

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITA' DI BOLOGNA

---

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Emissione non termica in Ammassi di Galassie:  
Analisi di Radiosorgenti Diffuse

Relatore:

Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:

Sofia Contarini

Sessione III

Anno Accademico 2014/2015



# Abstract

Gli ammassi di galassie (*galaxy clusters*) sono aggregati di galassie legate dalla forza di attrazione gravitazionale. Essi sono le più grandi strutture virializzate dell'Universo e la loro luminosità è dovuta alle galassie che li compongono e al cosiddetto intracluster medium (ICM), gas intergalattico in grado di raggiungere temperature di milioni di gradi. L'ICM è caratterizzato da emissioni sia di tipo termico che non termico, rispettivamente nella banda X e nella banda Radio, dovute soprattutto al meccanismo di bremsstrahlung termica e all'emissione di sincrotrone. Lo studio delle radiazioni emesse da questo gas primordiale ha permesso di studiare alcuni processi caratteristici nella dinamica degli ammassi di galassie, come i fenomeni di *merger* e *cooling flow*, e di ottenere quindi una maggiore comprensione della formazione ed evoluzione degli ammassi. Essendo le più grandi strutture dell'Universo che abbiano raggiunto l'equilibrio viriale, il loro studio risulta infatti molto importante, in quanto fornisce un valido strumento per la formulazione di un Modello Cosmologico.

Lo scopo di questo lavoro di tesi consiste in particolare nell'analisi di Aloni e Relitti radio, con maggiore approfondimento sui primi, e sulla ricerca di una correlazione della potenza Radio dei clusters sia con la loro luminosità nella banda X, che con la loro dimensione spaziale.

La raccolta e l'elaborazione dei dati è stata svolta presso l'osservatorio di radioastronomia (ORA) situato nel CNR di Bologna.

# Indice

1	Introduzione .....	1
2	Proprietà ottiche .....	3
2.1	Metodi di classificazione .....	3
2.2	Problema della massa mancante.....	5
2.3	Dispersione di velocità e Teorema del viriale .....	5
2.4	Lenti gravitazionali.....	6
2.5	Sfera isoterma e $\beta$ model.....	7
3	Emissione in X.....	9
3.1	Merger e Cooling Flow .....	9
3.2	Meccanismi di emissione.....	11
3.2.1.	Bremsstrahlung termica .....	12
3.2.2.	Compton Inverso.....	13
4	Emissioni Radio.....	14
4.1	Radiosorgenti discrete.....	14
4.1.1.	Radiogalassie .....	14
4.2	Radiosorgenti diffuse .....	17
4.2.1.	Aloni.....	18
4.2.2.	Relitti .....	19
4.2.3.	Mini-Aloni .....	20
4.3	Emissione di sincrotrone.....	21
5	Approfondimento sugli Aloni Radio.....	23
5.1	Origine e analisi dei campi magnetici.....	23
5.2	Modelli per gli Aloni.....	25
5.2.1.	Elettroni primari .....	25
5.2.2.	Elettroni secondari .....	26

5.2.3.	Modelli ibridi.....	27
5.3	Caratteristiche degli Aloni.....	28
5.3.1.	Spettro degli Aloni.....	28
5.3.2.	Dimensioni degli Aloni.....	30
5.3.3.	Connessione Radio - X-rays.....	31
5.3.4.	Aloni e cluster mergers.....	32
6	Campione di dati.....	33
6.1	Scopo della tesi.....	33
6.2	Analisi degli Aloni Radio.....	34
7	Conclusioni.....	40
8	Appendice.....	42
8.1	A) Teorema del viriale.....	42
8.2	B) Lenti gravitazionali.....	45
8.3	Meccanismi di emissione.....	51
8.3.1.	C.1- Bremsstrahlung termica.....	51
8.3.2.	C.2 - Compton inverso.....	54
8.3.3.	C.3 - Radiazione di sincrotrone.....	56
9	Bibliografia e Sitografia.....	59

# 1 Introduzione

I *galaxy clusters* sono le più grandi strutture conosciute che abbiano raggiunto l'equilibrio viriale in un tempo minore dell'età dell'Universo stesso. Benché infatti esistano strutture di gerarchia superiore chiamate *superclusters*, comprendenti galassie e ammassi di galassie, esse non hanno ancora potuto raggiungere l'equilibrio tra energia potenziale e cinetica a causa delle proprie dimensioni: le velocità possedute dalle sue componenti non sono sufficienti a far sì che tutte le sue parti abbiano avuto tempo di interagire tra loro e di porsi in equilibrio. La massa dei clusters può essere calcolata applicando, quando è possibile, il Teorema del viriale (analizzando la dispersione di velocità del sistema), approssimando l'equilibrio idrostatico di un cluster con un sfera isoterma, oppure studiando i processi che causano emissione in X, o anche sfruttando il raro fenomeno di lente gravitazionale. Tutti questi metodi portano però a concludere che la massa totale prevista per gli ammassi è molto maggiore di quella visibile. Si stima infatti che circa l'80% della massa sia composta da materia oscura, mentre la materia luminosa è dovuta per il 3-5% alle galassie e per il 15-17% a gas caldi diffusi. Tali gas fanno parte dell'*intracluster medium* (ICM), plasma termico caratterizzato da emissioni nella banda X, dovute al meccanismo di *bremstrahlung termica*. Anche radiazioni di tipo non termico sono rilevate provenire dagli ammassi di galassie sia nella banda X che in Radio, dovute rispettivamente al processo di *Compton Inverso* e all'*emissione di sincrotrone*. Dai dati osservativi emergono quindi le seguenti proprietà medie possedute dagli ammassi:

- contengono da 50 a 10000 galassie;
- contengono un gas caldo associato al mezzo intergalattico (ICM) che emette nella banda X;
- hanno una massa totale di circa  $10^{14} \div 3 \times 10^{15} M_{\odot}$ ;
- hanno tipicamente un diametro di  $\leq 10$  Mpc;

- la dispersione delle velocità delle galassie negli ammassi è di circa  $1000 \text{ km/s}$ ;
- la distanza media tra ammassi è di circa  $10 \text{ Mpc}$ ;
- la temperatura di un ammasso tipico è di 75 milioni di gradi (ma può raggiungere i 200 milioni di gradi).



Figura 1. *Abell 1689, ammasso di galassie nella Costellazione della Vergine.*

## 2 Proprietà ottiche

### 2.1 Metodi di classificazione

Una prima classificazione ottica degli ammassi può essere effettuata in base alla morfologia che essi presentano. Essi possono essere distinti in *ammassi irregolari*, caratterizzati da una scarsa simmetria sferica e da una bassa densità, e in *ammassi regolari*, di forma simmetrica e distribuzione di materia regolare, addensata verso la zona centrale, detta *core*. Ordinando i clusters lungo una successione che si sviluppa dagli ammassi più estesi e irregolari fino a quelli più densi e compatti, si ottiene una sequenza in cui si evidenzia la tipologia di galassie prevalenti: negli ammassi irregolari prevalgono le spirali (S), mentre in quelli regolari prevalgono le ellittiche (E) e le lenticolari (S0). Le osservazioni indicano anche che più un ammasso è ricco, più è regolare e più numerose sono le sue galassie ellittiche e lenticolari.

Esistono due principali metodi osservativi per identificare un ammasso di galassie, il criterio di Abell e quello di Zwicky.

- Il primo afferma che in un cluster devono essere presenti almeno 50 membri con range di magnitudine da  $m_3$  a  $m_3 + 2$ , dove  $m_3$  è la magnitudine della terza galassia più luminosa. Inoltre le galassie componenti il cluster devono trovarsi all'interno di una regione definita dal cosiddetto raggio di Abell:

$$R_{Abell} = \frac{1,7'}{z} = 1,5 h^{-1} Mpc \text{ con redshift } 0,02 < z < 0,2$$

- Il secondo impone che il confine spaziale dell'ammasso debba essere limitato da una curva (isolpleta) oltre la quale la densità superficiale di galassie scende a meno del doppio della densità locale delle galassie di sfondo. Questa isopleta deve contenere almeno 50 galassie con range di magnitudine tra  $m_1$  e  $m_1 + 3$ , dove  $m_1$  è la magnitudine della galassia più luminosa.

Un altro metodo per la classificazione degli ammassi di galassie si basa sulla distribuzione di luminosità nella banda ottica. Emergono mediante questa catalogazione tre tipologie fondamentali di ammassi, distinte in relazione al rapporto di luminosità delle galassie che li compongono:

- BM I (*Tipo I*) - ammassi dominati da una galassia centrale cD (supergigante) molto brillante (magnitudine ottica assoluta di circa  $-23$ );
- BM II (*Tipo II*) - ammassi le cui galassie più brillanti presentano una luminosità intermedia tra la classe delle cD e quella delle ellittiche giganti;
- BM III (*Tipo III*) - ammassi in cui non sono presenti galassie dominanti in luminosità.

Secondo invece la classificazione proposta da Rood e Sastry, i clusters possono essere distinti in base alla distribuzione spaziale delle dieci galassie più brillanti appartenenti all'ammasso preso in esame. Attraverso questo metodo possono essere individuate sei tipologie di galaxy clusters:

- cD (*supergiant*) - ammassi dominati da una galassia cD, situata al centro e con dimensioni tre volte maggiori di ogni altra galassia dell'ammasso;
- B (*binary*) - due galassie supergiganti formanti un sistema binario occupano il centro dell'ammasso;
- L (*line*) - tre o più galassie, fra le dieci più luminose, appaiono disposte lungo una linea retta;
- C (*core-halo*) - almeno quattro tra le dieci galassie più brillanti sono situate nel centro dell'ammasso, con distanze paragonabili l'una dall'altra;
- F (*flat*) - diverse delle dieci galassie più luminose e una notevole parte di quelle più deboli sono disposte su un piano (configurazione piatta);
- I (*irregular*) - i membri dell'ammasso sono distribuiti irregolarmente, o senza un centro ben definito.

## 2.2 Problema della massa mancante

Come già anticipato, una caratteristica degli ammassi di galassie è la presenza di *dark matter*, che ne costituisce circa l'80% della massa gravitazionale. Questa stima può essere valutata attraverso tre metodi di calcolo principali:

- utilizzando il *Teorema del viriale* nel caso il sistema sia in equilibrio dinamico e la distribuzione di velocità sia isotropa;
- sfruttando il raro fenomeno di *lente gravitazionale*, che ha il vantaggio di non richiedere condizioni di equilibrio per il cluster;
- analizzando l'ammasso con il  $\beta$  model, supponendo che l'ICM sia isoterma e in equilibrio idrostatico, con distribuzione spaziale a simmetria sferica.

Questi metodi verranno di seguito delineati e i primi due saranno approfonditi maggiormente in *Appendice A* e *Appendice B*.

## 2.3 Dispersione di velocità e Teorema del viriale

Il Teorema del viriale consiste in una semplice relazione che lega l'energia cinetica di un corpo al suo potenziale, attraverso la formula:

$$2\bar{T} + \bar{U} = 0$$

dove  $\bar{T}$  e  $\bar{U}$  rappresentano rispettivamente l'energia cinetica e potenziale medie. Per un sistema legato gravitazionalmente, come nel caso considerato degli ammassi di galassie, è possibile estendere l'equazione considerando N corpi:

$$2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 = - \sum_{i \neq j}^N G \frac{m_i m_j}{r_{ij}}$$

dalla quale è possibile ricavare una formula generale per il calcolo della massa M di un cluster entro un raggio R fissato:

$$M = \frac{R\sigma_v^2}{G} = \left( \frac{R}{1\text{Mpc}/h} \right) \left( \frac{\sigma_v}{10^3\text{km/s}} \right)^2 \cdot 10^{15} h^{-1} \text{Mpc}$$

in cui  $h = H_0$  in unità  $100 \frac{km}{Mpc s}$ , con  $H_0$  costante di Hubble.

Per eseguire il calcolo è necessario conoscere, oltre al raggio dell'ammasso, anche la dispersione di velocità del sistema. Le galassie di un cluster infatti si muovono all'interno di una buca di potenziale, ciascuna con una propria velocità radiale  $v_r$ . Analizzando la distribuzione della velocità delle galassie si ottiene un andamento tipico di una Gaussiana centrata nel valore medio  $\langle v_r \rangle$ :

$$p(v_r)dv_r = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-(v_r - \langle v_r \rangle)^2 / 2\sigma_v^2} dv_r$$

in cui  $p(v_r)dv_r$  è la probabilità che una singola galassia appartenente all'ammasso possieda una velocità radiale compresa tra  $v_r$  e  $v_r + dv_r$ , e dove la dispersione di velocità  $\sigma_v$  è data dall'equazione:

$$\sigma_v = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$$

Attraverso questo metodo è possibile calcolare la massa totale che compone un cluster e confrontarla con quella visibile (luminosa) che costituisce le singole galassie. I risultati portano a supporre la presenza di materia oscura, necessaria per tenere legati gli elementi dell'ammasso, che altrimenti avrebbero velocità sufficiente per sfuggire all'attrazione gravitazionale. Occorre però ricordare che il Teorema del viriale è applicabile solamente nel caso l'ammasso si trovi in equilibrio dinamico e termico, e che quindi non presenti processi di *merger* (analizzati in seguito).

## 2.4 Lenti gravitazionali

Questo secondo metodo, a differenza del precedente, non presenta limitazioni sullo stato dinamico del cluster, ma in compenso è applicabile soltanto in presenza del raro fenomeno di lente gravitazionale. Esso è un processo

relativistico caratterizzato dalla deflessione dei raggi luminosi emessi una sorgente, come un quasar o una galassia brillante. Tale deflessione è dovuta al campo gravitazionale generato da un corpo massivo situato tra la sorgente e l'osservatore, il quale distorce forma e magnitudine dell'oggetto osservato e può portare alla formazione di immagini multiple. Analizzando questa deformazione e la posizione delle immagini generate è possibile risalire alla massa del corpo che funge da lente, in questo caso di un *galaxy cluster*. Il caso più semplice e vantaggioso (anche se molto raro da osservare in natura) è quello di considerare sorgente, lente e osservatore allineati e inoltre supporre questi elementi come puntiformi. Con queste ipotesi, un raggio di luce passante ad una distanza  $b$  (parametro d'impatto) da una lente gravitazionale di massa  $M$ , viene curvato di un angolo  $\alpha$  dato dalla formula:

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2}$$

ricavabile dalla Relatività Generale, considerando la deformazione dello spazio-tempo causato dall'ammasso di galassie che funge da lente. In questo modo è possibile ricavare la massa gravitazionale che compone il cluster e, come con il metodo precedente, si ottiene che la massa visibile costituisce solamente il 20% di quella totale, fatto che implica la presenza di materia oscura.

## 2.5 Sfera isoterma e $\beta$ model

Per poter approssimare un cluster utilizzando il cosiddetto  $\beta$  model di Cavaliere e Fusco-Femiano (1976) è necessario supporre che il plasma intergalattico sia isoterma e in equilibrio idrostatico. La significativa assunzione addizionale che l'ammasso abbia simmetria sferica (o quasi) è richiesta per determinare la massa totale del cluster e quindi la percentuale di materia bariónica. Cavaliere e Fusco-Femiano assunsero che il gas e le galassie fossero

entrambi in equilibrio allo stesso potenziale  $\phi(r)$  e utilizzando l'approssimazione empirica di King per questo modello, giunsero alla formulazione dell'equazione:

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

In cui  $S(r)$  è la distribuzione radiale della brillantezza in X, ottenuta proiettando la brillantezza osservata,  $S(0)$  è la brillantezza superficiale centrale e  $r_c$  il raggio del core.  $\beta$  è invece una costante che determina la forma della distribuzione del gas, e dipende dal rapporto tra l'energia potenziale gravitazionale caratteristica e l'energia termica del gas:

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{\mu m_H}{kT} \frac{GM_c}{r_c}$$

dove  $M_c$  è la massa presente entro  $r_c$ , da cui è possibile ricavare la distribuzione della massa totale:

$$M_{tot}(r) = 2M_c \frac{r^3}{r_c(r^2 + r_c^2)}$$

È emerso che questo modello risulta efficace con  $\beta \sim 2/3$  e anche tramite questo metodo la massa barionica trovata risulta molto inferiore di quella totale, fatto che fornisce informazioni sulla *dark matter* e permette di avanzare ipotesi sulla forma e sulla densità media dell'Universo.

## 3 Emissione in X

Dalle osservazioni degli ammassi di galassie nella banda X è stata riscontrata una luminosità diffusa altamente energetica, di dimensioni paragonabili a quelle dell'ammasso stesso e con un massimo di luminosità situato in genere nei pressi del suo centro. Luminosità tipiche sono dell'ordine di  $10^{43} \div 10^{44} \text{ erg/s}$ , con un'estensione spaziale di circa  $0,2 \div 3 \text{ Mpc}$ . Queste radiazioni non sono in genere dovute a sorgenti discrete come formazioni locali o galassie, ma sono collegate all'ICM (*intracluster medium*), un denso gas extragalattico diffuso entro i confini di un cluster. Si tratta di un gas primordiale, costituito principalmente da Idrogeno ed Elio e arricchito di elementi metallici derivanti dal ciclo stellare (esplosione di *supernovae*), che si trova nello stato di plasma: la quasi totalità degli atomi che compongono questo gas si trova infatti in uno stato ionizzato a causa delle altissime temperature raggiunte (decine di milioni di gradi). Sono di seguito analizzati i processi legati all'enorme surriscaldamento dell'ICM, ovvero i fenomeni di *merger* e *cooling flow*, e i principali meccanismi che provocano l'emissione di radiazioni nella banda X da parte degli ammassi di galassie.

### 3.1 Merger e Cooling Flow

La causa delle alte temperature possedute dall'ICM va ricercata nel collasso gravitazionale dell'ammasso verso il *core* e nel conseguente addensamento di materia nelle regioni centrali. Ciò provoca una diminuzione del cammino medio delle particelle e quindi un aumento dell'emissione in X mediante il processo di *bremstrahlung*. A sua volta, la maggiore emissione nella banda X (che avviene tanto più velocemente quanto maggiore è la densità) porta ad una diminuzione dell'energia cinetica, perciò ad un raffreddamento delle regioni centrali dell'ammasso. Le particelle raffreddate continuano ad adden-

sarsi verso il *core*, poiché la pressione dell'ICM diminuisce in seguito al raffreddamento. Per mantenere l'equilibrio idrostatico altro plasma fluisce dalle regioni periferiche, generando così un flusso continuo, appunto detto *cooling flow*. Questo fenomeno è sempre associato ad una galassia dominante situata nel centro dell'ammasso, per questo si è soliti identificare il centro di un cluster in cui avviene questo processo con il nome di “*cooling core*”. Il rate di deposizione di massa  $\dot{M}$  dovuto al raffreddamento può essere stimato considerando la luminosità  $L_{cool}$  associata alle regioni centrali, entro un raggio definito  $r_{cool}$  attraverso la formula:

$$L_{cool} = \frac{5}{2} \frac{\dot{M}}{\mu m_p} kT$$

dove  $T$  è la temperatura del gas a distanza  $r_{cool}$ ,  $\mu$  la massa molecolare media e  $k$  la Costante di Boltzmann. Dai dati emerge che  $L_{cool}$  ha un range di  $10^{42} \div 10^{44}$  *erg/s* e generalmente rappresenta circa il 10% della luminosità totale del cluster. Si calcola che a causa del *cooling flow* il flusso di massa nell'ICM possa variare da 10 a 500  $M_{\odot} y^{-1}$  e che il gas possa perdere fino al 90% della propria energia termica. Il tempo di raffreddamento per il gas racchiuso entro  $r_{cool}$  si può stimare con il rapporto tra l'energia termica e l'energia irradiata per *bremsstrahlung*, ottenendo un valore dell'ordine dei  $10^{10}y$ . Nel core dei clusters (dove la densità è maggiore) il *cooling time* è quindi comparabile con l'età dell'ammasso.

La presenza di picchi di emissione X in regioni esterne al core degli ammassi viene invece ricondotta al fenomeno di *merging*, ovvero all'interazione gravitazionale tra due o più galassie appartenenti al cluster. Esso non comporta una collisione fisica tra gli elementi che le compongono: data l'enorme distanza tra le stelle il parametro di impatto è infatti molto elevato. Durante questi scontri il gas intergalattico, sotto forma di plasma, viene a contatto tramite interazioni elettromagnetiche, raggiungendo alte energie. Le onde d'urto causate da questo processo, chiamate *shocks*, comprimono e surriscal-

dano l'ICM, producendo elettroni relativistici. Un'altra importante conseguenza del *merger* è la possibile formazione di estesi campi magnetici, responsabili di emissioni Radio diffuse che in seguito saranno analizzate.

Sulla base di dati empirici, è stata ipotizzata inoltre l'incompatibilità tra *cooling flow* e i processi di *merging*. Si è osservato infatti che il fenomeno di *cooling flow* si presenta in ammassi che hanno raggiunto l'equilibrio viriale e che non è quasi mai associato ad ammassi che contengono strutture irregolari, le quali spesso sono indice del processo di *merger*. A conferma di questa ipotesi, è stato notato come tutti i clusters studiati contenenti un Alone Radio, spesso associato agli *shocks* provenienti dai *mergers*, siano infatti privi di *cooling flow*.

## 3.2 Meccanismi di emissione

I principali meccanismi ritenuti responsabili dell'emissione in X sono sia di origine termica, ovvero dipendenti dalla temperatura, che non termica, e possono essere individuati nei seguenti processi (approfondimento più dettagliato in *Appendice C.1* e *Appendice C.2*):

- *Bremsstrahlung termica (free-free emission)*, ovvero la radiazione emessa da elettroni accelerati in un campo coulombiano generato da una carica, ad esempio da un atomo ionizzato;
- *Compton Inverso*, cioè l'emissione provocata dall'accrescimento energetico da parte dei fotoni appartenenti alla radiazione cosmica di fondo che subiscono uno scattering con elettroni ultrarelativistici all'interno del cluster.

### 3.2.1. Bremsstrahlung termica

L'emissione in X proveniente dall'ICM è dovuta alle condizioni fisiche in cui questo gas viene a trovarsi. Infatti, a temperature di  $T_g \approx 10^8 K$  e a densità atomiche di  $n \approx 10^{-3} cm^{-3}$ , la radiazione primaria proveniente da un gas composto principalmente da Idrogeno è prodotta dal meccanismo di *bremsstrahlung termica* (free-free emission). Esso consiste nell'accelerazione di un elettrone, da parte di uno ione massivo appartenente al plasma, attraverso un campo coulombiano. L'emissività (ovvero l'energia emessa per unità di tempo, frequenza e volume) a frequenza  $\nu$  di un gas a temperatura  $T_g$ , causata dallo scattering di elettroni da parte di ioni di carica  $Z$ , è data dalla formula:

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{m_e c^3} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i g_{ff}(Z, T_g, \nu) T_g^{-\frac{1}{2}} \exp(-h\nu/kT_g)$$

dove  $n_i$  e  $n_e$  sono rispettivamente la densità di ioni e elettroni, mentre  $g_{ff}(Z, T_g, \nu)$  è detto fattore di Gaunt e costituisce un termine di correzione che tiene conto di effetti legati alla meccanica quantistica.

I dati sull'emissione in X proveniente dai clusters permette inoltre di stimarne la massa totale, assumendo che essi si trovino in equilibrio idrostatico e che possiedano simmetria sferica. La luminosità in X degli ammassi presenta infatti forti correlazioni con la temperatura del gas  $T_{gas}$  e con la sua densità  $\rho_{gas}$ . Analizzando quindi lo spettro della Bremsstrahlung termica è possibile ricavare le grandezze necessarie per applicare il  $\beta$  model (precedentemente trattato) e calcolare distribuzione di massa:

$$M_{tot}(r) = -\frac{kT_{gas}}{\mu m_p} \left( \frac{\partial \log \rho_{gas}}{\partial \log r} + \frac{\partial \log T_{gas}}{\partial \log r} \right)$$

### 3.2.2. Compton Inverso

Un altro processo che causa la produzione di raggi X è lo scattering IC (*inverse Compton*), esso avviene quando un fotone a bassa energia interagisce con un elettrone ultrarelativistico, dal quale acquisisce energia, portandosi nella banda X. Nel caso i fotoni provengano dalla radiazione cosmica di fondo (CMB) il fenomeno di scattering è più propriamente detto “*effetto Sunyaev-Zeldovich*”. Gli elettroni ad alte energie, aventi tempi di vita molto brevi, deflettono i fotoni del CMB tramite il processo di Compton inverso, trasferendo ad essi parte della propria quantità di moto. Nel caso questi elettroni siano estremamente relativistici, con energie  $E_e = \gamma m_e c^2$  e con  $\gamma \gg 1$ , e la frequenza iniziale dei fotoni del CMB valga  $\nu_b$ , allora mediamente la frequenza dei fotoni dopo lo scattering sarà:

$$\nu_x = \frac{4\gamma^2\nu_b}{3}$$

Se il CMB, che rappresenta una sorgente di fotoni a bassa energia (con una temperatura di circa  $2,7\text{ K}$ ) estesa per tutto l’Universo, viene assunto come radiazione di corpo nero a temperatura  $T_r$ , allora lo spettro risultante dal Compton inverso sarà dato da:

$$\frac{dL_x}{d\nu_x} = \frac{3\pi\sigma_T}{h^2c^2} b(p) N (kT_r)^3 \left( \frac{kT_r}{h\nu_x} \right)^{\alpha_x}$$

dove  $L_x$  rappresenta la luminosità in X,  $\alpha_x$  l’indice spettrale,  $\sigma_T$  la sezione di Thomson,  $N$  il numero di elettroni per unità di volume e  $b(p)$  una funzione dipendente dall’indice spettrale  $p$ . Si può trovare che, successivamente ad uno scattering con un elettrone ultrarelativistico, un fotone può aumentare la sua energia fino ad un fattore pari a  $\gamma^2$ . Considerando fotoni con frequenze dell’ordine dell’infrarosso, aventi  $\nu_b = 3 \times 10^{12}\text{ Hz}$ , si calcola che grazie all’effetto di Compton inverso, questi potranno raggiungere frequenze pari a  $\nu_x \sim \gamma^2\nu_b = 3 \times 10^{18}\text{ Hz}$ , appartenenti infatti alla banda X.

## 4 Emissioni Radio

Oltre ad un'energetica luminosità nella banda X gli ammassi di galassie sono caratterizzati anche da emissioni Radio dovute in parte ad una componente discreta, associata a singole galassie attive o quasar, e in parte ad una componente diffusa, associata a processi che hanno luogo nell'ICM. Queste emissioni in Radio sono dovute principalmente a meccanismi non termici, e in misura inferiore a processi termici, precedentemente analizzati. A causare radiazioni di tipo non termico è la cosiddetta *emissione di sincrotrone*, dovuta all'interazione di elettroni ultrarelativistici con il campo magnetico presente nei clusters.

### 4.1 Radiosorgenti discrete

Le emissioni radio provenienti da sorgenti discrete sono riconducibili alle radiogalassie, ovvero galassie attive con luminosità Radio con un range di  $10^{40} \div 10^{46} \text{ erg/s}$  e con estensioni anche 10 volte maggiori di quelle di una normale galassia come la Via Lattea. Queste sorgenti sono quasi esclusivamente associate a galassie ellittiche, spesso contenenti AGN (*active galactic nuclei*) o quasars, e costituiscono un valido strumento per la cosmologia osservativa. Gli spettri Radio e le proprietà di polarizzazione delle radiogalassie e dei quasars sono caratteristici della radiazione di sincrotrone non termico da elettroni relativistici aventi fattore di Lorentz di  $\sim 1000$  e un campo magnetico di  $\sim 10^{-3} G$  negli AGN e di  $\sim 10^{-6} G$  nelle regioni estese.

#### 4.1.1. Radiogalassie

Una radiogalassia “standard” consiste in una sorgente Radio compatta associata ad un nucleo attivo di una galassia visibile nell'ottico ed è in genere composta da strutture caratteristiche:

- il *core*, che fornisce un piccolo contributo nella banda radio con spettro piatto, è il luogo di espulsione di materiale relativistico con conseguente creazione di getti supersonici in due direzioni opposte, probabilmente dovuti alla presenza di un buco nero supermassiccio centrale;
- parte dell'emissione Radio è osservata nei *lobi*, regioni estese di forma ellissoidale e diametricamente opposte rispetto al piano della galassia ottica a cui sono associati. I lobi hanno estensioni che variano approssimativamente da 10 *kpc* a 1 *Mpc* e la distanza tra essi può arrivare anche a 6 *Mpc*. Esiste una sottoclasse di lobi detti *plumes*, di forma più allungata e forma meno definita;
- gli *hot spots*, regioni di piccole dimensioni angolari situate nei lobi, molto brillanti e con spettro piatto, associate a picchi di emissione Radio e dovute alla brusca decelerazione degli elettroni, che poi diffondono nei lobi.
- osservazioni ad alte risoluzioni spaziali hanno individuato connessioni tra lobi e nucleo attraverso stretti “ponti” di emissione radio, detti *jets*, che riforniscono energeticamente i lobi su tutta la fase di attività della galassia.

Essendo presenti radiogalassie con forme e dimensioni molto diverse, Fanaroff e Riley le suddivisero in due classi in base a potenza, dimensioni e morfologia.

- **FR I:** radiogalassie meno estese e con potenze radio di circa  $10^{42} \text{ erg/s}$ , concentrata in particolare lungo getti turbolenti, spesso dotati di morfologie distorte e con campi magnetici avvolti intorno ad essi. I lobi si presentano in forma diffusa e poco delineata, senza contenere gli hot spots.
- **FR II:** radiogalassie dominate spazialmente dai lobi, con potenze maggiori fino a circa  $10^{47} \text{ erg/s}$ . L'emissione è concentrata nei lobi terminali dei getti, che invece sono molto deboli e con campi magnetici allineati.

Alcune radiogalassie mostrano una struttura Radio più complessa, che in genere tende a non avere la doppia struttura simmetrica e allineata delle radiogalassie “classiche”. In particolare nelle sorgenti *testa-coda* (HT, *head-tail*) l'emissione Radio è concentrata in una coda situata a lato della galassia ottica. Esse sono caratterizzate da una galassia centrale posta a testa della

struttura e da getti ravvicinati, con un piccolo angolo di apertura, i quali trasportano plasma fino ai *lobes* (o più probabilmente fino ai *plumes*) che viene tanto più frenato dal gas quanto più ci si allontana dall'AGN. Queste radiogalassie, avendo una configurazione “piegata” in cui i getti non sono allineati con il nucleo, sono anche chiamate NAT (*Narrow Angle Tail*), così da distinguerle da un'altra sottoclasse detta WAT (*Wide Angle Tail*), in cui le radiogalassie possiedono un angolo di separazione tra i getti tendente a  $180^\circ$ .

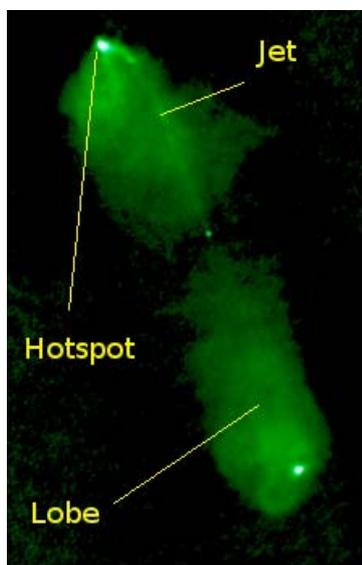


Figura 3. *Immagine in falsi colori della struttura a larga scala della radiogalassia FR II 3C98.*

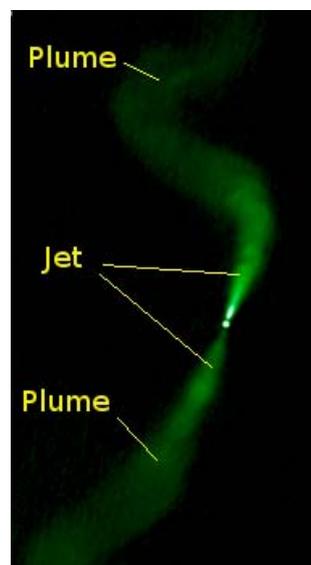


Figura 2. *Immagine in falsi colori della struttura a larga scala della radiogalassia FR I 3C31.*

Il modello convenzionale usato per spiegare la forma singolare delle sorgenti HT o NAT si basa sull'alta velocità posseduta dalle galassie che si muovono all'interno del gas intergalattico di un ammasso. Poiché fasci di plasma sono emessi quasi continuamente dal nucleo attivo della galassia, essi vengono piegati direttamente dalla pressione esercitata dal gas oppure, se nella galassia è presente un significativo mezzo interstellare, quest'ultimo forma un involucro attorno ai fasci di plasma e il gradiente di pressione creato dal moto della galassia attraverso l'ICM causa infine la curvatura dei getti. Benché

l'idea basilare dell'interazione dei fasci di plasma con il mezzo intergalattico costituisca la spiegazione più accreditata della morfologia peculiare delle sorgenti Radio, molti aspetti di questa interpretazione rimangono ancora incerti a causa delle scarse conoscenze riguardo al complesso processo di espulsione di materia relativistica dall'AGN. Infatti il problema principale della fisica delle radiogalassie è l'energetica globale del fenomeno, che può essere stimata attorno ai  $10^{58} \div 10^{60} \text{ erg}$ , i quali vengono rilasciati in modo continuo e collimato entro circa  $10^8 \text{ y}$ . Inoltre gli elettroni relativistici responsabili dell'emissione di sincrotrone non possono provenire dal nucleo galattico attivo, in quanto la loro vita media radioattiva è minore del tempo di transito tra nucleo e lobo, anche se l'espulsione avviene a velocità relativistica:

$$t_{syn} \sim 5 \times 10^8 B_G^{-2} \gamma^{-1} s \sim 10^{12} s \ll t_0 \leq \frac{D}{c} \sim 10^{16} s$$

Pertanto occorre considerare un meccanismo di accelerazione *in situ*, probabilmente nei lobi, dove possono essere presenti *hot-spots*, associati con regioni di accelerazione da cui gli elettroni diffondono in tutto il lobo.

## 4.2 Radiosorgenti diffuse

Mentre l'emissione del gas termico nei raggi X è presente in tutti gli ammassi, la rilevazione di sorgenti Radio estese in meno del 10 % dei sistemi indica che il plasma non termico non è una proprietà comune dei galaxy clusters. A differenza delle radiosorgenti discrete, che sono associate a processi che avvengono nel nucleo di galassie attive, le sorgenti diffuse hanno estensione maggiore e luminosità inferiore, inoltre possono essere localizzate sia in regioni centrali che in regioni periferiche degli ammassi. Così come le radiosorgenti discrete, anche quelle diffuse emettono in banda Radio attraverso la radiazione di sincrotrone, in questo caso però, l'emissione non termica è dovuta ad elettroni relativistici e a campi magnetici presenti nell'ICM. Le radiosorgenti diffuse sono suddivisibili in tre categorie principali, *Aloni*, *Relitti*

e *Mini-Aloni*, ben distinguibili in base a forma, polarizzazione delle radiazioni e posizione rispetto al cluster. Di seguito verranno analizzate queste strutture e nel capitolo successivo verranno approfonditi caratteristiche e modelli per gli Aloni.

#### 4.2.1. Aloni

Gli Aloni (*radio halos*) sono sorgenti Radio diffuse con morfologia regolare situate nelle zone centrali di alcuni ammassi di galassie. Presentano bassa brillantezza superficiale ( $\sim \mu Jy \text{ arcsec}^{-2}$  a  $1,4 \text{ GHz}$ ), una bassa percentuale di polarizzazione ( $\sim 10\%$ ) e un indice spettrale molto ripido ( $\alpha \geq 1$  per frequenze comprese tra  $10 \text{ MHz}$   $10 \text{ GHz}$ ) dipendente dalla temperatura dell'ammasso. Gli Aloni Radio hanno dimensioni dell'ordine del  $Mpc$  e non si trovano in tutti i clusters: soltanto nel  $25 \div 30\%$  degli ammassi con  $L_x > 5 \cdot 10^{44} \text{ erg/s}$  è stata rilevata la presenza di Aloni. Si suppone infatti l'esistenza una correlazione tra l'emissione in Radio degli Aloni e la luminosità in X degli ammassi ospitanti, e quindi anche tra potenza Radio e temperatura. I modelli che spiegano l'origine dell'emissione di sincrotrone coinvolgono elettroni primari e secondari (meccanismi di emissione approfonditi in seguito) che interagiscono con campi magnetici di intensità  $0,1 \div 1 \mu G$  e che vengono riaccelerati attraverso processi locali. In base ai dati osservativi è stato inoltre possibile notare come gli Aloni Radio siano stati rilevati solamente in clusters rilassati, in cui non è ancora stato raggiunto l'equilibrio dinamico. La loro presenza è stata infatti riscontrata in ammassi con processi *cooling flow* deboli o assenti, in cui invece sono presenti attività di *merging*, che potrebbero essere responsabili del meccanismo di riaccelerazione degli elettroni relativistici. Non in tutti gli ammassi che contengono *merger* si sono però osservati Aloni Radio e questa mancata corrispondenza non è ancora stata pienamente compresa.

### 4.2.2. Relitti

I Relitti sono sorgenti Radio diffuse con caratteristiche in comune con gli Aloni: bassa brillantezza superficiale ( $\sim \mu Jy \text{ arcsec}^{-2}$  a  $1,4 \text{ GHz}$ ), estensione dell'ordine del  $Mpc$  e spettro ripido con  $\alpha \geq 1$ . Al contrario degli Aloni però, i Relitti si trovano nelle regioni periferiche degli ammassi e presentano una struttura irregolare allungata, con asse maggiore perpendicolare rispetto al raggio che congiunge la radiosorgente al centro dell'ammasso. Essi possiedono inoltre un'emissione polarizzata del  $10 \div 30 \%$ , fatto che conduce ad ipotizzare che il campo magnetico dei Relitti sia più "ordinato" rispetto a quello degli Aloni. Oltre ai Relitti di grandi dimensioni e dalla forma allungata, esistono anche Relitti più piccoli e di forma tondeggiante, che in genere si trovano nelle zone centrali degli ammassi, con potenza emissiva minore e spettro più ripido ( $\alpha \geq 2$ ). Come per gli Aloni, è stata trovata una correlazione tra la potenza Radio a  $1,4 \text{ GHz}$  e la luminosità in X degli ammassi che ospitano i Relitti, con la differenza però che questi ultimi sono stati osservati anche in clusters con bassa brillantezza nella banda X. La probabilità di trovare un relitto in un ammasso di galassie è circa pari a quella di trovarvi un alone, ovvero  $\sim 5 \%$  ed è stata ipotizzata una correlazione tra queste due tipologie di radiosorgenti. I Relitti più estesi e potenti si trovano infatti in ammassi che ospitano un alone centrale e sono stati individuati anche Relitti doppi, in posizione simmetrica rispetto al centro del cluster. Questa conformazione dei Relitti (allungata e perpendicolare al centro dell'ammasso) lascia supporre che la loro origine sia dovuta a *shocks* che, dall'interno del cluster, allontanano radialmente materia fino alle regioni periferiche. Queste onde d'urto potrebbero essere causate da processi di *merger* e sarebbero in grado di riattivare il plasma Radio derivante da radiogalassie, attraverso una compressione adiabatica. I Relitti sono infatti stati osservati sia in *merging* che in *cooling-core clusters*, e tale fatto che suggerisce che possano essere correlati sia a *mergers* minori o secondari, così come a quelli di maggiore entità. È ancora argomento di studio la formazione di queste sorgenti Radio e se Aloni e Relitti abbiano o meno un'origine comune, date le loro caratteristiche simili.

### 4.2.3. Mini-Aloni

I Mini-Aloni (*radio mini-halos*) sono sorgenti Radio diffuse di estensione ridotta,  $\sim 500$  *kpc*, situate nelle zone centrali degli ammassi. Come gli Aloni e i Relitti, essi possiedono spettri ripidi e bassa brillantezza superficiale. Hanno la peculiarità di essere presenti esclusivamente in *cooling core clusters* e generalmente si trovano nei pressi di una potente radiogalassia; data l'anticorrelazione tra la presenza di processi di *merger* e *cooling flow*, i Mini-Aloni sono le uniche sorgenti diffuse a non essere associate con *merging clusters*. Anche i Mini-Aloni sono però caratterizzati dall'emissione di sincrotrone, e si ipotizza che gli elettroni relativistici siano forniti da una vicina radiogalassia e vengano riaccelerati da turbolenze MHD connesse con i fenomeni di *cooling flow*. Tale proprietà è supportata dalla correlazione osservata tra la potenza Radio del Mini-Alone e quella del corrispondente *cooling core*.

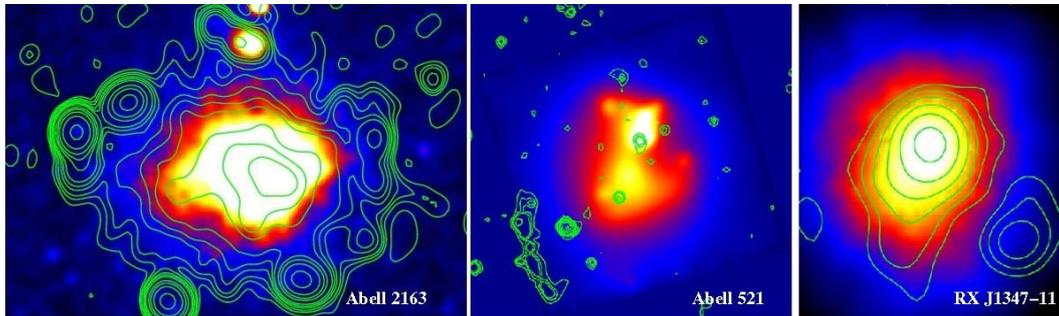


Figura 4. Esempio dei tre classi di sorgenti radio diffuse in cluster (*Aloni Radio, Relitti e Mini-Aloni*). Contorni Radio vengono sovrapposti all'immagine a raggi X di tre ammassi di galassie su (*Abell 2163 [Alone]- Abell 521 [Relitto]- RX J1347-11[Mini-Alone]*).

### 4.3 Emissione di sincrotrone

L'emissione di sincrotrone è il meccanismo principale attraverso cui il gas intergalattico presente negli ammassi emette radiazioni nella banda Radio. Con tale termine si indica la radiazione emessa da particelle cariche che si muovono a velocità relativistiche in un campo magnetico e vengono deviate dal moto inerziale. Essa è prodotta dal moto spiraleggiante di elettroni relativistici in un campo magnetico e risulta perciò il metodo più semplice e diretto per rilevare campi magnetici in sorgenti astrofisiche. L'emissione di sincrotrone totale da una sorgente consente infatti di stimare l'intensità dei campi magnetici, mentre il grado di polarizzazione risulta un indicatore importante dell'uniformità e della struttura del campo. In particolare verranno considerati elettroni relativistici con fattore di Lorentz  $\gamma \sim 10^4$  in moto a velocità  $\vec{v}$  in un campo magnetico uniforme  $\vec{B}$  (una trattazione più specifica verrà trattata in *Appendice C.3*).

Un elettrone di energia  $\epsilon = \gamma m_e c^2$  subirà quindi una forza proporzionale a  $\vec{v} \times \vec{B}$  che lo costringe a seguire un percorso "ad elica" lungo le linee di campo magnetico, emettendo una radiazione in un cono di apertura  $\sim \gamma^{-1}$  intorno alla sua velocità istantanea. Per l'osservatore, la radiazione apparirà essenzialmente continua con uno spettro avente un picco di emissione vicino alla frequenza critica

$$\nu_c = c_1 (B \sin \theta) \epsilon^2$$

La potenza di sincrotrone emessa da un elettrone risulterà

$$-\frac{d\epsilon}{dt} = c_2 (B \sin \theta)^2 \epsilon^2$$

in cui  $\theta$  è l'angolo di inclinazione tra il vettore velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico, mentre  $c_1$  e  $c_2$  dipendono solamente da costanti fondamentali:

$$c_1 = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \quad , \quad c_2 = \frac{2e^4}{3m_e^4 c^7}$$

L'emissione avrà perciò un massimo quando il moto delle particelle e la direzione delle linee di campo sono perpendicolari e un minimo quando sono paralleli. Per i valori ipotizzati di  $B \sim 1\mu G$  e  $\gamma \sim 10^4$  si giustificano le frequenze nella banda Radio rilevate provenire sia il zone estese degli ammassi (radio-sorgenti diffuse) sia dai getti espulsi dagli AGN (radiosorgenti discrete). Inoltre, poiché la potenza rispecchia l'energia persa dalle particelle nell'unità di tempo, è possibile ricavare da essa la vita media degli elettroni. L'emissività dipende infatti dall'indice spettrale  $J(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$  e in base alla ripidità dello spettro è possibile stabilire l'epoca di produzione di una certa popolazione di elettroni.

## 5 Approfondimento sugli Aloni Radio

Verranno ora approfonditi alcuni argomenti riguardanti gli Aloni Radio, come modelli di energizzazione delle particelle relativistiche o caratteristiche come spettro, dimensioni ed emissioni, con lo scopo di analizzare in seguito un campione di dati relativi agli Aloni e dimostrare sperimentalmente alcune delle correlazioni esistenti tra le loro proprietà.

### 5.1 Origine e analisi dei campi magnetici

L'esistenza di campi magnetici all'interno degli ammassi di galassie è dimostrata direttamente dall'emissione di sincrotrone rilevata provenire dall'ICM, ma la loro origine è ancora al centro di studi e modelli teorici. Sono infatti state formulate due ipotesi principali riguardo la formazione di questi intensi campi magnetici:

- la prima è di natura galattica; si ritiene che questi campi possano essere generati dalle cariche elettriche presenti nei getti di plasma relativistico espulso dagli AGN, oppure nei venti galattici provenienti da galassie non attive.
- la seconda considera i deboli campi magnetici creatisi nella formazione del cluster e ne ipotizza l'amplificazione tramite la compressione adiabatica causata da processi di *merger* e collasso gravitazionale che coinvolgono il mezzo intergalattico.

La prima tesi è supportata dal fatto che nell'ICM sia presente una concentrazione significativa di elementi di origine galattica, come metalli o elementi pesanti. L'intensità del campo magnetico che ne deriverebbe sarebbe comunque troppo bassa ed occorrerebbe prendere in esame meccanismi di amplificazione. Questo accrescimento potrebbe verificarsi tramite onde d'urto (*shocks*) provocate da eventi di *merger* e turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD).

Esaminando i dati sull'emissione Radio proveniente dagli ammassi di galassie è possibile ottenere informazioni sulle caratteristiche e sull'intensità dei campi magnetici che permeano lo spazio intergalattico dei clusters. Il metodo principale utilizzato per lo studio di questi campi è la misura della *Rotazione di Faraday* (o *Effetto Faraday*), che consiste nell'analisi della radiazione di sincrotrone delle sorgenti Radio poste sullo sfondo degli ammassi o all'interno degli ammassi stessi. Producendo l'emissione di sincrotrone un'onda polarizzata linearmente, è possibile valutare lo sfasamento  $\Delta\chi$  del fronte d'onda (ovvero la rotazione del piano di polarizzazione), che si verifica quando la radiazione attraversa un mezzo magnetizzato, mediante la formula:

$$\Delta\chi = RM\lambda^2$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione di sincrotrone e  $RM$  è la misura della Rotazione di Faraday, data dall'equazione:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

Misurando quindi l'angolo di sfasamento e la lunghezza d'onda della radiazione è possibile risalire all'ordine di grandezza di  $\vec{B}$ , tenendo però in considerazione alcuni fattori che potrebbero alterare questo risultato, come la struttura filamentosa del campo, l'effetto Compton Inverso e conseguenze del Teorema di Equipartizione. Si stima che i campi magnetici all'interno degli ammassi di galassie abbiano valori attorno al  $\mu G$  e che aumentino di intensità al diminuire della distanza dal centro del cluster. Nelle zone centrali dei clusters la densità è infatti maggiore a causa del moto del plasma verso il core: l'ICM tende a comprimere le linee di flusso del campo magnetico, il quale aumenta proporzionalmente alla densità secondo funzione  $B \propto \rho^{2/3}$ , per la legge di conservazione del flusso.

## 5.2 Modelli per gli Aloni

Dato che i campi magnetici sono presenti nell'intera estensione degli ammassi di galassie, l'elemento necessario a spiegare l'esistenza di sorgenti diffuse di emissione di sincrotrone è la presenza di particelle relativistiche. Gli Aloni Radio risultano i più difficili da spiegare a causa della loro grande dimensione. Gli elettroni irradianti non possono infatti percorrere distanze così elevate entro il loro tempo di vita, a causa delle significative perdite di energia dovute ad emissioni di sincrotrone e di Compton Inverso. Esistono due classi principali di modelli che giustifichino la presenza di questi elettroni e dell'emissione Radio rilevata: il modello di *elettroni primari* che afferma che le particelle relativistiche vengono continuamente riaccelerate nel volume del cluster, e il modello di *elettroni secondari*, in cui gli elettroni relativistici sono prodotti lungo il volume del cluster da collisioni p-p (protone-protone). Verranno qui introdotti questi modelli e riassunte le loro previsioni, con l'intento di fornire un approfondimento sui processi in atto all'interno degli Aloni.

### 5.2.1. Elettroni primari

Si definiscono elettroni primari gli elettroni iniettati nel volume degli ammassi per mezzo dell'attività degli AGN (quasars, galassie attive, ecc.) o a causa della formazione stellare in galassie normali (supernovae, venti galattici, ecc.) durante lo sviluppo dinamico dei clusters. Questa popolazione di elettroni è soggetta ad ingenti perdite radioattive dovute principalmente ad emissioni di sincrotrone e Compton Inverso, perciò è richiesta una riaccelerazione per mantenere il livello di energia necessario a produrre l'emissione Radio osservata in campi magnetici relativamente deboli. Mentre per i Relitti è stata ipotizzata una riaccelerazione tramite onde d'urto (*shocks*) nella periferia degli ammassi, per gli Aloni (e per i Mini-Aloni) è stata formulata una teoria basata sulla riaccelerazione tramite turbolenza. Le simulazioni hanno

mostrato che durante il processo di *merging* viene generata turbolenza per tutto il cluster, oltre la scala del *Mpc*. L'energia può così essere trasferita dall'ICM alla componente non-termica attraverso l'interazione di elettroni con la turbolenza MHD. Nello scenario emergente la riaccelerazione tramite turbolenza è probabilmente il maggiore meccanismo responsabile del rifornimento di energia agli elettroni irradianti negli Aloni Radio. L'accelerazione tramite turbolenza è simile ad un processo di Fermi del secondo ordine, cioè connesso ad eventi casuali, e di conseguenza non molto efficiente. Il tempo durante il quale il processo rimane attivo è relativamente breve ( $\sim 10^8$  *y*), quindi è atteso che tale emissione Radio sia legata con eventi di *merger* in atto o recenti. Questi modelli prevedono che gli elettroni riaccelerati abbiano un massimo di energia ( $\gamma \sim 10^5$ ) che produca un *cut-off* ad alta frequenza nel risultante spettro di sincrotrone. Pertanto ci si aspetta che lo spettro integrato subisca un aumento di pendenza ad alte frequenze, e che l'indice spettrale presenti, tra due valori di frequenze, un aumento radiale di ripidità e/o una distribuzione spaziale complessa (dovuti a riaccelerazioni differenti in diverse regioni del cluster). La presenza di tenui campi magnetici diffusi in tutti gli ammassi di galassie, le caratteristiche dello spettro Radio, l'esistenza di Aloni Radio ultra-ripidi, la correlazione tra spettro Radio e temperatura, l'associazione tra Aloni Radio e cluster mergers, e il fatto che gli Aloni non sono comuni a tutti gli ammassi, sono prove a supporto al modello di elettroni primari per queste Radio sorgenti. I modelli di riaccelerazione permettono inoltre di riprodurre facilmente la correlazione Potenza Radio – Luminosità in X.

### 5.2.2. Elettroni secondari

Si definiscono elettroni secondari gli elettroni iniettati come particelle secondarie da collisioni nucleari anelastiche tra protoni relativistici e i nuclei dell'ICM termico circostante. I protoni diffondono su larga scala poiché le loro perdite di energia sono trascurabili, e possono di conseguenza produrre

in mondo continuo elettroni *in situ*, distribuiti per tutto il volume del cluster. Questo modello, detto anche “adronico”, è stato proposto per spiegare solamente le emissioni degli Aloni Radio e dei Mini-Aloni, esso non è adatto per i Relitti: le regioni periferiche dei clusters non ospitano infatti una popolazione di protoni termici sufficientemente densa, richiesta come soglia per la produzione efficiente di elettroni secondari. I modelli di elettroni secondari sono in grado di riprodurre le proprietà di base degli Aloni Radio a condizione che l'intensità media sul volume emittente del campo magnetico sia maggiore di  $\sim \mu G$ . In questo caso, il modello predice che lo spettro della radiazione di sincrotrone segua una legge esponenziale, indipendente dalla posizione nel cluster (ovvero non presenta peculiarità e/o aumento radiale di pendenza), e che l'indice spettrale presenti valori più piatti di  $\alpha \sim 1,5$ . Poiché gli elettroni emittenti nella banda Radio si originano dai protoni accumulati durante il processo di formazione del cluster, non si prevedono correlazioni con *mergers* recenti, ma in questo caso gli Aloni dovrebbero essere presenti virtualmente in tutti gli ammassi di galassie. Inoltre ci si aspetterebbero emissioni anche di raggi gamma e di neutrini, che invece non sono state rilevate. Siccome recentemente è stata trovata una correlazione lineare tra la luminosità superficiale in banda Radio e in banda X per Aloni e Mini-Aloni, pur assumendo valido il modello con elettroni secondari e un IGM con una magnetizzazione relativamente forte ( $> 3 \mu G$ ), sarebbe comunque necessario un campo magnetico centrale molto intenso per riprodurre l'aumento di pendenza dello spettro Radio osservato.

### 5.2.3. Modelli ibridi

Esistono modelli ibridi che comprendono sia elettroni primari che secondari. È stato ipotizzato infatti che la miscela complessa di elettroni e protoni (termici e non termici) che forma l'ICM possa originarsi per mezzo sia di elettroni primari che secondari. I protoni relativistici sono una componente significa-

tiva delle particelle relativistiche del gas intergalattico, e costituiscono un'importante fonte di elettroni relativistici. Una turbolenza MHD potrebbe infatti riaccelerare entrambe le particelle primarie e secondarie, producendo emissioni Radio in accordo con i risultati osservativi. Il contributo relativo di queste due componenti è però limitato dalle proprietà osservative.

### 5.3 Caratteristiche degli Aloni

Gli Aloni Radio sono radiosorgenti diffuse di luminosità superficiale bassa ( $\sim 1 \div 1,0 \mu Jy \text{ arcsec}^{-2}$  a  $1,4 \text{ GHz}$ ) che permeano il volume centrale di un cluster. Sono tipicamente estesi con dimensioni di  $\geq 1 \text{ Mpc}$ , con morfologia regolare, e hanno un basso livello di polarizzazione. I parametri fisici degli Aloni posso essere stimati assumendo le condizioni di equipartizione, e in seguito attribuendo uguale energia a protoni ed elettroni relativistici, ipotizzando un *filling factor* di volume pari a 1, un *cut-off* di bassa frequenza a  $10 \text{ MHz}$ , e un *cut-off* di alta frequenza a  $10 \text{ GHz}$ . Le energie minime che ne derivano sono dell'ordine di  $10^{-14} \div 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$ , quindi molto inferiori rispetto alla densità di energia nel gas termico. Il range delle intensità del campo magnetico corrispondente per il principio di equipartizione risiede nell'intervallo  $0,1 \div 1 \mu G$ . Con queste nozioni verranno ora analizzate alcune delle caratteristiche principali degli Aloni Radio, come spettro, dimensioni, correlazioni esistenti tra le emissioni a diverse frequenze e relazioni con i processi di *merger*.

#### 5.3.1. Spettro degli Aloni

Lo spettro Radio integrato degli Aloni è ancora poco conosciuto. La difficoltà negli studi spettrali risiedono in due ostacoli principali:

- (i) solo in pochi casi lo spettro è ottenuto con più di tre misurazioni della densità del flusso a diverse frequenze;
- (ii) per la maggior parte delle sorgenti la frequenza più alta disponibile è di  $1,4 \text{ GHz}$ , risulta perciò difficile determinare la presenza di aumenti di pendenza nello spettro, cruciali per fare distinzione tra i diversi modelli di riaccelerazione.

Gli spettri degli Aloni sono tipici di radiosorgenti antiche, per questo si ipotizzano processi di energizzazione *in situ*, con efficienza comparabile con le perdite di energia provocate da emissione di sincrotrone e Compton Inverso. Questi meccanismi conferirebbero infatti agli elettroni relativistici un tempo di vita radioattiva troppo breve ( $\sim 10^8 \text{ y}$ ), non in accordo con la datazione derivata tramite lo studio dello spettro. Dall'analisi di recenti dati e considerando il valore medio dell'indice spettrale nel range di frequenza  $0,3 \div 1,4 \text{ GHz}$ , sono state individuate le seguenti proprietà:

- gli Aloni Radio in clusters con una temperatura media inferiore agli  $8 \text{ keV}$  mostrano un indice spettrale medio di  $1,7 \pm 0,2$  ;
- gli Aloni Radio in clusters con una temperatura compresa tra  $8$  e  $10 \text{ keV}$  mostrano un indice spettrale medio di  $1,4 \pm 0,4$  ;
- gli Aloni Radio in clusters con una temperatura media superiore ai  $10 \text{ keV}$  mostrano un indice spettrale medio di  $1,2 \pm 0,2$  ;

Questo andamento indica che gli ammassi più caldi hanno più probabilità di ospitare Aloni con spettro più piatto, ovvero Aloni in cui i guadagni di energia sono più significativi. Questa statistica risulta però ancora inaffidabile, a causa del basso numero di dati e dell'inomogeneità delle misure dell'indice spettrale. Se questi risultati verranno confermati, potrebbero costituire un'importante prova a sostegno dei modelli di riaccelerazione: infatti i clusters più caldi sono anche quelli più massivi e sono di conseguenza soggetti ad eventi di *merger* più violenti, perciò provvedono ad un apporto di energia maggiore alle particelle emittenti nella banda Radio.

Un'immagine dell'indice spettrale può costituire un potente strumento per derivare le proprietà fisiche degli Aloni Radio, in quanto riflette le variazioni nella forma della distribuzione di energia degli elettroni e dei campi magnetici

da cui emettono. È probabile che le variazioni spettrali riflettano perdite/guadagni di energia degli elettroni radioattivi. Può essere mostrato che, in regioni di stesso volume e stessa luminosità Radio, un appiattimento dell'indice spettrale da 1,3 a 0,8 richieda una quantità di energia iniettata nella popolazione di elettroni maggiore di un fattore  $\sim 2,5$ . In alternativa, se gli elettroni non guadagnano sufficiente energia, uno spettro più piatto sarebbe indicativo di un'accelerazione precedente più recente. Perciò si può sostenere che lo spettro Radio sia più appiattito in regioni influenzate da processi di *merger*. I dati disponibili sono finora a sostegno dei modelli di riaccelerazione di elettroni che prevedono un rifornimento di energia da parte dei *cluster mergers*. In particolare, l'aumento di pendenza radiale nello spettro viene interpretato come dovuto all'effetto combinato della diminuzione radiale dell'intensità del campo magnetico dell'ammasso e della presenza di una rottura ad alte energie nella distribuzione energetica della popolazione di elettroni riaccelerati.

### 5.3.2. Dimensioni degli Aloni

Gli Aloni classici, cioè i primi che sono stati individuati, sono sorgenti Radio giganti con dimensioni di circa 1 *Mpc* o maggiori. Negli ultimi anni, comunque, molti Aloni di piccola taglia sono stati rilevati fino ad un minimo qualche centinaia di *kpc*, per merito del miglioramento nella sensibilità e nella risoluzione angolare degli strumenti. È stata riportata una correlazione tra la dimensione lineare e la potenza Radio totale, ed è stato rilevato che questa correlazione risulta continua dai piccoli Aloni fino a quelli giganti con scala dell'ordine del *Mpc*. La pendenza della linea di tendenza è in accordo con i risultati ottenuti usando solamente Aloni Radio giganti. Si trova inoltre che l'emissività dei Aloni è notevolmente simile da una sorgente all'altra, malgrado le scale di lunghezza piuttosto differenti, in accordo con la correlazione in cui gli Aloni più grandi mostrano una potenza Radio maggiore. Fatta eccezione per pochi casi, la correlazione tra dimensione Radio e potenza Radio degli Aloni presenta una piccola dispersione, confermando che Aloni giganti

e più piccoli appartengono alla stessa classe di sorgenti: radiosorgenti con estensioni ridotte fino a centinaia di  $kpc$  mostrano le stesse proprietà di quelle giganti con dimensioni dell'ordine del  $Mpc$ . Questo dato costituisce una prova a supporto di un'origine comune e di corrispondenti meccanismi fisici per Aloni giganti e di piccola taglia.

### 5.3.3. Connessione Radio - X-rays

Le proprietà Radio degli Aloni sono collegate alle caratteristiche del cluster ospitante. Infatti la probabilità di rilevare Aloni Radio è maggiore più è intensa la luminosità in X. In aggiunta, la potenza Radio monocromatica di un Alone a 1,4 GHz è correlata alla luminosità in banda X dell'ammasso, e anche con la sua massa e la sua temperatura. Escludendo alcuni casi particolari, si trova, con basse dispersioni, la dipendenza  $P_{1,4\text{ GHz}} \propto L_x^2$ . Siccome la luminosità in X-rays e la massa dei clusters sono correlate, è possibile che il legame tra potenza Radio a 1,4 GHz e la luminosità in X rifletta una dipendenza tra potenza Radio e massa  $M$ . È stata ricavata una correlazione del tipo  $P_{1,4\text{ GHz}} \propto M^{2,3}$ , dove  $M$  è la massa gravitazionale totale entro un raggio di  $3(H_0/50)^{-1} Mpc$ . La relazione tra luminosità in Radio e in X sopraccitata risulta valida per Aloni giganti e regolari. Risulta infatti che, secondo recenti osservazioni, in Aloni più irregolari e asimmetrici l'emissione Radio può presentare significativi scostamenti dalla luminosità in X. Questo argomento è stato studiato comparando il centro degli Aloni Radio con quello della distribuzione di gas emittente in X, in un campione di ammassi aventi precisi dati su Radio e X-rays. Dall'analisi emerge che gli Aloni possono essere molto asimmetrici rispetto alla distribuzione del gas, fatto che diventa più rilevante considerando Aloni di dimensione inferiore. Si suppone che l'asimmetria nella struttura sia causata da fluttuazioni del campo magnetico estese fino a centinaia di  $kpc$ .

#### 5.3.4. Aloni e cluster mergers

La prova principale a sostegno di una connessione tra *cluster merging* e Aloni Radio si basa sulla presenza di quest'ultimi solo negli ammassi che mostrano forti emissioni in X, sottostrutture, gradienti di temperatura nella banda X e *cooling flow* deboli o assenti. Questo fatto è altamente supportato da dati ottici. Il legame tra Aloni Radio e processi di *merger* è sostenuto da molti argomenti, e le recenti scoperte ottenute grazie all'ampliamento delle statistiche sono a sostegno dell'ipotesi che, nel comportamento Radio, ci sia una netta distinzione tra ammassi rilassati e non rilassati. Ciò che complica questa teoria è l'esistenza di clusters dinamicamente disturbati da turbolenze che non rivelano Aloni Radio al proprio interno. La presenza di *merging clusters* con Aloni, e di *merging cluster* senza Aloni, suggerisce una dicotomia negli ammassi caratterizzati da *mergers*, che non è ancora stata totalmente compresa. È possibile che gli Aloni giganti siano presenti solamente oltre un valore di soglia di massa e temperatura. I futuri dati nella banda Radio che verranno ottenuti grazie alla nuova generazione di strumenti (LOFAR, LWA, SKA) consentiranno di rilevare Aloni con bassa luminosità e bassa potenza Radio e di chiarire se gli Aloni sono presenti in tutti i *merging clusters* o solo in quelli più massivi, permettendo così di risolvere questa dicotomia in favore di una maggiore comprensione del fenomeno.

## 6 Campione di dati

In questo lavoro di Tesi sono stati raccolti dati sulle proprietà degli Aloni Radio, focalizzando l'analisi sul potere emissivo nella banda Radio, sulla brillantezza in X e sulla dimensione lineare LLS (*largest linear size*). La ricerca è stata effettuata selezionando articoli scientifici utilizzando il portale SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS), una libreria digitale per le ricerche in Astronomia e Fisica, con lo scopo di provare l'esistenza di una correlazione tra le proprietà sopraccitate. In particolare si esamina il campione di Aloni presente nell'articolo *Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission* di L. Ferretti, G. Giovannini, F. Govoni, M. Murgia (pubblicato nel 2012), confrontandolo con dati più recenti e verificando se la legge di tendenza tra  $P_{1,4\text{ GHz}}$  e  $L_x$ , e tra  $P_{1,4\text{ GHz}}$  e  $LLS$  viene mantenuta anche con l'aggiunta dei dati recenti.

### 6.1 Scopo della tesi

Lo scopo di questo lavoro di Tesi consiste nell'approfondire le conoscenze sulle radiosorgenti diffuse presenti negli ammassi di galassie, focalizzando l'analisi sugli Aloni Radio, al fine di verificare le relazioni esistenti tra potenza Radio e luminosità in X, e potenza Radio e dimensioni lineari della sorgente. Lo studio dei *galaxy clusters*, ovvero delle strutture virializzate più grandi dell'Universo, consente infatti di indagare sulla presenza di *dark matter* e di ottenere dati utili al perfezionamento del Modello Cosmologico. Analizzando l'emissione nella banda X proveniente dall'ICM è possibile stimare la massa del cluster e ricavare quindi informazioni sulla percentuale di materia bariónica e *materia oscura* presente. La luminosità in X degli ammassi, dovuta principalmente all'emissione termica originata tramite Bremsstrahlung, è inoltre strettamente legata alla presenza di Aloni e Relitti: processi dinamici

come *merger* e *cooling flow* sono in grado di accelerare le particelle relativistiche amplificando l'intensità dei campi magnetici. Conoscendo con precisione la legge di tendenza che domina le relazioni di scala tra le proprietà degli Aloni Radio, sarebbe possibile analizzare le caratteristiche di queste radiosorgenti e testare le ipotesi formulate riguardo alla loro origine, probabilmente legata alle turbolenze che hanno luogo negli ammassi di galassie ospitanti.

## 6.2 Analisi degli Aloni Radio

L'attività di raccolta delle informazioni è stata effettuata selezionando articoli recenti (2011-2015) che contenessero dati relativi ad emissione Radio (alla frequenza di  $1,4 \text{ GHz}$ ), luminosità in banda X (tra  $0,1$  e  $2,4 \text{ keV}$ ) e dimensioni lineari di Aloni, oltre che al loro redshift. Ove non fossero presenti i valori della potenza alla frequenza  $1,4 \text{ GHz}$  sono stati convertiti i dati nella frequenza richiesta oppure calcolati tramite il valore del flusso  $S_\nu$ , sfruttando le formule:

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu_1}/S_{\nu_2})}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad \log\left(\frac{S_{\nu_1}}{S_{\nu_2}}\right) = \log\left(\frac{P_{\nu_1}}{P_{\nu_2}}\right)$$

dove  $\alpha$  è l'indice spettrale e  $S_\nu$  e  $P_\nu$  sono rispettivamente il flusso e la potenza ad una frequenza  $\nu$  fissata. La dimensione dell'Alone invece, quando non fosse presente nell'articolo, è stata ricavata mediante l'utilizzo di NED – Cosmology Calculator, impostando come parametri:

$$H_0 = 69,6 \text{ Km/Mpc s} \quad , \quad \Omega_M = 0,286 \quad , \quad \Omega_{VAC} = 0,714$$

e convertendo la dimensione di distanza angolare  $D_A$ , misurabile attraverso la mappa del cielo in frequenza Radio dell'Alone selezionato. Il campione di dati è esposto in Tabella, contenente Nome, redshift  $z$ , massima dimensione

lineare  $LLS$  ( $Mpc$ ), luminosità nella banda X  $L_x$  ( $10^{44}erg/s$ ), e potenza radio  $P_{1,4 GHz}$  ( $W/Hz$ ) .

I dati sono inoltre stati inseriti in grafici con assi in scala logaritmica, al fine di confrontarli con quelli risalenti al 2011 e di trovare una legge di tendenza tra tendenza tra  $P_{1,4 GHz}$  e  $L_x$ , e tra  $P_{1,4 GHz}$  e  $LLS$ . Un istogramma mostra inoltre la distribuzione del campione di dati in base al Redshift.

*Dati risalenti al 2011 - Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission* (L. Ferretti, G. Giovannini, F.Govoni, M. Murgia)

NAME	z	LLS (Mpc)	Lx ( $10^{44}$ erg/sec)	P <sub>1,4 GHz</sub> (W/Hz)
A209	0,2060	1,4	6,17	2,0417E+24
A399	0,0718	0,57	3,8	1,9953E+23
A401	0,0737	0,52	6,52	2,1878E+23
A520	0,1990	1,11	8,3	3,8019E+24
A521	0,2533	1,17	8,47	1,122E+24
A523	0,1036	1,3	1,07	1,4791E+24
A545	0,1540	0,89	5,55	1,4454E+24
A665	0,1819	1,82	9,65	3,8905E+24
A697	0,2820	0,65	10,4	1,2882E+24
A746	0,2320	0,85	3,68	3,8019E+24
A745	0,0542	0,99	2,21	5,8884E+23
A773	0,2170	1,25	7,95	1,6982E+24
A781	0,3004	1,6	4,6	5,8884E+24
A851	0,4069	1,08	5,04	2,138E+24
A1213	0,0469	0,22	0,1	3,6308E+23
A1300	0,3072	1,3	13,73	6,0256E+24
A1351	0,3224	0,84	5,47	1,3183E+25
A1656	0,2310	0,83	3,99	6,3096E+23
A1689	0,1832	0,73	12	9,1201E+23

A1758a	0,2790	1,51	7,09	3,9811E+24
A1914	0,1712	1,28	10,42	5,1286E+24
A1995	0,3186	0,83	8,83	1,349E+24
A2034	0,1130	0,61	3,81	4,3652E+23
A2163	0,203	2,28	22,73	1,8197E+25
A2218	0,1756	0,38	5,77	3,9811E+23
A2219	0,2256	1,72	12,19	1,2023E+25
A2254	0,178	0,89	4,55	2,9512E+24
A2255	0,0806	0,9	2,64	8,7096E+23
A2256	0,0581	0,81	3,75	8,1283E+23
A2294	0,178	0,54	3,9	5,1286E+23
A2319	0,0557	1,02	8,46	1,0965E+24
A2744	0,308	1,89	12,86	1,7378E+25
A3562	0,049	0,28	1,57	1,0965E+23
RX J0107.7+5408	0,1066	1,1	5,42	1,8197E+24
CL0016+16	0,5456	0,96	19,6	6,4565E+24
CL0217+70	0,0655	0,74	0,63	5,4954E+23
1E0657-56	0,296	2,1	22,59	2,138E+25
MACSJ0717.5+3745	0,5458	1,5	24,46	1,5849E+26
RXCJ1314.4-2515	0,2439	1,6	10,75	3,5481E+24
RXCJ1514.9-1523	0,22	1,5	7,2	1,6982E+24
RXCJ2003.5-2323	0,3171	1,4	9,12	1,2303E+25
CIZAJ2242.8+5301	0,1921	3,1	6,8	

*Dati aggiornati*

NAME	z	LLS (Mpc)	Lx (10 <sup>44</sup> erg/sec)	P <sub>1,4 GHz</sub> (W/Hz)
MACSJ1149.5+2223	0,54	0,82		9,39E+24
MACSJ0553.4-3342	0,431	1,3		1,54E+25
MACSJ1752.0+4440	0,366	1,65		8,66E+24
Z2547	0,229	0,93	6,32	3,0903E+23
A1682	0,226	2,6	7,02	2,1878E+24

CL1821+643	0,299	1,8852	14,45439771	3,8019E+24
PLCK G147.3–16.6	0,65	1,09	7,15	5,10E+24
A3411	0,1687	0,9	2,8	4,60E+23
A800	0,2223	1,28		1,52E+24
A1550	0,254	1,41		1,49E+24
CL1446+26N	0,37	1,22		3,57E+24
PSZ1 G108.18-11.53	0,335	0,85		2,80E+24
PLCKESZ G171.94–40.65	0,27	1,3	11,30	4,90E+24
A1443	0,27	1,1		3,35E+24
CIZAJ1938.3+5409	0,26	0,72		4,73E+23
RXCJ 0949.8+1708	0,38	1,04		2,17E+24
MACS J0520.7-1328 D1	0,336	0,8		4,53E+24
MACS J0520.7-1328 D2	0,336	0,52		2,36E+24
MACS J0520.7-1328 D3	0,336	0,78		2,56E+24
MACS J0520.7-1328 D4	0,336	0,365		3,55E+24

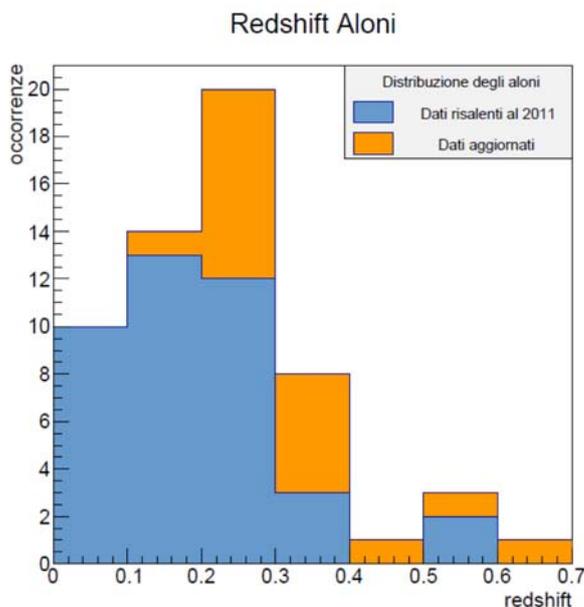


Figura 5. *Istogramma della distribuzione degli ammassi in base al redshift*

### Potenza(Lx) - HALOS

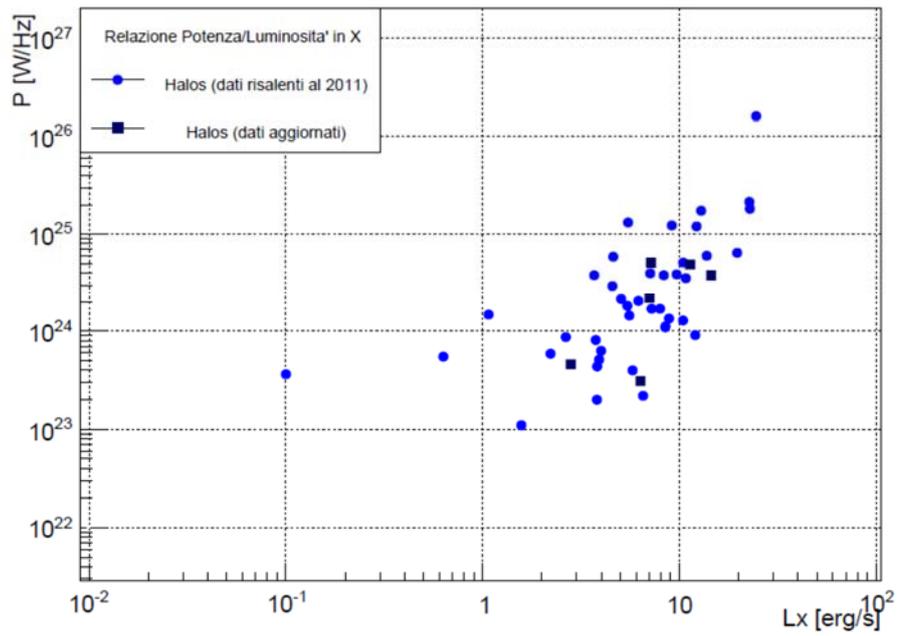


Figura 6. *Potenza radio in funzione della luminosità in X.*  
 Trendline di equazione:  $y = 4,32 \cdot 10^{23} x^{0,903}$

### Potenza(LLS) - HALOS

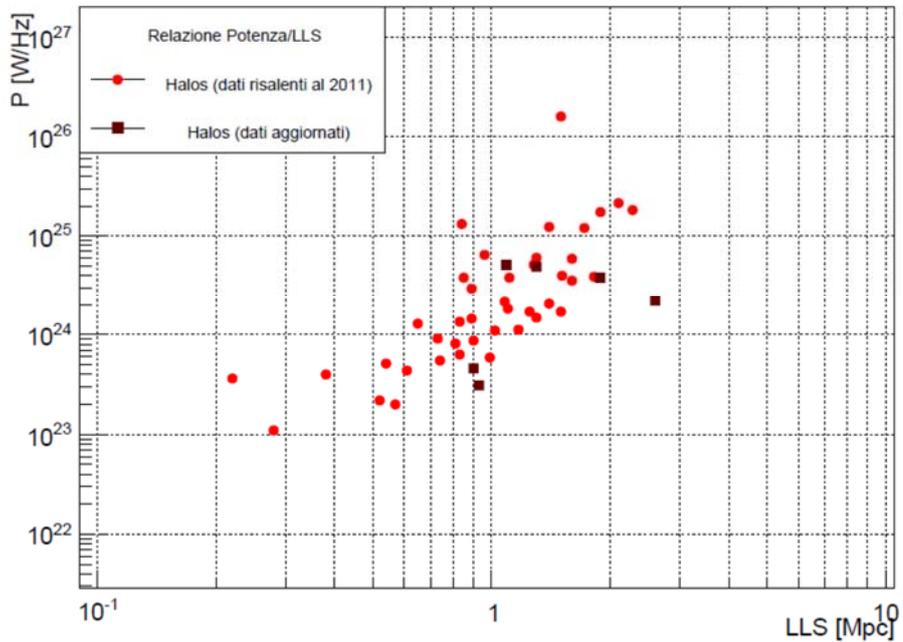


Figura 7. *Potenza radio in funzione della dimensione lineare.*  
 Trendline di equazione:  $y = 2,18 \cdot 10^{24} x^{2,20}$

Dai grafici emerge come i dati più recenti rispettino l'andamento preesistente nel campione di dati risalente al 2011 e che una legge di tendenza esponenziale domini la relazione della potenza Radio con emissività in X e dimensione lineare. Tramite un *fitting* dei valori è stata ricavata una linea di tendenza per entrambi i grafici, la cui equazione è esposta nelle rispettive didascalie. L'aggiunta di un campione di dati più recente ha quindi condotto ad un miglioramento nella statistica degli Aloni Radio analizzati e ad una precisione maggiore nell'analisi delle loro proprietà.

## 7 Conclusioni

Nel percorso di questo lavoro di Tesi sono state delineate le caratteristiche principali degli ammassi di galassie, approfondendo lo studio sulle radiosorgenti diffuse, in particolare sugli Aloni Radio. È stata infine effettuata una ricerca sulle proprietà degli Aloni, al fine di verificare la validità di due correlazioni: tra Potenza Radio a  $1,4 \text{ GHz}$  e Luminosità in X tra  $0,1$  e  $2,4 \text{ keV}$ , e tra Potenza Radio a  $1,4 \text{ GHz}$  e massima estensione lineare. Questa analisi ha portato alla conferma dell'esistenza di una legge esponenziale che domina le relazioni tra queste grandezze. Grazie al recente miglioramento nella statistica dei dati sulle radiosorgenti diffuse è stata possibile la formulazione di teorie sull'origine di queste strutture, legata ai fenomeni dinamici in atto negli ammassi di galassie. Aloni e Relitti Radio sembrano infatti essere connessi agli stadi evolutivi dei clusters, in particolare ai processi di *merger*, ovvero alle turbolenze associate alla formazione ed evoluzione degli ammassi in modo gerarchico.

La correlazione riscontrata tra Potenza Radio e Luminosità in X suggerisce che la riaccelerazione degli elettroni potrebbe essere legata al fenomeno di *merger* tra ammassi di galassie, che provoca appunto turbolenze e onde d'urto nell'ICM in grado di aumentare temperatura ed emissione in banda X del gas. L'energia da esse generata riesce infatti a riaccelerare in modo continuo gli elettroni relativistici presenti nel mezzo intergalattico e quindi a produrre emissioni Radio in accordo con i risultati osservativi. Questo modello è supportato dal fatto che le regioni con spettro Radio più piatto (indicative di elettroni più energetici) si sono rivelate connesse ad attività recenti di *merger*, mentre nelle regioni non disturbate del cluster lo spettro diventerebbe più ripido. Inoltre è stata confermata una correlazione tra la Potenza e il Diametro degli Aloni Radio. Questo fatto, unito alla mancanza di una sorgente discreta come origine di queste radiosorgenti diffuse, implica una brillantezza  $B$  quasi costante con il raggio: se la brillantezza è simile tra gli Aloni, ovviamente gli Aloni più estesi risulteranno anche quelli più potenti. Questo è in accordo

con meccanismi di riaccelerazione delle particelle relativistiche, legati alle turbolenze all'interno dell'ammasso. Una turbolenza presente nel gas intracluster (causata da un fenomeno di *merger*) occuperà infatti una grande frazione del volume del cluster in modo abbastanza omogeneo, e un *merger* tra ammassi implica appunto una interazione su scala del  $Mpc$ .

Una conoscenza più approfondita sulla fisica della componente non termica negli ammassi di galassie conduce ad importanti implicazioni cosmologiche. Essendo la presenza di Aloni giganti e Relitti correlata ai *cluster mergers*, le proprietà statistiche di queste radiosorgenti consentiranno di testare l'attuale scenario sulla formazione dei clusters, fornendo un indizio fondamentale sull'origine delle strutture a larga scala e, di conseguenza, sui parametri cosmologici.

## 8 Appendice

### 8.1 A) Teorema del viriale

Questo teorema, ben noto dalla meccanica classica, consente di studiare l'evoluzione globale di sistemi di punti materiali interagenti in condizioni di equilibrio stazionario, ovvero punti che si muovono in modo caotico senza alterare la struttura macroscopica del sistema. Il Teorema del Viriale mette in relazione il valore medio dell'energia cinetica e dell'energia potenziale, permettendo di introdurre sistemi relativamente complessi su cui derivare informazioni qualitative importanti, prescindendo dalle orbite delle singole particelle.

Cominciamo con il caso semplice di una sola particella di massa  $m$ , individuata dal vettore posizione  $\vec{r}$ , soggetta ad una forza conservativa  $\vec{F}$ . Indicheremo con  $T$  la sua energia cinetica. Definiamo la quantità scalare  $A = m\vec{v} \cdot \vec{r}$  e calcoliamo la sua derivata rispetto al tempo:

$$\frac{dA}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{r} + m\vec{v} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = m\vec{a} \cdot \vec{r} + mv^2 = \vec{F} \cdot \vec{r} + 2T$$

Se il moto della particella è limitato nello spazio,  $\vec{v} \cdot \vec{r}$  e quindi  $A$  rimangono pure limitati (ricordiamo che la forza è conservativa, quindi  $T$  e di conseguenza  $v^2$  sono limitate dall'energia totale della particella). Pertanto, la media temporale della derivata di  $A$  deve tendere a zero:

$$\left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{A(0)}^{A(\tau)} dA = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{A(\tau) - A(0)}{\tau} = 0$$

Utilizzando questo fatto e prendendo la media temporale della espressione precedente troviamo una relazione fra la media di  $T$  e la media di  $\vec{F} \cdot \vec{r}$ :

$$0 = \left\langle \frac{dA}{dt} \right\rangle = \langle \vec{F} \cdot \vec{r} \rangle + 2\langle T \rangle \Rightarrow \langle T \rangle = -\frac{1}{2} \langle \vec{F} \cdot \vec{r} \rangle$$

La quantità che uguaglia  $\langle T \rangle$  nell'espressione precedente viene detta viriale della particella. Se  $\vec{F}$  è una forza centrale conservativa possiamo riscrivere la relazione fra  $T$  e  $\vec{F}$  come una relazione fra  $T$  ed il potenziale  $U(r)$ ; infatti la forza diventa semplicemente  $\vec{F} = -\hat{r} \frac{dU}{dr}$  :

$$\vec{F} \cdot \vec{r} = -\hat{r} \frac{dU}{dr} \cdot r\hat{r} = -r \frac{dU}{dr} \implies \langle T \rangle = -\frac{1}{2} \langle \vec{F} \cdot \vec{r} \rangle = \frac{1}{2} \left\langle r \frac{dU}{dr} \right\rangle$$

Se  $U$  è un potenziale coulombiano attrattivo (ovvero  $U(r) = -\frac{k}{r}$  con  $k > 0$ ) otteniamo:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \left\langle r \frac{k}{r^2} \right\rangle = \frac{1}{2} \left\langle \frac{k}{r} \right\rangle = -\frac{1}{2} \langle U(r) \rangle$$

Abbiamo quindi ottenuto una relazione fra la media temporale dell'energia cinetica e la media temporale dell'energia potenziale della particella.

Passiamo ora al caso con un numero grande di particelle: la  $i$ -esima particella sarà caratterizzata dalla massa  $m_i$  e dalla posizione  $\vec{r}_i$ , e sarà soggetta alla risultante delle forze esterne  $\vec{F}_i^{(e)}$  ed alle forze interne  $\vec{F}_{ij}$  ( $j$  in questo caso indicizza una qualsiasi altra particella diversa dalla  $i$ -esima). Di nuovo, definiamo la quantità:

$$A = \sum_i m_i \vec{v}_i \cdot \vec{r}_i$$

La derivata di  $A$  rispetto al tempo ora diventa:

$$\frac{dA}{dt} = \sum_i \left( m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} \cdot \vec{r}_i + m_i \vec{v}_i \cdot \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) = \sum_i (\vec{F}_i \cdot \vec{r}_i + 2T_i)$$

dove  $\vec{F}_i = \vec{F}_i^{(e)} + \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}$  è la forza totale agente sulla  $i$ -esima particella (la risultante di tutte le forze esterne applicate alla particella  $i$ -esima e di tutte le forze interne fra questa particella ed un'altra particella del sistema) e  $T_i$  è l'energia cinetica di questa particella. Sostituendo la definizione di  $\vec{F}_i$  otteniamo:

$$\frac{dA}{dt} = \sum_i \left( \vec{F}_i^{(e)} \cdot \vec{r}_i + 2T_i \right) + \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_i$$

Ma, poiché le forze interne obbediscono al terzo principio della dinamica, ovvero  $\vec{F}_{ij} = -\vec{F}_{ji}$ , i termini della ultima sommatoria si possono raggruppare a due a due:

$$\vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_i + \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_j = \vec{F}_{ij} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j) = \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij}$$

dove abbiamo introdotto la posizione relativa  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ . Mettendo tutto assieme, ed introducendo l'energia cinetica totale del sistema  $T = \sum_i T_i$ , arriviamo ad una espressione relativamente semplice per la derivata di  $A$ :

$$\frac{dA}{dt} = \sum_i \vec{F}_i^{(e)} \cdot \vec{r}_i + \sum_{i < j} \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} + 2T$$

In maniera identica a prima si dimostra che la media temporale della derivata di  $A$  si annulla quando il moto di tutte le particelle del sistema è limitato nello spazio, quindi possiamo scrivere:

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2} \left\langle \sum_i \vec{F}_i^{(e)} \cdot \vec{r}_{ij} + \sum_{i < j} \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} \right\rangle$$

Questo è il teorema del viriale per un sistema di particelle. Come prima l'espressione può essere semplificata considerando che le quantità del tipo  $\vec{F} \cdot \vec{r}$  sono niente altro che il lavoro delle forze  $\vec{F}$ . Per questo, introduciamo il lavoro medio totale delle forze esterne e delle forze interne:

$$\langle L^{(e)} \rangle = \left\langle \sum_i \vec{F}_i^{(e)} \cdot \vec{r}_i \right\rangle \quad e \quad \langle L^{(i)} \rangle = \left\langle \sum_{i < j} \vec{F}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} \right\rangle$$

per ottenere:

$$\langle T \rangle = -\frac{\langle L^{(e)} \rangle + \langle L^{(i)} \rangle}{2}$$

L'espressione si semplifica ulteriormente considerando vari casi particolari. Per esempio, se il sistema è un corpo rigido, oppure un gas di particelle non interagenti, il lavoro delle forze interne è nullo. Se il campo di forze esterno è centrale, ogni termine  $\vec{F}_i^{(e)} \cdot \vec{r}_i$  si riduce a  $-r_i \frac{dU}{dr_i}$  ( $U(r)$  è il potenziale che determina il campo centrale). Se il potenziale centrale infine è coulombiano otteniamo un'espressione identica al caso di singola particella:

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2} \langle U \rangle$$

dove però ora  $T$  è l'energia cinetica totale di tutte le particelle del sistema ed  $U$  è l'energia potenziale totale pari a  $\sum_i U(r_i)$ .

## 8.2 B) Lenti gravitazionali

Per lente gravitazionale si intende una distribuzione di materia in grado di modificare il cammino dei raggi di luce provenienti da una sorgente, alterandone la traiettoria e dirigendoli eventualmente verso un osservatore. Questo effetto può essere spiegato tramite la Teoria della Relatività Generale, la quale è in grado di descrivere come lo spazio-tempo venga curvato dalla presenza di massa e come i raggi di luce si muovano su di esso seguendo la traiettoria più breve.

Cominciando dalle equazioni di campo della Relatività Generale, la deflessione della luce può essere calcolata studiando le curve geodetiche. Risulta che la deflessione della luce può essere descritta equivalentemente dal Principio di Fermat, come in ottica geometrica. Esso afferma che le onde elettromagnetiche di una data frequenza attraversano il percorso tra due punti che richiede un tempo più breve. La velocità della luce in un mezzo con indice di rifrazione  $n$  è pari a  $c/n$ , dove  $c$  è la velocità della luce nel vuoto. È quindi necessario trovare l'indice di rifrazione per trovare il percorso lungo cui il tempo di percorrenza  $t$

$$t = \int \frac{n}{c} dl$$

risulta un estremo. Come in ottica geometrica occorrerà trovare il percorso  $\vec{x}(l)$  per il quale la variazione

$$\delta \int_A^B n(\vec{x}(l)) dl = 0$$

dove il punto iniziale A e finale B sono fissati. Con l'obiettivo di trovare l'indice di rifrazione  $n$  applichiamo una prima approssimazione: assumiamo che la lente sia debole, e che sia piccola se comparata con le dimensioni del sistema ottico composto da sorgente, lente e osservatore. Con "lente debole" (*weak lens*) si intende una lente il cui potenziale gravitazionale Newtoniano  $\Phi$  è molto minore di  $c^2$ ,

$$\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$$

Notiamo che questa approssimazione è virtualmente valida in tutti i casi di interesse astrofisico. Considerando per esempio un cluster di galassie: il suo potenziale gravitazionale è

$$|\Phi| < 10^{-4} c^2 \ll c^2$$

La metrica di uno spazio-tempo imperturbato è la metrica di Minkowski,

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

il cui elemento di linea è

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -(dx^0)^2 + (d\vec{x})^2 = -c^2 dt^2 + (d\vec{x})^2$$

Una lente debole perturba tale metrica nel seguente modo:

$$\eta_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\Phi}{c^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{2\Phi}{c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - \frac{2\Phi}{c^2} \end{pmatrix}$$

L'elemento di linea della metrica perturbata diventa quindi

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) (d\vec{x})^2$$

Poiché l'onda elettromagnetica si propaga lungo il cono di luce,  $ds = 0$  (tempo proprio nullo), otteniamo

$$\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 = \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) (d\vec{x})^2$$

La velocità della luce nel campo gravitazionale risulta perciò

$$c' = \frac{|d\vec{x}|}{dt} = c \sqrt{\frac{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}{1 - \frac{2\Phi}{c^2}}} \approx c \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right)$$

dove abbiamo usato  $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$  per assunzione. L'indice di rifrazione sarà dunque

$$n = \frac{c}{c'} = \frac{1}{1 + \frac{2\Phi}{c^2}} \approx 1 - \frac{2\Phi}{c^2}$$

con  $\Phi < 0$ ,  $n > 1$  e che la velocità della luce  $c'$  sia minore di quella nel vuoto.  $n$  tipicamente dipenderà dalle coordinate spaziali  $\vec{x}$  ed eventualmente anche dal tempo  $t$ .

Sia  $\vec{x}(l)$  il percorso della luce. Il tempo di percorrenza sarà allora proporzionale a

$$\int_A^B n[\vec{x}(l)] dl$$

e il cammino della luce deriverà da

$$\delta \int_A^B n[\vec{x}(l)] dl = 0$$

Si tratta un problema variazionale standard, il quale porta alle note Equazioni di Eulero. In questo caso possiamo scrivere

$$dl = \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| d\lambda$$

con  $\lambda$  parametro della curva, per ora arbitrario, e troviamo

$$\delta \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} n[\vec{x}(l)] \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| d\lambda = 0$$

L'espressione

$$n[\vec{x}(l)] \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| \equiv L(\dot{\vec{x}}, \vec{x}, \lambda)$$

ricopre il ruolo della Lagrangiana in meccanica analitica, con  $\dot{\vec{x}} \equiv \frac{d\vec{x}}{dt}$ .

Infine, abbiamo

$$\left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| = |\dot{\vec{x}}| = (\dot{\vec{x}}^2)^{\frac{1}{2}}$$

Usando queste espressioni, troviamo le equazioni di Eulero

$$\frac{d}{d\lambda} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{x}}} - \frac{\partial L}{\partial \vec{x}} = 0$$

si ottiene

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{x}} = |\dot{\vec{x}}| \frac{\partial n}{\partial \vec{x}} = (\nabla n) |\dot{\vec{x}}| \quad ; \quad \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{x}}} = n \frac{\dot{\vec{x}}}{|\dot{\vec{x}}|}$$

Evidentemente,  $\dot{\vec{x}}$  è un vettore tangente alla traiettoria della luce, che possiamo assumere normalizzato da una un'appropriata parametrizzazione  $\lambda$  della curva. Poniamo perciò  $|\dot{\vec{x}}| = 1$  e scriviamo  $\dot{\vec{x}} \equiv \vec{e}$  per il vettore unitario tangente al percorso della luce. Quindi, abbiamo

$$\frac{d}{d\lambda}(n\vec{e}) - \vec{\nabla}n = 0$$

oppure

$$n\dot{\vec{e}} + \vec{e} [(\vec{\nabla}n)\dot{\vec{x}}] = \vec{\nabla}n \quad \Rightarrow \quad n\dot{\vec{e}} = \vec{\nabla}n - \vec{e} [(\vec{\nabla}n)\dot{\vec{x}}]$$

Il secondo termine sul lato destro di quest'ultima equazione è la derivata di  $n$  lungo il percorso della luce, perciò l'intero lato destro risulterà il gradiente di  $n$  perpendicolare alla traiettoria. Quindi

$$\dot{\vec{e}} = \frac{1}{n} \vec{\nabla}_{\perp} n = \vec{\nabla}_{\perp} \ln n$$

Siccome  $n = 1 - \frac{2\Phi}{c^2}$  e  $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$ ,  $\ln n \approx -\frac{2\Phi}{c^2}$  e

$$\dot{\vec{e}} \approx -\frac{2}{c^2} \vec{\nabla}_{\perp} \Phi$$

L'angolo totale di deflessione della traiettoria della luce è allora l'integrale su  $-\dot{\vec{e}}$  lungo il percorso

$$\vec{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} \vec{\nabla}_{\perp} \Phi d\lambda$$

La deflessione è data perciò dall'integrale sulla "spinta" del potenziale gravitazionale perpendicolare al percorso della luce. Notiamo come  $\vec{\nabla}_{\perp} \Phi$  punti sempre lontano dal centro della lente, perciò  $\vec{\alpha}$  sarà diretto verso di esso.

Risulta chiaro che l'equazione per  $\vec{\alpha}$  non è utile in quanto necessita di un'integrazione lungo il percorso reale della luce. Comunque, poiché  $\Phi/c^2 \ll 1$  ci si può aspettare che l'angolo di deflessione sia piccolo. Quindi possiamo adottare l'approssimazione di Born (comune per la teoria dello scattering) e integrare lungo il percorso imperturbato della luce.

Supponiamo quindi che un raggio di luce parta in direzione  $+\vec{e}_z$  e passi di fianco ad una lente a  $z = 0$ , con parametro di impatto  $b$ . L'angolo di deflessione è allora dato da

$$\vec{\alpha}(b) = \frac{2}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{\nabla}_{\perp} \Phi dz$$

Considerando la lente come una massa puntiforme, allora

$$\Phi = -\frac{GM}{r}$$

con

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \sqrt{b^2 + z^2}, \quad b = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$\vec{\nabla}_{\perp} \Phi = \begin{pmatrix} \partial_x \Phi \\ \partial_y \Phi \end{pmatrix} = \frac{GM}{r^3} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

L'angolo di deflessione è quindi

$$\begin{aligned} \vec{\alpha} &= \frac{2GM}{c^2} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{(b^2 + z^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{4GM}{c^2} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \left[ \frac{z}{b^2(b^2 + z^2)^{1/2}} \right]_0^{\infty} = \frac{4GM}{c^2 b} \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\text{con } \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = b \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}$$

Poiché  $R_S = \frac{2GM}{c^2}$  è il Raggio di Schwarzschild di una massa (puntiforme)  $M$ , possiamo scrivere

$$|\vec{\alpha}| = \frac{4GM}{c^2 b} = 2 \frac{R_S}{b}$$

Infine, poiché la velocità della luce è ridotta nel campo gravitazionale,  $c' = c/n$ , il tempo di percorrenza (lungo la traiettoria perturbata) è maggiore per via del cosiddetto Shapiro delay

$$\Delta t = \int \frac{dl}{c'} - \int \frac{dl}{c} = \frac{1}{c} \int (n - 1) dl = -\frac{2}{c^3} \int \Phi dl$$

ovvero il ritardo causato dal rallentamento di un raggio di luce durante il suo passaggio lungo una distanza finita attraverso una variazione di potenziale gravitazionale.

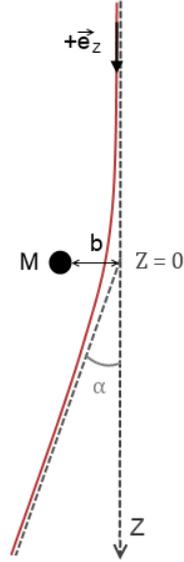


Figura 8. *Schema di lente gravitazionale con massa puntiforme.*

## 8.3 Meccanismi di emissione

### 8.3.1. C.1- Bremsstrahlung termica

L'emissione di Bremsstrahlung (o *free-free emission*) è la radiazione prodotta da una particella carica che viene accelerata dal campo coulombiano generato da uno ione. L'irraggiamento è inversamente proporzionale alla massa, perciò in un gas ionizzato sono soprattutto gli elettroni ad emettere; inoltre, essendo più massivi, gli ioni possono essere considerati a riposo. La radiazione risultante possiede energie appartenenti alla banda X.

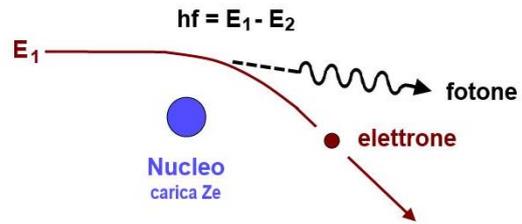


Figura 9. *Rappresentazione schematica della radiazione di Bremsstrahlung.*

#### 1) *Caso generale*

L'accelerazione di un elettrone nel sistema di riferimento a riposo è causata da una singola carica  $Ze$  è:

$$a_{\parallel} = -\frac{eE_{\parallel}}{m_e} = \frac{\gamma Z e^2 vt}{m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

$$a_{\perp} = -\frac{eE_{\perp}}{m_e} = \frac{\gamma Z e^2 b}{m_e [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

dove  $b$  è il parametro di impatto. Si possono trascurare eventuali effetti da parte di un campo magnetico. Considerando ora le trasformate di Fourier delle accelerazioni è possibile calcolare lo spettro  $I(\omega)$  della radiazione totale emessa da un singolo elettrone che interagisca con un solo ione:

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

dove gli integrali per l'accelerazione parallela e perpendicolare alla velocità iniziale  $I_{1,2}$  sono legati alle funzioni di Bessel di ordine 0 e 1  $K_{0,1}$ . Ad alte frequenze l'andamento è:

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

dove si ritrova il tempo effettivo di collisione  $\tau = 2b/\gamma v$ ; il taglio esponenziale indica come non vi sia emissione a frequenze superiori a  $\sim \tau^{-1}$ . A basse frequenze l'andamento spettrale è:

$$I_{lf}(\omega) = \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{1}{bv^2} \left[ 1 - \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \ln^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right]$$

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

$$K = \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2} \frac{1}{bv^2}$$

Per un elettrone che si muove in presenza di più ioni, si integra infine su tutti i valori del parametro di impatto che contribuiscono a  $\omega$ . Trasformando nel sistema di riferimento comovente con l'elettrone dove la densità di nuclei risulta  $N' = \gamma N$  ( $N$  è il valore nel laboratorio), si ottiene:

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

## 2) *Bremsstrahlung non-relativistico e termico*

Trascurando gli effetti relativistici ( $\gamma \rightarrow 1$ , si tralasciano gli apici) si ottiene:

$$I(\omega) = \frac{16Z^2 e^6 \gamma N}{3c^3 m_e^2 v} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

Si fissano inoltre i limiti dei parametri di impatto:

$$b_{max} = v/\omega ,$$

$$b_{min} = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2m_e v^2} & T \leq 10^4 \text{ K} \\ \frac{\hbar}{2m_e v} & T \geq 10^4 \text{ K} \end{cases}$$

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}} = \begin{cases} \frac{2m_e v^3}{Ze^2 \omega} \\ \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega} \end{cases}$$

Integrando su tutte le frequenze si ricava l'energia totale persa per bremsstrahlung da una particella non relativistica:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{brems} = \int_0^{\omega_{max}} I(\omega) d\omega$$

$$\approx \frac{8Z^2 e^6 Nv}{3c^3 m_e \hbar} \ln \Lambda \approx \text{costante} \times Z^2 Nv \propto E^{\frac{1}{2}}$$

Si passa infine all'integrazione su una distribuzione maxelliana di elettroni:

$$N_e(v) dv = 4\pi N_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right) dv$$

per ottenere l'emissività di bremsstrahlung termico da un plasma a temperatura  $T$ . Per ottenere i limiti di basse e alte frequenze esistono formule di approssimazione nei vari regimi  $\omega = 2\pi\nu$ :

$$\varepsilon_\nu = \frac{64\pi}{3} \left(\frac{\pi}{6}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \left(\frac{m_e}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}(\nu, T) =$$

$$= 6,8 \times 10^{-38} \frac{Z^2 N_e N}{T^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}(\nu, T) \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$$

dove  $g_{ff}$  è detto fattore di Gaunt:

$$\text{radio } g_{ff} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\right) \left[ \ln\left(\frac{8k^3 T^3}{\pi^2 e^4 \nu^2 Z^2}\right) - \sqrt{\gamma} \right]$$

$$\text{raggi X } g_{ff} = \left(\frac{\sqrt{3}}{\pi}\right) \ln\left(\frac{kT}{h\nu}\right)$$

Infine la brillantezza totale integrata sulle frequenze risulta:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{brems} &= \frac{32\pi e^6}{3hm_e c} \left(\frac{2\pi kT}{3m_e}\right)^{\frac{1}{2}} Z^2 N_e N \bar{g} \\ &= 1,43 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} Z^2 N_e N \bar{g} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

dove  $\bar{g}$  è un fattore di Gaunt mediato sulle velocità.

## 2) *Bremsstrahlung relativistico*

Nel regime relativistico occorre utilizzare l'elettrodinamica quantistica. Tuttavia si possono ricavare alcuni risultati in modo semplice trattando il problema con il metodo dei quanti virtuali nel sistema di riferimento a riposo dell'elettrone. In tal caso l'effetto del campo elettrostatico dello ione può essere trattato come uno scattering Compton sull'elettrone. Di fatto risulta che la brillantezza totale presenta solo una piccola correzione rispetto al caso non-relativistico:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{brems} = 1,43 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} Z^2 N_e N \bar{g} (1 + 4,4 \times 10^{-10} T) \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

### 8.3.2. C.2 - Compton inverso

L'effetto Compton Inverso avviene durante lo scattering tra particelle libere, in questo caso tra elettroni ultrarelativistici e fotoni a bassa energia. A differenza dell'effetto Compton "ordinario", quello inverso consiste in un passaggio di energia dagli elettroni ai fotoni, consentendo a questi ultimi di acquisire frequenze maggiori. Il fenomeno produce radiazioni elettromagnetiche che possono appartenere alla banda ottica, X o  $\gamma$ , e risulta importante per determinare le perdite di energia degli elettroni relativistici all'interno delle radio-sorgenti.

Si considerino due sistemi di riferimento: il sistema del laboratorio  $K$ , in cui l'elettrone ha fattore di Lorentz  $\gamma$ , e il sistema a riposo con l'elettrone  $K'$ .

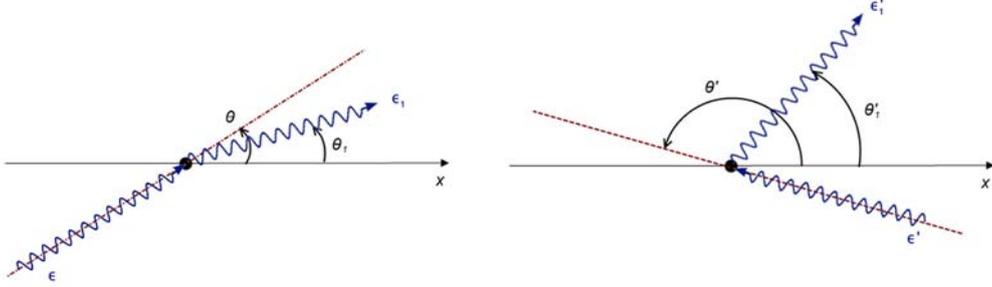


Figura 10. *Compton Inverso: scattering di un fotone nel sistema del laboratorio (sinistra) e nel sistema a riposo con l'elettrone (destra).*

Si indichino con  $\epsilon$  e  $\epsilon_1$  le energie del fotone prima e dopo lo scattering nel sistema del laboratorio  $K$ , e con  $\epsilon'$  e  $\epsilon'_1$  le energie del fotone prima e dopo lo scattering nel sistema a riposo con l'elettrone  $K'$ . Dalle formule dell'effetto Doppler relativistico (valido per  $m_e c^2 \gg h\nu$ ) si ottengono le seguenti equazioni:

$$\epsilon' = \epsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma (1 - \beta \cos \theta'_1)$$

In cui  $\epsilon$  e  $\epsilon_1$  sono legate dalla relazione:

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

È inoltre possibile espandere al primo ordine quest'ultima equazione in quanto  $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1$ , ottenendo:

$$\epsilon'_1 \approx \epsilon' \left[ 1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right]$$

dove  $\Theta$  è l'angolo di diffusione espresso in funzione di  $\theta'$  e  $\theta'_1$  e degli angoli azimutali  $\phi'$  e  $\phi'_1$  del fotone deflesso nel sistema di riferimento  $K'$

$$\cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta' \sin \theta'_1 \cos(\phi' - \phi'_1)$$

Ne consegue che per effetto Compton Inverso un fotone riceve energia da un elettrone relativistico fino ad un fattore dell'ordine di  $\gamma^2$ , convertendosi in un fotone ad alta energia. La frequenza media del fotone diffuso risulta:

$$\nu_1 = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu$$

Lo spettro della radiazione emergente dall'interazione tra un elettrone di energia  $\gamma m_e c^2$  con un fascio di fotoni monocromatici di frequenza  $\nu_0$  è descritto dalla formula:

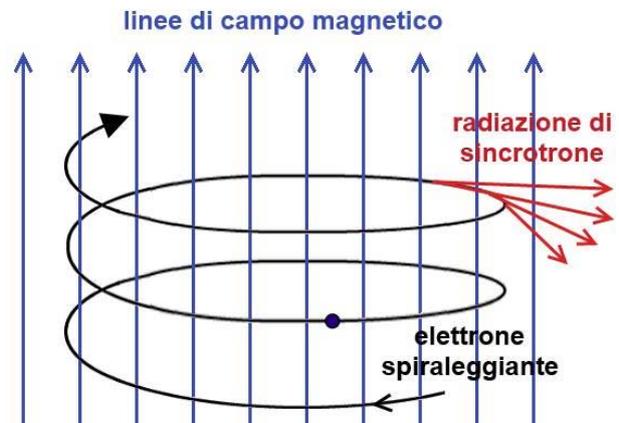
$$I(\nu) d\nu \approx \frac{3\sigma_T c N(\nu_0)}{16\gamma^4 \nu_0^2} \nu d\nu$$

il cui grafico presenta un frequenza di *cut-off* corrispondente all'energia di un fotone che viene riflesso con un angolo pari a  $\pi$  durante lo scattering con un elettrone.

### 8.3.3. C.3 - Radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta dal moto elicoidale di elettroni relativistici attorno alle linee di campo magnetico. La radiazione emergente è dovuta all'accelerazione centripeta causata dalla forza di Lorentz e risulta fortemente polarizzata.

Figura 11. *Moto elicoidale di un elettrone immerso in un campo magnetico ed emittente radiazione di sincrotrone.*



Si considerino le equazioni del moto relativistiche di un elettrone di massa  $m_e$  in moto all'interno di un campo magnetico  $\vec{B}$ :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e c^2) = e \vec{v} \cdot \vec{E} = 0$$

Dall'ultima equazione consegue che  $\gamma$  sia costante o, equivalentemente, che lo sia  $|\vec{v}|$ , perciò:

$$\gamma m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$$

Risulta ora conveniente scomporre la velocità dell'elettrone nelle sue componenti perpendicolare e parallela rispetto al campo  $\vec{B}$ :

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

$$\frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{e\vec{v}_{\perp}}{\gamma m_e c} \times \vec{B} = \vec{a}_{\perp}$$

Si ricava quindi che  $\vec{v}_{\parallel}$  è costante ed, essendo anche  $|\vec{v}|$  costante, lo risulta anche  $\vec{v}_{\perp}$ . La soluzione di queste equazioni è un moto circolare uniforme nel piano perpendicolare a  $\vec{B}$  e rettilineo uniforme in direzione ad esso parallela. Ne risulta un moto elicoidale in direzione parallela alla linea di campo, la frequenza di rotazione è detta *girazione* e vale:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c^2} = \frac{\vec{v}_{\perp}}{r}$$

mentre la curvatura dell'orbita si ricava dalla formula:

$$\vec{r} = \frac{mc}{qB} \vec{v}_{\perp} \gamma$$

La radiazione emessa presenta uno spettro continuo con un picco attorno alla frequenza:

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

in cui  $\theta$  è l'angolo di inclinazione tra la direzione della velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico, mentre  $E = \gamma m_e c^2$ . La potenza di sincrotrone emessa da una singola particella è data da:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m_e^4 c^7} (B \sin \theta)^2 E^2$$

L'angolo in cui è racchiusa la radiazione è un cono di apertura  $\sim 1/\gamma$  attorno alla sua velocità istantanea. Il fascio radioattivo risulta pertanto concentrato lungo la direzione del moto della particella e l'emissione maggiore si ha se il moto della particella e la direzione del campo sono perpendicolari.

Il caso di interesse astrofisico è quello di una popolazione di elettroni omogenea e isotropa, caratterizzata da una distribuzione di energia che segue la legge di potenza:

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

in cui  $\delta$  è l'indice di distribuzione di energia degli elettroni. L'emissività monocromatica totale  $I_\nu$  si ottiene integrando sul contributo di tutti gli elettroni. Nelle regioni in cui non è presente assorbimento interno, lo spettro di intensità totale varia infine come:

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

in cui  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$  rappresenta l'indice spettrale.

## 9 Bibliografia e Sitografia

Ferrari A., “*Stelle, Galassie e Universo*”

F. Melchiorri, Y. Rephaeli, “*Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*”

J. Kaastra, “*Clusters of Galaxies: Beyond the Thermal View*”

R. J. van Weeren, K. Fogarty, C. Jones, W. R. Forman, T. E. Clarke, et al. (2013) “*Complex diffuse radio emission in the merging PLANCK ESZ Cluster Abell-3411* ”

R. Kale, T. Venturi, S. Giacintucci, D. Dallacasa, R. Cassano, G. Brunetti, V. Cuciti, G. Macario, R. Athreya (2015) “*The Extended GMRT Radio Halo Survey II: Further results and analysis of the full sample*”

A. Bonafede , M. Bruggen, R. van Weeren, F. Vazza, G. Giovannini, H. Ebeling, A. C. Edge, M. Hoeft, U. Klein (2012) “*Discovery of radio halos and double-relics in distant MACS galaxy clusters: clues to the efficiency of particle acceleration*”

T. Venturi, S. Giacintucci, D. Dallacasa (2011) “*A hidden radio halo in the galaxy cluster A 1682?* ”

R. J. van Weeren, H. T. Intema, D. V. Lal, A. Bonafede, C. Jones, W. R. Forman, et al. (2014) “*The discovery of a radio halo in PLCK G147.3-16.6 at  $z=0.65$* ”

Z. S. Yuan, J. L. Han , Z. L. Wen (2015) “*The scaling relations and the fundamental plane for radio halos and relics of galaxy clusters* ”

F. Govoni, C. Ferrari, L. Feretti, V. Vacca, M. Murgia, G. Giovannini, R. Perley, and C. Benoist (2012) “*Detection of diffuse radio emission in the galaxy clusters A800, A910, A1550, and CL 1446+26* ”

F. de Gasperin, H. T. Intema, R. J. van Weeren, W. A. Dawson, N. Golovich, D. Wittman, A. Bonafede, M. Brüggen (2015) “*A powerful double radio relic system discovered in PSZ1 G108.18-11.53: evidence for a shock with non-uniform Mach number?*”

S. Giacintucci, R. Kale, D. R. Wik, T. Venturi, M. Markevitch (2013) “*Discovery of a giant radio halo in a new Planck galaxy cluster PLCKG 171.9-40.7*”

A. Bonafede, H. Intema, M. Brüggen, F. Vazza, K. Basu, M. Sommer, H. Ebeling, F. de Gasperin, et al. (2015) “*Radio halos in SZ-selected clusters of galaxies: the making of a halo?*”

G. Macario, H. T. Intema, C. Ferrari, H. Bourdin, S. Giacintucci, T. Venturi, P. Mazzotta, I. Bartalucci, et al. (2014) “*Discovery of large-scale diffuse radio emission and of a new galaxy cluster in the surroundings of MACS J0520.7-1328*”

<https://ned.ipac.caltech.edu>

<https://ned.ipac.caltech.edu/level5>

<http://spiff.rit.edu>

[http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~pfr/hea/hea\\_lecture10.pdf](http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~pfr/hea/hea_lecture10.pdf)

[http://www.roe.ac.uk/~pnb/teaching/hea\\_brem.pdf](http://www.roe.ac.uk/~pnb/teaching/hea_brem.pdf)

<http://www.cv.nrao.edu>

<http://www.aanda.org/articles/aa/pdf/2009/22/aa12150-09.pdf>

<http://www.astronomy.ohio-state.edu>

<http://arxiv.org/pdf/1011.0729v1.pdf>

<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0008342v1.pdf>

<http://www.astronomy.ohio-state.edu/~ryden/ast822/week10.pdf>

<http://www.cv.nrao.edu/course/ast534/InverseCompton.html>

<http://www.astro.utu.fi/~cflynn/astroII/14.html>

<http://www.physics.mcgill.ca>