

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica
Istituto di Radioastronomia dell'INAF

EMISSIONE NON TERMICA DA AMMASSI DI GALASSIE

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Gabriele Giovannini

Presentata da:
Erika Palmerio

Sessione I
Anno Accademico 2012/2013

**QUESTA TESI È STATA SVOLTA NELL'AMBITO DELLE ATTIVITÀ DI
RICERCA DELL'ISTITUTO DI RADIOASTRONOMIA (IRA)
DELL'INAF DI BOLOGNA**

A Matteo.

Indice

Introduzione	1
1 Ammassi di Galassie	2
1.1 Classificazione degli ammassi	2
1.1.1 Classificazione morfologica	2
1.1.2 Classificazione in luminosità	3
1.2 Proprietà ottiche degli ammassi	4
1.2.1 Funzione di luminosità delle galassie	4
1.2.2 Distribuzione spaziale delle galassie	5
1.2.3 Distribuzione in velocità delle galassie	6
1.3 Il problema della massa mancante	6
1.3.1 Il caldo gas intergalattico	7
1.3.2 L'effetto di lente gravitazionale	8
1.4 Emissione X negli ammassi	8
1.4.1 Origine dell'emissione X	9
1.4.2 Distribuzione spaziale dell'emissione X	9
1.4.3 Relazione massa - luminosità X	10
1.5 Emissione Radio negli ammassi	11
1.5.1 Emissione radio da galassie attive	12
1.5.2 Interazione tra radiogalassie e ICM	14
1.5.3 Emissione radio su larga scala	14
1.6 Modello evolutivo dei cluster	15
1.6.1 Merging clusters	15
1.6.2 Cooling core clusters	15
2 Emissione radio diffusa	17
2.1 Aloni	17
2.1.1 Spettri degli aloni	18
2.1.2 Correlazione radio - X negli aloni	18
2.1.3 Aloni e cluster mergers	19
2.2 Relitti	19
2.2.1 Classificazione morfologica dei relitti	20
2.2.2 Spettri dei relitti	21
2.2.3 Correlazione radio - X nei relitti	21
2.2.4 Relitti e modelli teorici	22
2.3 Mini-Aloni	22

2.3.1	Mini-Aloni e cooling core clusters	23
2.4	Campi magnetici su larga scala	23
2.4.1	Origine dei campi magnetici	24
3	Procedura Sperimentale	25
3.1	Scopo della tesi	25
3.2	Radiointerferometria	26
3.2.1	Il Very Large Array	27
3.3	Raccolta dei dati di archivio	28
3.3.1	NED	28
3.3.2	NVSS	30
3.4	Elaborazione dei dati	31
3.4.1	AIPS	31
4	Analisi del Campione di Ammassi	33
4.1	Distribuzione dei cluster in base al redshift	35
4.2	Relazione diametro - potenza	36
4.3	Relazione potenza - redshift	38
	Conclusioni	39
A	Teorema del Viriale	40
A.1	La forma classica del teorema del viriale	40
A.2	Stima della massa dei cluster	41
B	Gravitational Lensing	43
C	Meccanismi di Emissione	46
C.1	Bremsstrahlung termica	46
C.2	Compton inverso	48
C.3	Radiazione di Sincrotrone	49
	Bibliografia	51

Introduzione

Gli ammassi di galassie sono i più grandi sistemi virializzati dell'Universo. La loro luminosità proviene dalle galassie stesse e dal caldo gas intergalattico (ICM, *intracluster medium*). Tale gas, il quale raggiunge le decine di milioni di gradi, è stato studiato per lungo tempo nella banda X, tramite la sua radiazione di *bremstrahlung termica*. Successivamente, è stata scoperta una componente di tipo non termico nella fascia radio, dovuta a particelle ultrarelativistiche che si muovono all'interno di campi magnetici su larga scala. Lo studio dell'ICM in queste due bande ha permesso la comprensione di svariati fenomeni di formazione ed evoluzione degli ammassi, ed in futuro, con lo sviluppo degli strumenti a disposizione, potrebbe consentire l'approfondimento degli stadi iniziali di evoluzione dell'Universo.

Il lavoro qui proposto si suddivide in due blocchi. Nei primi due capitoli sono presentati gli ammassi di galassie, nelle loro proprietà generali ed in particolare nella loro emissione radio diffusa, che si suddivide in *Aloni*, *Relitti* e *Mini-Aloni*. Nella seconda parte, introdotta da brevi cenni sulla radioastronomia e sul *Very Large Array*, utilizzato per ottenere i dati osservativi, è presentato un campione di ammassi analizzati nel dettaglio, al fine di cercare un'eventuale correlazione tra redshift, potenza in banda radio ed estensione spaziale delle sorgenti.

Il modello cosmologico utilizzato è lo standard Λ CDM, in cui $H_0 = 71 \frac{km}{s Mpc}$, $\Omega_m = 0.27$ e $\Omega_\Lambda = 0.73$.

Capitolo 1

Ammassi di Galassie

Gli ammassi di galassie (*galaxy clusters*) sono aggregazioni di galassie dovute a processi di addensamento della materia per attrazione gravitazionale. Essi sono le strutture più grandi presenti nell'Universo che abbiano raggiunto il loro equilibrio viriale in un tempo minore dell'età dello stesso. Associazioni di gerarchia superiore, chiamate *superammassi*, non hanno ottenuto l'equilibrio gravitazionale, a causa delle velocità medie di galassie ed ammassi componenti, non sufficienti a permettere l'attraversamento dell'intera struttura in un tempo minore dell'età dell'Universo.

È possibile definire un *cluster* utilizzando due metodi, uno osservativo ed uno teorico. Secondo il criterio osservativo, un ammasso può essere circoscritto considerando una regione in cui sia concentrato un numero minimo di galassie, per un raggio fissato. George Abell, ad esempio, nel 1950 definì un cluster come una regione in cui fossero presenti più di 50 galassie entro una circonferenza di raggio 3 Mpc . Nel metodo teorico, un ammasso è definito come gruppo di galassie in equilibrio viriale, cioè che soddisfino l'equazione

$$2T + U = 0, \quad (1.1)$$

in cui T è l'energia cinetica e U è l'energia potenziale gravitazionale, negativa (Cfr. *Appendice A.1*).

Applicazioni di (1.1) mostrano che la massa totale presente nei cluster è molto maggiore di quella visibile. Si stima che circa l'80% della materia gravitazionale degli ammassi sia nella forma di materia oscura, il restante 20% in forma di galassie e gas caldi diffusi. Tali gas, che raggiungono le decine di milioni di gradi Kelvin, sono associati con il mezzo intergalattico (*intra-cluster medium*, ICM). Quest'ultimo è caratterizzato da forti emissioni nella banda X, tramite *bremsstrahlung termica*, e in quella radio, attraverso la *radiazione di sincrotrone*, dovuta a particelle ultrarelativistiche e campi magnetici su larga scala.

1.1 Classificazione degli ammassi

1.1.1 Classificazione morfologica

Una prima classificazione ottica dei cluster è dovuta a **George Abell** (1958), il quale distinse gli ammassi in *regolari*, di forma simmetrica e con un nucleo che presenta un'alta concentrazione di galassie, per lo più di forma ellittica o lenticolare (S0), e *irregolari*,

caratterizzati da una scarsa simmetria sferica, da una bassa concentrazione di materia galattica nella zona centrale e dalla presenza di sottostrutture (*subclustering*). Nello stesso anno, Abell propose alcuni parametri caratterizzanti:

- **Parametro di Ricchezza**, dato dal numero di galassie entro il range di magnitudine $m_3 \div m_3 + 2$ dal terzo membro più brillante dell'ammasso. Sono definiti sei gruppi di ricchezza:
 - *Gruppo 0*: 30-49 galassie
 - *Gruppo 1*: 50-79 galassie
 - *Gruppo 2*: 80-129 galassie
 - *Gruppo 3*: 130-199 galassie
 - *Gruppo 4*: 200-299 galassie
 - *Gruppo 5*: > 300 galassie
- **Parametro di Compattezza**: un ammasso deve contenere almeno 50 membri entro $1 \div 2$ *Mpc* dal suo centro
- **Parametro di Distanza**: le tipiche distanze degli ammassi sono comprese tra 30 e 900 *Mpc*, attualmente sono tuttavia osservati ammassi fino a 1700 *Mpc*

La classificazione di **Fritz Zwicky** (1968) suddivide i cluster in 3 tipologie: *ammassi compatti*, costituiti da una singola concentrazione costituita dai membri più brillanti, in cui almeno dieci appaiono visivamente in contatto tra loro, *ammassi medio-compatti*, che mostrano un'unica concentrazione in cui però la distanza tra le galassie appare comparabile ai loro diametri, e *ammassi aperti*, i quali non presentano alcuna concentrazione evidente.

Augustus Oemler (1974) classificò morfologicamente i cluster mediante il rapporto tra galassie ellittiche (E), lenticolari (S0) e spirali (S) presenti in essi. Si distinguono tre classi: *cD*, in cui il rapporto E:S0:S è pari a 3:4:2, *ricchi di spirali*, caratterizzati da un rapporto 1:2:3, e *poveri di spirali*, nei quali figura un rapporto 1:2:1.

1.1.2 Classificazione in luminosità

La distribuzione della luminosità in banda ottica negli ammassi di galassie è presa in considerazione in due principali metodi di classificazione.

La catalogazione di **Bautz e Morgan** (1970) si basa sulla galassia più brillante del cluster considerato, la cui luminosità è messa in relazione con quella delle altre galassie presenti. Ne risultano tre tipi fondamentali di ammassi, ai quali si aggiungono classi intermedie. La suddivisione principale è la seguente:

- **Tipo I (BMI)**: ammassi dominati al loro centro da una galassia cD
- **Tipo II (BMII)**: cluster le cui galassie più luminose presentano caratteristiche intermedie tra galassie cD ed ellittiche giganti
- **Tipo III (BMIII)**: ammassi che non contengono galassie dominanti

La seconda classificazione, di **Rood e Sastry** (1971), si basa sulla distribuzione spaziale delle dieci galassie più brillanti del cluster in esame. Risultano sei tipi di ammassi:

- **cD (supergiant)**: ammassi dominati da una singola galassia cD, situata al centro
- **B (binary)**: la componente dominante è costituita da un sistema binario di galassie
- **L (line)**: almeno tre delle galassie più luminose appaiono disposte lungo una linea retta
- **C (core-halo)**: quattro o più tra le galassie dominanti sono posizionate al centro, formando un *cluster core*
- **F (flat)**: le galassie più luminose hanno una distribuzione piatta
- **I (irregular)**: i membri dell'ammasso sono distribuiti irregolarmente, o senza un nucleo ben definito

1.2 Proprietà ottiche degli ammassi

1.2.1 Funzione di luminosità delle galassie

La funzione di luminosità delle galassie in un cluster fornisce la distribuzione numerica delle luminosità delle galassie stesse. La funzione di luminosità integrata $N(L)$ rappresenta il numero di elementi con luminosità maggiore di L , mentre la funzione di luminosità differenziale $n(L)dL$ esprime il numero di galassie che brillano nel range tra L e $L + dL$. Le funzioni di luminosità sono spesso definite attraverso la magnitudine $m \propto -2.5 \text{Log} L$, in cui Log indica il logaritmo in base 10; $N(\leq m)$ rappresenta il numero di galassie più brillanti di una determinata magnitudine m .

Sono comunemente utilizzate tre diverse funzioni per misurare la funzione di luminosità. **Zwicky** (1957) propose la forma

$$N(\leq m) = K(10^{0.2(m-m_1)} - 1), \quad (1.2)$$

in cui K è una costante e m_1 è la magnitudine della galassia più brillante. In generale, la funzione di Zwicky si adegua molto bene alla fascia delle luminosità più deboli, ma non si abbassa abbastanza rapidamente per le galassie più lucenti. L'equazione (1.2) implica che $N(L) = K[(\frac{L_1}{L})^{\frac{1}{2}} - 1]$, dove L_1 è la luminosità dell'elemento più brillante e K è il numero atteso di galassie nell'intervallo $\frac{1}{4}L_1 \leq L \leq L_1$.

Abell (1975) misurò la funzione di luminosità $N(L)$ attraverso l'intersezione di due leggi di potenza, $N(L) = N^*(\frac{L}{L^*})^{-\alpha}$, in cui $\alpha \approx \frac{5}{8}$ per $L < L^*$ e $\alpha \approx \frac{15}{8}$ per $L > L^*$. Le due leggi di potenza si intersecano sul valore L^* , N^* è il numero atteso di galassie con $L \geq L^*$. La corrispondente funzione di luminosità è scritta come

$$\text{Log}N(\leq m) = \begin{cases} K_1 + s_1 m & \text{per } m \leq m^* \\ K_2 + s_2 m & \text{per } m > m^* \end{cases}, \quad (1.3)$$

in cui K_1 e K_2 sono costanti. Le pendenze sono $s_1 \approx 0.75$ e $s_2 \approx 0.25$, le leggi di potenza si intersecano in $m = m^*$, quindi $K_1 + s_1 m^* = K_2 + s_2 m^*$. La funzione (1.3) si

adatta adeguatamente sia alla fascia debole che a quella più brillante della funzione di luminosità. Questa forma, comunque, è solamente un adattamento matematico, la reale funzione di luminosità ha una derivata continua $n(L)$, al contrario di (1.3).

Schechter (1976) propose un'approssimazione analitica per la funzione di luminosità differenziale:

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} e^{-\left(\frac{L}{L^*}\right)} d\left(\frac{L}{L^*}\right), \quad (1.4)$$

dove L^* è una luminosità caratteristica, N^* è il numero di galassie con $L > L^*$. Schechter derivò per la pendenza della fascia debole il valore di $\alpha = \frac{5}{4}$. I vantaggi di (1.4) sono il suo essere analitica e continua, al contrario di (1.3), e il fatto che sia una reale distribuzione statistica, contrariamente a (1.2), la quale richiede che la magnitudine della galassia più brillante sia conosciuta.

Una rappresentazione grafica dell'andamento delle tre diverse funzioni è indicata in **Figura 1.1**.

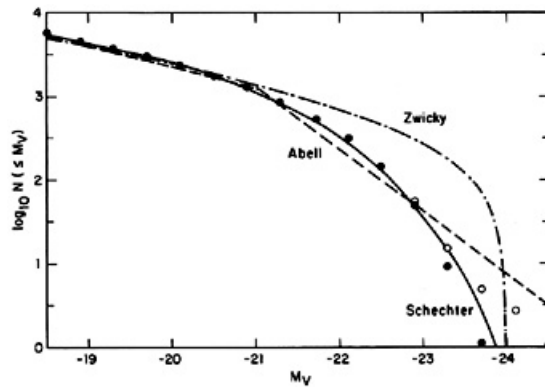


Figura 1.1: Le funzioni di luminosità dei cluster. $N(\leq m_V)$ è il numero di galassie più brillanti della magnitudine assoluta m_V . I cerchi rappresentano le funzioni di luminosità osservate da Schechter. I cerchi pieni escludono le galassie cD, mentre i cerchi vuoti mostrano i cambiamenti apportati dalla loro inclusione.

1.2.2 Distribuzione spaziale delle galassie

I cluster più regolari mostrano una distribuzione piana delle galassie, con una concentrazione di elementi più alta nel nucleo. In generale, i modelli che descrivono la disposizione delle galassie in ammassi di questo tipo constano di almeno cinque parametri: la posizione del centro nel cielo, la densità centrale proiettata dei membri su unità di superficie ρ_0 , il raggio del *core* R_c e la massima estensione radiale R_h . Naturalmente, il valore osservato della densità centrale ρ_0 dipende dall'intervallo di magnitudini galattiche osservate. Il raggio R_c è definito dalla condizione che la densità proiettata delle galassie ρ ad una distanza R_c sia la metà della densità al centro del cluster ρ_0 , in modo che $\rho(R_c) = \frac{\rho_0}{2}$. Nel caso di una distribuzione di galassie a simmetria sferica, assumendo R_c e R_h indipendenti dalle masse o dalle luminosità, è possibile scrivere

$$n(r) = n_0 f\left(\frac{r}{R_c}, \frac{r}{R_h}\right), \quad (1.5)$$

$$\rho(b) = \rho_0 F\left(\frac{b}{R_c}, \frac{b}{R_h}\right), \quad (1.6)$$

in cui $n(r)$ è la densità volumetrica delle galassie a distanza r dal nucleo dell'ammasso, n_0 è la densità centrale ($r = 0$), $\rho(b)$ è la densità superficiale proiettata al raggio proiettato b , f e F sono due funzioni adimensionali. Risulta dunque che

$$\rho(b) = \int_b^{R_h} \frac{n(r)rdr}{(r^2 - b^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.7)$$

Sono stati sviluppati numerosi modelli che descrivano la distribuzione delle galassie. Un'approssimazione semplice e valida nella regione centrale degli ammassi ricchi è quella di **King** (1972). Tale approssimazione consta di due funzioni analitiche, precisamente:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}, \quad (1.8)$$

$$\rho(b) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1.9)$$

in cui $\rho_0 = 2n_0R_c$. A distanze molto grandi, $r \gg R_c$, risulta $n(r) \approx n_0 \left(\frac{R_c}{r} \right)^3$; ciò comporta che la massa del cluster e il numero delle galassie divergano come $\log\left(\frac{r}{R_c}\right)$. Sebbene questa sia una lenta divergenza, il modello analitico di King deve essere troncato ad un raggio finito R_h .

1.2.3 Distribuzione in velocità delle galassie

L'esistenza della sequenza morfologica dei cluster (Cfr. 1.1.1) dai più irregolari ai regolari suggerisce che gli ammassi regolari abbiano subito una sorta di rilassamento dinamico. Le galassie in un cluster si muovono all'interno di una buca di potenziale, ciascuna con una propria velocità radiale v_r . Le velocità delle singole galassie sono distribuite intorno al loro valore medio. Convenzionalmente, tale distribuzione è caratterizzata dalla dispersione σ_r delle velocità radiali:

$$\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}. \quad (1.10)$$

La dispersione caratterizza completamente la distribuzione della velocità radiale nel caso essa sia Gaussiana:

$$p(v_r)dv_r = \frac{1}{\sigma_r\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v_r - \langle v_r \rangle)^2}{2\sigma_r^2}} dv_r, \quad (1.11)$$

in cui $p(v_r)dv_r$ è la probabilità che una singola galassia facente parte dell'ammasso abbia una velocità radiale compresa tra v_r e $v_r + dv_r$. Generalmente, la dispersione di velocità decresce con la distanza dal centro del cluster.

1.3 Il problema della massa mancante

Le masse dei cluster entro un raggio definito, $M(\leq r)$, possono essere determinate tramite tre metodi indipendenti, i quali convergono allo stesso risultato:

- **Ottico**: dispersione di velocità delle galassie (e loro distribuzione), sotto l'assunzione dell'equilibrio idrostatico

- **Raggi X:** temperatura e distribuzione del gas intergalattico, sotto l'assunzione dell'equilibrio idrostatico
- **Lente gravitazionale:** distorsioni gravitazionali delle galassie di fondo

Il primo procedimento utilizzato, naturalmente, fu quello ottico. Nel 1933, infatti, **Zwicky** misurò le velocità radiali delle galassie nell'ammasso della *Chioma di Berenice* (*Coma cluster*) attraverso i loro spettri. Ne calcolò le dispersioni, $\sigma_r = 977 \text{ km s}^{-1}$, successivamente utilizzò il teorema del viriale (Cfr. *Appendice A.2*), attraverso la relazione $M \approx \frac{R\sigma_r^2}{G}$, per stimare la massa dell'intero cluster. Al termine dei suoi calcoli, sentenziò che “la massa totale eccede considerevolmente la somma delle masse delle singole galassie”. Egli comprese che non è presente abbastanza massa visibile che possa spiegare il fatto che gli ammassi siano sistemi legati, e che dunque i cluster sono caratterizzati da una grande quantità di materia non visibile.

Quarant'anni dopo, quando fu misurata la curva di rotazione piatta della galassia di *Andromeda*, altri astronomi si resero conto dell'importanza del risultato di Zwicky.

1.3.1 Il caldo gas intergalattico

Una frazione della *massa mancante* di Zwicky fu scoperta attraverso il lancio di una serie di satelliti dell'*High Energy Astronomical Observatory* (HEAO), a partire dal 1977. Essi rivelarono che la maggior parte dei cluster emettono raggi X dalla maggior parte del loro volume. Tali emissioni furono associate al *mezzo intergalattico* (ICM).

Il mezzo intergalattico ha due componenti. La prima è una diffusa, irregolare distribuzione di stelle. La seconda è un caldo *gas intergalattico*, distribuito più o meno omogeneamente, che occupa lo spazio tra le galassie e riempie la buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso. In generale, la massa del gas è considerevolmente maggiore della massa totale delle stelle nell'ammasso.

In **Figura 1.2** è rappresentata l'emissione X proveniente dal *Coma cluster*.

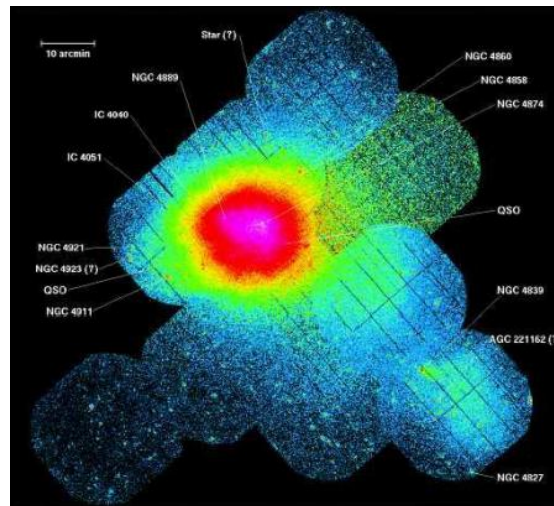


Figura 1.2: Immagine X-ray Multi-Mirror (XMM) del *Coma cluster*. Essa mostra l'emissione X nel range $0.3 \div 2.0 \text{ keV}$ e occupa un campo visivo di $1.5^\circ \times 1.33^\circ$. L'intensità dei raggi X cresce in direzione del centro dell'ammasso.

1.3.2 L'effetto di lente gravitazionale

Un fenomeno relativistico di grande importanza è quello della lente gravitazionale (Cfr. *Appendice B*). Gli ammassi di galassie fungono da lenti particolarmente massive, perciò il fenomeno del *cluster lensing* è osservato frequentemente. Verso la metà degli anni Ottanta, furono scoperte delle lunghe strutture a forma d'arco in alcuni cluster. Tali forme allungate sono vicine ai nuclei degli ammassi e, spesso, risultano fortemente curve. La natura degli archi fu spiegata dopo la determinazione della loro distanza tramite la spettroscopia. Essi, infatti, sono considerevolmente più lontani da noi rispetto agli ammassi ai quali appartengono; ciò significa che non sono associati fisicamente ai cluster, ma che sono l'immagine di galassie di fondo che sono fortemente distorte dall'effetto di lente gravitazionale.

Attraverso la forma e la posizione degli archi in relazione al centro dell'ammasso è possibile determinare la massa nella regione interna del cluster. Affinché si verifichi una tale distorsione dell'immagine, occorre che l'arco sia situato molto vicino al raggio di Einstein dell'ammasso.

I risultati ottenuti tramite altri metodi furono confermati: gli ammassi di galassie sono, per gran parte, composti di Materia Oscura.

In **Figura 1.3** sono riportati due esempi di archi osservati.

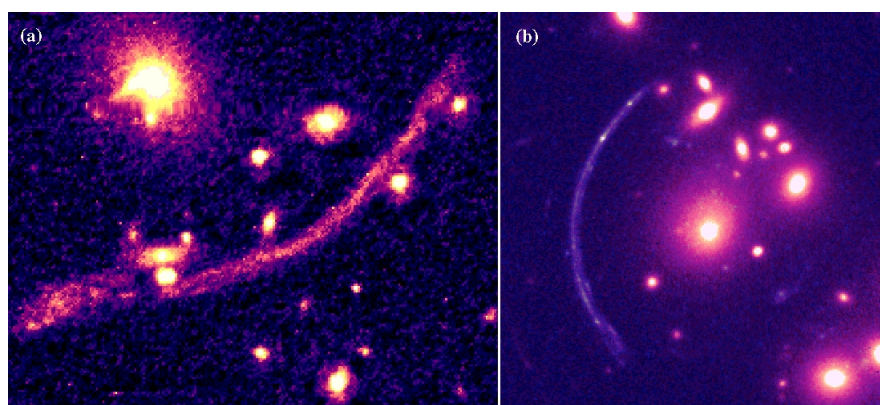


Figura 1.3: I primi due archi che furono scoperti nel 1986. A sinistra, l'arco nel cluster *A370* ($z = 0.37$). A destra, l'arco nel cluster *C12244* ($z = 0.31$).

1.4 Emissione X negli ammassi

Il primo oggetto extragalattico ad essere rivelato come sorgente X fu, nel 1966, la galassia M87 nell'ammasso della *Vergine* (*Virgo cluster*). Un grande avanzamento nello studio degli *X-ray clusters* e di tutta l'astronomia nella banda X arrivò con il lancio del satellite dedicato ai raggi X **Uhuru**.

Le prime osservazioni di Uhuru stabilirono un certo numero di proprietà delle sorgenti X associate ai cluster. Gli ammassi di galassie sono estremamente luminosi nella loro emissione X, con luminosità $L_x \approx 10^{43 \div 45} \frac{erg}{s}$, ed hanno un ampio range di luminosità. Ciò rende i cluster le sorgenti di raggi X più luminose nell'Universo, seconde solo ai *quasar*. Si scoprì inoltre che le sorgenti X associate agli ammassi sono estese, con dimensioni

$D_x \approx 200 \div 3000 \text{ kpc}$. Gli spettri X dei cluster non mostrano evidenza di fotoassorbimento a bassa energia e la loro emissione non è variabile nel tempo, al contrario degli spettri e delle emissioni delle sorgenti discrete, ad esempio dei nuclei delle galassie o delle stelle. Questi risultati suggerirono che l'emissione fosse realmente diffusa, e non il risultato di più sorgenti compatte.

1.4.1 Origine dell'emissione X

Quando i cluster di galassie furono scoperti come importanti sorgenti di raggi X, furono formulate alcune teorie in merito ai meccanismi di emissione.

Le idee di maggior rilievo furono tre:

- l'emissione risulta da *bremstrahlung termica* (Cfr. *Appendice C.1*) da un caldo e diffuso gas intergalattico
- l'emissione è dovuta all'effetto *Compton inverso* (Cfr. *Appendice C.2*), tramite lo scattering di fotoni cosmici di fondo fino alle energie dei raggi X da elettroni relativistici all'interno del cluster
- l'emissione proviene da una popolazione di stelle individuali che sono sorgenti di raggi X

Nel caso di *bremstrahlung termica*, l'intensità della radiazione avrebbe un andamento esponenziale, $I_\nu = \exp(\frac{h\nu}{kT_g})$, in cui T_g è la temperatura del gas, non ci sarebbe fotoassorbimento, la temperatura del gas sarebbe tale che la velocità dei protoni termici, $v_p \approx \sqrt{\frac{kT_g}{m_p}}$, sia comparabile con quella delle galassie del cluster, poiché legate dallo stesso potenziale gravitazionale. Inoltre, nel gas sarebbero presenti elementi pesanti, come il ferro, che produrrebbero linee di emissione nello spettro.

Le osservazioni hanno dunque fornito grande sostegno per il modello della *bremstrahlung termica*, a discapito delle altre due teorie. La componente più importante dell'emissione X dei cluster è dunque l'ICM, costituito da particelle fortemente energetiche (dell'ordine di alcuni *keV*) ad una temperatura $T \approx 10^8 \text{ K}$. Il gas intergalattico contiene la maggior parte della materia barionica degli ammassi ed è costituito prevalentemente da idrogeno ed elio ionizzati, arricchito da elementi più pesanti, come il ferro. L'*intracluster medium*, dunque, è gas primordiale arricchito da elementi di origine stellare, probabilmente diffusi dalle esplosioni di *supernovae* all'interno delle galassie primitive.

1.4.2 Distribuzione spaziale dell'emissione X

Le prime osservazioni di Uhuru indicarono che il centro delle sorgenti X coincide con il centro del cluster, o in corrispondenza di una galassia attiva all'interno dell'ammasso. Nella maggior parte dei cluster che hanno emissione X, il *core* coincide con una galassia centrale dominante.

Lea et al. (1973) derivarono le dimensioni delle sorgenti X, assumendo che il gas avesse distribuzione di densità data dall'approssimazione di King (equazioni (1.8) e (1.9)) per una sfera isoterma auto-gravitante:

$$\rho_g(r) \propto \left[1 + \left(\frac{r}{r_x} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}, \quad (1.12)$$

in cui ρ_g è la densità del gas e r_x è il raggio del nucleo dell'emissione X. Questo modello non è fisicamente consistente, dal momento che la massa ricavata del gas è significativamente inferiore alla massa che tiene legato il sistema, tuttavia fornisce un fit conveniente per il confronto con la distribuzione delle galassie, che è spesso adattato dalla stessa funzione.

Un modello più appropriato è quello di **Cavaliere e Fusco-Femiano (1976)**, i quali assunsero che il gas e le galassie sono isotermi e in equilibrio allo stesso potenziale $U(r)$. La dispersione di velocità della materia galattica fu assunta isotropa, $\sigma_r = cost$, ma differente da quella del mezzo intergalattico; il quadrato del loro rapporto è definito dal parametro β :

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{k T_g}, \quad (1.13)$$

dove μ è il peso molecolare medio in u.m.a. e m_p è la massa del protone. Questa teoria è chiamata **β model**. Le densità di gas e galassie variano come $\rho_g \propto \rho_{gal}^\beta$. La distribuzione di densità del gas risultante è dunque

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}}, \quad (1.14)$$

in cui r_c è il raggio del *core* galattico, mentre la superficie di brillantezza X, $I_x(b)$, ad una distanza proiettata dal centro del cluster b , varia come

$$I_x(b) \propto \left[1 + \left(\frac{b}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}}. \quad (1.15)$$

1.4.3 Relazione massa - luminosità X

Alcune proprietà degli ammassi, come ricchezza di galassie e dispersione di velocità, temperatura X e luminosità, mostrano forti correlazioni interne. La relazione tra luminosità X, L_x , e massa M è rivelatrice della frazione di materia barionica del gas e della struttura entropica dell'ICM. Solitamente, le quantità utilizzate in questo tipo di trattazione sono normalizzate con le rispettiva quantità calcolate ad R_{200} , che rappresenta il raggio entro cui la densità media di massa gravitazionale $\langle \rho \rangle = 200\rho_c$, con ρ_c densità critica dell'Universo. R_{200} fornisce dunque una stima della distanza tipica entro cui il sistema è virializzato.

In **Figura 1.4** è rappresentato l'andamento di L_x in funzione di M_{200} , con fit logaritmico, mostrando una stretta correlazione tra le due quantità.

In generale, non sono stati trovati cluster particolarmente massivi ($M > 1014M_\odot$) che siano deboli nella banda X (cioè, $L_x < 1044 \frac{erg}{s}$), il che implica che la dispersione nella relazione $M - L_x$ è relativamente accurata.

Questa forte correlazione può essere spiegata dal fatto che la maggior parte della materia barionica degli ammassi è formata dal mezzo intergalattico, caratteristico per la sua emissione in X.

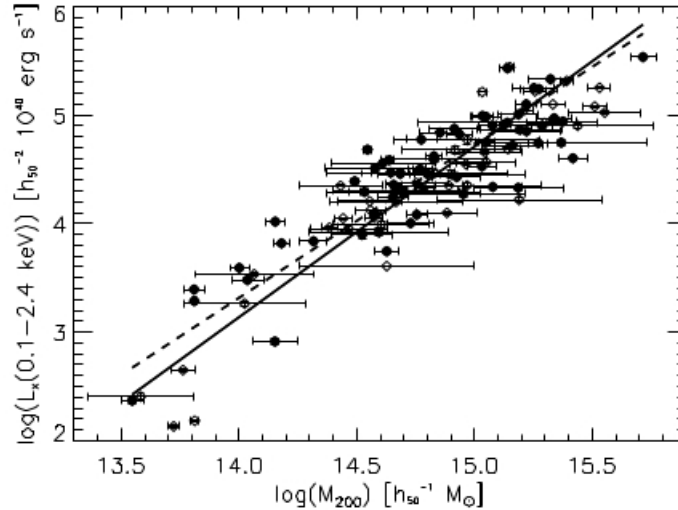


Figura 1.4: Relazione massa gravitazionale - luminosità X nella fascia $0.1 \div 1.4 \text{ keV}$ per un campione di 106 ammassi. Il best fit è rappresentato dalla linea continua, errori non trascurabili si trovano solo sulle masse.

1.5 Emissione Radio negli ammassi

Le prime associazioni tra sorgenti radio e ammassi di galassie sono dovute a **Mills** (1960) e **van den Bergh** (1961). L'emissione in banda radio collegata ai cluster è data dalla *radiazione di sincrotrone* (Cfr. *Appendice C.3*), dovuta all'interazione di una popolazione non termica di elettroni relativistici con un campo magnetico su larga scala.

Una tale emissione non termica è generalmente caratterizzata da una distribuzione di energia E esponenziale, la densità di particelle tra E e $E + dE$ è data da

$$N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE. \quad (1.16)$$

Ne segue che anche lo spettro di intensità I_ν ($\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ Hz s}}$) è ben rappresentato da una legge di potenza in un ampio range di frequenze ν ,

$$I_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (1.17)$$

in cui α è chiamato *indice spettrale* ed è legato all'indice di distribuzione in energia degli elettroni come

$$\alpha = \frac{(\delta - 1)}{2}. \quad (1.18)$$

Valori tipici dell'indice in energia δ sono compresi tra 2 e 3. L'indice spettrale radio è atteso quindi assumere valori attorno a 0.7. Date due frequenze ν_1 e ν_2 , con $\nu_1 < \nu_2$, è possibile ricavare α tramite la relazione

$$\alpha = \frac{\log(\frac{S_1}{S_2})}{\log(\frac{\nu_2}{\nu_1})}. \quad (1.19)$$

L'emissione radio negli ammassi di galassie può presentarsi in due differenti morfologie: emissione da singole radiosorgenti, come radiogalassie o quasar, ed emissione diffusa, proveniente dall'ICM.

1.5.1 Emissione radio da galassie attive

Una percentuale inferiore all'1% delle galassie presenta caratteristiche di emissione non dovuta ai consueti processi termici di stelle, polveri e gas interstellare e la cui luminosità, integrata sulle varie bande spettrali, risulta superiore anche di un fattore 1000 rispetto a quella delle normali galassie. Tali galassie vengono denominate *galassie attive*. La maggior parte della straordinaria emissione di questi oggetti è associata alle regioni nucleari, indicate con il termine AGN (*Active Galactic Nuclei*), ciò implica che la loro durata temporale debba essere molto breve, il che concorda con la loro bassa percentuale numerica.

Le classi più caratteristiche delle galassie attive sono le *galassie di Seyfert*, associate alle galassie spirali, le *radiogalassie*, associate alle ellittiche, e i *quasar*, oggetti quasi-stellari all'osservazione, situati a distanze cosmologiche ed identificati come nuclei di galassie nelle prime fasi di formazione dell'Universo. Salvo alcuni casi, le Seyfert hanno un'emissione radio molto debole, maggiore attenzione sarà dunque posta su radiogalassie e quasar.

L'emissione radio viene divisa in due categorie: a struttura *estesa* (o *lobe-dominated*), la quale è trasparente, e a struttura *compatta*, (o *core-dominated*) in cui la densità degli elettroni relativistici è talmente alta che la sorgente diventa opaca alla sua stessa radiazione. Le sorgenti estese sono generalmente associate alle galassie, ma alcune risultano essere quasar che non hanno estensione ottica visibile. Un gran numero di strutture compatte è associato ai QSO o agli AGN, ma sorgenti compatte meno potenti possono trovarsi anche nelle galassie ellittiche.

Le **radiogalassie** sono forti sorgenti di onde radio, le loro luminosità sono tipicamente nell'intervallo $L_{radio} = 10^{40} \div 10^{45} \frac{erg}{s}$ e sono generalmente maggiori della luminosità nella controparte ottica. La tipica morfologia di una radiogalassia estesa, ellittica per definizione, si può riassumere tramite le seguente componenti:

- **nucleo** (o **core**): è la regione centrale della radiosorgente, la sua emissione è collegata all'attività del buco nero che si trova al centro della galassia. Il suo contributo all'emissione totale è, generalmente, minore di quello delle altre componenti.
- **lobi**: sono strutture di emissione simmetricamente opposte rispetto alla galassia ottica cui sono associate. La brillantezza superficiale varia dalla periferia al centro.
- **hot-spots**: sono regioni di piccole dimensioni angolari molto brillanti, situate nei lobi. Hanno uno spettro molto piatto e vengono associate con la regione di accelerazione da cui gli elettroni diffondono in tutto il lobo.
- **getti** (o **jets**): sono stretti "ponti" di emissione radio, che connettono i lobi al nucleo.

Fanaroff e Riley (1974) divisero le radiogalassie in due categorie, in base a potenza, dimensioni e morfologia:

- **Radiogalassie FRI**: sono dominate dai getti e poco estese, caratterizzate da bassa potenza, $P \approx 10^{42} \frac{erg}{s}$. La loro emissione è distribuita lungo getti turbolenti, spesso dotati di morfologie distorte, e non sono presenti hot-spots.

- **Radiogalassie FR II:** sono dominate dai lobi e molto estese, con potenze maggiori delle FRI, $P \approx 10^{47} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$. La loro emissione è concentrata nei lobi e spesso presentano un solo getto.

In **Figura 1.5** sono mostrati due esempi di radiogalassie estese.

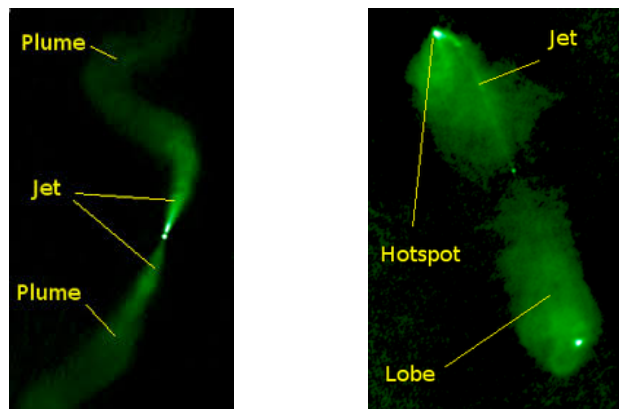


Figura 1.5: Morfologie di radiogalassie estese: a sx, 3C31, di tipo FRI, a dx, 3C98, di tipo FR II.

Il termine **quasar** è coniato dalla sigla QUASi stellar radio source. I quasar furono scoperti alla fine degli anni '50, e vennero rilevati come sorgenti radio compatte e molto potenti, che in ottico apparivano fortemente luminose e puntiformi, e per questo credute stelle. Dallo studio della distanza tramite il redshift si vide tuttavia che la natura puntiforme era dovuta ai limiti di risoluzione dei telescopi e che la potenza emessa era maggiore di quella tipica di molte galassie allora conosciute. Si comprese infine che i quasar sono oggetti estremamente lontani, situati a distanze di ordine cosmologico, e che la loro luminosità è circa 1000 volte maggiore di quella delle normali galassie. Il picco di emissione caratteristico dei quasar si trova nell'ultravioletto, solo una frazione di essi emette in radio. Molti quasar, inoltre, hanno spettro continuo che si estende fino alla banda X e gamma. Esistono infine alcuni quasar con attività radio molto ridotta, chiamati perciò *radio quite quasar*, e motivo per cui è stato coniato un nome più appropriato per questi oggetti, QSO (*quasi-stellar object*). In **Figura 1.6** è rappresentato un esempio di quasar.

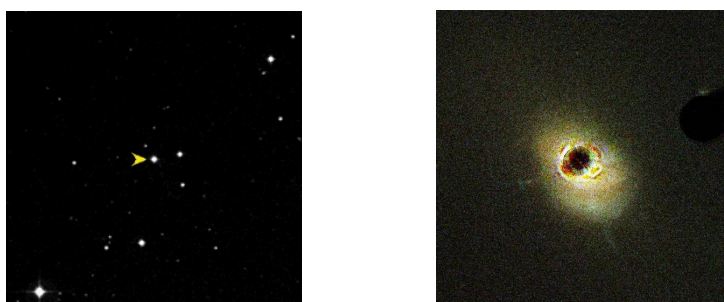


Figura 1.6: Il quasar 3C273, nella Costellazione della Vergine. Nel 1963 Maarten Schmidt, studiando le righe di emissione nello spettro della sua controparte ottica, riuscì a dimostrare che 3C273 si stava allontanando ad una velocità di $44 \cdot 10^3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. All'epoca, 3C273 era l'oggetto più lontano e luminoso mai osservato, con magnitudine apparente $m = 13$.

1.5.2 Interazione tra radiogalassie e ICM

Le radiosorgenti *testa-coda* (*head-tail*, abbreviate con HT) sono una sottoclasse delle radiogalassie, i cui getti radio sono distorti in modo da apparire curvati in una direzione comune. Ciò dà luogo alla cosiddetta morfologia “testa-coda”, in cui i getti radio sono curvati all’indietro in modo da sembrare una coda, in cui la brillantezza diminuisce in modo generalmente irregolare, mentre la galassia ottica appare come la testa. La forma particolare delle HT è associata ad una forte interazione con il mezzo intergalattico. Le galassie testa-coda sono rilevate principalmente nei cluster non rilassati e, in particolare, in direzione del centro della buca di potenziale dell’ammasso o nelle regioni di alta emissione X, indicative di una profonda buca di potenziale.

Le HT si suddividono in due classi, corrispondenti a due diverse morfologie: le WAT (*Wide Angle Tail*) e le NAT (*Narrow Angle Tail*).

Le WAT sono associate a galassie cD al centro di un ammasso, o nelle sue vicinanze. Sono sorgenti intermedie tra le strutture standard FRI e FR II, caratterizzate da getti efficienti che sfociano in lunghe code ricurve, che formano un ampio angolo tra loro. Talvolta, sono presenti hotspots. La particolare forma di tali radiosorgenti può essere spiegata dal moto su grande scala delle masse gassose all’interno dei cluster, dovuti a processi dinamici dell’ammasso stesso.

Le NAT sono associate a galassie che possono trovarsi a qualsiasi distanza dal centro dell’ammasso e hanno caratteristiche simili alle FRI. La coda presenta una curvatura molto elevata e, in presenza di più code, esse si sviluppano parallelamente. Potendo raggiungere elevate velocità, queste radiosorgenti appaiono curvate dalla *ram-pressure* che subiscono muovendosi attraverso il mezzo intergalattico.

In **Figura 1.7** sono riportati due esempi di radiosorgenti testa-coda.

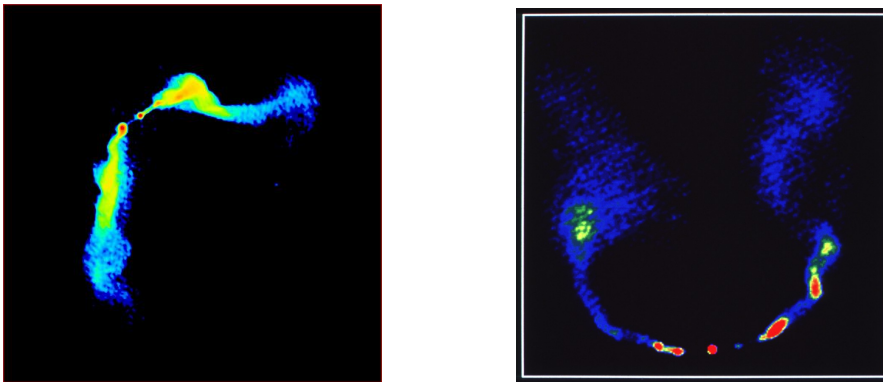


Figura 1.7: I due prototipi di radiosorgenti head-tail.

A sinistra, la WAT 3C465, nel cluster Abell2634. A destra, la NAT NGC1265, nell’ammasso di Perseo.

1.5.3 Emissione radio su larga scala

Un ulteriore aspetto dell’emissione radio degli ammassi è rappresentato dalle radiosorgenti diffuse, che non possono essere associate alle singole galassie. Tali sorgenti indicano la presenza di particelle relativistiche e di campi magnetici nel mezzo intracluster, il quale è dunque coinvolto in processi non termici. L’emissione diffusa da radiazione di

sincrotrone è stata trovata in numerosi ammassi, sia nelle regioni centrali che in quelle periferiche. I campi magnetici su larga scala, inoltre, appaiono presenti in tutti i cluster. Tali componenti non termiche sono collegate all'emissione ottica, a quella in X e agli stadi evolutivi degli ammassi stessi.

1.6 Modello evolutivo dei cluster

Gli ammassi di galassie tendono ad evolvere secondo strutture gerarchiche. A partire dalle più piccole e semplici unità, cioè galassie, gruppi e subcluster, essi si formano attraverso meccanismi di tipo gravitazionale, che vengono chiamati *merger*. Alcuni cluster raggiungono l'isolamento e l'equilibrio, e sono dunque sottoposti a fenomeni di rilassamento. Il processo che subiscono viene definito *cooling flow*.

Tali fenomeni sono osservati soprattutto nella banda X e in minor parte in quella ottica, hanno inoltre importanti riscontri nella fascia radio.

A livello sperimentale, è stata trovata la significativa evidenza indiretta che i merger distruggano i cooling flow. C'è infatti una forte anticorrelazione statistica tra tasso di cooling e strutture irregolari nei cluster, rilevate attraverso l'analisi delle immagini X e indici di un merger in corso.

1.6.1 Merging clusters

Sarazin (2002) definì i *cluster mergers* come “gli eventi più energetici nell'Universo dopo il Big Bang”. Durante i meccanismi di merger, tramite i quali avviene il raggruppamento degli ammassi, i subcluster collidono a velocità di $\approx 2000 \frac{km}{s}$, rilasciando energia di legame gravitazionale $\gtrsim 10^{64} erg$ e producendo onde d'urto che si propagano attraverso l'ICM, dissipando energie di $\approx 3 \cdot 10^{63} erg$. Tali onde d'urto sono la principale fonte di riscaldamento e compressione del gas intergalattico, e sono dunque responsabili della sua emissione in X e dell'aumento della sua entropia. L'accelerazione delle particelle provocata dalle scosse produce elettroni relativistici e ioni, i quali sono poi coinvolti in meccanismi di emissione di sincrotrone in banda radio, Compton inverso nell'estremo ultravioletto e nel range hard-X, $5 \div 20 keV$, ed emissione di raggi gamma.

I merger forniscono l'opportunità di studiare una vasta gamma di fenomeni astrofisici, come l'evoluzione delle galassie attraverso il *ram-pressure stripping*, la distruzione dei *cool core* o l'accelerazione delle particelle e il ruolo dei campi magnetici nella formazione di emissione radio diffusa.

Dal punto di vista ottico, i cluster sottoposti a processi di merger non presentano una galassia dominante centrale, mentre sono particolarmente rilevanti le sottostrutture interessate al fenomeno, chiamate *subclusters*. In banda X, la luminosità osservata non è uniforme e isoterma, ma presenta disomogeneità e picchi di emissione.

1.6.2 Cooling core clusters

Dopo aver raggiunto l'equilibrio gravitazionale, le ordinarie galassie iniziano a raffreddarsi in fretta, mentre nei cluster, in quanto sistemi particolarmente massivi e complessi, il gas si raffredda molto lentamente e si forma un'atmosfera quasi idrostatica. La temperatura dell'atmosfera è dell'ordine della temperatura viriale, superiore ad alcuni milioni di gradi

Kelvin, ed è direttamente osservabile solo nella banda X. L'intero sistema inizia a perdere energia e temperatura tramite l'emissione di radiazione, principalmente in X, mentre nella regione centrale, in cui l'atmosfera è più densa, si forma un flusso di raffreddamento, inizialmente chiamato *cooling flow* e stimato $\approx 1000 \frac{M_{\odot}}{y}$. Questa regione più fredda si espande con il tempo, a causa della diminuzione della pressione nel core, che provoca un afflusso di materia dall'esterno per mantenere l'ammasso in equilibrio idrostatico e causa dunque un aumento della densità. Negli anni recenti, studi in diverse bande hanno dimostrato che il tasso di cooling era stato sovrastimato di un ordine di magnitudine o più. Il classico modello del cooling flow è stato rimpiazzato da quello del *cool-core*. Nella fascia ottica, i cooling core clusters sono caratterizzati da una galassia gigante nel core. In banda X, è presente un picco di emissione in corrispondenza del nucleo nel range soft-X, $0.1 \div 2.4 keV$, ad una temperatura $\approx 10^6 \div 10^8 K$. Per quanto riguarda invece l'emissione radio diffusa, la radiazione osservata è di entità molto minore rispetto a quella presente nei merging clusters.

Capitolo 2

Emissione radio diffusa

Le osservazioni in banda radio hanno evidenziato all'interno dell'ICM delle componenti non termiche, associate a particelle relativistiche e campi magnetici su larga scala, rilevate attraverso la loro emissione di sincrotrone (Cfr. *Appendice C.3*). Grazie allo sviluppo dei metodi osservativi e dei modelli teorici, la conoscenza delle proprietà dell'ICM non termico ha conosciuto un significativo sviluppo negli ultimi anni. Un'emissione radio diffusa è stata trovata in molti cluster, nelle regioni centrali e/o in quelle periferiche. Dei campi magnetici su larga scala, inoltre, sono stati trovati in tutti i cluster. Le caratteristiche dell'emissione di sincrotrone proveniente dall'intracluster medium indicano la presenza di campi magnetici dell'ordine di $\approx 0.1 \div 1 \mu G$ e di una popolazione di elettroni relativistici con fattore di Lorentz $\gamma \gg 1000$.

L'emissione in banda radio degli ammassi è collegata alle proprietà in banda X e allo stadio evolutivo degli stessi.

Le sorgenti di emissione radio diffusa sono generalmente classificate in tre categorie: *aloni*, *relitti* e *mini-aloni*.

2.1 Aloni

Gli *aloni* (*radio halos*) sono sorgenti radio diffuse caratterizzate da una bassa brillantezza superficiale, $\sim \mu J \text{ arcsec}^{-2}$ a $1.4 GHz$, che permeano la regione centrale dei cluster. Presentano estensioni $\gtrsim 1 Mpc$, appaiono generalmente regolari in morfologia e sono non polarizzati. Con lo sviluppo delle tecniche osservative e dell'elaborazione dei dati, in alcuni ammassi ricchi sono stati rilevati aloni di minore estensione, $\ll 1 Mpc$, e forma irregolare, con proprietà complessivamente analoghe a quelle degli aloni giganti.

Il numero di aloni presenti nei cluster cresce con la luminosità X degli ammassi ospitanti, raggiungendo circa il 25 ÷ 30 % nei cluster con $L_X > 5 \cdot 10^{44} \frac{erg}{s}$.

I parametri fisici degli aloni possono essere stimati assumendo condizioni di equipartizione, una medesima energia in protoni ed elettroni relativistici, un coefficiente di riempimento volumetrico pari a 1, un cut-off a bassa frequenza di $10 MHz$ ed un cut-off ad alta frequenza di $10 GHz$. Le minime densità di energia derivate sono $\sim 10^{14} \div 10^{13} \frac{erg}{cm^3}$, molto minori di quelle dell'ICM. I campi magnetici corrispondenti sono $\sim 0.1 \div 1 \mu G$.

In **Figura 2.1** è rappresentato il prototipo di questa classe, la sorgente *Coma C* al centro del *Coma cluster*.

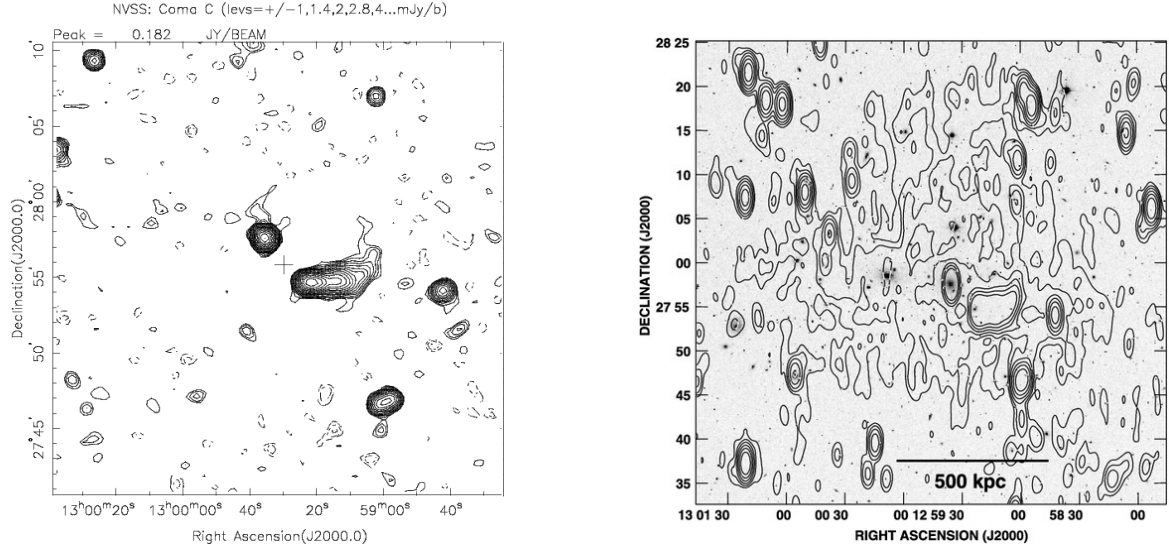


Figura 2.1: L'alone *Coma C* nel *Coma cluster* ($z = 0.023$). A sinistra, contorni radio ottenuti con la NVSS (VLA). A destra, immagine radio a 0.3 GHz acquisita con la WRST, sovrapposta all'immagine ottica della DSS1.

2.1.1 Spettri degli aloni

Gli aloni presentano sempre uno spettro ripido, assumendo un andamento in intensità $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. È stata studiata una possibile correlazione tra indice spettrale radio e temperatura del cluster: gli ammassi a più alte temperature tendono ad ospitare aloni con spettri maggiormente piatti. Studiando un range di frequenze di $0.3 \div 1.4\text{ GHz}$, il valore medio dell'indice spettrale risulta essere:

- $\alpha = 1.7 \pm 0.2$ per $T < 8\text{ keV}$;
- $\alpha = 1.4 \pm 0.4$ per $8\text{ keV} \leq T \leq 10\text{ keV}$;
- $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ per $T > 10\text{ keV}$.

L'andamento degli spettri radio è variegato, può diventare più ripido verso le zone periferiche dell'alone o verso il centro, oppure può presentare un picco in una specifica regione. Tali variazioni riflettono i guadagni e le perdite di energia degli elettroni responsabili della radiazione.

2.1.2 Correlazione radio - X negli aloni

Le proprietà radio degli aloni sono collegate alle proprietà del cluster che li ospita. La probabilità di rilevare aloni è maggiore negli ammassi con più alta brillantezza in X. Inoltre, la potenza monocromatica in banda radio P_ν a 1.4 GHz è correlata con la luminosità e la temperatura nella fascia X. Tali corrispondenze sono confermate anche dalle similitudini tra la morfologia degli aloni e l'emissione in X degli ammassi a cui appartengono.

Poiché luminosità e temperatura in X dipendono fortemente dalla massa del cluster, le correlazioni $P_\nu - L_X$ e $P_\nu - T_X$ potrebbero riflettere una dipendenza della luminosità

degli aloni dalla massa, con interessanti implicazioni sui modelli teorici della produzione di raggi cosmici. I risultati attuali suggeriscono $P_{1.4\text{ GHz}} \propto M^a$, dove $a \gtrsim 2.3$. Una tale correlazione potrebbe indicare che la massa dei cluster sia un parametro cruciale nella formazione degli aloni, dal momento che suggerisce che le distribuzioni dei campi magnetici e degli elettroni relativistici mutano in relazione alla massa dei cluster.

2.1.3 Aloni e cluster mergers

Tramite gli spettri degli aloni è possibile derivare il tempo di vita radiativo τ degli elettroni relativistici. Considerando le perdite di energia dovute all'emissione di sincrotrone e all'effetto Compton inverso, risulta che $\tau \sim 10^8\text{ yr}$. Poichè la velocità di diffusione attesa v_e è dell'ordine $\sim 100 \frac{km}{s}$, il tempo di vita radiativo degli elettroni è troppo breve per permettere alle particelle di attraversare l'intero cluster nella sua estensione. Dunque, gli elettroni non possono essere stati prodotti in un punto localizzato nell'ammasso, ma devono subire delle eccitazioni *in situ*, con efficienza comparabile alle perdite di energia. I cluster mergers possono spiegare tale processo di guadagno di energia. Le turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD) generate dai merger, in particolare, potrebbero essere il meccanismo responsabile del rifornimento di energia per gli elettroni che emettono negli aloni radio.

L'evidenza di un collegamento tra aloni e cluster mergers è stata spiegata anche dalla presenza degli aloni esclusivamente in ammassi che mostrano sottostrutture in X, gradienti di temperatura in banda X e cooling flows deboli o assenti, prove supportate dalle osservazioni ottiche. Nel comportamento radio, dunque, vi è una netta distinzione tra cluster rilassati e non rilassati.

Non tutti i merging clusters, comunque, ospitano aloni radio, e tale dicotomia non è stata pienamente compresa. È possibile che gli aloni giganti siano presenti solo oltre una certa soglia di massa o temperatura. In futuro, con la progettazione di una nuova generazione di strumenti, sarà possibile chiarire se gli aloni siano presenti in tutti i merging clusters o solo in quelli più massivi.

2.2 Relitti

I *relicti* (*radio relics*) sono sorgenti diffuse simili agli aloni nella loro brillantezza superficiale, nelle loro dimensioni, $\gtrsim 1\text{ Mpc}$, e nello spettro ripido, $\alpha \gtrsim 1$. Contrariamente agli aloni, sono situati nelle regioni periferiche dei cluster e sono fortemente polarizzati, $\sim 20 \div 30\%$. Mostrano tipicamente una struttura radio allungata, il cui asse maggiore è approssimativamente perpendicolare alla direzione del raggio dell'ammasso. Le osservazioni dei relicti forniscono le migliori indicazioni della presenza di campi magnetici dell'ordine del μG e di particelle relativistiche nelle regioni esterne degli ammassi. Mostrano inoltre prove dell'accelerazione di particelle relativistiche mediante fronti d'urto a grandi distanze dal centro dei cluster, sulla scala del Mpc .

Oltre ai tipici relicti di grandi dimensioni e dalla forma allungata, sono state trovate sorgenti dalla struttura più arrotondata, come anche sorgenti di estensione ridotta, e sono state ugualmente classificate come relicti. Queste radiosorgenti diffuse possono quindi presentarsi in svariate morfologie.

Inoltre, le sorgenti estese che derivano dagli AGN in cui l'attività nucleare è cessata sono

talvolta classificate come relitti, sebbene queste emissioni non siano originate dall'ICM e sarebbe dunque più consono definirle come *relitti AGN*.

In **Figura 2.2** è rappresentato il prototipo di questa classe, il relitto $1253+275$ nel *Coma cluster*.

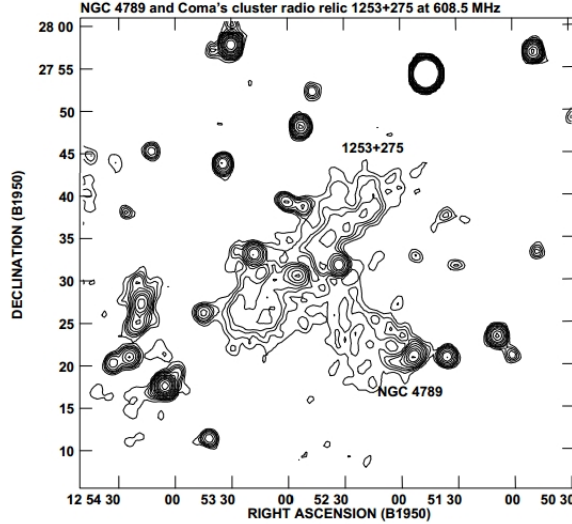


Figura 2.2: Mappa radio del relitto $1253+275$ nel *Coma cluster*. È evidenziata la probabile sorgente del plasma radio: la NAT *NGC 4789*. Le code di questa radiogalassia indicano la direzione di provenienza della galassia stessa: il centro del cluster, situato a circa $1.2 Mpc$ in direzione NE.

2.2.1 Classificazione morfologica dei relitti

Dopo la scoperta di $1253+275$ nel *Coma cluster*, sono state trovate diverse morfologie da associare ai relitti: le sorgenti classiche sono allungate e collocate nelle zone periferiche degli ammassi, ma esistono anche strutture più regolari e arrotondate, situate sia nelle regioni esterne che in quelle più centrali dei cluster.

È possibile classificare i relitti in base alla loro sola morfologia. In tal modo, le sorgenti si distinguono in allungate e arrotondate.

I **relitti allungati** sono oggetti estesi, siti nelle regione periferiche dei cluster e caratterizzati da una struttura allungata approssimativamente perpendicolare alla direzione del raggio dell'ammasso. Non mostrano sottostrutture evidenti, ed in alcuni casi la loro sezione trasversa è molto piccola. La loro emissione radio è, in genere, fortemente polarizzata.

I **relitti arrotondati** hanno una struttura più regolare. Nonostante la loro morfologia differente, essi condividono con i relitti allungati la posizione nelle regioni periferiche dei cluster e la mancanza di una controparte ottica. Le proprietà principali di questa tipologia di radiosorgenti sono la conformazione articolata in sottostrutture filamentose e lo spettro molto ripido e curvo. Un aspetto caratteristico di questi relitti è che non sono stati osservati a redshift $z > 0.2$.

La classe dei relitti arrotondati include le sorgenti chiamate **Radio Phoenix** (o *Relic Sources near the First Ranked Galaxy, FRG*). Tali oggetti sono posizionati nei pressi

della galassia principale centrale, generalmente una cD, pur rimanendo fisicamente separati da essa. Le loro dimensioni variano approssimativamente nel range $100 \div 350 \text{ kpc}$ e presentano sottostrutture filamentose.

Tra i relitti arrotondati, sono presenti anche oggetti situati a grandi distanze dalla FRG o altre galassie brillanti, non associabili ad una precedente attività radio.

Altro caso interessante è quello dei **doppi relitti**, cioè di sorgenti che appaiono in coppia e che sono situate ai lati opposti di un cluster.

Infine, sono degni di menzione i **cluster con alone e relitto/i**, il cui esempio più famoso è il *Coma cluster*. Tali ammassi presentano un'emissione radio diffusa sia centrale che periferica. Talvolta, il relitto è collegato all'alone tramite un ponte di emissione radio di bassa luminosità, altri casi sono caratterizzati da strutture più complesse. L'esistenza di tali cluster favorisce la teoria secondo cui il merger che dona origine all'alone potrebbe essere anche la causa delle onde d'urto che forniscono energia per la formazione dei relitti. Le proprietà generali delle due classi di relitti possono essere riassunte nel seguente modo:

- I relitti arrotondati si trovano maggiormente nei pressi del centro degli ammassi, mentre quelli allungati sono distribuiti generalmente nelle regioni periferiche.
- I relitti arrotondati presentano mediamente bassa potenza e piccole dimensioni, mentre quelli allungati coprono un ampio range di potenze radio ed estensioni, generalmente maggiori di quelle delle sorgenti arrotondate.
- Nelle regioni centrali dei cluster, $< 0.4 \text{ Mpc}$, e nel range delle alte potenze, $> 1024 \frac{W}{Hz}$, non sono presenti relitti. Nelle zone periferiche, invece, si trovano relitti di piccole e grandi dimensioni e potenze.

2.2.2 Spettri dei relitti

La struttura allungata della maggior parte dei relitti favorisce le osservazioni interferometriche, inoltre la loro posizione nelle zone periferiche degli ammassi, in cui il rumore di fondo è più basso, permette misure a varie frequenze.

Similmente agli aloni, i relitti presentano spettri abbastanza ripidi. L'indice spettrale α varia nel range $1 \div 1.6$ per le sorgenti allungate, per quelle arrotondate copre invece un intervallo maggiore, $1.1 \div 2.9$. Gli spettri più ripidi sono dunque quelli a minori distanze dal centro del cluster. Per quanto riguarda gli oggetti misurati su più di due frequenze, lo spettro radio risulta dritto per i relitti allungati, mentre mostra un picco ad alte frequenze per quelli arrotondati. Le sorgenti più potenti, $P_{1.4} > 1024 \frac{W}{Hz}$, e più estese, $L_{max} > 0.5 \text{ Mpc}$, sono caratterizzate da spettri meno ripidi, $\alpha < 1.6$.

2.2.3 Correlazione radio - X nei relitti

Le proprietà dei relitti sono legate a quelle dei cluster che li ospitano. Come negli aloni, è stata trovata una correlazione tra la potenza radio a 1.4 GHz e la luminosità X dell'ammasso, valida sia per le sorgenti allungate che per quelle arrotondate. Risulta dunque $P_{1.4} \propto L_X^{1.2}$.

La differenza principale tra le proprietà di aloni e relitti è che questi ultimi sono spesso

trovati anche nei cluster caratterizzati da una bassa brillantezza X. Relitti allungati e arrotondati occupano dunque anche la fascia $P_{1.4} < 1024 \frac{W}{Hz}$ e $L_X < 3 \cdot 10^{44}$. Ad una data potenza radio, i relitti tendono ad avere dimensioni minori degli aloni.

2.2.4 Relitti e modelli teorici

I relitti sono trovati sia nei merging che nei cool-core clusters, essi possono dunque essere correlati ai mergers minori o fuori asse, così come a quelli di maggiore entità.

La teoria più diffusa riguardo l'origine dei relitti associa le particelle che emettono in banda radio all'energia dissipata tramite onde d'urto prodotte nell'ICM dai flussi di formazione di strutture cosmologiche su larga scala. La produzione di onde d'urto nelle regioni periferiche degli ammassi è osservata in numerosi eventi di cluster merger. L'attività delle radiogalassie riempie grandi porzioni di ICM con plasma radio, che tuttavia diventa rapidamente invisibile ai radiotelescopi a causa delle perdite radiative degli elettroni relativistici. Tali regioni, chiamate *radio ghosts*, sono riattivate dalla compressione adiabatica dovuta al passaggio di un'onda d'urto prodotta da un evento di merging, formando così in maniera naturale strutture filamentose consistenti con le forme tipiche dei relitti. A causa dei brevi tempi radiativi degli elettroni, l'emissione radio è prodotta nelle vicinanze di tali *shock waves*, e ciò è compatibile con la struttura allungata dei relitti, quasi perpendicolare all'asse del merger.

2.3 Mini-Aloni

I *mini-aloni* (*radio mini-halos*) sono sorgenti radio diffuse di piccola estensione, $\sim 500 kpc$, situate al centro di cooling core clusters. Generalmente, circondano una potente radiogalassia. Le dimensioni totali dei mini-aloni sono comparabili a quelle della regione di cooling degli ammassi che li ospitano.

Il prototipo di questa classe è il mini-alone al centro dell'ammasso di Perseo (*Perseus cluster*), rappresentato in **Figura 2.3**.

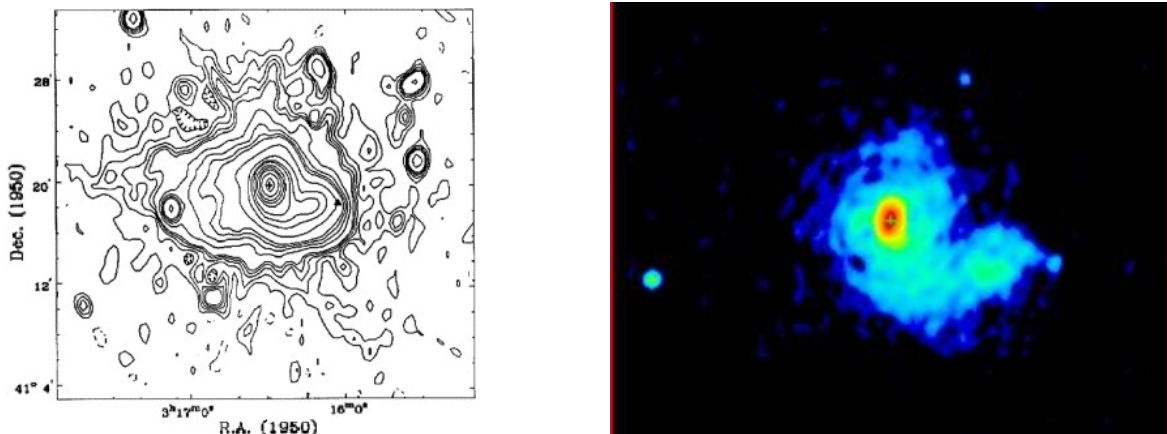


Figura 2.3: Il mini-alone nel *Perseus cluster* ($z = 0.018$). *A sinistra*, mappa a $27 MHz$. La sorgente è centrata sulla pozione della galassia cD *NGC 1275*. *A destra*, immagine radio cromatica a $1.4 GHz$ acquisita con l'American VLA Telescope.

Come gli aloni e i relitti, i mini-aloni presentano spettri ripidi e sono caratterizzati da una bassa brillantezza superficiale. La loro rilevazione è piuttosto complessa, a causa delle scarse informazioni in banda X, delle loro piccole dimensioni angolari e dell'emissione, spesso molto forte, della radiogalassia centrale.

L'emissione di sincrotrone proveniente dai mini-aloni è più alta di un fattore ~ 50 rispetto a quella degli aloni. Nell'ambito della teoria della riaccelerazione delle particelle, questo aspetto comporta la necessità di una quantità aggiuntiva di elettroni relativistici che spieghino una tale emissione. Gli elettroni potrebbero essere forniti dalla radiogalassia centrale, oppure potrebbero avere un'origine secondaria. In quest'ultimo caso, è stimato che le particelle nei mini-aloni siano continuamente prodotte dall'interazione di protoni provenienti dai raggi cosmici con i protoni termici che si trovano nell'ambiente.

2.3.1 Mini-Aloni e cooling core clusters

Data l'anticorrelazione tra presenza di un cooling core e merger di grande entità, i mini-aloni sono le uniche sorgenti diffuse non associate ad eventi di cluster merger.

Le particelle che emettono in radio non possono essere associate alla radiogalassia centrale in termini di diffusione, ma sono connesse all'ICM nella regione di cooling flow e ai campi magnetici ad esso miscelati. Gli elettroni relativistici sarebbero riaccelerati da turbolenze MHD. Tale proprietà è supportata dalla correlazione osservata tra potenza radio dei mini-aloni e potenza radio dei cooling flow. L'energia aggiuntiva per la riaccelerazione degli elettroni potrebbe essere fornita da sub-cluster mergers che non sono stati in grado di distruggere il cool core centrale dell'ammasso.

2.4 Campi magnetici su larga scala

La presenza di campi magnetici negli ammassi è dimostrata direttamente dall'esistenza di sorgenti radio diffuse. Gli studi su di essi sono condotti soprattutto attraverso gli aloni, che mostrano campi magnetici estesi su volumi estremamente ampi.

Utilizzando dati alle lunghezze d'onda radio, è possibile ottenere informazioni circa la geometria e la forza dei campi magnetici. Questo metodo è chiamato analisi della *rotazione di Faraday*, e consiste nella misura delle sorgenti radio sullo sfondo dei cluster o negli ammassi stessi. La radiazione di sincrotrone proveniente dalle radiosorgenti cosmiche è linearmente polarizzata. Un'onda linearmente polarizzata, di lunghezza d'onda λ , che viaggia da una radiosorgente attraverso un mezzo magnetizzato, subisce uno sfasamento del fronte d'onda, e la rotazione risulta essere

$$\Delta\chi = RM \lambda^2, \quad (2.1)$$

in cui RM è la misura della rotazione di Faraday, definita come

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}. \quad (2.2)$$

Lo studio consiste dunque nell'ottenere il valore medio della RM di sorgenti collocate su differenti parametri d'impatto del cluster e di costruire mappe della distribuzione della RM , per ottenerne la σ . Una tale analisi ha dunque dimostrato l'esistenza di campi

magnetici dell'ordine del μG all'interno dell'ICM.

Misure dei campi magnetici diffusi sono possibili anche attraverso i dati in banda X, tramite lo studio di fronti freddi e dell'emissione non termica tramite l'effetto Compton inverso. Quest'ultima radiazione può essere rilevata nel dominio hard-X ed è dovuta allo scattering dei fotoni del CMB (*cosmic microwave background*) dagli elettroni di sincrotrone.

L'intensità dei campi magnetici non è uniforme, ma decresce con la distanza dal centro del cluster. Secondo la conservazione del flusso magnetico, la crescita attesa del campo magnetico è proporzionale alla densità del gas come

$$B \propto \rho^{\frac{2}{3}}. \quad (2.3)$$

La correlazione tra RM e brillantezza X riflette quella tra campo magnetico e densità del gas. Il profilo radiale magnetico risultante è $B \propto n_e^{0.9}$, in cui n_e è la densità degli elettroni termici, che conferma la decrescita del campo con il raggio.

2.4.1 Origine dei campi magnetici

Le principali teorie circa l'origine dei campi magnetici su larga scala sono due:

- espulsione da venti galattici di galassie normali o da galassie attive e starburst
- amplificazione di campi magnetici irrisori durante il processo di formazione degli ammassi

La prima tesi è supportata dal fatto che larga parte dell'ICM sia di origine galattica, poiché contiene una concentrazione significativa di metalli. I campi magnetici negli ammassi, però, hanno una forza comparabile e spesso maggiore di quelli nelle galassie. È necessario, quindi, considerare un meccanismo di amplificazione.

L'accrescimento del campo magnetico potrebbe verificarsi durante il collasso del cluster, attraverso la compressione di un campo intergalattico, oppure a causa di un merger. I merger generano urti, flussi di massa e turbolenze entro l'ICM. La più grande fonte di amplificazione non lineare potrebbe essere la turbolenza MHD.

Capitolo 3

Procedura Sperimentale

3.1 Scopo della tesi

Il lavoro di questa tesi è stato svolto con lo scopo di approfondire la conoscenza delle sorgenti radio estese in funzione del redshift z , che trova applicazione nella legge di Hubble:

$$z = \frac{H_0 D}{c}, \quad (3.1)$$

in cui D è la distanza dell'oggetto considerato, c è la velocità della luce e H_0 è la costante di Hubble.

Attualmente, le sorgenti conosciute caratterizzate da $z > 0.3$ sono poche, come mostrato in **Figura 3.1**.

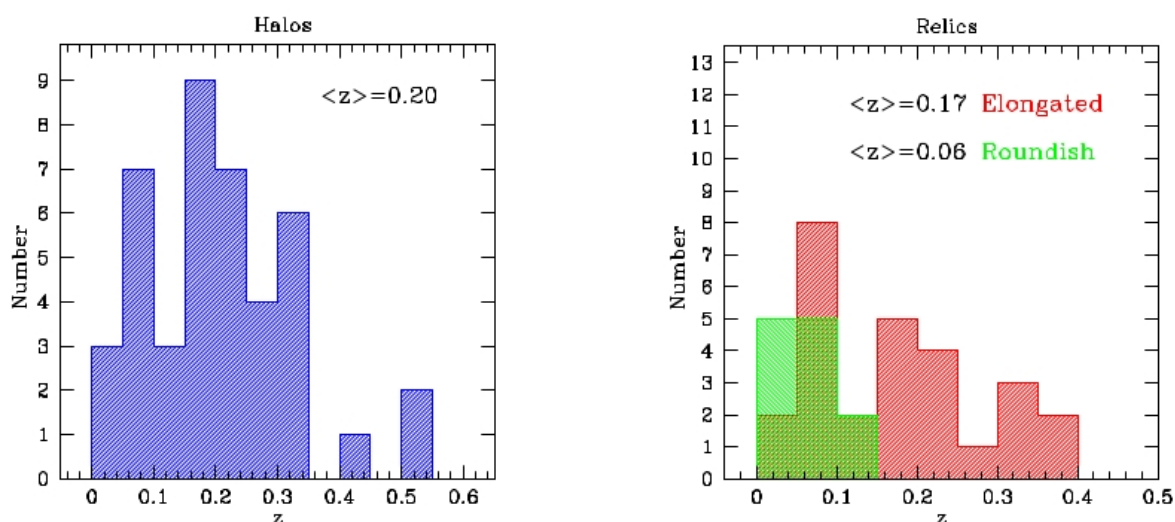


Figura 3.1: Distribuzione di alcuni cluster noti in funzione del redshift z . A sinistra, istogramma per gli aloni. A destra, istogramma per i relitti, distinti in allungati e arrotondati.

Le immagini sono prese da *Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., A&A Rev (2012) 20:54*

È dunque stato studiato un campione di ammassi, ottenuto a partire dal catalogo presente in *Reichert A., Böhringer H., Fassbender R., Mühlegger M., Observational constraints on the redshift evolution of X-ray scaling relations of galaxy clusters out to $z \sim 1.5$,*

A&A 535, A4 (2011), e selezionando i cluster in base alla loro brillantezza in X, scegliendo come limite inferiore $L_X \geq 10^{45} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$. Data la correlazione tra emissione radio diffusa e luminosità in banda X, operando tale selezione la probabilità di trovare una sorgente radio diffusa è maggiore.

Dagli ammassi selezionati, sono state ricavate le coordinate e le immagini in banda radio tramite i dati di archivio nel catalogo NED e nella mappa del cielo NVSS.

Alcuni dei cluster che mostravano una maggiore emissione radio diffusa sono stati poi analizzati quantitativamente tramite il pacchetto AIPS, sviluppato dal NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*), i dati di altri ammassi degni di analisi e già studiati sono invece stati presi da *Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission, A&A Rev (2012) 20:54*. L'elaborazione finale dei dati e la discussione dei risultati sono state effettuate tramite grafici ed istogrammi, in modo da avere una visione completa del lavoro svolto.

3.2 Radiointerferometria

La radioastronomia effettua osservazioni in un intervallo di lunghezze dello spettro elettromagnetico che va da circa 1 mm , ad una frequenza di 300 GHz , a 100 m , ad una frequenza di alcuni MHz . Le osservazioni radio sono operate sia sulla banda del continuo sia su righe spettrali.

Un radiotelescopio è costituito da un'apertura o antenna parabolica che raccoglie la radiazione e trasmette ad un ricevitore, o radiometro, che la trasforma in un segnale elettrico. Il segnale è quindi amplificato, integrato, analizzato, ripulito del fondo e del rumore e infine registrato, tipicamente su di un nastro magnetico o un disco. Poiché il segnale ricevuto è molto debole, i ricevitori devono essere molto sensibili e in genere sono raffreddati per ridurre il rumore termico. A basse frequenze le antenne sono dei semplici dipoli, e per aumentarne l'area di raccolta si costruiscono reti o campi di dipoli collegati fra di loro. Queste reti non sono orientabili, ma osservano i segnali al passaggio della sorgente nel loro campo di vista durante il moto diurno. Il tipo più comune di antenna è il riflettore parabolico, in genere orientabile, che concentra i raggi in un fuoco dove viene posto il ricevitore. A grandi lunghezze d'onda la struttura riflettente può essere non continua, ma a maglia, in quanto la radiazione incidente non è sensibile agli interstizi. I radiotelescopi non forniscono immagini, ma soltanto l'ampiezza, la fase e la frequenza del segnale. In **Figura 3.2** è rappresentato un esempio di osservatorio radio.

Con antenne singole si raggiungono risoluzioni angolari superiori ai $5''$ e solo alle piccole lunghezze d'onda. La radioastronomia può però sfruttare l'interferometria meglio che l'astronomia ottica, in quanto la turbolenza atmosferica non influenza sostanzialmente la banda radio, le cui lunghezze d'onda sono molto più grandi delle celle di turbolenza. In tal modo, è possibile mantenere la coerenza dei fronti d'onda e raggiungere risoluzioni angolari fino $0.0001''$. Un radiointerferometro è basato essenzialmente su due antenne distinte, opportunamente collegate attraverso guide d'onda che fanno convergere i loro segnali in un ricevitore in cui vengono sommati. La distanza tra le antenne è chiamata *linea di base* del radiointerferometro.



Figura 3.2: L'osservatorio radio di Medicina, in Italia, con la rete di dipoli della Croce del Nord e il riflettore parabolico VLBI.

L'ampiezza del segnale che giunge al ricevitore decresce fino ad un minimo di zero intensità, corrispondente ad una differenza di fase di π , per poi ricrescere verso un massimo, creando un diagramma di interferenza sinusoidale, il *diagramma di antenna*. La distanza tra successivi massimi è data dalla formula

$$\sin\theta D = \lambda \Rightarrow \theta \simeq \frac{\lambda}{D}, \quad (3.2)$$

dove θ è l'angolo tra la normale alla linea di base e la linea di vista della sorgente, λ la lunghezza d'onda del segnale a cui si osserva e D il diametro di raccolta dello strumento. Pertanto, la risoluzione angolare dell'interferometro è pari a quella di un'antenna singola di diametro D .

Una maggiore informazione circa la struttura delle sorgenti si può ottenere variando la spaziatura tra le antenne e confrontando le visibilità delle frange osservate a varie linee di base con modelli. Questo metodo si chiama *sintesi di apertura*, in quanto si ricostruisce per punti il segnale di un'apertura continua. I telescopi a sintesi di apertura sono essenzialmente basati su un'antenna fissa e un certo numero di antenne mobili, disposte in genere in una configurazione a *T* o *Y*, generalmente con un ramo est-ovest, che è quello che fornisce più frequenze spaziali. In linea di principio sono sufficienti anche due sole antenne di cui una mobile, tuttavia in tal caso servono almeno 12 ore per ciascuna spaziatura e l'osservazione risulta molto lunga, anche con il rischio di far intervenire gli effetti di variabilità della sorgente.

3.2.1 Il Very Large Array

Il più efficiente sistema di telescopio a sintesi di apertura è il **Very Large Array** (VLA) del New Mexico, entrato in funzione nel 1980. Esso consiste di 27 antenne paraboliche del diametro di 25 m, disposte su una configurazione a *Y* con i tre rami equispaziati. Le antenne sono mobili su rotaie, e possono raggiungere una distanza massima di 36 km. Quando il VLA è usato alla sua massima estensione, alla frequenza di 23 GHz e lunghezza d'onda di 1.3 cm, raggiunge una risoluzione di 0.1 arcosecondi. Un'immagine del

VLA, in cui è possibile notare la configurazione a Y, è rappresentata in **Figura 3.3**.



Figura 3.3: Il Very Large Array, nel New Mexico.

Le antenne del Very Large Array possono essere disposte in diverse configurazioni. La più estesa è la *A*, in cui ogni braccio dell'interferometro si estende per oltre 21 km . Tale configurazione realizza un singolo disco di 36 km di diametro e permette di raggiungere il maggiore ingrandimento ed osservare le sorgenti nel dettaglio. L'estensione dell'array decresce gradualmente con le configurazioni *B* e *C*, fino alla *D*, la più compatta, in cui i telescopi sono posizionati entro un raggio di 0.6 km dal centro del gruppo. Tale configurazione permette di studiare la struttura globale della sorgente che si vuole analizzare. Osservando la stessa sorgente in tutte le diverse configurazioni del VLA, è possibile raccogliere un grande numero di informazioni.

I telescopi sono spostati ogni circa quattro mesi. Esistono inoltre delle configurazioni intermedie, come ad esempio *BnA* o *DnC*, in cui le antenne dei bracci est ed ovest sono spostati verso la nuova configurazione, mentre il braccio nord rimane in quella precedente.

3.3 Raccolta dei dati di archivio

A partire dal catalogo in Reichert A., Böhringer H., Fassbender R., *A&A* 535, A4 (2011), i cluster selezionati sono stati inseriti nel catalogo NED al fine di ottenerne le coordinate spaziali. Per alcuni ammassi, è stato inoltre possibile raccogliere note riguardanti alcune caratteristiche generali degli stessi. Le coordinate spaziali ottenute sono state poi cercate nella mappa del cielo NVSS (*NVSS Postage Stamp Server*), al fine di ottenere immagini dell'emissione radio riscontrata.

3.3.1 NED

L'acronimo NED significa *Nasa/Ipac Extragalactic Database*. Esso è il più grande catalogo esistente, contenente dati sulle sorgenti extragalattiche sulle lunghezze d'onda

dell'intero spettro osservabile, dai raggi gamma alle frequenze radio. Le informazioni contenute nel database fanno riferimento ad un importante numero di referenze, le quali sono scrupolosamente citate in merito a ciascun oggetto. NED è gestito dal Jet Propulsion Laboratory del California Institute of Technology.

È possibile cercare oggetti tramite il loro nome, la loro posizione, le referenze ad essi associate o svariati parametri, come il redshift. Ciascuna modalità di ricerca supporta diversi strumenti: è possibile fissare i parametri cosmologici (H_0 , Ω_m e Ω_Λ) e il sistema di coordinate desiderato.

In questo lavoro, è stata utilizzata l'opzione *Search for Objects by Object Name*, al fine di ottenere l'ascensione retta (*RA*) e la declinazione (*DEC*) degli ammassi in esame. Un esempio del funzionamento di NED è raffigurato in **Figura 3.4** e **Figura 3.5**.

The screenshot shows the NED search interface. At the top, there are input fields for 'Object Name' and 'Extended name search?' (Yes/No). Below this is a section for 'Input Parameters for Distances and Cosmology-Corrected Quantities' with fields for H_0 (73), Ω_{matter} (0.27), and Ω_{vacuum} (0.73). There are also buttons for 'NED Default/WMAP (Three-Year)' and 'WMAP (Five-Year) Parameters'. A dropdown menu for 'Correct Redshift' is set to 'To the Reference Frame defined by the 3K CMB'. Below this is the 'Output Format Specification' section, which includes 'System' (Equatorial), 'Equinox' (J2000.0), 'Sort the output list by' (RA or Longitude), and 'Format tabular data as' (HTML Preformatted text). There are also options for 'Velocity displayed as' and 'If fewer than 5 objects found, list detailed information' (with image preview or without). At the bottom, there are 'Submit Query' and 'Reset' buttons.

Figura 3.4: Lo strumento *Search for Objects by Object Name*, del sito <http://ned.ipac.caltech.edu/>

The screenshot shows the NED search results for the cluster Abell 370. At the top, it says 'NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE' and 'Date and Time of the Query: 2013-06-16 T16:35:45 PDT'. Below this, it says 'You have selected the following parameters to search on:' and lists the parameters for distances and cosmology. The search results are for 'NED results for object ABELL 0370'. It shows '1 objects found in NED' and a 'Skyplot(first 100)'. Below this is a 'SOURCE LIST' table.

Row No.	Object Name	EquJ2000.0	Object Type	Velocity/Redshift	Mag./ Filter	Separ. arcmin	Number of Refs	Notes	Phot	Posn	Vel/z	Diam	Assoc	Images	Spectra
1	ABELL 0370	02h39m50.5s -01d35m08s	GC1str	>30000 0.375000	258	1	0	1	1	0		Retrieve	Retrieve

Figura 3.5: NED, risultato della ricerca per il cluster *Abell 370*.

3.3.2 NVSS

L'acronimo NVSS significa *NRAO VLA Sky Survey*. Essa effettua rilevamenti continui a 1.4 GHz e copre l'intero cielo a nord di -40° DEC , pari a circa l'82% della volta celeste, utilizzando le configurazioni compatte *DnC* e *D* del Very Large Array.

La survey è caratterizzata da un set di 2326 "cubi" continui di immagini, ognuno dei quali occupa un'area $4^\circ \times 4^\circ$. Le sorgenti più deboli rilevate sono di $\sim 2.5\text{ mJy}$. È inoltre presente un catalogo di $\sim 2 \times 10^6$ sorgenti discrete basate su tali immagini. Il rumore di fondo risultante in tale configurazione è $\sim 0.45\text{ mJy/beam}$.

Attraverso il NVSS Postage Stamp Server è possibile studiare in banda radio le porzioni di cielo coperte dalla survey. Inserendo le coordinate spaziali desiderate, lo strumento restituisce immagini in formato JPEG, come mappa dei contorni o in formato FITS, che può essere letto dai pacchetti software astronomici come AIPS o IRAF.

Le coordinate di ascensione retta e declinazione ottenute tramite NED sono state inserite nel NVSS Postage Stamp Server per acquisire le mappe dei contorni dell'emissione radio diffusa. Di tutte le immagini trovate, sono state selezionate le sorgenti più importanti al fine dell'elaborazione dei dati.

In **Figura 3.6** e **Figura 3.7** è mostrato il funzionamento della mappa del cielo NVSS.

NVSS Postage Stamp Server

This postage Stamp server for NRAO/VLA Sky Survey (NVSS) returns radio images of the sky in FITS or JPEG format, or as a contour plot. For detailed general instructions or information about this survey, see the [Help File under "general"](#), or use the links on the forms for help about each item.

Equinox:	J2000
Polarization:	Stokes I
Object name [optional]:	
Central Right Ascension:	00 00 00.00
Central declination:	+00 00 00.00
Desired image size (degrees): See Pixel Spacing for size limit.	0.25 0.25
Pixel spacing: Desired pixel size in arcseconds (Min 0.001; max image size 262144 pixels, e.g. 512 x 512)	15.0 15.0
Projection:	Sine
Desired rotation (N through E) on the sky in degrees. (Use 0.0 for contour plots)	0.0
Image Type: Don't use "FITS Image" unless you have an external viewer configured to activate for fits files in your browser. Also, for JPEG images, you may need to "reload" the image if you've fetched more than one.	JPEG Image
Submit!	Clear Form (ALL!)

Figura 3.6: Le opzioni di ricerca del NVSS Postage Stamp Server, che è possibile trovare sul sito <http://www.cv.nrao.edu/nvss/postage.shtml>.

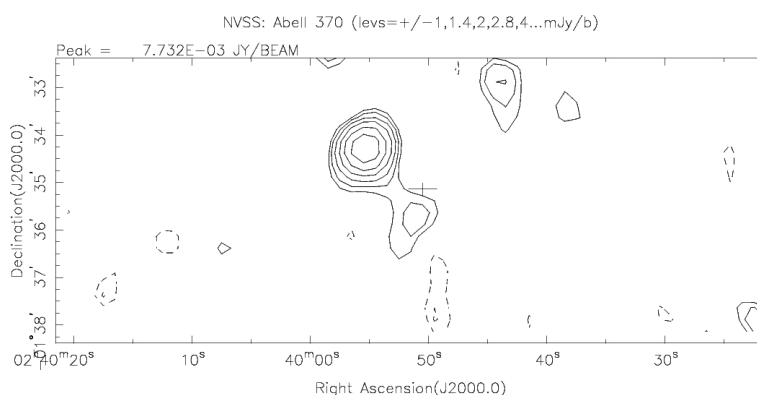


Figura 3.7: La mappa dei contorni radio dell'ammasso *Abell 370*.

3.4 Elaborazione dei dati

A partire dalle mappe dei contorni radio ricavate, è stata effettuata una selezione degli ammassi che mostrano un'emissione radio diffusa più ampia. La scelta è stata operata sia su aloni che su relitti. Di tali cluster, sono state acquisite le immagini in formato FITS, per poter ricavare per ogni ammasso il flusso radio in Jy attraverso il pacchetto astronomico AIPS.

In seguito, a partire dal redshift z noto per ciascun cluster e dai parametri cosmologici H_0 , Ω_m e Ω_Λ , tramite il *Cosmology Calculator* sviluppato da Ned Wright, UCLA, sono state ricavate la distanza di luminosità, in Mpc , e la scala di distanza angolare, in $kpc/arcsec$. La distanza di luminosità D_L , noto il flusso F , è necessaria per ricavare la potenza P della sorgente in banda radio tramite la relazione

$$P = 4\pi F D_L^2, \quad (3.3)$$

nota come *relazione distanza-luminosità*.

La scala di distanza angolare è indispensabile per ottenere l'estensione spaziale dell'emissione radio nella direzione della declinazione.

Un esempio del funzionamento del Cosmology Calculator utilizzato è mostrato in **Figura 3.8**.

For $H_0 = 71$, $\Omega_M = 0.270$, $\Omega_{vac} = 0.730$, $z = 0.375$

- It is now 13.666 Gyr since the Big Bang.
- The age at redshift z was 9.616 Gyr.
- The [light travel time](#) was 4.050 Gyr.
- The [comoving radial distance](#), which goes into Hubble's law, is 1455.3 Mpc or 4.747 Gly.
- The comoving volume within redshift z is 12.911 Gpc³.
- The [angular size distance \$D_A\$](#) is 1058.4 Mpc or 3.4521 Gly.
- This gives a scale of 5.131 kpc".
- The [luminosity distance \$D_L\$](#) is 2001.1 Mpc or 6.527 Gly.

1 Gly = 1,000,000,000 light years or $9.461 \cdot 10^{26}$ cm.

1 Gyr = 1,000,000,000 years.

1 Mpc = 1,000,000 parsecs = $3.08568 \cdot 10^{24}$ cm, or 3,261,566 light years.

Figura 3.8: Risultati del Cosmology Calculator per $z = 0.375$. È possibile trovare il Cosmology Calculator sul sito <http://www.astro.ucla.edu/wright/CosmoCalc.html>.

3.4.1 AIPS

AIPS (*Astronomical Image Processing System*) è un pacchetto software astronomico sviluppato dal NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*) a partire dal 1978, per la visualizzazione e l'editing di immagini e grafici, la calibrazione e l'analisi dei dati attraverso metodi di sintesi di Fourier.

Le applicazioni su cui si basa AIPS sono più di 300 e sono chiamate TASKs. Il software è capace di analizzare tutte le fasi della calibrazione radiointerferometrica, sia nel continuo che sulle righe spettrali, in due o tre dimensioni.

AIPS contiene una larga varietà di parametri che sono impostati dall'utente e i programmi possono essere eseguiti serialmente o in parallelo. Poiché alcune operazioni possono impiegare tempi molto lunghi, i programmi sono incorporati in TASKs, i quali possono essere eseguiti indipendentemente e in modo asincrono. In tal modo, è possibile lavorare con AIPS mentre vari TASKs sono in esecuzione. I restanti comandi, che il più delle volte sono delle semplici operazioni, sono chiamati VERBs.

Durante questo lavoro di tesi, è stato necessario utilizzare AIPS per valutare i flussi delle emissioni radio diffuse a partire da file in formato FITS (*Flexible Image Transport System*) acquisiti mediante la mappa del cielo NVSS. Le immagini da analizzare sono state inserite nel catalogo AIPS tramite il task *FITLD*. Dopo aver impostato vari parametri, come l'indirizzo del file da prelevare, l'output e il numero di files, attraverso il comando *go* l'immagine è stata caricata in AIPS.

I file immagine fanno parte del catalogo MA in AIPS e possono essere visualizzati scrivendo sul terminale *mcat*. Per selezionare un file FITS dal catalogo al fine dell'elaborazione dei dati, è stata digitato il verb *getn* seguito dal numero dell'immagine nell'elenco. Attraverso il comando *tval* è stato possibile visualizzare nell'interfaccia grafica di AIPS, chiamata TV, la raffigurazione della sorgente da analizzare.

I flussi radio sono stati valutati in due modi differenti, in base alla forma assunta dalle sorgenti diffuse. Per le radiosorgenti dalla struttura circolare, il flusso è stato calcolato in base ad un modello gaussiano, misurato da AIPS dopo aver fornito al programma le coordinate del centro, che corrisponde al massimo dell'emissione. Per le radiosorgenti dalla forma irregolare, sono stati tracciati manualmente i contorni dell'oggetto in esame per permettere ad AIPS di calcolarne il flusso.

Il modello gaussiano è stato inizializzato attraverso il task *JMFIT*. Il numero di gaussiane da calcolare è stato impostato tramite il comando *ngauss* seguito dal numero di strutture circolari presenti nel cluster. La modalità di selezione dei parametri utili alla misura del flusso è stata impostata digitando il verb *curva*. La posizione della sorgente è stata stabilita con *gpos* e le coordinate del picco dell'emissione con *gmax*. Dopo aver digitato il comando *go*, la matrice di output ha ricavato numerosi dati, tra cui declinazione e ascensione retta del massimo dell'emissione e flusso radio di ciascuna gaussiana. Per il secondo metodo di calcolo, a partire dall'interfaccia grafica è stato digitato il verb *tvstat*. Esso permette di selezionare un'area poligonale sulla quale effettuare la statistica, permettendo di ottenere direttamente in output il flusso totale della radiosorgente.

Capitolo 4

Analisi del Campione di Ammassi

Gli ammassi analizzati nel dettaglio sono 24 e sono presentati in **Tabella 4.1**. Di essi, 20 contengono un'emissione di tipo alone, 3 un'emissione di tipo relitto e 1 presenta un mini-alone. I cluster denotati con la dicitura *Halo+Relic* indicano ammassi in cui la sorgente studiata è quella di tipo alone, ma presentano anche un relitto nella regione periferica.

I dati riportati in tabella rispondono ai seguenti parametri:

- nome del cluster
- redshift
- kpc/arcsec, grandezza nota in base al redshift e utile per la conversione da sistema astronomico angolare a sistema lineare
- luminosità in banda X
- flusso in fascia radio a 1.4 GHz
- logaritmo della potenza in banda radio a 1.4 GHz
- estensione spaziale della radiosorgente nella direzione della declinazione
- tipologia dell'emissione

I cluster di cui è stata effettuata l'analisi dei dati tramite il software AIPS (*Astronomical Image Processing System*) sono *XMMUJ2235.3-2557*, *RXJ1120.1+4318*, *MACSJ0417.5-1154*, *Abell 370*, *MS2137.3-2353*, *MS2137.3-2353* e *Abell 478*. I restanti ammassi sono stati studiati tramite *Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., A&A Rev (2012) 20:54*.

Cluster	z	kpc''	L_X $10^{45} erg/s$	$F_{1.4}$ mJy	$logP_{1.4}$ W/Hz	D Mpc	Tipo di emissione
XMMUJ2235.3-2557	1.390	8.497	1.00 ± 0.08	33.9	26.61	2.46	Relic
RXJ1120.1+4318	0.600	6.673	1.34 ± 0.27	19.1	25.45	1.00	Halo
MACSJ0417.5-1154	0.440	5.658	12.82 ± 0.20	42.1	25.47	1.29	Halo
Abell 370	0.373	5.114	2.24 ± 0.04	14.3	24.83	0.98	Halo
MS2137.3-2353	0.313	4.552	3.21 ± 0.02	4.4	24.14	0.44	Halo
Abell 1300	0.3075	4.497	1.80 ± 0.15	20.0	24.78	1.30	Halo+Relic
Abell 2744	0.3066	4.488	2.21 ± 0.17	57.1	25.24	1.89	Halo+Relic
MS1008.1-1224	0.302	4.441	1.13 ± 0.04	53.0	25.18	1.44	Halo
Abell 1758	0.280	4.210	1.05 ± 0.07	16.7	24.60	1.51	Halo
Abell 521	0.2475	3.848	1.57 ± 0.07	5.9	24.05	1.17	Halo+Relic
Abell 2219	0.2281	3.618	4.51 ± 0.23	81.0	25.08	1.72	Halo
Abell 773	0.217	3.482	2.09 ± 0.16	12.7	24.23	1.25	Halo
Abell 209	0.209	3.382	1.33 ± 0.11	16.9	24.31	1.40	Halo
Abell 520	0.203	3.306	2.01 ± 0.07	34.4	24.58	1.11	Halo
Abell 2163	0.203	3.306	8.81 ± 0.34	155.0	25.26	2.28	Halo+Relic
Abell 115	0.197	3.229	1.43 ± 0.11	147.0	25.18	2.44	Relic
Abell 665	0.1818	3.029	2.17 ± 0.20	43.1	24.59	1.82	Halo
Abell 2218	0.176	2.950	1.11 ± 0.08	4.7	23.60	0.38	Halo
Abell 1914	0.171	2.882	2.17 ± 0.11	64.0	24.71	1.28	Halo
Abell 2142	0.0904	1.665	3.48 ± 0.17	18.3	23.55	0.23	Mini-Halo
Abell 478	0.0881	1.627	3.34 ± 0.30	93.7	24.25	0.27	Halo
Abell 401	0.0743	1.394	1.68 ± 0.10	17.0	23.34	0.52	Halo
Abell 2256	0.0581	1.111	1.07 ± 0.09	103.4	23.91	0.81	Halo+Relic
Abell 85	0.0557	1.068	1.28 ± 0.09	43.0	23.44	0.35	Relic

Tabella 4.1: Elenco degli ammassi studiati e dei loro principali parametri fisici.

4.1 Distribuzione dei cluster in base al redshift

Gli ammassi campione sono stati inseriti in un istogramma delle frequenze assolute in base al loro redshift z . L'andamento ottenuto è riportato in **Figura 4.1**.

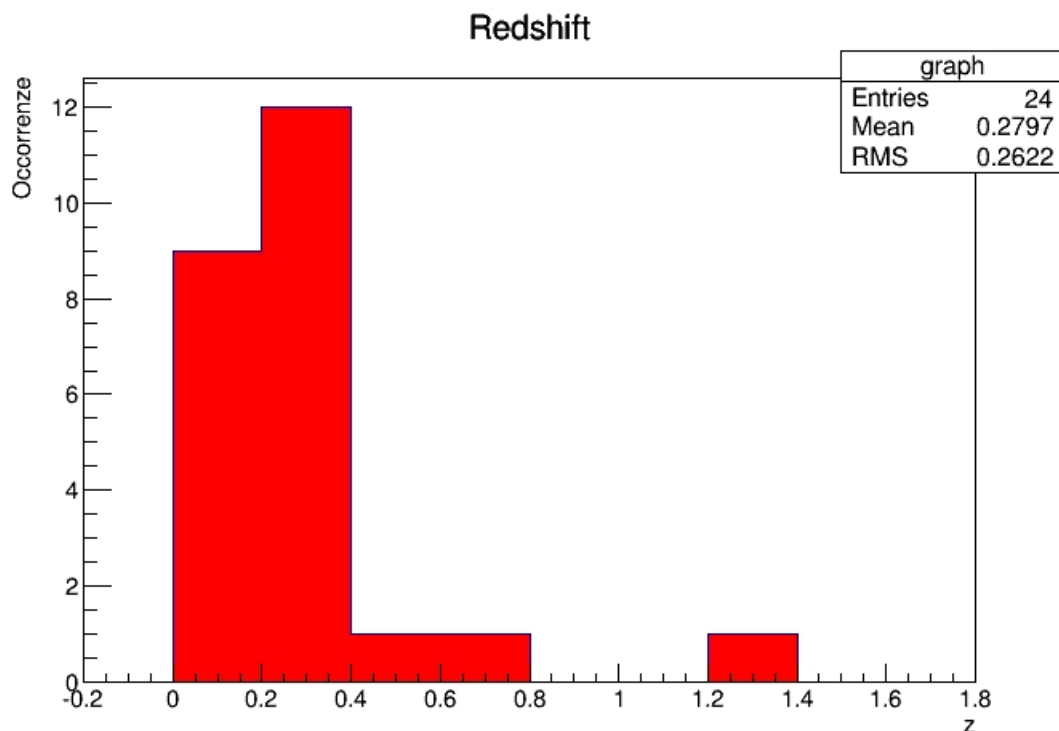


Figura 4.1: Distribuzione del campione di ammassi in base al loro redshift z .

Dall'istogramma risultante, è chiaro che gli ammassi con $z > 0.4$ sono ancora troppo pochi per poter effettuare una statistica soddisfacente.

I cluster con $z \approx 0.3$, invece, sono in numero sufficiente per poterne studiare l'andamento statistico, in particolare in relazione alla potenza in banda radio e al diametro della radiosorgente diffusa ad essi connessa.

È possibile, dunque, affermare che è stata ampliata la conoscenza delle sorgenti diffuse, specialmente di aloni, caratterizzate da alto redshift.

4.2 Relazione diametro - potenza

In **Figura 4.2** è riportata, lungo l'asse Y , l'estensione spaziale degli ammassi, chiamata diametro D , in funzione del logaritmo della potenza in banda radio a 1.4 GHz , $\log P_{1.4}$, sull'asse X .

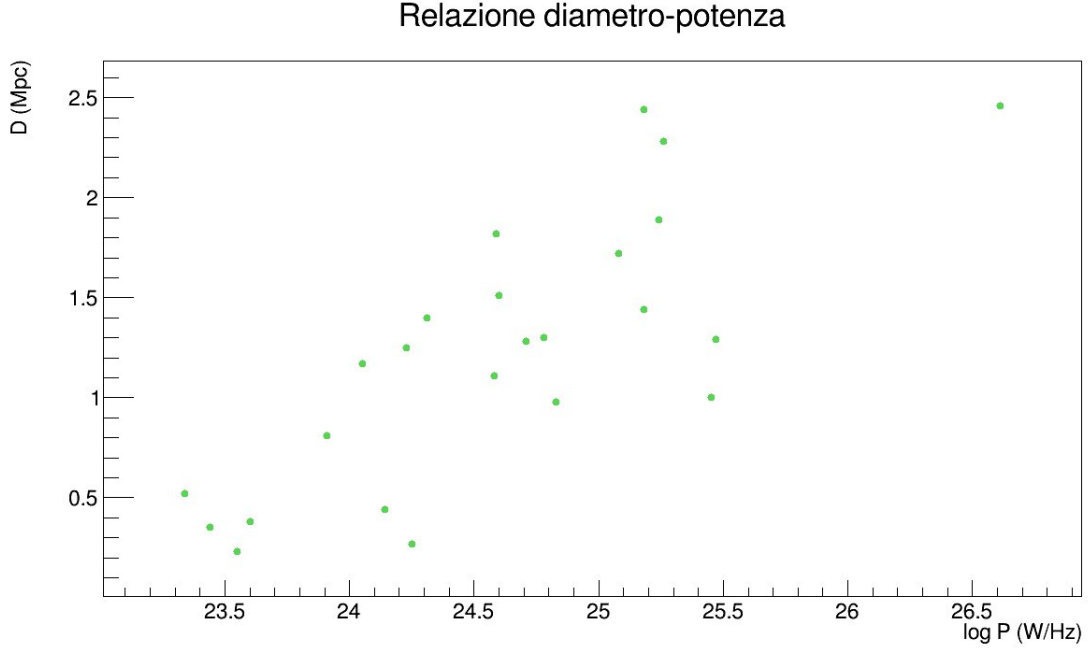


Figura 4.2: Il campione di ammassi. In ascissa, il logaritmo della potenza $P_{1.4\text{GHz}}$. In ordinata, il diametro D .

Ciò che risulta dal grafico è che la regione in alto a sinistra, che corrisponde a grandi diametri e basse potenze, e quella in basso a destra, che indica dimensioni limitate e alte potenze, sono prive di ammassi. È possibile, dunque, concludere che tra le due grandezze intercorra una certa correlazione, seppure con una dispersione non trascurabile. In tale rapporto sono inclusi anche i cluster ad alto redshift, ovvero con $z > 0.3$. La retta di regressione lineare calcolata risulta:

$$D = 0.67 \log P_{1.4} - 15.33, \quad (4.1)$$

con $A = -15.33\text{ Mpc}$ e $B = 0.67\text{ Mpc}$. L'andamento della retta risultante è mostrato in **Figura 4.3**.

Poiché la maggior parte dei cluster in esame presenta un'emissione di tipo alone, e gli elettroni relativistici responsabili di una tale emissione sono energizzati da turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD) generate dai merger, la brillantezza radio è generalmente omogenea su tutto il volume della sorgente. La correlazione tra estensione spaziale della radiosorgente e potenza è dunque attesa: un alone più grande ha, in linea di massima, più materiale che possa generare emissione.

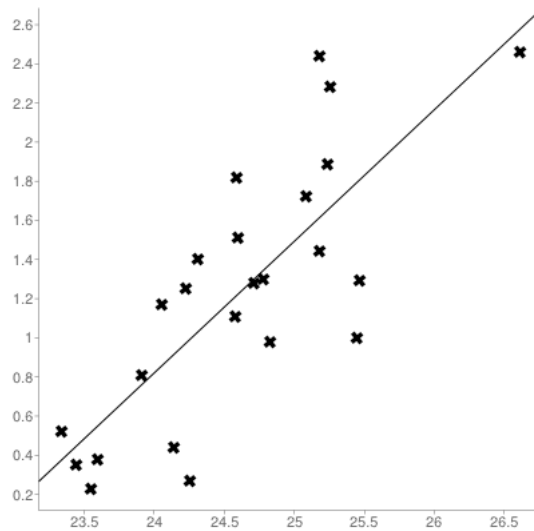


Figura 4.3: L'andamento della retta di regressione lineare. In ascissa, il logaritmo della potenza $P_{1.4GHz}$. In ordinata, il diametro D .

La dispersione riscontrata è dovuta al fatto che il diametro non è l'unico parametro in gioco nella determinazione della potenza in banda radio, intervengono infatti anche la temperatura e la brillantezza in fascia X, l'entità del merger che dona origine all'emissione diffusa, massa dei cluster che ospita le radiosorgenti e altri parametri più o meno importanti.

4.3 Relazione potenza - redshift

La relazione tra logaritmo della potenza in banda radio, $\log P_{1.4}$, e redshift, z , per il campione di ammassi, è stata esemplificata in un grafico e riportata in **Figura 4.4**.

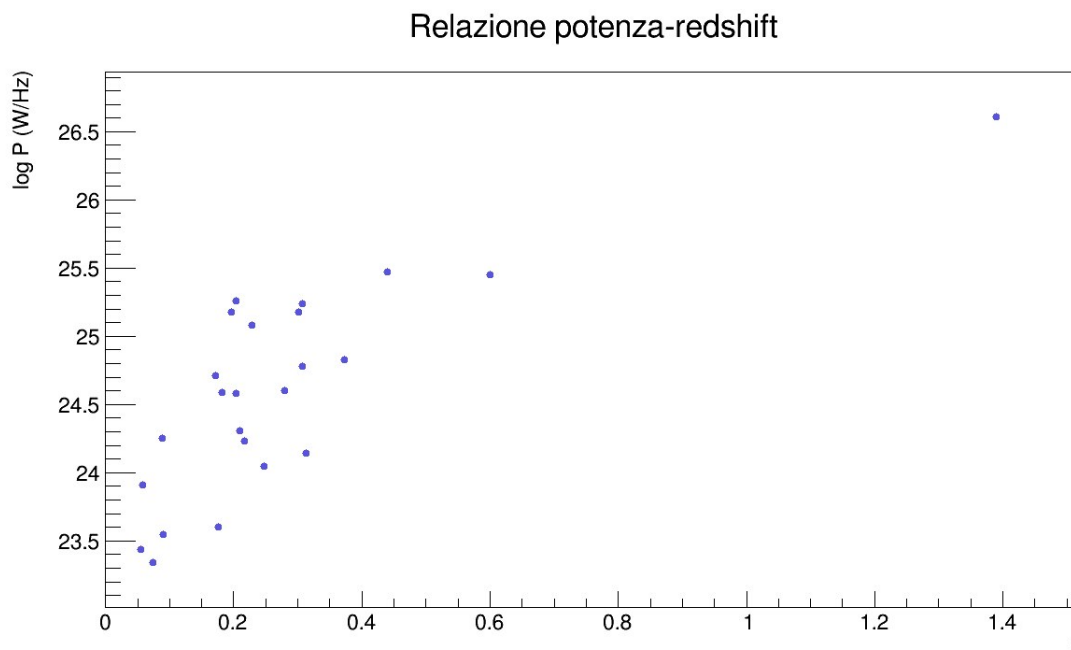


Figura 4.4: Il campione di ammassi. In ascissa, il redshift z . In ordinata, il logaritmo della potenza $P_{1.4GHz}$.

È possibile tracciare una linea immaginaria, dal basso a sinistra verso l'alto a destra, che separi diagonalmente il grafico in due parti. La regione in basso a destra, corrispondente a cluster dalla bassa brillantezza radio e dall'alto z , risulta vuota. Un tale risultato è decisamente atteso, poiché è particolarmente difficile trovare emissione diffusa molto debole in ammassi che sono molto lontani. Le difficoltà riscontrate sono dovute ai limiti di sensibilità degli strumenti attualmente a disposizione; la stessa NVSS, utilizzata per la raccolta dei dati sperimentali, è capace di rilevare sorgenti il cui flusso minimo sia di $\sim 2.5 mJy$.

Per quanto riguarda invece la regione in cui sono presenti gli ammassi, è possibile notare che i punti sperimentali non sono uniformemente distribuiti, ma si raccolgono in una fascia. La zona in alto a sinistra del grafico è vuota, e ciò fa pensare ad una effettiva carenza di radiosorgenti diffuse a bassi redshift ed alte potenze.

Una correlazione tra le due grandezze è comunque riscontrabile, seppure con una certa dispersione.

Conclusioni

Dopo aver discusso ampiamente circa gli ammassi di galassie nel loro complesso, è stata dedicata una particolare attenzione all'emissione radio diffusa, che può essere di tipo alone, relitto o mini-alone. Questo tipo di emissione non termica è correlata con quella in banda X, di tipo termico.

Aloni, relitti e mini-aloni sono collegati agli stadi evolutivi dei cluster, in particolare ai fenomeni di merger e cooling flow, in cui, rispettivamente, gli ammassi interagiscono gravitazionalmente tra loro per poi raggiungere una fase di equilibrio e rilassamento.

Le radiosorgenti diffuse conosciute sono principalmente aloni e sono in basso numero, circa 50, e comunque a basso redshift z . Il lavoro svolto durante questa tesi è stato volto alla ricerca di sorgenti molto lontane, e quindi ad alto redshift, puntando in particolare a quegli ammassi caratterizzati da $z > 0.3$.

È stato possibile ampliare la statistica nota solamente nell'intervallo $0.2 < z < 0.4$, poiché gli ammassi con $z > 0.4$ in cui è stata riscontrata un'emissione radio diffusa sono in numero molto limitato.

Per quanto riguarda i cluster campione presi nel loro insieme, è risultato che le correlazioni valide per gli elementi a basso z sono state constatate anche in quelli ad alto redshift. I grafici ottenuti sono dunque risultati omogenei nelle due fasce considerate, con delle dispersioni ugualmente distribuite su tutti i valori di z .

Le uniformità ottenute sono dovute al fatto che la maggior parte dei cluster in esame contiene un'emissione di tipo alone, originata da moti turbolenti che energizzano uniformemente gli elettroni relativistici responsabili della radiazione di sincrotrone.

Le dispersioni riscontrate sono invece spiegabili in base all'alto numero di parametri responsabili dell'emissione dei cluster in banda radio, che quindi si combinano in diversi modi e determinano delle corrispondenze tra le grandezze studiate consistenti ma non univoche.

Infine, è necessario fare un riferimento all'effettiva carenza di ammassi noti in determinate combinazioni di parametri, come il redshift e la potenza in banda radio. Ciò è dovuto alla sensibilità limitata degli strumenti attualmente a disposizione, che impedisce le osservazioni astronomiche sotto certe condizioni. Sarà dunque necessario attendere una nuova generazione di strumenti osservativi, per avere la possibilità di comprendere maggiormente questi fenomeni che si instaurano a lunghezze d'onda diverse dal visibile e dall'X, ancora poco conosciuti eppure così affascinanti.

Appendice A

Teorema del Viriale

Il teorema del viriale è utilizzato per descrivere sistemi in equilibrio legati gravitazionalmente e stabilisce che l'energia potenziale gravitazionale U è pari a meno di due volte l'energia cinetica T . Esso è enunciato in svariate forme e soggetto a diverse interpretazioni.

A.1 La forma classica del teorema del viriale

Si consideri un sistema generale di punti materiali di masse m_i e vettori posizione \mathbf{r}_i , soggetti a delle forze \mathbf{f}_i . Le equazioni Newtoniane del moto del sistema sono dunque

$$\dot{\mathbf{p}}_i = \frac{d(m_i \mathbf{v}_i)}{dt} = \mathbf{f}_i. \quad (\text{A.1})$$

È possibile ora definire

$$G = \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i m_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \cdot \mathbf{r}_i = \frac{1}{2} \sum_i m_i \frac{d(\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_i)}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i r_i^2 \right). \quad (\text{A.2})$$

Il termine $\sum_i m_i r_i^2$ è, per definizione, il momento di inerzia I rispetto all'origine del sistema di coordinate, risulta perciò

$$G = \frac{1}{2} \frac{dI}{dt}. \quad (\text{A.3})$$

Si consideri ora

$$\frac{dG}{dt} = \sum_i \dot{\mathbf{r}}_i \cdot \mathbf{p}_i + \sum_i \dot{\mathbf{p}}_i \cdot \mathbf{r}_i, \quad (\text{A.4})$$

in cui

$$\sum_i \dot{\mathbf{r}}_i \cdot \mathbf{p}_i = \sum_i m_i \dot{\mathbf{r}}_i \cdot \dot{\mathbf{r}}_i = \sum_i m_i v_i^2 = 2T, \quad (\text{A.5})$$

dove T è l'energia cinetica totale del sistema rispetto all'origine del sistema di coordinate. Ora, inserendo (A.1) e (A.5) in (A.4), risulta

$$\frac{dG}{dt} = 2T + \sum_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{r}_i. \quad (\text{A.6})$$

Il termine $\sum_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{r}_i$ è chiamato *Viriale di Claussius* e può essere riscritto come

$$\begin{aligned} \sum_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{r}_i &= \sum_i \mathbf{r}_i \cdot \sum_{i \neq j} \mathbf{f}_{ij} = \sum_i \mathbf{r}_i \cdot \sum_{i \neq j} Gm_i m_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{r_{ij}^3} = \\ &= \sum_{i > j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} [\mathbf{r}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) + \mathbf{r}_j \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] = \sum_{i > j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \\ &= - \sum_{i > j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} = U, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

in cui U è l'energia potenziale gravitazionale totale del sistema di masse. Risulta dunque

$$\frac{dG}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + U, \quad (\text{A.8})$$

chiamata *identità di Lagrange*. Il teorema del viriale è ottenuto mediando entrambi i membri di (A.8). Vista l'ipotesi di limitatezza dei moti, la media del primo membro è nulla, è così ottenuta la forma classica del teorema del viriale:

$$2T + U = 0. \quad (\text{A.9})$$

A.2 Stima della massa dei cluster

Le galassie in un cluster sono distribuite nello spazio in maniera tale da apparire in equilibrio stabile. Le masse delle galassie costituenti possono essere misurate a partire dalle loro luminosità. Le dispersioni di velocità misurate, insieme alle masse, forniscono una stima dell'energia cinetica totale $\sum T_i$ di tutte le galassie dell'ammasso. Le masse e le posizioni delle galassie nel cluster forniscono l'energia potenziale totale $\sum U_i$. In generale, questi valori calcolati non soddisfano il teorema del viriale, ma presentano un eccesso di energia cinetica. In tal modo, le galassie non sarebbero gravitazionalmente legate. Tuttavia, gli ammassi appaiono significativamente in una configurazione stabile. È per questo motivo che si stima che i cluster contengano materia oscura, oltre a quella visibile. Il teorema del viriale può essere soddisfatto se la materia oscura è uguale a $10 \div 50$ volte la massa visibile.

La massa calcolata a partire da (A.9) per grandi strutture, come ad esempio i cluster, è chiamata *massa viriale*.

Per un gruppo di particelle che interagiscono solamente per forza gravitazionale, il teorema del viriale (A.9) può essere espresso come sommatoria sulle particelle singole e sulle coppie di particelle come

$$2 \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2 - \sum_{\text{coppie}} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} = 0, \quad (\text{A.10})$$

in cui v_i è la velocità della particella i -esima e r_{ij} è la distanza tra la i -esima e la j -esima particella. È possibile ora semplificare la trattazione considerando il caso di N galassie identiche in un ammasso, in cui ogni elemento ha massa m . Moltiplicando il primo termine di (A.10) per $\frac{N}{N}$ e il secondo per $\frac{N^2}{N^2}$ si ottiene

$$\frac{Nm}{N} \sum_i v_i^2 - G \frac{(Nm)^2}{2N^2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}} = 0, \quad (\text{A.11})$$

dove il fattore $\frac{1}{2}$ evita il doppio conteggio delle coppie. La prima sommatoria contiene N termini, mentre la doppia sommatoria (secondo termine) consta di $N(N - 1)$ elementi, poiché i termini con $i = j$ sono esclusi. Per N molto grande, è possibile approssimare $N(N - 1) \approx N^2$.

Poiché in un sistema di questo tipo $\sum_i v_i = 0$, e data la definizione di dispersione di velocità $\sigma_r^2 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$, è possibile scrivere

$$\sum_i v_i^2 = \langle v^2 \rangle = \sigma_r^2, \quad (\text{A.12})$$

in cui le parentesi angolate indicano il valore medio. Risulta dunque, esprimendo la massa totale come $Nm = M$,

$$M\sigma_r^2 - G\frac{M^2}{2} \langle r_{ij}^{-1} \rangle \Rightarrow M = \frac{2\sigma_r^2}{G \langle r_{ij}^{-1} \rangle}. \quad (\text{A.13})$$

Si giunge così alla forma canonica della *massa viriale*,

$$M \approx \frac{R\sigma_r^2}{G}, \quad (\text{A.14})$$

in cui R è chiamato *raggio viriale*, approssimazione del raggio caratteristico dell'ammasso.

Appendice B

Gravitational Lensing

La lente gravitazionale (*gravitational lensing*) è un fenomeno relativistico che consiste nella deflessione della radiazione emessa da una sorgente luminosa a causa della presenza di una massa posta tra la sorgente e l'osservatore. In relatività generale, la presenza di materia (densità di energia) può curvare lo spazio-tempo, ciò che ne risulta è la deflessione della traiettoria dei raggi di luce.

Una configurazione semplificata della lente gravitazionale è mostrata in **Figura B.1**, in cui sono coinvolti tre elementi: la sorgente S , la lente L e l'osservatore O , tutti approssimati a puntiformi. I raggi di luce emessi dalla sorgente sono deflessi dalla lente. Avendo assunto la lente come puntiforme, l'osservatore percepisce almeno due immagini della sorgente, S_1 e S_2 . Le immagini appaiono nelle direzioni corrispondenti alle tangenti delle traiettorie reali della luce.

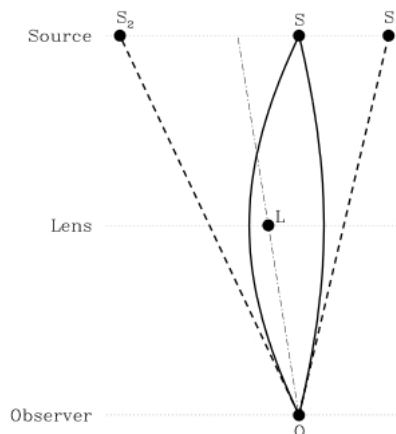


Figura B.1: Configurazione di una lente gravitazionale: la lente L , situata tra la sorgente S e l'osservatore O , produce due immagini S_1 e S_2 della sorgente di fondo.

In **Figura B.2** sono indicati i corrispondenti angoli e le distanze di diametro angolare D_L , D_S e D_{LS} . Nell'approssimazione di lente sottile, le traiettorie iperboliche sono approssimate dai loro asintoti. Nel caso a simmetria circolare, l'angolo di deflessione è dato da

$$\tilde{\alpha}(\xi) = \frac{4GM(\xi)}{\xi c^2}, \quad (\text{B.1})$$

in cui $M(\xi)$ è la massa contenuta nel raggio ξ . In questa rappresentazione, l'origine è fissata sull'osservatore. Vale inoltre la seguente relazione:

$$\theta D_S = \beta D_S + \tilde{\alpha} D_{LS}, \quad (\text{B.2})$$

nell'approssimazione di angoli piccoli ($\theta, \beta, \tilde{\alpha} \ll 1$). Attraverso la definizione di angolo di deflessione ridotto, $\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \tilde{\alpha}(\theta)$, è possibile scrivere:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (\text{B.3})$$

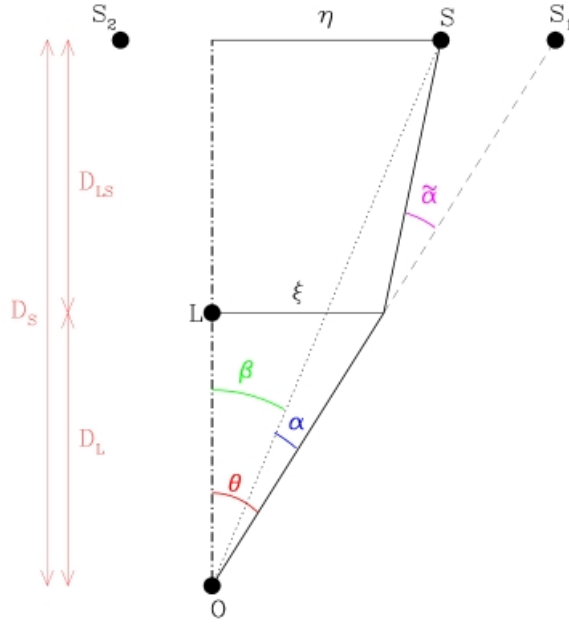


Figura B.2: Le relazioni tra i vari angoli e distanze che compaiono nel fenomeno del lensing sono derivate per il caso $\tilde{\alpha} \ll 1$ e formulate nell'equazione delle lenti (B.3).

Per una lente puntiforme di massa M , l'angolo di deflessione è dato da (B.1). Inserendo questa espressione in (B.3) e usando la relazione $\xi = D_L \theta$, si ottiene:

$$\beta(\theta) = \theta - \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{4GM}{c^2 \theta}. \quad (\text{B.4})$$

Nel caso particolare in cui la sorgente giace esattamente dietro la lente ($\beta = 0$), a causa della simmetria appare un'immagine a forma di anello, il cui raggio è chiamato *raggio di Einstein* θ_E :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}}, \quad (\text{B.5})$$

che definisce la scala angolare nel fenomeno di lente gravitazionale.

Nel caso più generale di una distribuzione di massa tridimensionale di una lente estesa,

la densità $\rho(\vec{r})$ può essere proiettata lungo la linea di visuale sul piano della lente, in modo da ottenere la distribuzione superficiale della densità di massa $\Sigma(\vec{\xi})$ come

$$\Sigma(\vec{\xi}) = \int_0^{D_S} \rho(\vec{r}) dz, \quad (\text{B.6})$$

in cui \vec{r} è un vettore tridimensionale nello spazio e $\vec{\xi}$ è un vettore bidimensionale sul piano della lente. Per una circonferenza finita con distribuzione superficiale della densità di massa Σ costante, l'angolo di deflessione può essere espresso come

$$\alpha(\xi) = \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4G}{c^2} \frac{\Sigma \pi \xi^2}{\xi}. \quad (\text{B.7})$$

Attraverso la relazione $\xi = D_L \theta$, è possibile semplificare (B.7):

$$\alpha(\xi) = \frac{4\pi G \Sigma}{c^2} \frac{D_L D_{LS}}{D_S} \theta. \quad (\text{B.8})$$

È ora possibile definire la *densità critica di massa superficiale* Σ_{crit} :

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_L D_{LS}}, \quad (\text{B.9})$$

e l'angolo di deflessione per una tale distribuzione può essere espresso come:

$$\tilde{\alpha}(\theta) = \frac{\Sigma}{\Sigma_{crit}} \theta. \quad (\text{B.10})$$

La densità critica di massa superficiale è data dalla massa M della lente “stesa” sull'area dell'anello di Einstein: $\Sigma_{crit} = \frac{M}{\pi R_E^2}$, in cui $R_E = \theta_E D_L$.

Appendice C

Meccanismi di Emissione

C.1 Bremsstrahlung termica

La radiazione di Bremsstrahlung (o *free-free emission*) è prodotta da un elettrone che viene accelerato in un campo coulombiano generato da una carica. L'emissione risultante viene rilevata in banda X. Uno schema della Bremsstrahlung è rappresentato in **Figura C.1**.

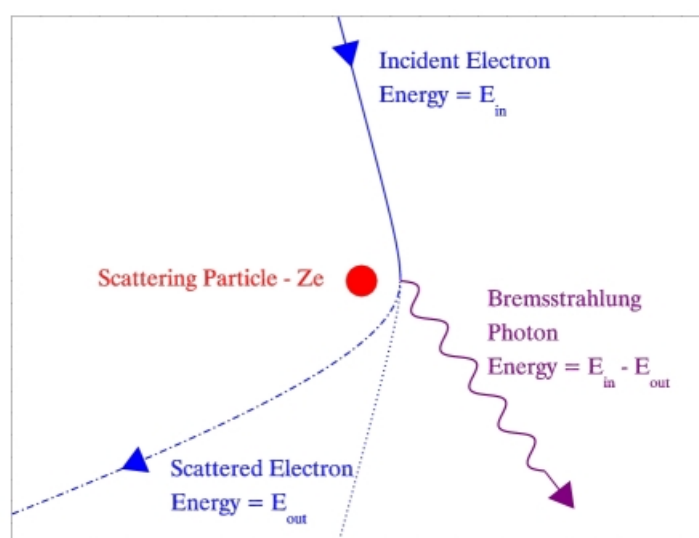


Figura C.1: Rappresentazione della radiazione di Bremsstrahlung.

L'accelerazione subita dall'elettrone nel riferimento a riposo da parte di una singola carica Ze è

$$a_{\parallel} = -\frac{eE_{\parallel}}{m_e} = \frac{\gamma Ze^2 vt}{m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (C.1)$$

$$a_{\perp} = -\frac{eE_{\perp}}{m_e} = \frac{\gamma Ze^2 b}{m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (C.2)$$

in cui b è il parametro d'urto. Si possono trascurare eventuali effetti provocati da un campo magnetico. Tramite le trasformate di Fourier delle accelerazioni è possibile calco-

lare lo spettro $I(\omega)$ della radiazione emessa da un singolo elettrone che interagisca con un solo ione:

$$I(\omega) = \frac{4e^2}{3c^3} \left[|a_{\parallel}(\omega)|^2 + |a_{\perp}(\omega)|^2 \right] = \frac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) + K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right]. \quad (\text{C.3})$$

Ad alte frequenze, l'andamento è

$$I_{hf}(\omega) = \frac{4Z^2e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{1}{\gamma v^3} \left[\frac{1}{\gamma^2} + 1 \right] \exp\left(-\frac{2\omega b}{\gamma v}\right), \quad (\text{C.4})$$

in cui il tempo effettivo di collisione è $\tau = \frac{2b}{\gamma v}$, il taglio esponenziale indica che non c'è emissione a frequenze superiori a $\sim \tau^{-1}$.

A basse frequenze, l'andamento spettrale è

$$I_{lf}(\omega) = \frac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2} \left[1 - \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \log^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right], \quad (\text{C.5})$$

che per $\omega \ll \tau^{-1}$ porta al valore costante

$$K = \frac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2}. \quad (\text{C.6})$$

Per un elettrone che si muove in presenza di più ioni, è necessario integrare su tutti i valori del parametro d'impatto che contribuiscono a ω . Passando al sistema di riferimento K' in cui l'elettrone è in quiete, dove la densità di nuclei è $N' = \gamma N$, risulta

$$I(\omega') = \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b \gamma N v K db = \frac{16Z^2e^6 \gamma N}{3c^3 m_e^2 v} \log\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right). \quad (\text{C.7})$$

Trascurando gli effetti relativistici, $\gamma \rightarrow 1$, C.7 diventa

$$I(\omega) = \frac{16Z^2e^6 N}{3c^3 m_e^2 v} \log\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right), \quad (\text{C.8})$$

è così possibile fissare i parametri d'impatto:

$$b_{max} = \frac{v}{\omega}, \quad (\text{C.9})$$

$$b_{min} = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2m_e v^2} & \text{per } T \leq 10^4 K \\ \frac{\hbar}{2m_e} & \text{per } T \geq 10^4 K, \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}} \begin{cases} \frac{2m_e v^3}{Ze^2 \omega} & \text{per } T \leq 10^4 K \\ \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega} & \text{per } T \geq 10^4 K. \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

Integrando su tutte le frequenze è ricavata l'energia totale persa per *bremsstrahlung* da una particella non relativistica:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{brems} = \int_0^{\omega_{max}} I(\omega) d\omega \approx \frac{8Z^2e^6 N v}{3c^3 m_e \hbar} \log \Lambda \approx const \cdot Z^2 N v \propto E^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{C.12})$$

C.2 Compton inverso

L'effetto Compton inverso avviene durante una collisione tra particelle libere, più precisamente, tra un elettrone che si muove a velocità relativistiche e un fotone a bassa energia. L'energia cinetica dell'elettrone è dunque comparabile a quella del fotone, e l'energia netta viene trasferita dalla prima alla seconda particella. Questo processo produce radiazione elettromagnetica nelle bande ottica, X o γ , ed è di larga importanza nel determinare le perdite di energia degli elettroni relativistici all'interno delle radiosorgenti.

Si considerino il sistema di riferimento del laboratorio, K , e quello in cui l'elettrone è a riposo, K' . Lo scattering nei due sistemi di riferimento è riportato in **Figura C.2**.

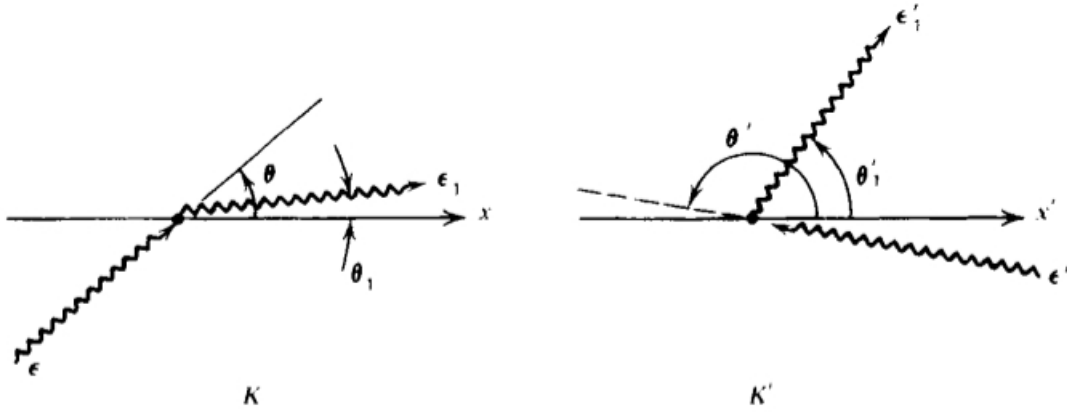


Figura C.2: Geometrie dello scattering nel sistema di riferimento dell'osservatore K e in quello dell'elettrone K' .

Chiamando l'energia del fotone prima dello scattering ϵ e dopo lo scattering ϵ_1 , dalla formula dell'effetto Doppler risulta che

$$\epsilon' = \epsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta), \quad (\text{C.13})$$

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_1). \quad (\text{C.14})$$

La relazione che intercorre tra ϵ e ϵ_1 è

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{mc^2}(1 - \cos \theta)}. \quad (\text{C.15})$$

L'equazione C.15, nell'espansione per $\epsilon'_1 < mc^2$, comporta che

$$\epsilon'_1 \approx \epsilon' \left[1 - \frac{\epsilon'}{mc^2}(1 - \cos \Theta) \right], \quad (\text{C.16})$$

$$\cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta' \sin \theta'_1 \cos(\phi' - \phi'_1), \quad (\text{C.17})$$

in cui ϕ' e ϕ'_1 sono gli angoli azimutali del fotone deflesso nel sistema di riferimento K' . L'effetto Compton inverso converte un fotone a bassa energia in uno ad alta energia di un fattore dell'ordine di γ^2 . Possono essere dunque prodotti fotoni ad altissima energia. La frequenza media risultante del fotone diffuso è

$$\nu_1 = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu. \quad (\text{C.18})$$

C.3 Radiazione di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta dal moto a spirale di elettroni relativistici in un campo magnetico.

Le equazioni del moto relativistiche per una particella di massa m e carica q in un campo magnetico sono

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}, \quad (\text{C.19})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = q \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (\text{C.20})$$

in cui γ indica il fattore di Lorentz. C.20 implica che $\gamma = \text{costante}$ o $|\mathbf{v}| = \text{costante}$, segue dunque che

$$m\gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}. \quad (\text{C.21})$$

Separando le componenti della velocità in quella lungo il campo, \mathbf{v}_{\parallel} , e quella sul piano normale al campo, \mathbf{v}_{\perp} , risulta

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad (\text{C.22})$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \mathbf{v}_{\perp} \wedge \mathbf{B}. \quad (\text{C.23})$$

Ne segue che $\mathbf{v}_{\parallel} = \text{costante}$, e dato che $|\mathbf{v}| = \text{costante}$, anche $\mathbf{v}_{\perp} = \text{costante}$. La soluzione di questa equazione è un moto circolare uniforme del moto proiettato sul piano normale, poiché l'accelerazione in tale piano è normale alla velocità e di modulo costante. La combinazione di questo moto circolare e uniforme lungo il campo è un *moto elicoidale* della particella, rappresentato in **Figura C.3**. La frequenza della rotazione, o *girazione*, è

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma m c}. \quad (\text{C.24})$$

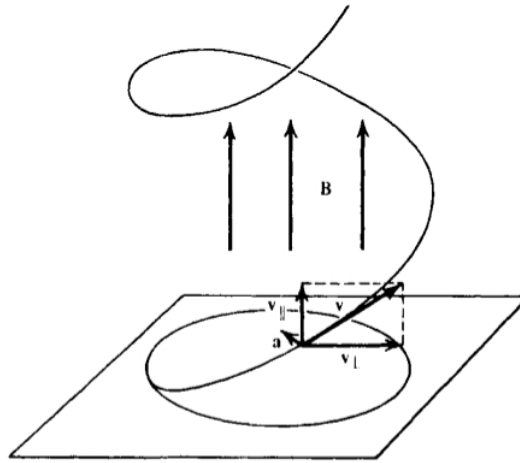


Figura C.3: Moto elicoidale di una particella in un campo magnetico uniforme.

La curvatura dell'orbita risulta essere

$$r = \frac{mc}{qB} v_{\perp} \gamma. \quad (\text{C.25})$$

Per l'osservatore, l'emissione appare continua e con uno spettro che presenta un picco intorno ad una frequenza ben precisa,

$$\nu_{syn} = \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} (B \sin \theta) E^2, \quad (\text{C.26})$$

in cui θ è l'angolo di inclinazione tra la velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico e $E = \gamma mc^2$. La potenza di sincrotrone emessa da un elettrone relativistico è

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4 c^7} (B \sin \theta)^2 E^2. \quad (\text{C.27})$$

In unità c.g.s. risulta che

$$\nu_{syn} \approx 6.27 \times 10^{18} (B \sin \theta) E^2 \approx 4.2 \times 10^6 (B \sin \theta) \gamma^2, \quad (\text{C.28})$$

$$-\frac{dE}{dt} \approx 2.37 \times 10^{-3} (B \sin \theta)^2 E^2 \approx 1.6 \times 10^{-15} (B \sin \theta)^2 \gamma^2. \quad (\text{C.29})$$

Elettroni di $\gamma \approx 10^3 \div 10^4$ in un campo magnetico $B \approx 1 \mu G$ emettono dunque in banda radio.

Il caso di interesse astrofisico è quello di una popolazione di elettroni omogenea ed isotropa, caratterizzata da una distribuzione in energia secondo una legge di potenza,

$$N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE, \quad (\text{C.30})$$

in cui δ è l'indice di distribuzione in energia degli elettroni. L'emissività totale monocromatica I_{ν} è ottenuta attraverso l'integrazione sul contributo di tutti gli elettroni. Nelle regioni in cui non è presente assorbimento interno, lo spettro di intensità totale varia come

$$I_{\nu} \propto N_0 (B \sin \theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha}, \quad (\text{C.31})$$

in cui $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$.

Bibliografia

- [1] Smith R. C., *Observational Astrophysics*, Cambridge University Press, 1994
- [2] Ferrari A., *Stelle, Galassie e Universo*, Springer, 2011
- [3] Sarazin C.L., *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, 1988
- [4] Bahcall N. A., *Clusters and Superclusters of Galaxies*, Cambridge University Press, 1999
- [5] Arnaud M., A&A 500, 103–104 (2009)
- [6] Rykoff E. S. et al., Mon Not. R. Astron. Soc. 387, L28-L32 (2008)
- [7] Hoekstra H. et al., The Astrophysical Journal, 726:48 (14pp), 2011 January 1
- [8] Reiprich T. H., Böhringer H., The Astrophysical Journal, 567:716–740, 2002 March 10
- [9] Kellermann K. I., Owen F. N., *Radio Galaxies and Quasars*, 1988
- [10] Mao M. Y., Johnston-Hollitt M., Stevens J. B., Wotherspoon S. J., Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 1–12 (2008)
- [11] Sarazin C.L., *The Physics of Cluster Mergers*, 2002
- [12] Feretti L., Giovannini G., *Galaxy Clusters in the Radio*
- [13] Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., A&A Rev (2012) 20:54
- [14] Ferrari C. et al., *Observations of extended radio emission in clusters*
- [15] Reichert A., Böhringer H., Fassbender R., Mühlegger M., A&A 535, A4 (2011)
- [16] Collins G. W., *The Virial Theorem in Stellar Astrophysics*, 2003
- [17] Bradt H., *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press, 2008
- [18] Wambsganss J., *Gravitational Lensing in Astronomy*, 1998
- [19] Rybicki G. B., Lightman A. P., *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley, 1979
- [20] Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., & Broderick, J. J. 1998, AJ, 115, 1693.
- [21] This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Ringraziamenti

Giunta al termine di questa esperienza, desidero ringraziare tutti coloro che mi sono stati di sostegno.

Ringrazio il mio relatore, il Professor Gabriele Giovannini, per le ore dedicate alla mia tesi e per la disponibilità che mi ha sempre mostrato.

Ringrazio i miei genitori, Linda e Luigi, per avermi dato l'opportunità di intraprendere questo corso di studi, per avermi sostenuto durante l'intero percorso e per avermi sempre ricordato quanto siano orgogliosi di me.

Ringrazio l'Istituto di Radioastronomia di Bologna, per avermi dato la possibilità di lavorare sulla tesi presso un importante ente di ricerca.

Ringrazio Fabio per la sua gentilezza e per l'aiuto con l'elaborazione dei grafici su ROOT.

Ringrazio i miei compagni di corso, in particolare Ivano e Filippo, per i numerosi consigli e per essere stati la valvola di sfogo delle mie preoccupazioni.

Ringrazio Matteo, che è stato il punto fisso di questo ultimo anno.

Ringrazio i Professori del Dipartimento, perché ognuno di loro mi ha dato la possibilità di amare sotto ogni aspetto la meravigliosa scienza che è la Fisica.