caso di radiazione di sincrotrone $L \propto \nu^{-\alpha}$, quindi la relazione diventa:

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

dove $D^{-(1-\alpha)}$ è nota come correzione K .

Si ritrova, così, la diminuzione della luminosità del getto in allontanamento e per lo stesso principio si spiega uno strano effetto riscontrabile nei getti in avvicinamento. In casi eccezionali, infatti, è possibile misurare velocità degli elettroni apparentemente impossibili, cioè superluminali. In questo caso la luminosità e la potenza del getto viene aumentata dall'effetto Doppler e il fenomeno si definisce Doppler beaming.

Lo studio di entrambi i tipi di radiogalassie e di altre sorgenti radio come i Quasar ha portato a sviluppare un modello unificato per spiegare questi fenomeni in un certo senso molto simili tra loro. Alla base di tutto si trova un cosiddetto AGN, cioè un nucleo galattico attivo. Al centro di questa struttura si trova un buco nero super massiccio in rapida rotazione circondato da un denso disco di accrescimento. Più esternamente, restando sul piano di rotazione, si può trovare un toro di gas e polveri che rifornisce costantemente di materiale il buco nero ma che può anche oscurare in parte le regioni interne. In direzione perpendicolare al piano, infine, sono presenti due getti di particelle altamente energetiche ed accelerate verso le regioni

esterne da campi magnetici toroidali secondo un meccanismo magneto-centrifugo. Una rappresentazione dell'intero sistema si può vedere in Fig. 3.1.1.

In questo modo i vari tipi di radiogalassie e simili sorgenti radio possono essere descritti dallo stesso modello in cui i principali fattori che variano sono la potenza dell'emissione e l'orientazione dei getti, e quindi dell'intero sistema, rispetto all'osservatore.

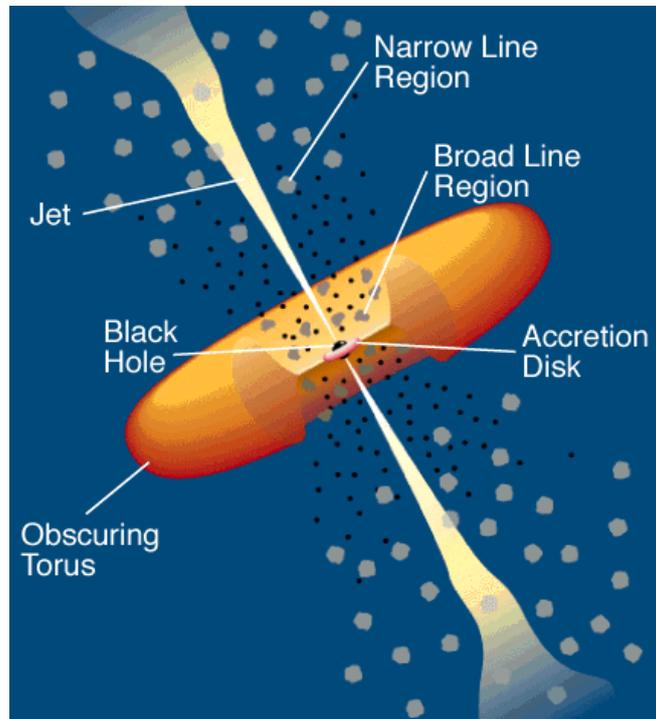


Figura 3.1.1: AGN

A conferma di questa teoria ci sono anche studi che rivelano la possibilità, sotto particolari condizioni, di una transizione da radiogalassie FR II a FR I ^[4]. Un'alta densità del mezzo galattico vicino al nucleo, infatti, può far decelerare molto rapidamente gli elettroni espulsi dal nucleo, trasformando così un'emissione tipica di FR II in una più simile a quella delle FR I, concentrata nei getti.

In ogni caso, tutti i modelli concordano sul fatto che l'AGN sia solo una delle fasi della vita di una galassia. Una tale emissione di radiazione e particelle, infatti, non può protrarsi in eterno, soprattutto a causa dei getti che sottraggono molta energia e momento angolare al nucleo. Per questo motivo si stima che l'attività dagli AGN abbia una durata massima dell'ordine di 10^8 anni.

Sono state osservate, infine, radiogalassie i cui getti risultano curvati a formare una caratteristica struttura "testa-coda", con una testa molto luminosa costituita dal nucleo e dai getti e una debole coda di materiale che si estende molto oltre i confini della galassia. In base al grado di curvatura dei getti rispetto alla galassia si può distinguere tra NAT (Narrow Angle Tail) e WAT (Wide Angle Tail). Queste particolari galassie si trovano quasi sempre all'interno di ammassi e devono il loro particolare aspetto proprio all'interazione con il mezzo intergalattico presente in essi. Le loro proprietà e l'origine di queste strutture, quindi, verranno descritte in dettaglio nel capitolo successivo riguardante le proprietà delle radiogalassie negli ammassi.

3.2: Radiogalassie negli ammassi

L'aspetto e le proprietà delle radiogalassie all'interno degli ammassi sono fortemente influenzati dalle interazioni gravitazionali con le altre galassie e con il mezzo intergalattico. Uno degli esempi più evidenti di questo fenomeno sono le cosiddette radiogalassie WAT e NAT, rispettivamente Wide Angle Tail e Narrow Angle Tail. Entrambi i tipi di radiogalassie sono rappresentati in Fig. 3.2.1.

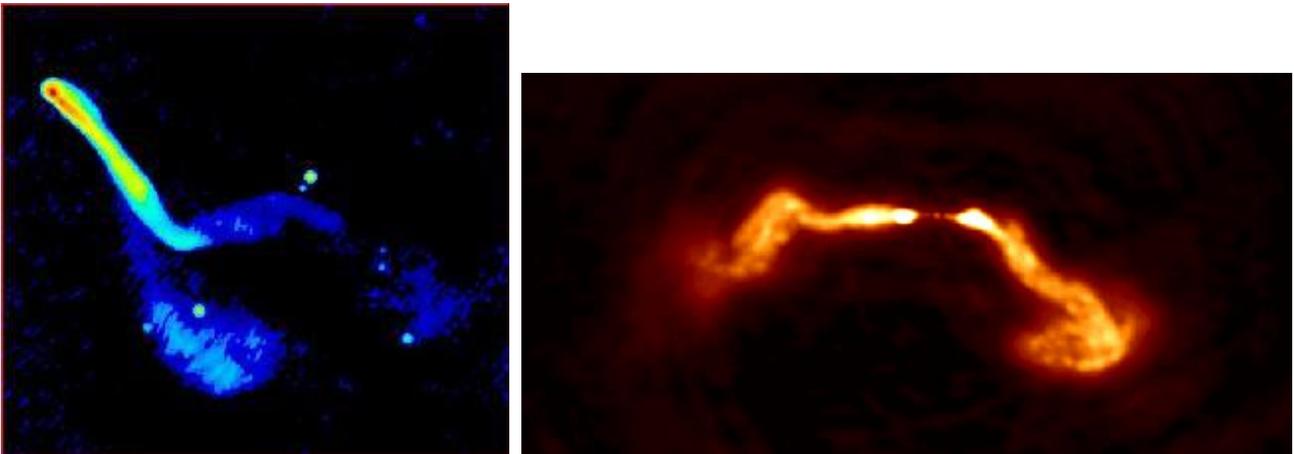


Figura 3.2.1: A sinistra la radiogalassia NAT dell'ammasso NGC 7385 e a destra la radiogalassia WAT dell'ammasso Abell 3627

Il modello inizialmente ideato per descrivere queste radiogalassie prevede che la galassia in questione si muova all'interno di una zona ricca di gas dove i getti che si diffondono da essa vengono rallentati dall'attrito con il materiale intergalattico. La galassia in sé, ovvero l'insieme di stelle e gas di cui è composta, però non risente di questo attrito e prosegue il suo moto praticamente indisturbata. Si realizza, così, un particolare fenomeno in cui i getti vengono deviati di un certo angolo rispetto all'asse perpendicolare al piano della galassia e da cui le galassie stesse prendono il loro nome. Le galassie NAT sono quelle con i getti più deformati e separati tra loro da un piccolo angolo che conferisce alla struttura una caratteristica forma ad "U". Le galassie WAT sono quelle con i getti meno deformati e separati, quindi, da un maggiore angolo, con una forma più simile ad una "V".

In generale, il modello appena descritto può spiegare la deflessione dei jet quando la galassia ha una velocità di circa 1000 km s^{-1} rispetto al mezzo intergalattico. Descrive, quindi, bene il caso delle NATs che si trovano ad una grande distanza dal centro dell'ammasso e che, perciò, sono caratterizzate da una grande velocità. Il problema è che stato osservato che questo tipo di galassie hanno una velocità media rispetto al gas troppo bassa affinché il fenomeno possa essere interpretato come dovuto solo alla pressione del mezzo intergalattico, la cosiddetta pressione d'ariete. La soluzione, in seguito, è stata trovata nei merger tra ammassi. Secondo il nuovo modello, il movimento di massa indotto dalla fusione di due volumi di gas di ammassi differenti contribuirebbe a "strappare" alla galassia il materiale dei getti. Questa teoria è supportata da osservazioni di gruppi di galassie i cui getti sono orientati tutti nella stessa direzione, fatto che non sarebbe altrimenti spiegabile considerando che le galassie si muovono in direzioni diverse tra loro.

Più difficile è l'interpretazione della formazione delle WATs, in quanto queste strutture sono spesso associate a galassie di tipo D/cD. Queste galassie, che sono le ellittiche più brillanti degli ammassi di cui fanno parte, si trovano in regioni molto vicine al centro degli ammassi, ovvero in zone caratterizzate da galassie in moto molto "lento". Nonostante siano state trovate WATs anche in regioni più esterne degli ammassi, la loro velocità media osservata risulta essere comunque $<100 \text{ kms}^{-1}$ rispetto al centro dell'ammasso. Una tale velocità è troppo bassa per portare alla deformazione dei getti, quindi è stato ipotizzato che anche in questo caso il fenomeno sia dovuto principalmente al merger tra ammassi di galassie. Studi sulla distribuzione e il moto delle WATs hanno infatti riscontrato che i getti si trovano principalmente orientati in direzione del centro dell'ammasso o in direzione opposta ad esso, con una predominanza del primo caso. A seguito di un merger il gas situato attorno al nuovo centro di massa si trova in uno stato di alta pressione, così alta da poter distruggere o spezzare le fragili strutture dei getti fino al punto da non poterle più riconoscere come WATs simmetriche. Questa circostanza, unita al fatto che le galassie D/cd, come tutte le altre dell'ammasso, non sono sostanzialmente influenzate dal merger tra ammassi, può spiegare la disparità osservata e il fatto che galassie D/cD che danno origine a WATs siano state trovate anche lontano dal centro di massa degli ammassi. Inoltre, le WATs appaiono spesso in moto radiale rispetto al centro dell'ammasso. Tutti questi aspetti sono in perfetto accordo con la teoria dei merger tra ammassi, che risulta perciò la più plausibile.

Un'altra particolarità delle WATs è che presentano caratteristiche intermedie tra le radiogalassie di tipo FRI e quelle di tipo FRII. Mentre da un lato i pennacchi risultano diffusi, similmente a quello che accade nelle FRI, dall'altro i getti risultano stretti e collimati, come nelle FRII. Anche la potenza radio molto elevata le porta ad essere più simili al tipo FRII, però secondo alcuni studi potrebbero essere definite radio galassie a bassa eccitazione, come le FRI. Sotto molti altri aspetti, come la magnitudine assoluta, il tipo di galassia ellittica da cui hanno origine, la luminosità radio, ecc, l'incertezza rimane, poiché a seconda dell'aspetto osservato le WATs sembrano appartenere ad uno o all'altro tipo. Il dibattito su questo problema, perciò, è ancora aperto poiché gli studi che sono stati fatti non hanno trovato una risposta definitiva ed univoca. Ciò che si può dire al momento è che per varie proprietà sembrano essere delle FRI, ma con una potenza radio tipica delle FRII.

Capitolo 4: Analisi dati

L'obiettivo di questa tesi è trovare una stima della velocità e della potenza di emissione dei getti di alcune galassie WAT, scelte tra quelle del campione studiato nell'articolo di Jetha, Hardcastle e Sakelliou [6], ed utilizzare i dati per stabilire la natura delle sorgenti radio in questione. In seguito, si sono confrontati i risultati con quelli di altri studi riguardanti questo tipo di galassie per determinare analogie o differenze con essi. Come galassie sono state scelte le prime 10 prese in esame nel suddetto articolo.

Il processo di analisi dei dati si può suddividere in tre passaggi.

4.1: Stima della velocità e dell'orientazione dei getti

I jet, come detto in precedenza, possono essere descritti come getti antiparalleli di materiale che si originano dal centro della sorgente radio. Uno viaggia in direzione dell'osservatore, l'altro in direzione opposta. Essendo la velocità delle particelle relativistica, il flusso del getto in direzione dell'osservatore risulterà più brillante per mezzo del Doppler boosting, mentre il flusso di quello in direzione opposta risulterà più debole per un meccanismo simile. Per un getto che viaggia a velocità $v = \beta c$, la relazione tra il flusso considerato nel sistema a riposo e quello modificato dall'effetto Doppler vale:

$$S(v) = S_o(v)[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-(k+\alpha)}$$

dove, per un flusso continuo, $k = 2$. Inoltre, $1/\gamma(1 - \beta \cos \theta) = D$ è il fattore Doppler e, nella relazione, è stato preso in considerazione un flusso con spettro nella forma $S(v) \propto v^{-\alpha}$, con $\alpha = 0.5$.

Facendo il rapporto tra il flusso del getto in direzione dell'osservatore e quello del contro-getto, si ottiene:

$$R = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{k+\alpha}$$

detto jet sidedness ratio, o rapporto di lateralità del getto.

Invertendo quest'ultima relazione, quindi, è stato possibile stimare un intervallo di θ e β per ogni galassia. I risultati trovati sono stati riportati in Tab. 4.1.1. Per ovvie ragioni, sono stati considerati plausibili solo i valori di θ e β compresi entro i valori $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$ e $0 \leq \beta < 1$.

Nome cluster	Nome sorg. radio	R	β	Θ (°)
A98	0043 + 201	1.38 ± 0.07	$(0.92 - 0.06) \pm 0.01$	0 - 86
A160	0110 + 152	6.9 ± 4	$(0.98 - 0.39) \pm 0.1$	0 - 68
A194	3C 40	1.3 ± 1	$(0.99 - 0.05) \pm 0.1$	0 - 87
A562	0647 + 693	3.0 ± 2	$(0.96 - 0.22) \pm 0.1$	0 - 77
A595	0745 + 521	1.02 ± 0.9	$(0.23 - \sim 0) \pm 0.2$	0 - 89
A610	0756 + 272	2.9 ± 0.3	$(0.93 - 0.21) \pm 0.2$	0 - 77
A690	0836 + 290	2.27 ± 0.02	$(0.93 - 0.16) \pm 0.02$	0 - 80
A761	0908 + 102	28 ± 2	$(0.99 - 0.58) \pm 0.01$	0 - 54
A763	0909 + 162	7.84 ± 2	$(0.99 - 0.39) \pm 0.04$	0 - 67
A950	1011 + 500	2.3 ± 0.3	$(0.95 - 0.16) \pm 0.02$	0 - 80

Tabella 4.1.1: Intervalli di ϑ e β stimati

4.2: Potenza totale del flusso e potenza del core:

In seguito, è stata calcolata la potenza totale del flusso, osservato a 0.408 GHz, e la potenza del core, osservato a 5 GHz.

Innanzitutto, è stato necessario ricavare il flusso totale osservato a 0.408 GHz da quello a 1.4 GHz presente nei dati del suddetto articolo. Per farlo è bastato invertire la relazione:

$$\alpha = \frac{\log_{10}\left(\frac{S_{0.408}}{S_{1.4}}\right)}{\log_{10}\left(\frac{1415}{408}\right)}$$

dove si è considerato un valore dell'indice spettrale $\alpha = 0.9$ dai dati presenti in letteratura.

Passando poi al calcolo della potenza, la formula risulta essere:

$$P = 4\pi \times S \times D^2$$

in cui D rappresenta, in questo caso, la distanza di luminosità. Per trovare questo dato si è fatto uso del calcolatore fruibile online e messo a disposizione da Edward L. Wright in collaborazione con UCLA ^[13]. Per il calcolo sono stati utilizzati, oltre al valore di redshift (z) di ogni galassia, le costanti: 69.6 per la costante di Hubble (H_0), 0.286 per il rapporto di densità dell'universo (Ω_M) e 0.714 per la costante cosmologica (Ω_{vac}).

Un riepilogo di tutti questi dati, potenza a parte, è visibile in Tab. 4.2.1. Il valore del flusso totale misurato a 1.4 GHz è stato riportato privo di incertezza, perciò non è stato possibile calcolare quella per il flusso a 0.408 GHz, che comunque è dell'ordine di 1% - 3% del flusso totale dominando possibili errori di calibrazione e quindi trascurabile.

Nome cluster	Nome sorg. radio	z	D (m)	$S_t(1.4)$ mJy	$S_c(5)$ mJy	$S_t(0.408)$ mJy
A98	0043 + 201	0.11	1.58×10^{25}	900	12.3 ± 0.04	2756.32
A160	0110 + 152	0.045	6.19×10^{24}	1000	8.19 ± 0.05	3062.57
A194	3C 40	0.018	2.42×10^{24}	5770	89.7 ± 0.08	17671.05
A562	0647 + 693	0.11	1.58×10^{25}	800	4.81 ± 0.03	2450.06
A595	0745 + 521	0.068	9.51×10^{24}	520	8.2 ± 0.2	1592.54
A610	0756 + 272	0.096	1.37×10^{25}	493	4.62 ± 0.02	1509.85
A690	0836 + 290	0.079	1.11×10^{25}	1022	137 ± 0.05	3129.95
A761	0908 + 102	0.092	1.31×10^{25}	177	8.9 ± 0.07	542.08
A763	0909 + 162	0.085	1.2×10^{25}	183	1.13 ± 0.06	560.45
A950	1011 + 500	0.21	3.22×10^{25}	394	41 ± 0.1	1206.65

Tabella 4.2.1: Dati calcolati. S_t = flusso totale, S_c = flusso del core, z = redshift e D = distanza di luminosità

Per finire, è stato calcolato il logaritmo, in base 10, delle due potenze trovate. Tutti i dati relativi alla potenza sono stati riportati in Tab. 4.2.2, inoltre, con i valori dei logaritmi delle potenze è stato realizzato un grafico, visibile in Fig. 4.2.1, per rendere più evidente il loro andamento e la relazione generale che intercorre tra loro.

$P_t \times 10^{25} W/Hz$	$\text{Log } P_t$	$P_c \times 10^{22} W/Hz$	$\text{Log } P_c$
8.69	25.94	38.77 ± 0.1	23.589 ± 0.003
1.47	25.17	3.94 ± 0.02	22.595 ± 0.006
1.3	25.11	6.61 ± 0.01	22.820 ± 0.001
7.72	25.89	15.16 ± 0.09	23.181 ± 0.006
1.81	25.26	9.32 ± 0.2	22.969 ± 0.02
3.56	25.55	10.88 ± 0.05	23.037 ± 0.004
4.88	25.69	213.48 ± 0.08	24.329 ± 0.001
1.17	25.07	19.15 ± 0.1	23.282 ± 0.008
1.02	25.01	2.06 ± 0.1	22.313 ± 0.05
15.72	26.2	534.06 ± 1	24.728 ± 0.002

Tabella 4.2.2: Dati calcolati relativi alla potenza

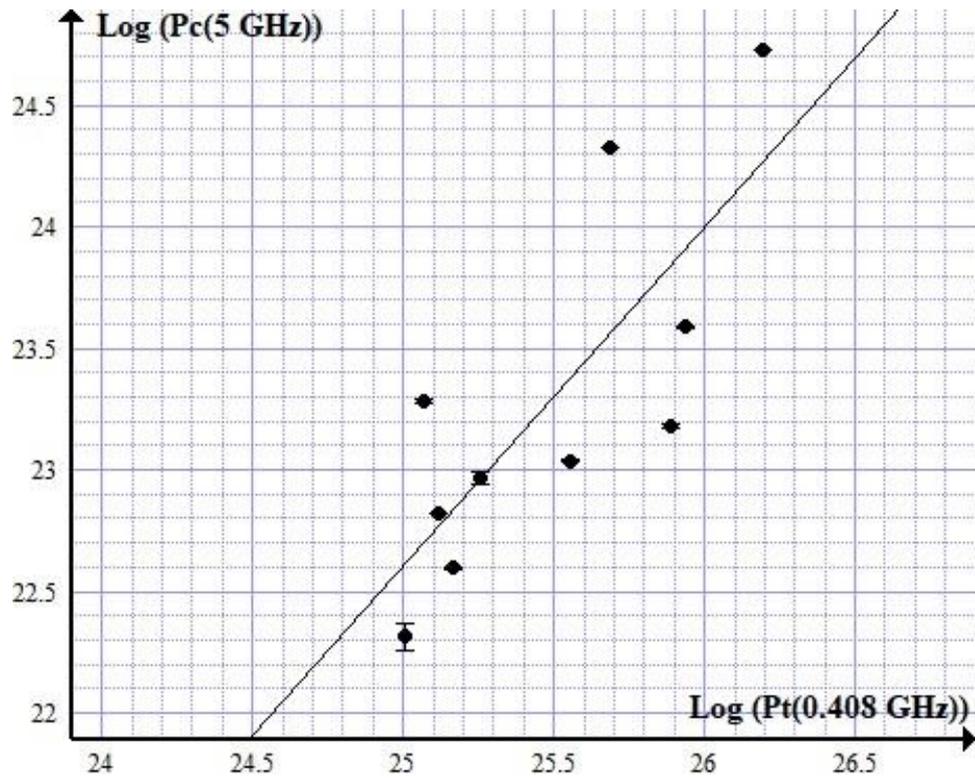


Figura 4.2.1: Rapporto tra $\log P_t$ e $\log P_c$. Sono presenti gli errori solo per l'asse y perché non è stato possibile calcolare quelli per P_t . La retta rappresenta il best FIT dei punti del grafico

4.3: Confronto dei valori per β e θ con quelli trovati per mezzo di P(60):

Dalla generale correlazione tra il logaritmo della potenza totale del flusso della sorgente radio e il logaritmo della potenza proveniente dal core della sorgente, si può derivare la potenza del core intrinseca prevista. Questa correlazione dipende dal valore del coseno di θ e, poiché dovrebbe dividere gli oggetti circa 50% sopra e 50% sotto alla retta, in un campione omogeneo corrisponde a $\theta \approx 60^\circ$. La potenza legata a quest'angolo, perciò, viene detta P(60) e si può calcolare a partire da P_t , attraverso la relazione:

$$\log_{10} P(60) = (0.62 \pm 0.04) \log_{10} P_t + (7.6 \pm 1.1)$$

Il rapporto tra P(60) e la potenza intrinseca (P_i) vale: $P(60) = P_i D^{2+\alpha}$, con D che è il fattore Doppler.

Assumendo che $\alpha = 0$, poiché si tratta del nucleo, e $\theta = 60^\circ$, si ottiene: $P_i = P(60) \gamma^2 (1 - \beta/2)^2$.

A questo punto, il rapporto tra la potenza intrinseca e la potenza del core è: $P_c = P_i D^2$, che diventa:

$$P_c = P(60) \frac{(1 - \beta/2)^2}{(1 - \beta \cos \theta)^2}$$

Infine, facendo la sostituzione:

$$k = \left(\frac{P_c}{P(60)} \right)^{1/2} = \frac{1 - \beta/2}{1 - \beta \cos \theta}$$

si possono trovare le nuove relazioni per β e θ :

$$\beta = \frac{k - 1}{k \cos \theta - 1/2}$$

$$\cos \theta = \frac{k - 1 + \beta/2}{k\beta}$$

con cui è possibile calcolare i nuovi intervalli di queste variabili.

In Tab. 4.3.1 sono stati riportati i dati relativi alle varie potenze calcolate, mentre in Tab. 4.3.2 sono stati riportati i risultati riguardanti i nuovi intervalli di β e θ .

Nome cluster	Nome sorg. radio	$P_t \times 10^{25} W/Hz$	$P_c \times 10^{22} W/Hz$	$P(60) \times 10^{23} W/Hz$	k
A98	0043 + 201	8.69	38.77 ± 0.1	4.81	0.898 ± 0.001
A160	0110 + 152	1.47	3.94 ± 0.02	1.6	0.496 ± 0.001
A194	3C 40	1.3	6.61 ± 0.01	1.48	0.668 ± 0.001
A562	0647 + 693	7.72	15.16 ± 0.09	4.47	0.582 ± 0.002
A595	0745 + 521	1.81	9.32 ± 0.2	1.82	0.716 ± 0.009
A610	0756 + 272	3.56	10.88 ± 0.05	2.76	0.627 ± 0.001
A690	0836 + 290	4.88	213.48 ± 0.08	3.36	2.52 ± 0.001
A761	0908 + 102	1.17	19.15 ± 0.1	1.38	1.176 ± 0.005
A763	0909 + 162	1.02	2.06 ± 0.1	1.27	0.402 ± 0.01
A950	1011 + 500	15.72	534.06 ± 1	6.95	2.773 ± 0.003

Tabella 4.3.1: Valori delle potenze calcolate

β	θ (°)
0.96 - 0.2	64 - 90
/	/
0.98 - 0.66	76 - 90
1 - 0.83	82 - 90
0.98 - 0.57	73 - 90
0.98 - 0.74	79 - 90
0.75 - 0.99	0 - 36
0.26 - 0.92	0 - 54
/	/
0.78 - 0.99	0 - 34

Tabella 4.3.2: Nuovi intervalli di β e θ

Per alcune galassie non è stato possibile trovare un intervallo di θ per cui il valore di β fosse inferiore ad 1. Il confronto e la discussione dei dati, comunque, saranno svolti nel capitolo successivo.

Capitolo 5: Discussione dati

I due metodi per derivare stime di velocità e orientazione dei getti riguardano regioni diverse della sorgente.

Nel caso del confronto tra getto e contro-getto vengono confrontate proprietà su grande scala, mentre quando si confrontano la potenza nucleare con quella totale si stimano le proprietà "all'interno" del nucleo radio, quindi nelle regioni più interne della sorgente.

Nel caso del primo confronto, un alto valore del sidedness ratio implica che il getto in direzione dell'osservatore è molto più brillante dell'altro, perciò la sua luminosità deve essere potenziata per effetto del Doppler boosting. Di conseguenza è molto probabile che il getto abbia un valore di θ vicino allo 0 e un valore di β prossimo ad 1. Un basso valore del sidedness ratio, all'opposto, implicherebbe valori di β molto più bassi e un'orientazione del getto più vicina ai 90 gradi rispetto all'asse dell'osservatore.

Dato che si tratta di una stima, però, gli intervalli trovati sono comunque abbastanza ampi e dovranno poi essere confrontati con i risultati trovati dalla seconda stima.

Per quel che riguarda la suddetta, il fulcro dell'analisi corrisponde al paragonare la potenza misurata dei nuclei delle galassie rispetto a quella di best FIT calcolata per mezzo della correlazione. In questo caso il fatto che una galassia abbia una potenza maggiore di quella della correlazione implicherebbe la presenza del fenomeno di Doppler boosting e, quindi, un valore di θ prossimo allo 0. In caso contrario il flusso misurato sarebbe minore di quello intrinseco e quindi si dovrebbe avere un valore grande di θ .

Dai dati risulta che in 5 casi su 10 la sorgente mostra di essere orientata ad un angolo maggiore di 60 gradi, a cui si aggiungono due casi indeterminati. Questo è in accordo con il grafico in Fig. 4.2.1 che vede circa 7 oggetti sopra la linea di best FIT e 3 sotto.

Questo implica una bassa potenza del nucleo rispetto alla media.

In particolare, le 2 sorgenti per cui non si è trovato un risultato accettabile possono essere spiegate con un'attività del nucleo troppo bassa rispetto a quella prevista dalla potenza totale. Ciò significa che il nucleo radio si sta "spegnendo" o comunque sta andando in una fase di bassa attività. Mentre il nucleo sta cessando la sua attività, la struttura a grande scala rimane invariata in quanto confinata dalla pressione del gas presente al centro degli ammassi che ne impedisce l'espansione e quindi ne prolunga la vita.

Confrontando, inoltre, gli intervalli di velocità previsti dai 2 metodi si trova un generale accordo rispetto alla velocità massima prevista, mentre il secondo metodo richiede velocità minime più elevate rispetto al primo. Questo è in accordo con il fatto che il getto rallenta a grandi distanze come accade nelle FRI.

Capitolo 6: Conclusioni

In base ai dati raccolti si può concludere che nel campione di galassie considerato la maggior parte di esse ha una potenza del nucleo inferiore rispetto alla media. Il confronto tra i due metodi di analisi delle velocità, inoltre, suggerisce che i getti siano del tipo FRI, con un'alta velocità nei pressi del nucleo che diminuisce rapidamente una volta che si considerano distanze dell'ordine dei parsec dal nucleo.

I due casi in cui non si è riusciti a trovare un intervallo plausibile per le velocità dei getti, invece, possono essere spiegati da una diminuzione dell'attività del nucleo. Essendo le galassie situate nelle zone centrali dei rispettivi ammassi, la pressione del mezzo intergalattico ha probabilmente preservato la forma dei getti e, per questo motivo, è stato comunque possibile determinare la velocità dei getti stessi su grande scala.

Capitolo 7: Appendici

7.1: Teorema del viriale

Questo teorema proviene dalla meccanica classica ed è utile per studiare l'evoluzione di sistemi di punti materiali interagenti in condizioni di equilibrio stazionario, ovvero che si muovono in modo disordinato senza alterare la struttura macroscopica dell'insieme. Il teorema afferma che, per un sistema in queste condizioni, vale la relazione:

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0$$

dove $\langle T \rangle$ è il valore medio dell'energia cinetica e $\langle U \rangle$ è il valore medio dell'energia potenziale.

Nel caso degli ammassi di galassie, si può, perciò, utilizzare una versione approssimata del teorema, considerando le galassie stesse come punti materiali in moto disordinato. Si può, così, esprimere l'energia cinetica media $\langle T \rangle$ come $\frac{M\sigma^2}{2}$, con M la massa totale delle galassie e σ la dispersione delle velocità, e in modo analogo esprimere l'energia potenziale media $\langle U \rangle$ come $-\frac{GM^2}{R}$, con R distanza dal centro dell'ammasso. In questo modo si ottiene la relazione:

$$M_{tot} \propto \frac{R\sigma^2}{G}$$

con cui si può avere una stima della massa delle galassie entro un certo raggio dell'ammasso.

7.2: Radiazione di sincrotrone

Con questo termine si indica la radiazione emessa da particelle cariche che si muovono a velocità relativistica in un campo magnetico e vengono deviate dal loro moto inerziale.

Partendo dalla forza a cui è sottoposta la particella, ovvero la forza di Lorentz: $\vec{F} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}$, possiamo poi dividere la sua velocità nelle componenti parallela e perpendicolare al campo magnetico, trovando così:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{\parallel} &= 0 \Rightarrow \vec{v}_{\parallel} = \text{cost} \\ \vec{F}_{\perp} &= \frac{q}{c} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}\end{aligned}$$

La seconda equazione rappresenta un moto circolare uniforme con velocità \vec{v}_{\perp} e $F = \gamma m \omega v_{\perp}$, da cui si ottiene:

$$\omega = \frac{qB}{mc\gamma} \text{ e } r = \frac{\gamma m c v_{\perp}}{qB}$$

che sono rispettivamente la pulsazione e il raggio di curvatura della traiettoria.

La particella è perciò in moto elicoidale attorno alle linee di campo magnetico. A causa della continua accelerazione centripeta a cui è sottoposta irradia una potenza data dalla formula:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^4 \gamma^2 \beta^2 B_{\perp}^2}{3m^2 c^3}$$

che si ricava a partire dalla formula di Larmor:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2 a^2}{3c^3}$$

in cui si tiene conto dell'accelerazione dovuta al campo magnetico e al fatto che il moto è circolare uniforme. Se la particella è ultrarelativistica ($\beta \approx 1$) la relazione diventa:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^4 E^2 B_{\perp}^2}{3m^4 c^7}$$

Per effetti relativistici gran parte dell'emissione sarà concentrata in un cono con asse diretto come la velocità della particella e, dato il moto della particella stessa, risulterà pulsata agli occhi dell'osservatore, come si può vedere in Fig. 7.2.1. Si può calcolare l'angolo di apertura di questo cono attraverso la relazione:

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{\gamma(\beta + \cos \theta)}$$

in cui θ è l'angolo tra il piano del moto della particella e l'asse dell'osservatore. Per $\theta = \frac{\pi}{2}$ e $\gamma \gg 1$ si ottiene: $\tan \theta \cong \theta \approx 1/\gamma$.

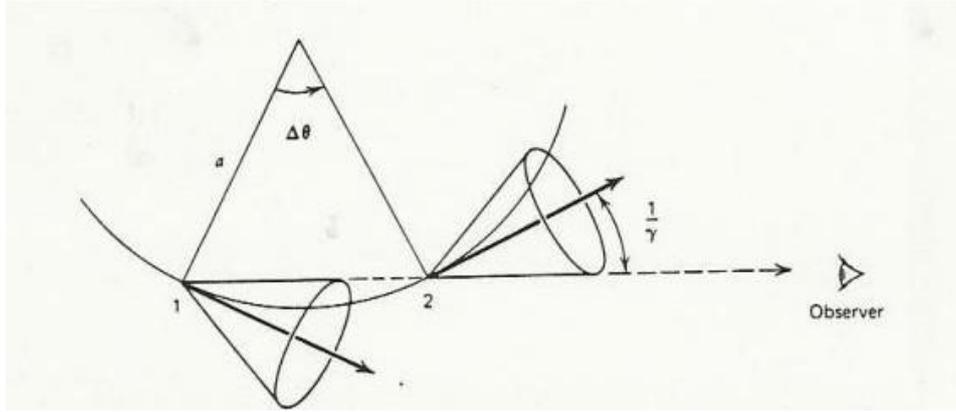


Figura 7.2.1: Emissione sincrotrone

Si può calcolare, inoltre, la frequenza $\bar{\nu}$ per cui si ha il massimo dell'emissione, detta frequenza di sincrotrone. $\bar{\nu}$ è data da $\nu_c/4\pi$, dove ν_c è la cosiddetta frequenza caratteristica data dalla formula:

$$\nu_c \cong \frac{3qE^2 B_{\perp}}{m^3 c^5}$$

La distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone è rappresentata in Fig. 7.2.2.

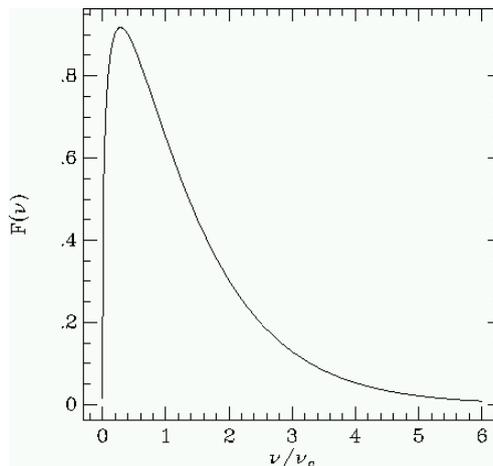


Figura 7.2.2: Funzione spettrale per la radiazione di sincrotrone emessa da un singolo elettrone

Infine, si può calcolare il tempo di dimezzamento dell'emissione, ovvero il tempo in cui dimezza l'energia della particella. L'energia ha un andamento temporale del tipo $E = \frac{E_0}{1+bE_0 B_{\perp}^2 t}$ con $b = \frac{2q^4}{3m^4 c^7}$, per cui l'energia diventa $E_0/2$ dopo un tempo

$$\tau = \frac{1}{bE_0 B_{\perp}^2} = \frac{3m^4 c^7}{2q^4 E_0 B_{\perp}^2}$$

Analogamente si può definire un'energia E^* tale che le particelle con energia $E_0 > E^*$ perdono la maggior parte della loro energia dopo un tempo τ , $E^* = \frac{1}{bB_{\perp}^2 t}$.

Considerando, quindi, un insieme di particelle, quelle con energia maggiore di E^* avranno perso buona parte della loro energia dopo un tempo τ . Questo fa sì che lo spettro di emissione abbia un andamento

costante fino ad una certa frequenza caratteristica ν^* , dopo la quale cala molto rapidamente. L'andamento dello spettro è visibile in Fig. 7.2.3.

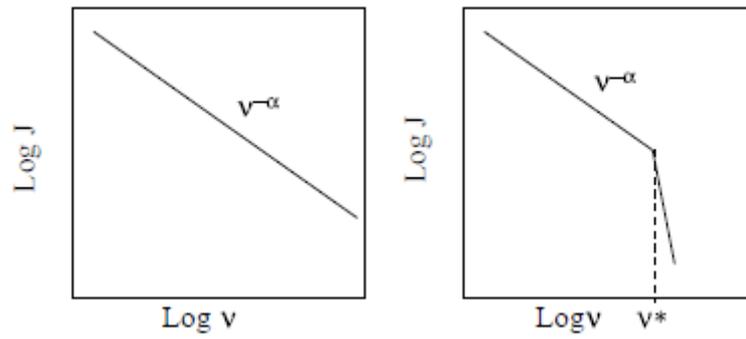


Figura 7.2.3: Andamento dello spettro di emissione. A sinistra quello standard, a destra quello per particelle con $E_0 > E^*$ dopo un certo tempo

Capitolo 8: Bibliografia

[1] = Attilio Ferrari; Stelle, galassie e universo - Fondamenti di astrofisica; Springer; 2011

[2] = H. J. Rood, G. N. Sastry; Tuning fork classification of rich clusters of galaxies; Astronomical Society of the Pacific; Vol. 83; No. 493; 1971

[3] = Ivan R. King; The Structure of Star Clusters III - Some Simple Dynamical Models; Astronomical Journal; Vol. 71; No. 1; 1966

[4] = David S. De Young; On the relation between Fanaroff-Riley type I and II radio galaxies; The Astrophysical Journal; Vol. 405; L13-L16; 1993

[5] = Irini Sakelliou, Michael R. Merrifield; The origin of wide-angle tailed radio galaxies; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society; Vol. 311; Pag. 649-656; 2000

[6] = Nazirah N. Jetha, Martin J. Hardcastle, Irini Sakelliou; Jet speeds in wide-angle tailed radio galaxies; Monthly Notices of the Royal Astronomical Society; Vol. 368; Pag. 609-618; 2006

[7] = E. Liuzzo, G. Giovannini, M. Giroletti, G. B. Taylor; Parsec-scale properties of brightest cluster galaxies; Memorie della Società Astronomica Italiana; Vol. 82; Pag. 69

[8] = E. Liuzzo, G. Giovannini, M. Giroletti; VLBI observations of brightest radio galaxies: Are cooling and parsec scale morphology correlated?

[9] = E. Liuzzo, G. Giovannini, M. Giroletti; Nuclear properties of Brightest Cluster Galaxies: Results and new observations for two peculiar cases

[10] = L. Feretti, G. Giovannini, L. Gregorini, P. Parma, G. Zamorani; Statistical properties of the radio cores in elliptical galaxies; Astronomy and Astrophysics; Vol. 139; Pag. 55-63

[11] = L. Feretti, G. Giovannini, L. Gregorini, P. Parma; Radio nuclei in elliptical galaxies; Astronomy and Astrophysics; Vol. 199; Pag. 73-84

[12] = <https://ui.adsabs.harvard.edu/>

[13] = <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>