

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Astrofisica e Cosmologia
Dipartimento di Fisica e Astronomia

Spectral index of Radio Halos and X-ray Temperatures

Tesi di Laurea Magistrale

Presentata da:
Luca Montaletti

Relatore:
Chiar.mo Prof. Gabriele Giovannini

Anno Accademico 2017-2018

A mia moglie Irene
Ed ai miei genitori

Indice

List of Tables	9
List of Figures	10
List of Acronyms	11
Abstract	12
Introduction	14

Capitolo 1

Ammassi di Galassie

1.1	Proprietà Generali	17
1.1.1	Cataloghi.....	18
1.1.2	Le galassie negli Ammassi.....	21
1.1.3	Morfologia degli Ammassi.....	21
1.1.4	Massa di Galaxy Cluster.....	23
1.1.4.1	Teorema del Viriale.....	23
1.1.4.2	Lente gravitazionale.....	25
1.2	Ammassi di Galassie in Banda Ottica	26
1.2.1	Funzione di Luminosità.....	26
1.2.2	Distribuzione delle Galassie.....	27
1.2.3	Distribuzione di velocità.....	29
1.3	Ammassi di Galassie in Banda X	30
1.3.1	Meccanismi di emissione X.....	30
1.3.1.1	Effetto Compton Inverso.....	31
1.3.1.2	Bremsstrahlung termica.....	31
1.3.2	Spettro X.....	32
1.3.3	β -Model.....	32
1.3.4	Funzione di Luminosità X.....	34
1.3.5	Merger.....	35
1.3.6	Cool-core Clusters.....	35

Capitolo 2

Ammassi di Galassie in Banda Radio

2.1	Emissione Di Sincrotrone	38
2.2	Campi Magnetici	40
2.2.1	Equipartizione.....	40
2.2.2	Faraday Rotation Measure.....	43
2.2.3	Effetto Sunyaev-Zel'dovich (SZ).....	45
2.2.4	Confronto dei diversi metodi.....	46

2.3	Sorgenti Radio Compatte	47
2.4	Sorgenti Radio Diffuse	48
2.4.1	Radio Halos (RHs)	48
2.4.1.1	Connessione radio-X	49
2.4.1.2	Aloni e Merger	50
2.4.2	Relics	53
2.4.2.1	Relitti elongated	53
2.4.2.2	Relitti roundish	54
2.4.3	Mini-halos	55
2.5	Indice spettrale α	56
2.5.1	Ultra-steep spectrum radio halos (USSRHs)	58
2.6	Campi magnetici cosmici	60
2.7	Modelli Fisici	61
2.7.1	Particelle relativistiche nell'ICM	62
2.7.2	Primary electrons model (Re-acceleration)	64
2.7.2.1	Re-acceleration by turbulence: aloni radio e mini-aloni	65
2.7.2.2	R-eacceleration by shocks: relitti	65
2.7.3	Hadronic model (Secondary)	66
2.7.3.1	Hybrid Models	67
2.7.4	Turbolent reconneccion	68

Capitolo 3

Analisi dei Dati

3.1	Radio Telescopi e interferometria	72
3.1.1	Radio Telescopi	73
3.1.2	Interferometria	75
3.1.3	Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA)	78
3.2	Data Archive	80
3.2.1	I miei dati	80
3.2.2	2019 Halo collection: kT_x e α	82
3.3	Software: AIPS	88
3.3.1	Calibration	88
3.3.2	Imaging	90

Capitolo 4

Target Sources

4.1	Calcolo dell'Indice Spettrale	92
4.1.1	Regressione lineare - il caso di A1914	93

4.1.2	Modello di regressione segmentata	94
4.2	MACS J0417.5-1154	95
4.3	MACS J0647.7+7015.....	100
Capitolo 5		
Analisi statistiche e risultati		
5.1	Temperature T_X	102
5.1.1	Temperature Distribution	105
5.1.2	Correlazione P_R - kT_X	106
5.2	Spectral Index	108
5.2.1	Correlazione α - kT	111
Summary & Conclusions		117
Bibliografia		123

List of Tables

1.1	Galactic Content of Clusters	21
2.1	Stime di campo magnetico	46
2.2	January 2019-Halo collection	51
2.3	Main features of diffuse radio emission	61
3.1	Parametri principali del JVLA	79
3.2	Ammassi analizzati nella tesi	81
3.3	X-Ray temperature 2019 Halo collection	83
3.4	Spectral index 2019 Halo collection	86
3.5	Riassunto della task LISTR del dataset	88
4.1	Osservazioni multifrequenza del RH in A1914	92
4.2	Proprietà del RH in MACSJ0417.5	95
4.3	Osservazioni multifrequenza del RH in MACSJ0417.5	95
4.4	Proprietà di MACS J0647.7+7015	100
5.1	Temperature Chandra	103
5.2	Indici spettrali	109
5.3	Valori medi di $\alpha_{>1.4GHz}$ e $\alpha_{<1.4GHz}$	113
5.4	Valori medi di α in 4 intervalli di kT_X	115
5.5	Valori medi di α in 2 intervalli di kT_X	116
6.1	Ammassi contenenti RHs con $kT_X > 10$ keV	121

List of Figures

1.1	Immagine ottica dell'ammasso di Coma	26
1.2	Immagine X e SZ dell'ammasso di Coma	30
1.3	Spettro X del cluster 2A 0335+096	33
1.4	Immagine X dell'ammasso RBS797 con due X-ray cavities	37
2.1	Campo magnetico di equipartizione	42
2.2	Coma cluster a 90cm, telescopio WRST	48
2.3	Distribuzione dei RHs in funzione del redshift	49
2.4	Relitti radio (elongated e roundish)	53
2.5	Contorni VLA a 1.4 GHz del mini alone in Ophiuco	55
2.6	Tre i possibili andamenti di uno spettro di sincrotrone	57
2.7	Spettri dei RHs di Coma e A521	58
2.8	Filamenti intergalattici dalla GIF simulation	60
2.9	Tempo di vita dei Raggi Cosmici	64
2.10	Geometria della riconnessione magnetica	70
3.1	Trasmittanza atmosferica terrestre	73
3.2	Modello di potenza di un'antenna	74
3.3	Schema di interferometro a due elementi	76
3.4	Interferometro JVLA	78
3.5	Task PRTAN (ammasso MACSJ2211)	89
4.1	Spettro integrato del RH in A1914	93
4.2	Spettro integrato con modelli di regressione	94
4.3	Contorni GMRT del RH in MACSJ0417	96
4.4	Contorni VLA del RH in MACSJ0417	96
4.5	Contorni VLA del RH in MACSJ0417	97
4.6	Spettro integrato del RH in MACSJ0417	98
4.7	Contorni VLA del RH in MACSJ0647	101
5.1	Temperature distribution	105
5.2	Correlazione PR- kT_X - Liang et al. (2000)	106
5.3	Correlazione PR- kT_X - This Work	107
5.4	Valori medi di $\alpha_{>1.4GHz}$ e $\alpha_{<1.4GHz}$	113
5.5	Valori medi di α in 4 intervalli di kT_X	115
5.6	Valori medi di α in 2 intervalli di kT_X	116

List of Acronyms

AIPS: Astronomical Image Processing System
AGN: Active Galactic Nuclei
BCG: Brightest Cluster Galaxy
CC: Cool Core clusters
CCD: Charged-Coupled Device
CF: Cooling Flow
CMB: Cosmic Microwave Background
CR: Cosmic Ray
CR_e: elettroni ultrarelativistici
CR_p: protoni ultrarelativistici
DM: Dark Matter
DSS: Digitalized Sky Survey, DSS2: 2nd generation
FITS: Flexible Image Transport System
GC: Galaxy Cluster
GMRT: Giant Metrewave Radio Telescope
GRHS: GMRT RH Survey
HXP: Hard X Photons
IC: Inverse-Compton
ICM: Intra-Cluster Medium
IR: Infra-Red
JVLA: Jansky Very Large Array, EVLA: extended VLA
LOFAR: Low Frequency Array
MACS: Massive Cluster Survey
MH: Mini-Halo
MHD: Magneto-Hydro Dynamic
MCXC: Meta-Catalog of X-ray detected Clusters
NRAO: National Radio Astronomy Observatory
NVSS: NRAO VLA Sky Survey
PSZ: Plack-SZ catalogue
RM: Rotation Measure
RH: Radio Halo
ROSAT: Röntgensatellit
SDSS: Sloan Digital Sky Survey
SFR: Star Formation Rate
SN: Supernovae
SZ: Sunyaev-Zel'dovich
USSRH: Ultra Steep Spectrum Radio Halo
XMM: X-ray Multi-Mirror Mission

Abstract

Osservazioni X e Radio di ammassi di galassie dimostrano che nel mezzo intracluster (ICM) coesistono componenti termiche e non termiche. Mentre le osservazioni X rivelano l'emissione termica da gas caldo diffuso, le osservazioni radio di un numero crescente di galaxy cluster massivi, hanno svelato la presenza di particelle ultrarelativistiche e campi magnetici, attraverso il rilevamento di emissione radio diffusa gigante (su scale del Mpc) di sincrotrone: radio halos (RHs) e relitti. I RHs sono l'evidenza più spettacolare dei componenti non termici nell'ICM; sono sorgenti radio giganti localizzate nelle regioni centrali dell'ammasso, con estensione spaziale simile a quella dell'hot ICM. In letteratura ci sono evidenze collettive che i RHs si trovano in ammassi che mostrano sottostrutture significative nelle immagini X, così come una complessa distribuzione della temperatura del gas, che sono segni evidenti di merger fra cluster. La connessione RH-merger suggerisce che i processi gravitazionali di formazione degli ammassi potrebbero fornire l'energia per generare le componenti non termiche nei cluster, attraverso l'accelerazione di particelle altamente energetiche per via di shocks e turbolenze. La scoperta di RHs con spettri molto ripidi supporta lo scenario di ri-accelerazione dovuto a turbolenze guidate da merger.

In questa tesi, per testare quantitativamente la connessione RH-merger sono state svolte analisi statistiche basate su osservazioni radio e X. Dal gennaio 2012 ad oggi (gennaio 2019) il numero di RHs noti è quasi raddoppiato passando da 41 a 78, da qui la possibilità di verificare possibili correlazioni ipotizzate ma difficili da osservare per via delle scarse statistiche. I RHs tracciano la ben nota correlazione fra la loro potenza radio a 1.4GHz ($P_{1.4\text{GHz}}$) e la luminosità X (L_X) del cluster, in questo lavoro è stata indagata un'altra possibile connessione fra le proprietà termiche e non termiche dei galaxy cluster, proposta da Colafrancesco (1999) e Liang et al. (2000), fra la temperatura kT_X e $P_{1.4\text{GHz}}$. Sono stati trovati in letteratura dati Chandra per 60 ammassi con RHs, ma non è stata trovata nessuna correlazione significativa kT_X - $P_{1.4\text{GHz}}$. Ulteriori indagini sono quindi state svolte sugli indici spettrali α dei RHs, che meglio di $P_{1.4\text{GHz}}$ sono evidenza di accelerazione elettronica (e/o compressione di campo magnetico): le analisi sono state condotte su 54 valori di α raccolti per questo lavoro, ed è stata studiata la relazione fra α e kT_X .

Oltre alle analisi statistiche è stato svolto un approfondimento sul calcolo dell'indice spettrale di A1914: il suo spettro mostra un cambio di pendenza, e tramite metodi di regressione lineare segmentata è stata trovata una frequenza di break oltre la

quale lo spettro diventa più ripido ($\nu^* = 97.79$ MHz), per cui sono stati derivati i due valori di indice spettrale: $\alpha_{<98\text{MHz}} \cong 1.41$ e $\alpha_{>98\text{MHz}} \cong 2.09$.

È stato svolto anche uno studio osservativo a 1.5GHz su dati JVL A per gli ammassi MACS J0417.5, nel quale è presente un alone noto in letteratura e per il quale abbiamo derivato un nuovo valore di indice spettrale $\alpha \cong 0.98$, e MACS J0647.7, per il quale non sono presenti studi radio in letteratura, ma che presenta 2 sorgenti radio con proprietà morfologiche tali da essere candidate come alone e relitto.

Introduction

Gli ammassi di galassie sono i sistemi legati gravitazionalmente più grandi dell'universo. Nel contesto di formazione di strutture gerarchiche sono originati dall'accrescimento di materia e merging fra strutture più piccole. Una frazione dell'energia dissipata durante questi processi di fusione è canalizzata nell'accelerazione di particelle relativistiche e nell'amplificazione del campo magnetico. La maggior parte delle informazioni sulle componenti non termiche degli ammassi di galassie viene da osservazioni radio, gli aloni radio (RHs) sono infatti l'evidenza più spettacolare dei fenomeni non termici nel mezzo intracluster (ICM). I RHs sono emissione radio diffusa su scale del Mpc osservate nel centro di alcuni ammassi che stanno subendo processi di merging. Le loro origini sono ancora poco chiare. Secondo il modello di formazione di RHs più accreditato, gli aloni tracciano le regioni turbolente dell'ICM dove le particelle sono accelerate durante i merger. Questo modello ha chiare aspettative sulle proprietà statistiche dei RHs, in particolare predice che gli aloni si trovino in cluster massivi in merger, dovrebbero essere rari in sistemi di merging più piccoli e assenti in sistemi rilassati. Per verificare queste ipotesi è necessario un grande campione completo di galaxy cluster con adeguate informazioni sulla loro massa, redshift, temperatura e stato dinamico, assieme ad adeguate informazioni radio.

In questo contesto, il lavoro di tesi si propone di catalogare e raccogliere informazioni disponibili in letteratura sui 78 RHs noti ad oggi (gennaio 2019), per condurre analisi statistiche su proprietà termiche e non termiche. In particolare abbiamo studiato e sono stati posti nuovi vincoli a correlazioni proposte in letteratura riguardanti temperatura X dell'ammasso e l'indice spettrale di RHs. Con questi obiettivi sono stati raccolti nuovi dati in letteratura, presentati in questo lavoro in due nuove *2019 Halo collection*. Rispetto all'ultima *halo collection* del 2012 riportata in "*Properties And Spectral Behaviour Of Cluster Radio Halos*" (Feretti et al.), sono state aggiornate e trovate nuove kT_x per 64 ammassi e sono stati aggiornati e trovati nuovi valori di indici spettrali per 43 RHs, per un totale di 54 indici disponibili. Una parte del lavoro ha riguardato anche l'analisi di 11 cluster tramite osservazioni JVLA a 1.4 GHz, per due di questi sono state svolte ulteriori analisi con osservazioni a 1.5 GHz: MACS J0417.5 e MACS J0647.7.

Riportiamo qui di seguito una breve sintesi di quanto riportato nei capitoli successivi.

- **Capitolo 1:** viene fornita un breve descrizione delle proprietà generali degli ammassi derivate dalle bande ottiche e X: la loro morfologia, i differenti

metodi per la determinazione della massa, le proprietà termiche dell'ICM ed i fenomeni di merger e cool core.

- **Capitolo 2:** viene esaminata l'emissione non termica degli ammassi di galassie sia da un punto di vista osservativo che da un punto di vista teorico. Sono descritte le differenti forme di emissione radio diffusa (RH, relitti e mini aloni). Vengono presentati 3 modelli proposti per le origini dei RHs: (i) il modello di ri-accelerazione turbolenta, o *primary electron model*, nel quale le particelle relativistiche sono ri-accelerate dalle turbolenze generate durante i processi di merger, (ii) i *secondary electron model*, dove gli elettroni relativistici sono prodotti secondari di interazioni adroniche fra raggi cosmici (CR) e protoni termici, e (iii) il modello di *turbulent reconnection*, per il quale le particelle relativistiche sono accelerate e diffuse attraverso regioni di riconnessione magnetica turbolenta e turbolenze magnetoidrodinamiche rispettivamente, e diffuse su tempi scala lunghi da processi stocastici.
- **Capitolo 3:** vengono illustrate le basi dell'osservazione in banda radio e dell'interferometria, ed i processi di calibrazione ed imaging necessari per la riduzione di dati radio. In questo capitolo vengono anche riportati i dati degli ammassi studiati e le nuove *2019 Halo Collection*.
- **Capitolo 4:** nella prima parte viene illustrata la metodologia statistica utilizzata per il calcolo dell'indice spettrale del RH nell'ammasso Abell 1914 (regressione lineare e regressione lineare segmentata). Nella seconda parte viene presentata l'analisi svolta tramite software AIPS degli ammassi MACS J0417.5 e MACS J0647.7.
- **Capitolo 5:** vengono presentate le analisi statistiche ed i risultati riguardanti la temperatura T_X degli ammassi che ospitano un alone radio e la sua relazione con la potenza radio P_ν e con l'indice spettrale α degli aloni.
- **Capitolo 6:** infine viene fornita una discussione generale sul lavoro di tesi, evidenziando le principali conclusioni e le prospettive che offrono per studi futuri.

Capitolo 1

Ammassi di Galassie

In questo capitolo presenteremo una descrizione delle proprietà generali degli ammassi di galassie e ne approfondiremo le caratteristiche nelle bande osservative ottica (1.2) e X (1.3). Ci soffermeremo sullo studio della banda radio e dei fenomeni peculiari di emissione diffusa non termica degli ammassi nel prossimo capitolo.

1.1 Proprietà Generali

Gli ammassi di galassie (o galaxy cluster) sono i sistemi legati gravitazionalmente più grandi dell'universo, per questo sono laboratori ideali per lo studio della formazione ed evoluzione delle strutture cosmiche.

Gli ammassi sono caratterizzati da una massa di $\sim 10^{13} - 10^{15} M_{\odot}$ e da un volume di $\sim 1 - 3 \text{ Mpc}^3$. La maggior parte della materia gravitazionale si trova in forma di materia oscura ($\sim 80\%$), mentre la materia luminosa è costituita dalle galassie ($\sim 3-5\%$ della materia totale gravitazionale). Il rimanente contributo ($\sim 15-17\%$) è dovuto all'ICM, Intra Cluster Medium, ovvero gas caldo diffuso ($T \simeq 10^8 \text{ K}$), a bassa densità ($n_e \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$), rilevato attraverso la sua elevata luminosità X prodotta dalla radiazione di bremsstrahlung termica ($L_X \simeq 10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$). Gli ammassi sono stati scoperti dapprima in banda ottica, dove appaiono come una sovra-densità di galassie rispetto alla densità di campo media. I cluster contengono da 50 a centinaia di galassie, che si muovono con una dispersione di velocità tipica $\sigma_v \sim 1000 \text{ km/s}$. Il tempo di attraversamento (crossing time t_{cr}) per un ammasso di dimensione R può essere stimato:

$$t_{cr} = \frac{R}{\sigma_v} \simeq \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{10^3 \text{ km/s}}{\sigma_v} \right) \text{ Gyr}$$

Quindi, in un tempo di Hubble (13.7 Gyr), un sistema di questo genere ha abbastanza tempo per essere dinamicamente rilassato, almeno nel suo centro di $\sim 1 \text{ Mpc}$, condizione che invece non può essere raggiunta nell'environment circostante di $\sim 10 \text{ Mpc}$. La stima della massa si ottiene assumendo l'equilibrio viriale:

$$M \simeq \frac{R\sigma_v^2}{G} \simeq \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right)^2 10^{15} M_\odot$$

I primi studi ottici basati sul calcolo della massa viriale hanno rivelato che la massa implicata dal moto delle galassie nel cluster eccede (di circa un fattore 10) la somma delle masse di tutte le galassie visibili, portando alla prima evidenza della presenza della materia oscura (Zwicky, 1933 [1]).

Per quanto riguarda l'ICM invece, secondo i valori cosmologici tratti da WMAP abbiamo $\rho_{\text{baryons}}/\rho_m \sim 0.17$, ma le stelle in un cluster contribuiscono solo per $\rho_{\text{stars}}/\rho_{\text{tot}} \sim 0.02$ (Lin et al. 2003). Per questo ci si aspetta una grande quantità di barioni in forma di gas caldo. La temperatura attesa è data dalla temperatura viriale:

$$T_{\text{vir}} \sim \frac{\mu m_p \sigma^2}{k} \sim 7.5 \times 10^7 \left(\frac{\sigma}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 = 6.5 \text{ keV}$$

mentre la densità media è data da:

$$\langle \rho_{\text{ICM}} \rangle \approx \frac{f_{\text{gas}} M_{\text{tot}}}{(1 \text{ Mpc})^3} \sim 3 \times 10^{-27} \text{ g/cm}^3$$

con $M_{\text{tot}} \sim 10^{15} M_\odot$ e $f_{\text{gas}} \sim 0.15$. L'ICM è quindi gas rarefatto ad alte temperature ed ha difatti, come anticipato, un'elevata luminosità X.

1.1.1 Cataloghi

Per l'analisi degli ammassi è utile disporre di cataloghi che contengano il maggior numero possibile di galassie, sono disponibili tre cataloghi classici: il catalogo di Abell del 1958 [2], di Zwicky et al. (1961-1968) [3] e Shectman del 1985 [4]. A questi si aggiungono cataloghi più recenti, come MCXC, che raggruppa ammassi selezionati da diverse survey in X [5], ed il PSZ, catalogo della missione Planck di oggetti selezionati tramite effetto Sunyaev-Zeldovich (SZ) [6].

Catalogo di Abell

Contiene 4073 clusters con valori di redshift compresi fra $z = 0,02 - 0,2$, individuati dal National Geographic Society-Palomar Observatory Sky Survey, con una copertura del cielo che va dal polo nord celeste fino ad una declinazione di -27° .

I componenti del catalogo sono stati scelti seguendo i seguenti criteri:

- 1) Un ammasso deve includere almeno 50 galassie che posseggano una magnitudine compresa nel range $m_3 - m_3 + 2$, dove m_3 è la magnitudine della terza galassia più luminosa;
- 2) Un ammasso deve essere compatto a sufficienza perché i suoi membri rientrino in un cerchio di raggio $R_A = \frac{1.7}{z} \text{ arcmin}$, dove z è il redshift del cluster;
- 3) Il redshift degli ammassi è compreso nel range $0.02 \leq z \leq 0.20$;
- 4) I cluster selezionati sono lontani dall'equatore galattica (dove la densità stellare è troppo alta)

Catalogo di Zwicky

Il catalogo di Zwicky, o meglio *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies* (CGCG), contiene 31350 galassie e 9700 clusters trovati dalla *Palomar Sky Survey* seguendo questi criteri:

- 1) Un ammasso deve includere almeno 50 galassie che posseggano una magnitudine compresa nel range $m_1 - m_1 + 3$, dove m_1 è la magnitudine della galassia più luminosa;
- 2) I limiti dell'ammasso sono determinati dal punto in cui la densità di galassie è doppia rispetto alla densità di background;
- 3) Non ci sono limiti di redshift, ma non sono compresi ammassi come *Virgo*, che ricoprono più plates di rilevamento del cielo.
- 4) Gli ammassi del catalogo si trovano a nord dalla declinazione -3° ;

Zwicky fece anche una classificazione in distanza, dividendo i cluster in vicini ($z \lesssim 0.05$), a media distanza ($z \simeq 0.05 - 0.10$), distanti ($z \simeq 0.10 - 0.15$), molto distanti ($z \simeq 0.15 - 0.20$) ed estremamente distanti ($z \gtrsim 0.2$).

Dati i criteri meno ristretti del catalogo di Abell, il CGCG risulta molto più esteso di quest'ultimo.

Catalogo di Shectman

Questo catalogo contiene 646 ammassi individuati grazie al conteggio di Shane e Wirtanen's dalla Lick Observatory Astrographic survey. I cluster si trovano fra la latitudine galattica $|b| \geq 40^\circ$ e la declinazione $\delta > -22.5$. La selezione è stata ottenuta sulla base di un valore di soglia massima per la densità locale, ovvero il conteggio di 5 galassie per bin.

Catalogo MCXC

Il catalogo MCXC è un meta-catalogo di cluster rilevati in X, basato sulle pubblicazioni disponibili di survey X di ammassi di galassie, come la ROSAT all sky survey (NORAS, REFLEX, BCS, SGP, NEP, MACS e CIZA) e cataloghi di ammassi ROSAT serendipitous (160SD, 400SD, SHARC, WARPS e EMSS). Il MCXC comprende 1743 ammassi (senza duplicati), per ognuno dei quali si conoscono coordinate, redshift, appartenenza al catalogo originale, luminosità L_{500} nella banda 0.1-2.4keV, la massa totale M_{500} ed il raggio R_{500} [5].

Catalogo PSZ2

Il catalogo PLANCKSZ2 (PSZ2) è il secondo catalogo della all sky survey effettuata dal satellite Planck di oggetti selezionati per effetto Sunyaev-Zeldovich (SZ). È attualmente il più largo campione di cluster selezionati in SZ, contiene 1653 rilevazioni, di cui 1203 sono confermate essere galaxy cluster (con controparti identificate in altri data set) [6].

1.1.2 Le galassie negli Ammassi

Negli ammassi si possono trovare diversi tipi di galassie, come le galassie di tipo cD, spirali, ellittiche e S0.

Le *galassie ellittiche giganti tipo cD* (central Dominant o Bright Central Dominant BCG) sono di solito situate al centro di cluster regolari e compatti, e sono caratterizzate da un grande alone amorfo con una bassa brillantezza superficiale che racchiude un nucleo molto luminoso. La loro magnitudine assoluta ha un valor medio di $\langle M_v \rangle \simeq -23.7 \pm 5 \log h_{50}$, e sono più grandi delle giganti ellittiche normali: hanno un core più luminoso ed un raggio effettivo due volte maggiore. Un valore tipico della loro massa è $M \simeq 10^{10} M_\odot$, e dal momento che le loro velocità sono molto simili alla velocità media delle galassie nel cluster, si può affermare che le cD si trovano al centro della buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso. I processi di formazione delle cD sono presumibilmente due: il merger di galassie luminose al centro dell'ammasso e collisioni tra galassie i cui detriti hanno formato le cD. In media queste galassie sono presenti nel 20% degli ammassi ricchi. Per quanto riguarda i rimanenti tipi di galassie, in generale è più facile trovare galassie di tipo ellittico e S0 negli ammassi più compatti, mentre le spirali sono più numerose negli ammassi irregolari. La distribuzione dettagliata è riportata in tabella 1.1.

Cluster Type	E	S0	Sp	(E+S0)/Sp
Regular clusters (cD)	35%	45%	20%	4.0
Intermediate clusters (spiral-poor)	20%	50%	30%	2.3
Irregular clusters (spiral-rich)	15%	35%	50%	1.0
Field	10%	20%	70%	0.5

Tabella 1.1: Galactic Content of Clusters ($r \lesssim 1.5h^{-1}\text{Mpc}$). Bahcall, 1996 [7] .

1.1.3 Morfologia degli Ammassi

Sono disponibili diverse classificazioni morfologiche per gli ammassi di galassie, generalmente sono sequenze monodimensionali che vanno dagli ammassi regolari verso quelli irregolari. Gli ammassi regolari sono caratterizzati da una forma piuttosto simmetrica, un core centrale con un'alta concentrazione di galassie e subclustering assente o molto debole. I cluster regolari sono quindi sistemi dinamicamente più rilassati ed evoluti rispetto a quelli irregolari. Diamo ora un breve descrizione delle principali classificazioni:

- *Zwicky* ha diviso gli ammassi in:
 - COMPATTI, dove si trova una singola concentrazione di galassie, con più di dieci galassie in contatto nello stesso plate;
 - MEDIAMENTE COMPATTI, che contengono una concentrazione o più di galassie;
 - APERTI, che non presentano nessuna evidente concentrazione di galassie
- *Bautz e Morgan* [8] hanno basato la loro classificazione sulla galassia più luminosa identificando tre classi:
 - TYPE I (o BM I): ammassi dominati da una singola galassia cD centrale;
 - TYPE II (o BM II): le galassie più luminose hanno luminosità intermedia fra una cD ed un'ellittica gigante.
 - TYPE III (o BM III): non sono presenti galassie dominanti.

La classificazione di Bautz e Morgan prevede altre sottoclassi, la cui trattazione ora non è importante. Un dato rilevante che però essi riportarono nel loro lavoro del 1970 è l'assenza di correlazione fra la ricchezza di un ammasso e la sua classe morfologica di appartenenza e che la maggior parte degli ammassi sono irregolari.

- *Rood e Sastry* (1971) [9]. Questa classificazione si basa sull'apparente distribuzione delle dieci galassie più luminose. Sono presenti sei classi, di seguito riportiamo i criteri di classificazione:
 - cD: è presente una galassia cD centrale dominante;
 - B (BINARY): il cluster è dominato da una coppia di galassie;
 - L (LINE): le tre galassie più luminose sono allineate;
 - C (CORE): quattro o più galassie formano un core;
 - F (FLAT): le galassie più luminose formano una distribuzione appiattita;
 - I (IRREGULAR): la distribuzione delle galassie è irregolare.

- *Morgan (1961)* [10] e *Oemler (1972)* esaminando i contenuti dei cluster proposero classificazioni leggermente differenti.

Secondo Morgan gli ammassi si suddividono in:

- TYPE i: se sono presenti molte spirali;
- TYPE ii: se contengono poche spirali.

Oemler invece le divide in tre categorie:

- SPIRAL-RICH: se sono presenti molte spirali;
- SPIRAL POOR: se le spirali sono il tipo di galassia meno presente nell'ammasso;
- cD: se è presente una cD dominante, e una considerevole frazione di ellittiche o S0.

1.1.4 Massa di Galaxy Cluster

In questo paragrafo illustreremo brevemente due dei metodi principali per la stima della massa di un galaxy cluster, tramite il teorema del viriale e l'effetto relativistico di lente gravitazionale.

1.1.4.1 Teorema del Viriale

Il teorema del viriale è una relazione che lega l'energia potenziale di un sistema isolato all'energia cinetica dello stesso secondo la formula:

$$2\bar{T} + \bar{U} = 0 \quad (1)$$

Dove T è l'energia cinetica e U l'energia potenziale gravitazionale.

Se l'ammasso si trova in condizioni di equilibrio dinamico e termico (non sono in atto fenomeni di merger), possiamo applicarvi il teorema per stimare la massa totale di un ammasso.

Estendendo infatti l'equazione (1) ad un sistema costituito da N galassie, con una serie di approssimazioni,

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

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

da cui si ottiene:

$$M\langle v \rangle^2 = -G \frac{M^2}{\langle r_{ij} \rangle}$$

la massa viriale viene dunque definita come:

$$M = f \frac{R_G \langle v \rangle^2}{G}$$

dove $\langle v \rangle^2$ è la dispersione di velocità, f è il fattore di forma e R_G è il raggio gravitazionale.

Assumendo che non ci sia correlazione fra la posizione delle galassie e l'orientazione dei loro vettori di velocità, si possono ottenere $\langle v \rangle^2$ e R_G :

$$\langle v \rangle^2 = 3\sigma_r^2 \quad \text{e} \quad R_G = \left(\frac{\pi}{2}\right)b_G$$

dove b_G è collegato alla proiezione della separazione delle galassie b_{ij} da:

$$b_G = 2M_{tot}^2 \left(\sum \frac{m_i m_j}{b_{ij}} \right)^{-1}$$

Per cui l'equazione per la massa totale diventa:

$$M_{tot} = \frac{3R_G \sigma_r^2}{G}$$

Considerando un raggio di $1.5h^{-1}\text{Mpc}$ e $\sigma_r \sim 750 \text{ km/s}$, il tipico valore per M_{tot} è di $0.4 \times 10^{15} h^{-1} M_\odot$.

Misurando la magnitudine delle galassie si giunge alla loro blue-luminosity L_B , che è nel range di $(0.6 - 6) \times 10^{12} h^{-2} L_\odot$, dalla quale otteniamo il rapporto massa luminosità, che per un ammasso grande è:

$$\left(\frac{M}{L_B}\right) \sim 300h \left(\frac{M_\odot}{L_\odot}\right)$$

Dal momento che il rapporto massa luminosità che si ottiene per gli ammassi è molto superiore a quello che si calcola per le singole galassie, si può concludere che la maggior parte della massa di un cluster sia composta da materia oscura come anticipato nel paragrafo 1.1.

Il teorema del viriale viene però applicato a sistemi in equilibrio dinamico, condizione non sempre soddisfatta dagli ammassi di galassie, soprattutto nelle loro regioni periferiche dove potrebbero non essere ancora in equilibrio. Questo problema,

che causa una sovrastima del rapporto M/L , viene in parte risolto misurando la velocità delle galassie ellittiche e delle S0, che si trovano nella regione centrale e quindi dinamicamente stabili.

1.1.4.2 Lente gravitazionale

La lente gravitazionale è un fenomeno relativistico caratterizzato dalla deflessione della radiazione emessa da una sorgente luminosa. Tale deflessione è dovuta al campo gravitazionale generato dagli ammassi di galassie posti fra la sorgente e l'osservatore. Sfruttando la deformazione e la posizione delle immagini generate si riesce a stimare la distribuzione della massa. La possibilità che i cluster di galassie ed i supercluster potessero produrre lensing gravitazionale è stata considerata da diversi autori (Dyer & Roeder 1976 [11], Narayan et al. 1984 [12], Sanders et al. 1984 [13]).

Il caso più semplice da analizzare è quello in cui sorgente, lente e osservatore sono allineati. In queste condizioni l'angolo di deflessione di un raggio di luce passante ad una distanza b (parametro di impatto) dalla lente di massa M , è dato dalla relazione:

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

Questo metodo non pone vincoli allo stato dinamico dell'ammasso ma può essere utilizzato solo nei rari casi in cui si manifesta il fenomeno. Anche in questo caso il calcolo della massa conferma che quella visibile all'interno del cluster costituisce solo il 20% della massa gravitazionale totale, e che è dunque necessario ricondursi alla presenza di materia oscura.

1.2 Ammassi di Galassie in Banda Ottica



Fig. 1.1: Immagine in banda ottica dell'ammasso di Coma (noto anche come Abell 1656), NASA, ESA, and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

In questo paragrafo approfondiremo le caratteristiche principali di un ammasso di galassie che si studiano in banda ottica: la funzione di luminosità (1.2.1), la distribuzione delle galassie all'interno dell'ammasso (1.2.2) e la relativa distribuzione di velocità (1.2.3).

1.2.1 Funzione di Luminosità

La funzione di luminosità di un ammasso fornisce il numero di galassie entro un determinato intervallo di luminosità. Si trova sia nella forma integrale sia nella forma differenziale: la prima fornisce $N(L)$, che è il numero di galassie con luminosità maggiore di L ; la mentre la forma differenziale $n(L)dL$ indica il numero di galassie nel range di luminosità L e $L + dL$. Di seguito riportiamo tre delle funzioni di luminosità più comuni:

- *Funzione di luminosità di Schechter* [14]: è la funzione più utilizzata perché possiede diversi vantaggi, come la forma analitica e continua, ed il fatto che è una distribuzione statistica reale. Ha inoltre un ottimo fit con le distribuzioni osservate, escluse però le galassie più luminose.

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

dove L^* è la luminosità caratteristica e α è la slope della parte finale con un valore di $\frac{5}{4}$.

- *Funzione di luminosità di Abell* [15]:

$$N(L) = N^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha}$$

dove $\alpha \simeq \frac{5}{8}$ per $L < L^*$ e $\alpha \simeq \frac{15}{8}$ per $L > L^*$. L^* è la luminosità alla quale si incontrano le due leggi di potenza, e N^* è il numero di galassie con luminosità $L \geq L^*$.

- *Funzione di luminosità di Zwicky* [16]:

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

dove m_1 è la magnitudine della galassia più luminosa e K è una costante. Questa funzione riproduce bene la parte finale dell'andamento della distribuzione di luminosità osservata.

1.2.2 Distribuzione delle Galassie

I modelli più semplici usati per descrivere la distribuzione delle galassie all'interno di un ammasso sono i *modelli isotermi*, che assumono che le velocità delle galassie seguano una distribuzione gaussiana radiale, e che queste siano isotrope ed indipendenti dalla posizione. In questi modelli le galassie possono essere pensate come un gas non collisionale, dal momento che i tempi di interazione fra galassie sono molto maggiori rispetto al tempo di attraversamento di una galassia in un cluster. Quindi, considerando il potenziale gravitazionale misurato al centro del cluster $\phi(r)$, e la densità superficiale σ_r , la densità spaziale di galassie ad una distanza r è:

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{\phi(r)}{\sigma_r^2}}$$

dove n_0 è la densità centrale. Se uno considera cambi di variabili come:

$$\psi = \frac{\phi(r)}{\sigma_r^2} \quad \beta \equiv \frac{\sigma_r}{(4\pi G n_0 m)^{1/2}} \quad \xi \equiv \frac{r}{\beta}$$

dove m è la massa della galassia, possiamo scrivere:

$$n(\xi) = n_0 e^{-\psi(\xi)} .$$

Il problema per questo modello è che ad ampi raggi il numero totale delle galassie e la massa totale divergono, per cui è necessario troncare la distribuzione ad un dato raggio.

Se si tengono in considerazione soltanto le regioni più interne del cluster, una buona approssimazione è data da king (1972):

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}$$

$$\sigma(b) = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{b}{r_c} \right)^2 \right]^{-1}$$

dove r_c è il raggio del core dell'ammasso (ovvero quando $\sigma(r_c) = \frac{\sigma_0}{2}$), $\sigma(b)$ è la densità superficiale al raggio proiettato b , e $\sigma_0 = 2n_0 r_c$.

Un altro buon fit è dato dal modello di De Vaucouleurs (1948) che era stato pensato per il profilo di brillantezza superficiale delle galassie ellittiche, ma che è risultato altrettanto buono per gli ammassi:

$$\sigma(b) = \sigma_0 e^{\left[-7.67 \left(\frac{b}{r_c} \right)^{\frac{1}{4}} \right]}$$

dove r_e è il raggio effettivo, ovvero la distanza entro la quale si trovano metà delle galassie. I vantaggi principali di questo modello sono che il numero totale e la massa delle galassie convergono ad un valore finito, per cui non sono richiesti raggi di cutoff.

Un ulteriore modello è quello proposto da Hubble (1930):

$$\sigma(b) = \sigma_0 \left(1 + \frac{b}{r_c} \right)^{-2} .$$

Nel 1975 Bahcall [17] notò che ammassi regolari mostravano raggi di core analoghi, ed i loro valori, in accordo con i lavori di Dressler (1978, [18]) e Sarazin (1986), sono nel range:

$$r_c = (0.1 - 0.25) h^{-1} Mpc$$

Nonostante i modelli appena descritti assumano simmetria sferica, è oramai noto che la maggior parte dei cluster sono di forma elongata; tenendo conto di ciò, Carter & Metcalfe (1980, [19]) e Binggeli (1982, [20]) hanno dato un valor medio alla ellitticità di $\approx 0.5 - 0.7$, mostrando il fatto che gli ammassi possono essere più eccentrici delle galassie ellittiche.

1.2.3 Distribuzione di velocità

In accordo con i test statistici le distribuzioni osservate delle velocità delle galassie sono ben descritte dalla distribuzione gaussiana:

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

dove $p(v_r)dv_r$ è la probabilità che una galassia abbia una velocità radiale nel range fra v_r e $v_r + dv_r$, e σ_r è la dispersione di velocità $\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$; questo modello risulta particolarmente corretto se non si prendono in considerazione le velocità più alte. I valori tipici di σ_r sono nell'intervallo di $\approx 400 - 1400 \text{ km/s}$, con una mediana di $\sim 750 \text{ km/s}$.

Inoltre, secondo le osservazioni di Bahcall (1981, [21]), gli ammassi più ricchi mostrano una dispersione di velocità maggiore.

1.3 Ammassi di Galassie in Banda X

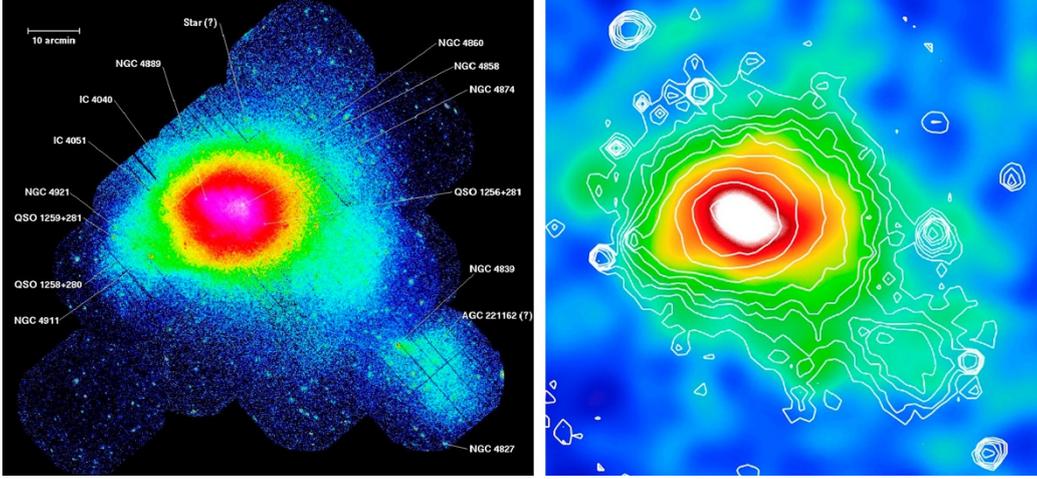


Fig. 1.2: *Pannello sinistro:* immagine in banda X dell'ammasso di Coma (Abell 1656), ESA/XMM-Newton, CC BY-SA 3.0 IGO. *Pannello destro:* immagine dell'ammasso di Coma visto dal satellite Planck attraverso l'effetto SZ (colori) e raggi X (contorni).

Insieme agli AGN gli ammassi di galassie sono le più luminose sorgenti extragalattiche di raggi X.

La loro luminosità tipica è dell'ordine di $L_x \cong 10^{43} - 10^{45}$ erg/s, e si estende su scale di $\sim 0.2 - 3$ Mpc, non è quindi attribuibile all'attività delle singole galassie. Dalla distribuzione spettrale dell'energia si conclude che principali meccanismi di emissione X sono l'effetto Compton inverso (1.3.1.1) e l'effetto di Bremsstrahlung termica (1.3.1.2), processo di interazione fra elettroni liberi ad alta temperatura con nuclei ionizzati dell'ICM.

In questo paragrafo, dopo una breve descrizione dei principali meccanismi di emissione X (1.3.1), analizzeremo lo spettro (1.3.2), la distribuzione (1.3.3) e la funzione di luminosità (1.3.4) in banda X. Grazie allo studio in banda X è possibile individuare fenomeni peculiari degli ammassi, i merger (1.3.5) ed i cool-core clusters (1.3.6), fenomeni che presentano correlazioni dirette con l'emissione diffusa di tipo non termico dei cluster.

1.3.1 Meccanismi di emissione X

I meccanismi di emissione X sono definiti termici dal momento che lo spettro della radiazione segue l'andamento dello spettro di corpo nero, dipende quindi direttamente dalla temperatura. Entrambi i fenomeni che analizzeremo sono dovuti all'alta energia cinetica delle particelle del gas che si risolve in uno scattering diffuso.

1.3.1.1 Effetto Compton Inverso

Analizziamo ora lo scattering fra fotoni ed elettroni, questo può avvenire sotto diverse forme: nell'*effetto Compton* un elettrone a riposo viene accelerato da un fotone energetico, nel nostro caso invece, in cui sono presenti nell'ICM elettroni relativistici ($\gamma \sim 1000$) che interagiscono con fotoni meno energetici, sono gli elettroni a cedere energia, per cui si parla di *effetto Compton inverso* (IC).

La frequenza dell'onda deflessa ν_{out} è legata a quella dell'onda incidente ν_{in} da:

$$\nu_{out} = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_{in} \quad (2)$$

L'IC gioca un ruolo molto importante in applicazioni astrofisiche, dal momento che la popolazione di elettroni relativistici responsabili dell'emissione di sincrotrone (par. 2.1) fa scattering con i fotoni della CMB (effetto *Sunyaev-Zel'dovich*, par. 2.2.3). La funzione di Planck a $T = 2.73K$ ha il picco a frequenza $\nu \sim 1.6 \times 10^{11}$ Hz, per cui dall'equazione (2), gli elettroni relativistici con $\gamma \approx 1000 - 5000$ saranno responsabili dell'emissione IC nel dominio X, rispettivamente a $\sim 2 \times 10^{17} - 5.3 \times 10^{18}$ Hz, ovvero a $\sim 0.9 - 22$ keV. I fotoni della CMB vengono quindi convertiti da fotoni a microonde a fotoni X o gamma.

1.3.1.2 Bremsstrahlung termica

La radiazione di frenamento o di bremsstrahlung termica è detta anche "*free-free*" perché coinvolge due stati non legati. La radiazione è prodotta dall'accelerazione o decelerazione di una particella carica, tipicamente un elettrone, deviata da un'altra particella carica, tipicamente un nucleo atomico. Se l'energia degli elettroni è sufficientemente alta la radiazione emessa si trova nella regione dei raggi X dello spettro elettromagnetico. Felten et al. (1966) [22] furono i primi a suggerire che l'emissione X dei cluster fosse dovuta a gas intracluster ad una temperatura $T_g \approx 10^8 K$ con densità atomica $n \approx 10^{-3} cm^{-3}$. A queste temperature e densità, il primo processo di emissione per un gas composto principalmente da idrogeno è appunto la bremsstrahlung termica. L'emissività ad una frequenza ν di uno ione di carica z in un plasma con una temperatura elettronica T_g è data da

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

dove n_i ed n_e sono la densità di ioni ed elettroni rispettivamente.

L'emissività è definita come l'energia emessa in unità di tempo, frequenza e volume,

$$\epsilon_\nu \equiv \frac{dL}{dVd\nu} \quad (4)$$

Il fattore di Gaunt $g_{ff}(Z, T_g, \nu)$ è un fattore correttivo per gli effetti quantistici e per gli effetti delle collisioni a distanza, è una funzione che varia lentamente con la frequenza e la temperatura come mostrato da Karzas & Latter (1961, [23]) e Kellogg et al. (1975, [24]). Se l'ICM fosse un gas a temperatura circa costante, allora l'equazione (3) condurrebbe ad uno spettro X con un andamento esponenziale della frequenza. Difatti gli spettri X osservati sono generalmente in buon accordo con questa equazione, con temperature del gas dai 2×10^7 K fino ai 10^8 K.

1.3.2 Spettro X

Come descritto nei paragrafi precedenti, lo spettro X è dato dai processi che coinvolgono collisioni tra elettroni e ioni: la radiazione di bremsstrahlung e di ricombinazione sono responsabili del continuo, la radiazione di de-eccitazione è invece responsabile delle linee. Il ferro altamente ionizzato è il responsabile della linea di emissione più forte dello spettro, la così detta “*7 KeV Fe Line*”, che è un insieme di linee di diversi stati di eccitazione, ma dovuti principalmente agli ioni Fe^{+24} e Fe^{+25} , e righe più deboli dovute agli ioni del nickel; le energie coinvolte sono nel range di 6.5 – 7.0 keV. Oltre a queste linee sono presenti altri elementi ad energetiche più basse, dovuti ad elementi più leggeri del ferro, come C, N, O, Ne, Mg, Si, Ar e Ca (fig. 1.3).

Dalle analisi spettroscopiche di più di 100 ammassi vicini è stato trovato che il contenuto metallico dell'ICM possiede una metallicità media di $\sim \frac{1}{3} Z_\odot$.

1.3.3 β -Model

Nel 1975 Cavaliere & Fusco-Femiano [25] proposero un modello idrostatico isoterma utilizzato per delineare il profilo di densità del gas dell'ICM chiamato “ *β – model*”. Il modello assume che sia le galassie che il gas caldo siano in equilibrio idrostatico isoterma. Queste assunzioni si sono rivelate valide per gli ammassi con una morfologia X regolare, ma sono presumibilmente scorrette per gruppi con morfologia X irregolare (anche se il *β – model* è spesso applicato anche in questi casi). Con l'approssimazione analitica fatta da King (1962) [26] per una sfera isoterma, possiamo esprimere la densità:

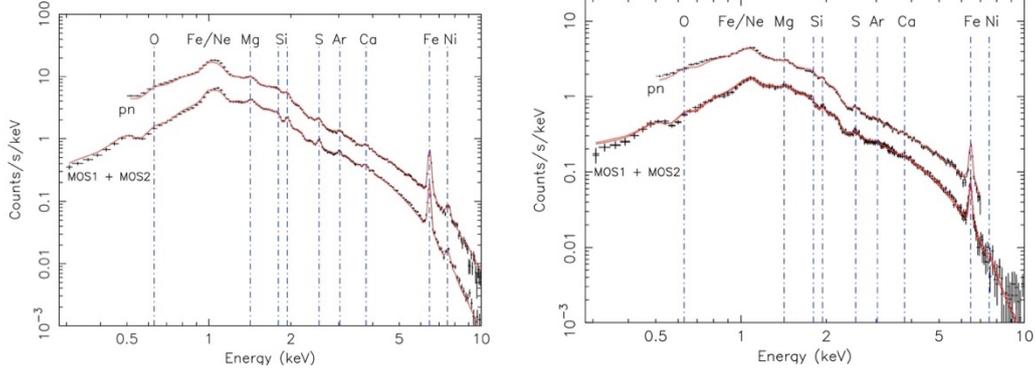


Fig. 1.3: *Pannello sinistro:* spettro totale del core del cluster 2A 0335+096 (con un raggio di 3') che contiene il cooling core. *Pannello destro:* spettro della regione 3'-9'. Le linee continue rappresentano il fit con il modello wdem. N. Werner et al.: XMM-Newton spectroscopy of the cluster of galaxies 2A 0335+096, 2006 [27].

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

dove r_c è il raggio di core della distribuzione di gas. Il parametro β è definito come il rapporto fra l'energia specifica nelle galassie e l'energia specifica nel gas caldo:

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{k T_g}$$

dove σ_r^2 è la dispersione di velocità monodimensionale e T_g la temperatura del gas; può inoltre essere trovata una proporzionalità fra la densità del gas e delle galassie:

$$\rho_g \propto \rho_{gal}^\beta.$$

Considerando il raggio proiettato b ed il raggio del core r_c , otteniamo la brillantezza superficiale:

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

Questo modello è molto utile per descrivere la struttura del cluster, ma allo stesso tempo non può che fornire una rappresentazione generale. Attualmente i nuovi dati dai satelliti Chandra e Newton-XMM hanno mostrato che il profilo di brillantezza superficiale non può essere caratterizzato con un unico valore di β .

Le osservazioni X possono condurre alla temperatura e alla densità del gas, che sono strettamente legate alla massa del cluster. Assumendo che le dinamiche per le galassie ed il gas siano le stesse, la temperatura è data da:

$$K_B T \simeq \mu m_p \sigma_v^2 \simeq 6 \left(\frac{\sigma_v}{10^3 \text{kms}^{-1}} \right)^2 \text{keV}$$

dove il peso molecolare medio $\mu = 0.6$ per una composizione primordiale; questa relazione è confermata dai dati, per cui possiamo ritenere ragionevoli le assunzioni fatte. La massa totale è legata alla densità del gas, al raggio viriale R ed alla temperatura:

$$M(< R) = -\frac{k_B T R}{G \mu m_p} \left(\frac{d \log \rho_{gas}(R)}{d \log R} + \frac{d \log T}{d \log R} \right)$$

equazione che deriva dalle condizioni necessarie all'equilibrio idrodinamico:

$$\frac{dp}{dR} = -\frac{GM(< R) \rho_{gas}(R)}{R^2}$$

e dall'equazione di stato per un gas perfetto:

$$p = \frac{\rho_{gas} k_B T}{\mu m_p}$$

1.3.4 Funzione di Luminosità X

Il numero degli ammassi per unità di volume con luminosità compresa fra L_x e $L_x + dL_x$ è definito come $\phi(L_x) dL_x$, dove $\phi(L_x)$ è la funzione di luminosità X. In generale la funzione di luminosità X dipenderà dal metodo usato per selezionare gli ammassi. Per la selezione può essere usato un catalogo di cluster selezionati in banda ottica per i quali sia stata fatta una survey in X, aggiungendo come vincolo che il numero di cluster trovati in X non sia maggiore del numero totale di cluster e che l'emissività X totale dell'ammasso non produca un background X maggiore di quello osservato.

La funzione di luminosità più comune è la funzione di luminosità di Schechter:

$$\phi(L_x) dL_x = \phi^* \left(\frac{L_x}{L_x^*} \right)^{-\alpha} e^{-\frac{L_x}{L_x^*}} \frac{dL_x}{L_x^*}$$

dove $\alpha \simeq 1.8$ e ϕ^* è collegato alla densità spaziale dei cluster più luminosi di L_{min} , $n_0 = \int_{L_{min}}^{\infty} \phi(L) dL$. Grazie alla funzione di luminosità X degli ammassi è stato possibile calcolare che il loro contributo al background X è di circa il 3% – 10% per fotoni con energie nel range 2 – 10 keV.

1.3.5 Merger

L'osservazione X ha portato alla luce la presenza di sottostrutture, picchi multipli nella densità superficiale dell'ammasso su scale maggiori delle singole galassie costituenti. La presenza di numerosi picchi nell'emissione X indica che non è stato ancora raggiunto l'equilibrio viriale e che sono in corso fenomeni di merger, ovvero interazioni gravitazionali, quali per esempio lo scontro tra galassie (subcluster merger) o la fusione di più ammassi (cluster merger). Nel caso di merger fra ammassi il protagonista principale della collisione è l'ICM (la probabilità di collisione fra galassie è molto inferiore), le velocità di collisione sono dell'ordine di ~ 2000 km/s, e viene immessa nel mezzo intracluster riscaldandolo. Per mezzo di dati provenienti dal satellite EINSTEIN, Jones & Forman (1999) [28] hanno mostrato che almeno il 50% degli ammassi appartenenti al loro campione era soggetto a fenomeni di subcluster merger. Una difficoltà nel risolvere parti diverse che emettono in banda X, consiste nel fatto che nubi di gas a temperature diverse e non in equilibrio termodinamico emettono con intensità differenti alla stessa frequenza. La capacità di risolvere queste strutture dipende quindi dalla capacità dello strumento di risolvere spettri a diverse temperature. Gli ammassi a bassa brillantezza X si trovano inoltre al limite della sensibilità degli strumenti attuali. Possiamo quindi concludere che la percentuale fornita da Jones & Forman sia da considerare come limite inferiore.

1.3.6 Cool-core Clusters

La precedente assunzione di equilibrio idrostatico fatta per il β - *model* non tiene conto del fatto che il gas, a seguito dell'emissione X, perde energia ed è pertanto soggetto a raffreddamento. Non è quindi scontato che le condizioni necessarie all'equilibrio idrostatico siano mantenute una volta che questo è stato raggiunto. Consideriamo il tempo scala di raffreddamento:

$$t_{cool} \equiv \frac{u}{\epsilon^{ff}} \approx 8.5 \times 10^{10} yr \left(\frac{n_e}{10^{-3} cm^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{\frac{1}{2}}$$

dove $u = \frac{3nk_B T_g}{2}$ è la densità di energia, ϵ^{ff} è l'energia totale emessa per Bremsstrahlung ed n_e è la densità di elettroni. Dato il tempo di Hubble $t_0 \simeq 1,38 \times 10^{10} yr$, abbiamo $t_{cool} > t_0$, il gas può quindi essere considerato in equilibrio. Tuttavia, le prime osservazioni del satellite Uhuru, mostrarono che il cooling time medio del gas nel centro degli ammassi è vicino al tempo di Hubble (Lea et al. 1973 [29]). Queste, ed altre osservazioni X successive, condussero Cowie & Binney (1977,

[30]), Fabian & Nulsen (1977, [31]) e Mathews & Bregman (1978, [32]) indipendentemente a considerare gli effetti di un raffreddamento significativo. Nelle regioni centrali del cluster la densità può essere tale per cui $t_{cool} \leq t_0$, per cui il gas raffreddandosi rapidamente causa una diminuzione di pressione. Per ristabilire l'equilibrio il gas delle regioni esterne fluisce verso le regioni centrali, la densità centrale aumenta ed il processo di raffreddamento accelera. Inoltre, dal momento che $\epsilon^{ff} \propto n_e^2$, all'aumento di densità corrisponde un aumento di emissione X; questo fenomeno è detto *cooling flow* (CF). Si può stimare che la quantità di massa del gas che fluisce verso l'interno dell'ammasso sia pari a:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2 L \mu m_p}{5 k T} \sim 100-1000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$$

dove μm_p è la massa molecolare media [33]. Calcoli come questo implicano una quantità notevole di gas diretto verso la galassia cD in quasi ogni ammasso rilassato. Le ricerche di questi gas a temperature più fredde hanno sempre rilevato meno gas freddo ed un tasso di star formation (SFR) più bassi di quanto predetto dal modello di CF classico (SFR osservata $\sim 1\%$ rispetto a quanto previsto), dando origine al così detto “cooling flow problem” [34], [35]. Lavori recenti sugli spettri *XMM newton* hanno confermato che il gas nelle regioni centrali non si sta raffreddando al tasso predetto dal CF classico [36]. Il CF classico non predice nessun meccanismo che possa riscaldare significativamente il gas, ma per via di queste discrepanze i modelli attuali comprendono meccanismi di riscaldamento che possano spiegare le osservazioni. Il fallimento del modello CF classico ha portato ad un cambio di nomenclatura per questi cluster centralmente densi, da CF clusters a *cool-core clusters* (CC), come suggerito da Molendi & Pizzolato (2001) [37]. Con l'avvento di immagini in alta risoluzione del *Chandra X-ray Observatory* è stato rivelato che gli ammassi cool-core non sono dinamicamente così rilassati come ad una prima impressione, è stato osservato piuttosto ICM altamente dinamico a causa di potenti jet provenienti da nuclei galattici attivi radio loud. Questi AGN radio loud sono stati trovati al centro di ogni CC cluster (Sun 2009 [38]), ed il loro effetti sull'ICM possono essere osservati direttamente attraverso bolle di grandi dimensioni all'interno del gas caldo (e.g. fig. 1.4), che appaiono essere gonfiate dai getti radio, i lobi radio coincidono molto spesso con queste cavità dell'ICM (e.g. Forman et al. 2007 [39], McNamara et al. 2005 [40]).

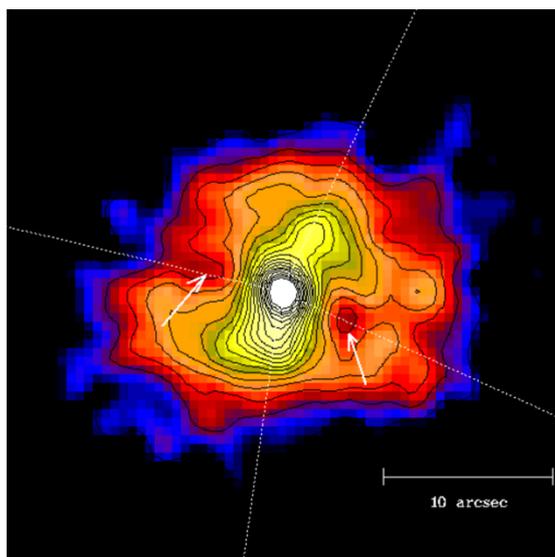


Fig. 1.4: Immagine X Chandra della regione centrale dell’ammasso RBS797, il primo ammasso distante ($z=0.35$) nel quale sono state scoperte due pronunciate X-ray cavities dalle dimensioni di $\sim 20kpc$. Schindler et al. 2001 [149].

La quantità di energia meccanica immessa da questi getti è sufficiente a compensare le perdite radiative dovute al raffreddamento, portando all’idea che un “feedback meccanico” possa essere il responsabile della prevenzione del raffreddamento incontrollato dell’ICM. Questo meccanismo prende il nome di *AGN feedback*: l’AGN viene rifornito dal cooling-flow che accresce il BH centrale, l’AGN outburst conseguente arresta il CF, il sistema si calma fino al ristabilirsi del CF ed il processo riprende (self-regulated feedback loop) (e.g. McNamara & Nulsen 2012, [41]).

Lo studio dei cool-core cluster è importante ai fini dello studio delle radio sorgenti diffuse, è infatti stato osservato da Giovannini, Tordi & Ferretti (1999, [42]) che i cluster ospitanti emissione radio diffusa sono ammassi privi di cool-core, questo fenomeno è caratteristico di ammassi in equilibrio viriale, c’è quindi una stretta anti-correlazione con fenomeni di merger.

Capitolo 2

Ammassi di Galassie in Banda Radio

L'interazione di elettroni relativistici con il campo magnetico (2.2) da origine all'emissione di sincrotrone (2.1) che è responsabile dell'emissione radio all'interno degli ammassi. Esistono due tipi di sorgenti nei cluster: quelle associate a singoli oggetti (2.3) e quelle diffuse ed estese (2.4), delle quali effettueremo una trattazione specifica e ne analizzeremo i diversi modelli teorici (2.7).

2.1 Emissione Di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta dal moto a spirale di elettroni relativistici in un campo magnetico. Le equazioni del moto relativistiche per una particella di massa m e carica q in un campo magnetico sono:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{q}{c} v \wedge B \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = q v \cdot E = 0 \quad (6)$$

dove γ è il fattore di Lorentz¹. L'equazione (5) implica che $\gamma = costante$ o $|v| = costante$, segue dunque che

$$m\gamma \frac{dv}{dt} = \frac{q}{c} v \wedge B$$

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

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} v_{\perp} \wedge B$$

¹ $\gamma \equiv \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ dove $\beta = \frac{v}{c}$

Ne segue che $v_{\parallel} = \text{costante}$, e dato che $|v| = \text{costante}$, anche $v_{\perp} = \text{costante}$. La soluzione di questa equazione è un moto circolare uniforme del moto proiettato sul piano normale, poiché l'accelerazione in tale piano è normale alla velocità e di modulo costante. La combinazione di questo moto circolare e uniforme lungo il campo è un *moto elicoidale* della particella. La curvatura dell'orbita risulta essere

$$r = \frac{mc}{qB} v_{\perp} \gamma$$

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

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

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

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

In unità c.g.s. risulta:

$$\begin{aligned} \nu_{syn} &\approx 6.27 \times 10^{18} (B \sin \theta) E^2 \approx 4.2 \times 10^6 (B \sin \theta) \gamma^2 \\ -\frac{dE}{dt} &\approx 2.37 \times 10^{-3} (B \sin \theta)^2 E^2 \approx 1.6 \times 10^{-5} (B \sin \theta)^2 \gamma^2 \end{aligned}$$

Elettroni di $\gamma \simeq 10^3 - 10^4$ all'interno di un campo magnetico $B \approx 1 \mu G$ emettono dunque in banda radio.

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

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

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

$$J_\nu \propto N_0 (B \sin \theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (8)$$

Dove

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

In conclusione, l'intensità dell'emissione è collegata alla frequenza dalla legge di potenza

$$J_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (9)$$

Dove α è l'indice spettrale, che tipicamente in sorgenti extragalattiche ha valore $\alpha \simeq 0.7 - 0.8$. L'indice spettrale è quindi una misura della dipendenza della densità del flusso radiante dalla frequenza, dall'eq.9 deriva:

$$\alpha(\nu) = \frac{\partial \log S_\nu(\nu)}{\partial \log \nu}$$

che può essere riscritta nella forma più funzionale:

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (10)$$

L'indice spettrale è una proprietà molto importante per lo studio delle sorgenti radio diffuse (per le quali tipicamente $\alpha \gtrsim 1$), per questo viene svolto un approfondimento sulle sue caratteristiche nel paragrafo 2.5.

2.2 Campi Magnetici

I tre metodi principali per il calcolo dei campi magnetici sono tramite il campo magnetico di equipartizione (2.2.1), la misura di rotazione (rotation measure RM) di Faraday (2.2.2) e tramite la misura dello scattering Compton con i fotoni della CMB (2.2.3). Nel paragrafo 2.2.4 verrà presentato il confronto fra i diversi metodi.

2.2.1 Equipartizione

Dalla radiazione di sincrotrone non è possibile derivare valori di campo magnetico. Una strada per stimare la forza del campo magnetico in una sorgente radio è quella di minimizzare la sua energia totale U_{tot} [43]. L'energia totale di una sorgente di sincrotrone dipende dall'energia delle particelle relativistiche (U_{el} : elettroni, U_{pr} : protoni) più l'energia di campo magnetico (U_B):

$$U_{tot} = U_{el} + U_{pr} + U_B$$

L'energia di campo magnetico contenuta in un sorgente di volume V è data da:

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \Phi V$$

Dove Φ è il filling factor (la frazione di volume occupata dal campo magnetico).
L'energia totale degli elettroni nel range $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$:

$$U_{el} = V \times \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} N(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = V N_0 \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \varepsilon^{-\delta+1} d\varepsilon$$

può essere espressa come funzione della luminosità di sincrotrone L_{syn} :

$$L_{syn} = V \times \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \left(-\frac{d\varepsilon}{dt} \right) N(\varepsilon) d\varepsilon = c_2 (B \sin \theta)^2 V N_0 \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \varepsilon^{-\delta+2} d\varepsilon$$

semplificando $V N_0$ e scrivendo ε_1 e ε_2 in termini di ν_1 e ν_2 :

$$U_{el} = c_2^{-1} c_1^{1/2} \bar{C}(\alpha, \nu_1, \nu_2) L_{syn} B^{-3/2} = c_{12}(\alpha, \nu_1, \nu_2) L_{syn} B^{-3/2}$$

dove $\sin \theta$ è stato preso uguale a 1 e

$$\bar{C}(\alpha, \nu_1, \nu_2) = \left(\frac{2\alpha - 2}{2\alpha - 1} \right) \frac{\nu_1^{(1-2\alpha)/2} - \nu_2^{(1-2\alpha)/2}}{\nu_1^{(1-\alpha)} - \nu_2^{(1-\alpha)}}$$

L'energia contenuta nelle particelle pesanti, U_{pr} , può essere collegata a U_{el} assumendo:

$$U_{pr} = k U_{el}$$

Così l'energia totale è espressa in funzione del campo magnetico:

$$U_{tot} = (1 + k) c_{12} L_{syn} B^{-3/2} + \frac{B^2}{8\pi} \Phi V$$

Per ottenere una stima del campo magnetico è necessario fare delle assunzioni su come l'energia sia distribuita fra i campi e le particelle. Una stima conveniente per l'energia totale è rappresentata dal suo valore minimo (fig. 2.1). Le condizioni perché si verifichi un valore minimo di energia è quando i contributi del campo magnetico e delle particelle relativistiche sono circa uguali:

$$U_B = \frac{3}{4} (1 + k) U_{el}$$

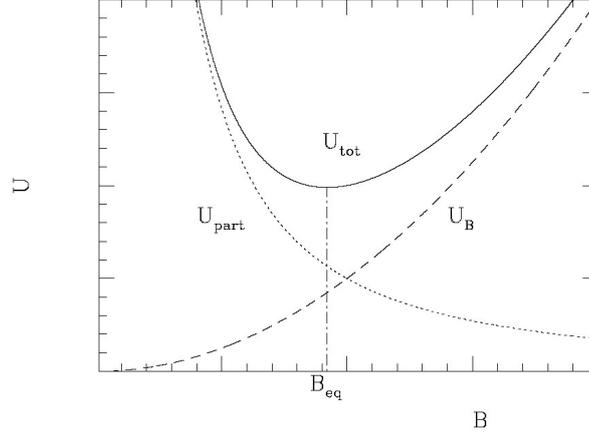


Fig 2.1: Contenuto energetico in una sorgente radio (espresso in unità arbitrarie): l'energia nel campo magnetico è $U_B \propto B^2$, l'energia per le particelle relativistiche è $U_{part} = U_{el} + U_{pr} \propto B^{-3/2}$. L'energia totale U_{tot} è al minimo quando i contributi del campo magnetico e delle particelle relativistiche sono approssimativamente uguali (condizione di equipartizione). Il campo magnetico corrispondente è comunemente chiamato campo magnetico di equipartizione B_{eq} .

Per queste ragioni il valore minimo dell'energia è noto come valore di equipartizione:

$$U_{tot}(min) = \frac{7}{4}(1+k)U_{el} = \frac{7}{3}U_B$$

Il campo magnetico per il quale il contenuto energetico è minimo è:

$$B_{eq} = (6\pi(1+k)c_{12}L_{syn}\Phi^{-1}V^{-1})^{\frac{2}{7}}$$

l'energia totale minima è:

$$U_{tot}(min) = c_{13} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{3/7} (1+k)^{4/7} \Phi^{3/7} V^{3/7} L_{syn}^{4/7}$$

e la densità di energia minima totale è:

$$u_{min} = \frac{U_{tot}(min)}{V\Phi} = c_{13} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{3/7} (1+k)^{4/7} \Phi^{-4/7} V^{-4/7} L_{syn}^{4/7}$$

dove $c_{13} = 0.921c_{12}^{4/7}$. Le costanti c_{13} e c_{12} dipendono dall'indice spettrale e dal range di frequenze.

Includendo la K-correction, assumendo $\Phi = 1$ ed esprimendo i parametri nelle unità comunemente usate, possiamo riscrivere la densità di energia minima di una radio sorgente in termini delle quantità osservate:

$$u_{min} \left[\frac{erg}{cm^3} \right] = \xi(\alpha, \nu_1, \nu_2) (1+k)^{4/7} (\nu_{0[MHz]})^{4\alpha/7} (1+z)^{(12+4\alpha)/7} \\ \times \left(I_0 \left[\frac{mJy}{arcsec^2} \right] \right)^{4/7} (d_{[kpc]})^{-4/7}$$

dove z è il redshift della sorgente, I_0 è la luminosità della sorgente alla frequenza ν_0 , d è lo spessore della sorgente e $\xi(\alpha, \nu_1, \nu_2)$ è una costante nota di cui esistono tabulati in funzione delle frequenze. I_0 può essere misurata direttamente dai contorni radio di un'immagine (per sorgenti abbastanza estese), oppure può essere ottenuta dividendo il flusso totale della sorgente con l'angolo solido a cui la sorgente sottende. Si ottiene così il campo magnetico di equipartizione:

$$B_{eq} = \left(\frac{24\pi}{7} u_{min} \right)^{1/2}$$

Bisogna però essere coscienti delle incertezze inerenti a questa determinazione del campo magnetico. Il valore di k , rapporto fra le energie dei protoni ed elettroni relativistici, dipende dai meccanismi che generano gli elettroni relativistici, che sono ancora scarsamente noti. Le incertezze sono legate anche al valore del filling factor Φ . Un altro parametro di difficile determinazione è l'estensione d della sorgente lungo la linea di vista.

2.2.2 Faraday Rotation Measure

Un altro modo per studiare i campi magnetici è attraverso l'analisi della Faraday Rotation della sorgente radio, che si verifica quando una radiazione polarizzata linearmente, come la radiazione di sincrotrone, viaggia attraverso un mezzo magnetizzato. Il piano di polarizzazione dell'onda viene ruotato di una quantità $\Delta\chi = RM\lambda^2$, dove RM è la rotation measure di Faraday. La RM dipende dalla densità elettronica $n_e \simeq 10^{-3} cm^{-3}$, dal campo magnetico lungo la linea di vista B_{\parallel} (μG) e dalla lunghezza del percorso lungo l'ammasso l (kpc). L'angolo di polarizzazione intrinseco Ψ_{int} verrà ruotato di un angolo $\Delta\Psi = \frac{1}{2}\Delta\phi$, risultando:

$$\Psi_{obs}(\lambda) = \Psi_{int} + \Delta\Psi = \Psi_{int} + \frac{e^3 \lambda^2}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl$$

che espresso in termini di rotazione di Faraday, RM:

$$\Psi_{obs}(\lambda) = \Psi_{int} + RM\lambda^2$$

dove:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl$$

in unità pratiche:

$$RM \left[\frac{rad}{m^2} \right] = 812 \int_0^L n_e [cm^{-3}] B_{\parallel} [\mu G] dl [kpc] \quad (11)$$

Per convenzione RM è positivo per un campo magnetico diretto verso l'osservatore. L'angolo del piano di polarizzazione Ψ_{obs} è una quantità osservabile, per cui la RM di una sorgente radio può essere ottenuta da un fit lineare dell'equazione (11). In generale l'angolo deve essere misurato per tre o più lunghezze d'onda differenti per rompere la degenerazione $n\pi$: $\Psi_{obs} = \Psi_{obs} \pm n\pi$.

Le prime dimostrazioni statistiche della rotazione di Faraday da sorgenti radio viste attraverso un ammasso furono presentate da Lawler & Dennison nel 1982 [44] per una dozzina di radio galassie, e da Vallée et al. per A2319 (1986, [45]). Un metodo investigativo è quello di assumere un modello semplice che suddivide la struttura del campo magnetico in più celle di taglia uniforme $\Lambda_c \sim 10 - 30 kpc$, con la stessa densità elettronica e forza di campo magnetico, ma con orientazioni di campo magnetico casuali. Per cui, considerando la media e la varianza di una distribuzione gaussiana di RM:

$$\langle RM \rangle = 0$$

$$\sigma_{RM}^2 = \langle RM^2 \rangle = 812^2 \Lambda_c \int B_{\parallel} n_e dl \quad (12)$$

$$\sigma_{RM} = 812 B_{\parallel} n_e L^{1/2} \Lambda_c^{1/2}$$

Considerando una distribuzione di densità che segua un profilo β :

$$n_e(r) = n_0 (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2}$$

la relazione per la dispersione di RM come funzione della distanza proiettata del centro del cluster r_{\perp} , è ottenuta integrando l'equazione (12):

$$\sigma_{RM}(r_{\perp}) = \frac{KBn_0 r_c^{1/2} \Lambda_c^{1/2}}{(1 + r_{\perp}^2/r_c^2)^{(6\beta-1)/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(3\beta - 0.5)}{\Gamma(3\beta)}}$$

dove Γ è la funzione gamma. La costante K dipende dal percorso di integrazione lungo la distribuzione di densità del gas: $K=624$, se la sorgente si trova completamente dietro l'ammasso, e $K=441$ se la sorgente si trova a metà strada dal centro dell'ammasso. Per cui, dal momento che il profilo di densità dell'ICM può essere ottenuto da osservazioni X, la forza del campo magnetico può essere stimata misurando σ_{RM} . Valori tipici della RM di origini galattiche sono dell'ordine di 10 rad m^{-2} per la maggior parte delle sorgenti, ma raggiungono valori fino a 300 rad m^{-2} per sorgenti a basse latitudini galattiche [46]. Le osservazioni conducono a campi magnetici di $\sim 2 - 8 \mu G$.

2.2.3 Effetto Sunyaev-Zel'dovich (SZ)

Come visto nel par. 1.3.1.1 i fotoni microonde 2.7K della radiazione cosmica di fondo (CMB) possono interagire per scattering compton con gli elettroni relativistici all'interno dei cluster. La distorsione dello spettro della CMB come risultato di questa interazione è nota come *effetto Sunyaev-Zel'dovich* (Sunyaev & Zel'dovich, 1972, [47]), nel quale vengono prodotti fotoni non termici nell'hard X (HXP) tramite scattering Compton con gli stessi raggi cosmici (CR) responsabili dell'emissione sincrotrone osservata in banda radio. La rivelazione di HXP non termici ed emissione radio prodotti dalla stessa popolazione di elettroni relativistici ci permette di stimare il campo magnetico intracluster. Seguendo le derivazioni fatte da Blumenthal & Gould (1970) [48], le equazioni per il flusso di sincrotrone f_{syn} alla frequenza ν_R ed il flusso dei raggi X compton f_C alla frequenza ν_X sono:

$$f_{syn}(\nu_R) = \frac{\Phi V}{4\pi D_L^2} \frac{4\pi e^3}{(m_e c^2)^\delta} N_0 B^{\frac{\delta+1}{2}} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{\frac{\delta-1}{2}} a(\delta) \nu_R^{-\frac{\delta-1}{2}}$$

$$f_C(\nu_X) = \frac{\Phi V}{4\pi D_L^2} \frac{8\pi^2 r_0^2}{c^2} h^{-\frac{\delta+3}{2}} N_0 (m_e c^2)^{1-\delta} (kT)^{\frac{\delta+5}{2}} F(\delta) \nu_x^{-\frac{\delta-1}{2}}$$

dove h è la costante di Planck, V il volume della sorgente moltiplicato per il filling factor Φ , D_L è la distanza di luminosità della sorgente, T è la temperatura della radiazione della CMB, r_0 è il raggio classico dell'elettrone, N_0 e δ sono l'ampiezza e l'indice spettale della distribuzione di energia degli elettroni $N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE$. I valori delle funzioni $a(\delta)$ e $F(\delta)$ per i diversi valori di δ si possono trovare in Blumenthal & Gould (1970) [48]. Il campo magnetico B può quindi essere stimato direttamente da queste equazioni:

$$B \propto \left(\frac{f_{syn}(\nu_R)}{f_C(\nu_X)} \right)^{\frac{2}{\delta+1}} \left(\frac{\nu_R}{\nu_X} \right)^{\frac{\delta-1}{\delta+1}}$$

dalla quale si ottengono valori di $\sim 0.1 - 0.3 \mu G$ (e.g. Fusco-Femiano et al. 2001, [49]). A confronto delle misure ottenute tramite l'equipartizione, questo metodo ha il grande vantaggio di usare solo osservabili. Tuttavia una modellazione più appropriata dello scattering Compton dovrebbe includere i) gli effetti dell'invecchiamento degli spettri elettronici, ii) il profilo radiale atteso del campo magnetico e iii) possibili anisotropie della distribuzione dell'angolo di lancio degli elettroni.

2.2.4 Confronto dei diversi metodi

Come riportato dalla tabella dell'articolo di Govoni & Ferretti (2004, [50]) (tab. 2.1), i diversi metodi disponibili per misurare il campo magnetico intracluster mostrano risultati abbastanza discrepanti. Le stime effettuate tramite RM sono circa di un ordine più alte rispetto a quelle ottenute dalle misure di emissione radio diffusa per sincrotrone ed emissione hard-X non termica. Questo può essere dovuto da diversi fattori. Per prima cosa i valori di equipartizione sono influenzati dalle assunzioni fisiche fatte, in secondo luogo, mentre le stime di RM danno una media pesata del campo lungo la linea di vista, l'equipartizione e lo scattering Compton considerano misure ottenute mediando su volumi molto più larghi. In più le discrepanze possono essere dovute ai profili spaziali del campo magnetico e della densità del gas entrambi non costanti lungo tutto il cluster, oppure possono essere dovute a compressioni, fluttuazioni e disomogeneità nel gas e nel campo magnetico per via della presenza di radio galassie o per la storia dinamica dell'ammasso.

Name	Method	Field strength (μG)	Location
Coma	Equipartition	0.45	radio halo
	Equipartition	0.55	radio relic
	Faraday Rotation	7	cluster center
	Faraday Rotation	0.2	cluster center (large scale)
	Inverse Compton	0.2	cluster average
A3667	Equipartition	1.5–2.5	NW relic
	Inverse Compton	≥ 0.4	cluster average
	Faraday Rotation	1–2	cluster center
	Faraday Rotation	3–5	NW relic
	Cold front	10	along the cold fronts

Tab. 2.1: Stime di campo magnetico derivate da diversi metodi nell'ammasso di Coma e A3667. Tabella 3 dell'articolo Govoni & Ferretti (2004) [50].

2.3 Sorgenti Radio Compatte

Le radiogalassie sono sorgenti di radiazione di sincrotrone associate tipicamente a galassie ellittiche o a quasar. Presentano in genere alcune caratteristiche standard: il *nucleo*, associato al core della galassia, è compatto e presenta uno spettro piatto; due *lobi* estesi di forma ellissoidale, simmetrici rispetto al centro della galassia, di dimensioni che variano dall'ordine del Kpc al Mpc; nelle regioni più esterne dei lobi possono essere rivelati degli *hotspot*, di estensione limitata, con una brillantezza superficiale convenzionalmente almeno 10 volte superiore rispetto le regioni circostanti; i *jets*, getti radio che rappresentano il collegamento tra il nucleo ed i lobi, costituiscono il canale lungo il quale energia, particelle relativistiche, campo magnetico e plasma termico sono immessi nei lobi. Ovviamente si osservano molte variazioni dello schema generale, variazioni dovute principalmente all'intensità dei fenomeni energetici che interessano il nucleo. La classificazione di Fanaroff & Riley (1974, [51]) cataloga le radiosorgenti descrivendo queste variazioni.

Esistono inoltre radio strutture che hanno forme complesse e distorte, nelle quali manca la simmetria, l'allineamento della doppia struttura standard delle radio galassie; questo avviene per l'interazione tra l'attività radio e l'ICM. Ne sono un esempio le galassie "a coda", che possono essere classificate in radiogalassie *narrow-angle-tailed* (NAT) e *wide-angle-tailed* (WAT). Le NAT sono caratterizzate da una forma ad "U" e da alte velocità, la spiegazione accettata, posta per primo da Miley et al (1972, [52]), è che si tratti di radio galassie convenzionali che si muovono ad alte velocità attraverso il gas statico intracluster: i lobi radio vengono decelerati dalla *ram pressure* dell'ICM.

Le WAT mostrano due lobi radio che danno origine ad una forma a "V", i due lobi radio o i getti non sono oppositamente allineati, ma formano un angolo. Sono solitamente associate a galassie cD, hanno una luminosità radio più elevata e si muovono più lentamente delle radiogalassie NAT. A causa delle loro basse velocità la ram-pressure esercitata dall'ICM non è sufficiente per piegare così tanto i getti, per cui Sparke (1983, [53]) ha suggerito che le radio sorgenti distorte associate a cD siano indice di un cluster in processo di collasso.

2.4 Sorgenti Radio Diffuse

La presenza di campi magnetici negli ammassi è dimostrata dall'esistenza di sorgenti di sincrotrone diffuse su larga scala, che non hanno nessuna apparente connessione con le singole galassie del cluster e sono per questo associate all'ICM. Queste sorgenti radio sono classificate come aloni radio (2.4.1), relitti (2.4.2) e mini-aloni (2.4.3) a seconda della loro morfologia e collocazione all'interno dell'ammasso. Gli aloni radio, i relitti ed i mini-aloni non sono fenomeni comuni nei cluster, come conseguenza del fatto che hanno una bassa brillantezza superficiale, dimensioni molto grandi ed uno spettro ripido. Nel paragrafo 2.5 verrà svolto un approfondimento sull'indice spettrale e sulla sua importanza per l'indagine dello spettro energetico delle particelle relativistiche, responsabili dei fenomeni di emissione radio diffusa.

2.4.1 Radio Halos (RHs)

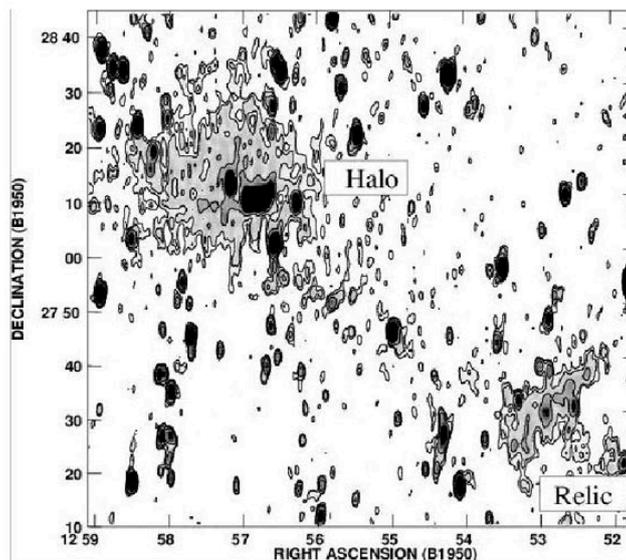


Fig 2.2: Immagine radio dell'ammasso di Coma a 90cm del telescopio WRST (Westerbork Synthesis Radio Telescope), con risoluzione (FWHM) di $55'' \times 125''$. Il RH Coma C è situato al centro dell'ammasso, il relitto 1253+275 è nella periferia del cluster. La scala dei grigi mostra l'intensità totale dell'emissione dai 2 ai 30 mJy/beam [150].

Gli *aloni radio* (o *radio halos*, RHs) sono l'espressione più spettacolare dell'emissione non termica degli ammassi di galassie. Sono sorgenti radio diffuse collocate al centro dell'ammasso dalla morfologia piuttosto regolare, non sono associate a controparti ottiche, ma, come anticipato, all'ICM.

Il prototipo di alone radio è Coma C (Fig. 2.2), la sorgente radio dell'ammasso di Coma, individuato per primo da Willson nel 1970 [54].

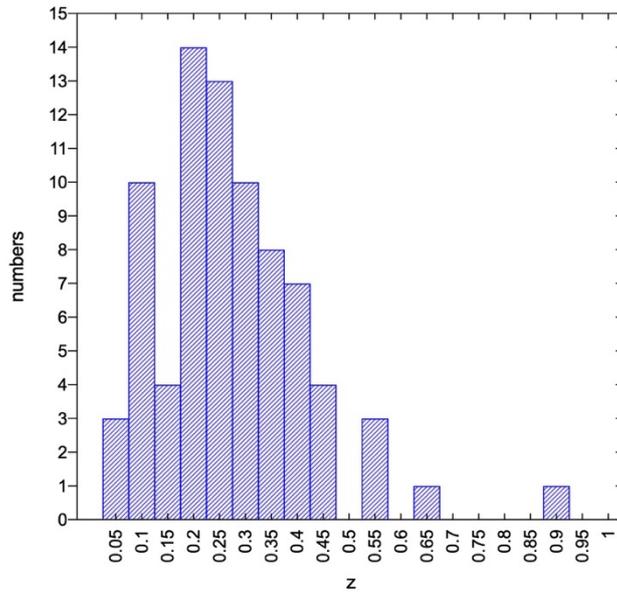


Fig 2.3: Istogramma della distribuzione degli ammassi noti con RH in funzione del redshift z (2019). I valori di z sono riportati in tabella 2.2.

Gli aloni radio presentano uno spettro ripido ($\alpha \approx 1.0 - 1.3$ con $J(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) e si estendono su scale del Mpc (0.3 – 3 Mpc). Hanno una luminosità tipica di $\sim 5 \times 10^{23} - 5 \times 10^{25} h^{-2}$ Watt/Hz a 1.4 GHz e sono caratterizzati da una bassa brillantezza superficiale ($\sim 1 - 0.1 \mu\text{Jy}/\text{arcsec}^2$ a 1.4 cm). La loro emissione non è polarizzata, o al più, presenta una polarizzazione molto bassa ($<10\%$), con le eccezioni di A2255 [55] e MACSJ0717.7+3745 [56]. Queste caratteristiche, insieme alle loro grandi dimensioni angolari, li rendono oggetti molto difficili da individuare. In Fig. 2.3 è riportata la distribuzione in redshift dei cluster con RH. La distribuzione è piuttosto omogenea fino a $z = 0.45$. Lo scarso numero di aloni oltre questo valore è probabilmente dovuto ai limiti di sensibilità e/o da effetti di selezione. Grazie a recenti miglioramenti strumentali sono stati trovati aloni di dimensioni di poche centinaia di Kpc, i quali presentano una correlazione con bassa dispersione fra la loro dimensione e la potenza radio totale, mostrando che gli aloni piccoli e giganti hanno le stesse proprietà ed appartengono alla stessa classe di oggetti. Ad oggi, gennaio 2019, sono noti 78 RHs, riportati in tabella 2.2.

2.4.1.1 Connessione radio-X

Diversamente dall'emissione termica in X, la presenza di emissione radio diffusa non è caratteristica degli ammassi di galassie, esiste però un'evidente correlazione con l'emissione in banda X: la probabilità di trovare emissione radio diffusa è

maggiore nei cluster in cui è presente una forte emissione in X. La ricorrenza degli Aloni nel campione della NVSS (NRAO² VLA³ Sky Survey) aumenta con la luminosità X dell'ammasso ospitante, raggiungendo ~25% nei cluster con $L_x > 5 \times 10^{44} \text{erg/s}$ [57]. Questo trend è stato confermato da un recente lavoro di Cassano et al. che hanno determinato che gli aloni sono presenti in ~30% del campione osservato, mentre gli ammassi contenenti aloni o relitti sono solo il 5% del campione totale, per questa correlazione è possibile trovare che $P_{1.4} \propto L_X^2$ [58]. Brunetti et al. (2009, [59]) hanno concluso che tale relazione è probabilmente legata allo stato dinamico degli ammassi; gli aloni radio sono associati ad ammassi dinamicamente disturbati. Inoltre, dal momento che luminosità X e massa sono correlati [60], la dipendenza fra la potenza radio $P_{1.4}$ e la luminosità può riflettere una relazione fra la potenza radio e la massa M dell'ammasso. Govoni et al. (2001) [61] hanno trovato la relazione $P_{1.4\text{GHz}} \propto M^{2.3}$, dove M è la massa gravitazionale totale entro il raggio di $3(H_0/50)^{-1} \text{Mpc}$.

2.4.1.2 Aloni e Merger

La prima analisi quantitativa sullo stato dinamico dei cluster è stata fatta da Buote (2001) il quale trovò che gli aloni radio più potenti appaiono solo nei cluster più lontani dallo stato virializzato [62]. Cassano et al. hanno recentemente confermato la correlazione fra aloni e merger fra cluster [63]. L'aspetto interessante è l'esistenza di cluster dinamicamente disturbati che non mostrano nessuna evidenza di RH, questa dicotomia non è stata ancora compresa. Potrebbe essere possibile che gli aloni più grandi siano presenti solo oltre una soglia di massa o temperatura.

² National Radio Astronomy Observatory

³ Very Large Array o Jansky VLA - Vedi par. 3.1.3

Tabella 2.2: January2019-Halo collection (published halos, Jan. 2019). La tabella è divisa in due gruppi, nel primo gruppo l'elenco degli Aloni noti fino al 2011 (Feretti et al, A&Arv 20, 54F (2012)), nel secondo gli aloni scoperti nel periodo sett2011-gen2019.

Name	Other Name	z	$S_{1.4GHz}$ [mJy]	$\log P_{1.4GHz}$ [W/Hz]	LLS Mpc	$L_x^{500}(10^{44})$ erg/s	Notes	Ref.
A209	MCXC J0131.8-1336	0.206	16.9	24.31	1.4	6.17		1
A399	1RXS J025750.7+13	0.0718	16	23.3	0.57	3.8	with A401	2
A401	MCXC J0258.9+1334	0.0737	17	23.34	0.52	6.52	with A399	3
A520	ZwCl 0451.6+0251	0.199	34.4	24.58	1.11	8.3		4
A521	MCXC J0454.1-1014	0.2533	5.9	24.05	1.17	8.47	1 relic	1
A523	MCXC J0459.1+0846	0.1036	59	24.17	1.3	1.07		5
A545	MCXC J0532.3-1131	0.154	23	24.16	0.89	5.55		3
A665	PLCK G149.73+34.6	0.1819	43.1	24.59	1.82	9.65		6
A697	MCXC J0842.9+3621	0.282	5.2	24.11	0.65	10.4		7
A746	ZwCl 0905.9+5143	0.232	18	24.58	0.85	3.68	1 relic	7
A754	MCXC J0909.1-0939	0.0542	86	23.77	0.99	2.21	1 relic	3
A773	ZwCl 0914.5+5156	0.217	12.7	24.23	1.25	7.95		4
A781	ZwCl 0917.7+3041	0.3004	20.5	24.77	1.6	4.6	1 relic	8
A851	MCXC J0943.1+4659	0.4069	3.7	24.33	1.08	5.04		1
A1213	ZwCl 1115.2+3013	0.0469	72.2	23.56	0.22	0.1	Cole Core?	1
A1300	MCXC J1131.9-1955	0.3072	20	24.78	1.3	13.73	1 relic	9
A1351	MCXC J1142.5+5832	0.3224	39.6	25.12	0.84	5.47		1
A1656	ZwCl 1257.1+2806	0.0231	530	23.8	0.83	3.99	1 relic	10
A1689	MCXC J1311.5-0120	0.1832	9.9	23.96	0.73	12		11
A1758a	ZwCl 1330.4+5047	0.279	16.7	24.6	1.51	7.09		1
A1914	MCXC J1426.0+374	0.1712	64	24.71	1.28	10.42		3
A1995	MCXC J1452.9+5802	0.3186	4.1	24.13	0.83	8.83		1
A2034	MCXC J1510.1+3330	0.113	13.6	23.64	0.61	3.81	1 relic	1
A2163	PLCK G006.78+30.4	0.203	155	25.26	2.28	22.73	1 relic	12
A2218	MCXC J1635.8+6612	0.1756	4.7	23.6	0.38	5.77		6
A2219	MCXC J1640.3+4642	0.2256	81	25.08	1.72	12.19		3
A2254	ZwCl 1715.5+1944	0.178	33.7	24.47	0.89	4.55		4
A2255	RX J1712.5+6403	0.0806	56	23.94	0.9	2.64	1 relic	13
A2256	ZwCl 1653.9+7856	0.0581	103.4	23.91	0.81	3.75	1 relic	14
A2294	MCXC J1723.7+8553	0.178	5.8	23.71	0.54	3.9		1
A2319	MCXC J1921.1+4357	0.0557	153	24.04	1.02	8.46		15
A2744	MCXC J0014.3-3023	0.308	57.1	25.24	1.89	12.86	1 relic	4
A3562	MCXC J1333.6-3139	0.049	20	23.04	0.28	1.57		16
RX J0107.8+5408	ZwCl 0104.9+5350	0.1066	55	24.26	1.1	5.42		7
CL0016+16	MCXC J0018.5+1626	0.5456	5.5	24.81	0.96	19.6		6
CL0217+70		0.0655	58.6	23.74	0.74	0.63	2 relics	17
1E0657-56	MCXC J0658.5-5556	0.296	78	25.33	2.1	22.59	bullet cluster	18
MACSJ0717.5+3745	MCXC J0717.5+3745	0.5458	118	26.2	1.5	24.46		19
RXCJ1314.4-2515	MCXC J1314.4-2515	0.2439	20.3	24.55	1.6	10.75	2 relics	20
RXCJ1514.9-1523	MCXC J1514.9-1523	0.22	10	24.23	1.5	7.2		21
RXCJ2003.5-2323	MCXC J2003.5-2323	0.3171	35	25.09	1.4	9.12		22
A800	RX J0928.6+3747	0.2223	10.6	24.19	1.28	2.72		23
A1132	MCXC J1058.4+5647	0.1369		1.66	0.65	4.4	USSRH	24
A1550	1H 1227+479	0.254	7.7	24.18	1.41	3.32		23
CL1446+26N		0.37	7.7	24.56	1.22			23
A1443 (c)	ZWCl 1158.9+2323	0.27	11	24.43	1.1	4.89	1 relic	25
A1451	MCXC J1203.2-2131	0.1994	5.4	23.81	0.75	6.61	1 relic	26

A1682 (c)	MCXC J1306.9+4633	0.226	0.9	23.19	0.3	5.13	1 relic	27
A1758S	ZwCl 1330.4+5047	0.279	3.1	23.89	1.6	4.18	1 relic	28
A2061 (c)	MCXC J1521.2+3038	0.0784	16.9	23.43	1.7	1.88	1 relic	29
A2065 (c)	ZwCl 1520.0+2748	0.0726	33	23.64	1.1	2.12		29
A2069 (c)	ZwCl 1522.3+3005	0.116	28.8	24	2.8	4.26		29
A2142 (c)	ZwCl 1556.2+2725	0.0909	64	24.11	2.2	10.69		29
A2552 (c)	ZwCl 2309.2+0324	0.305	1.5	23.68	0.6	10.42		30
A2261	MCXC J1722.4+3208	0.224	4.4	23.84	1.2	11.89		31
A2390	ZwCl 2151.3+1727	0.228	16.8	24.47	0.8	14.81		31,38
A3411	MCXC J0841.9-1729	0.1687	4.8	23.6	0.9	4.07	1 relic	32
A3888	MCXC J2234.5-3744	0.151	27.6	24.26	0.99	6.38		33
CL 1821+643	PSZ1G094.00+27.41	0.299	14.3	25.65	0.89	13.18	Cool Core	34
MACSJ0949.8+1708	MCXC J0949.8+1707	0.3826	3.1	24.24	1.04	14.9		35
MACSJ0416.1-2403	1RXS J041609.9-2403	0.396	1.75	24.06	0.65	8.11		47
MACSJ0417.5-1154	MCXC J0417.5-1154	0.44	13	25.05	1.02	29.1		36
MACSJ0553.4-3342	RXC J0553.4-3342	0.431	9.2	24.84	1.3	17		37
MACSJ1149.5+2223	MCXC J1149.5+2224	0.544	1.2	24.4	1.3	14.47	2 relic	37
MACSJ1752.0+4440	RXC J1752.0+4440	0.366	23.3	25.07	1.65	8	2 relic	37
MACSJ2243.3-0935	MCXC J2243.3-0935	0.447	3.1	24.5	0.92	11.56	1 relic	39
Z5247	MCXC J1234.2+0947	0.229	1.9	23.54	0.93	3.57		30
Toothbrush	1RXS J0603.3+4214	0.225	35.4	24.83	1.88	9.12	3 relic	40
CIZAJ1938.3+5409	MCXC J1938.3+5409	0.26	1.9	23.56	0.72	7.96		35
Sausage	CIZAJ2242.8+5301	0.192	42.4	24.54	1.8	3.77	4 relic	38
El gordo	ACT-CL J0102-4915	0.87	10.7	25.65	1.1	35.5	3 relic	38
ACT-CLJ0256.5+00	MCXC J0256.5+0006	0.363	2.1	23.99	0.8	3.66		41
PLCKG147.3-16.6		0.645	2.5	24.71	0.9	7.16		42
PLCKG171.9-40.7		0.27	18	24.7	1	11.28		43
PLCKG285.0+23.7		0.39	2.94	24.24	0.74	16.91		44
PLCKG287.0+32.9		0.39	8.8	25	1.32	17.2	2 relic	45
PSZ1G108.18-11.53		0.335	6.7	24.45	0.85		2 relic	46

Col.1: Cluster Name; Col.2 Other cluster name (utile per RA DEC J000); Col.3: redshift; Col.4: Flusso a 20cm; Col.5: Log della Potenza a 20cm; Col.6: Radio Largest Linear Size estimated at 3σ noise level; Col.7: X-ray luminosity misurata entro R_{500} dal catalogo MXCX o in letteratura entro la banda 0.1-2.4 keV; Col.8: Note, presenza di altra emissione radio diffusa o cool core cluster; Col.9: References for radio data and X-ray data. **1)** Giovannini et al. A&A, 507, 1257 (2009) **2)** Murgia et al. A&A 509, 86 (2010) **3)** Bacchi et al. A&A, 400, 465 (2003) **4)** Govoni et al. A&A, 376, 803 (2001) **5)** Giovannini et al. A&A, 530, 5 (2011) **6)** Giovannini et al. New Astronomy, 5, 335 (2000) **7)** van Weeren et al. A&A 533, 35 (2011) **8)** Govoni et al. A&A, 529 69 (2011) **9)** Reid et al. MNRAS, 302, 571 (1999) **10)** Kim et al. ApJ, 355, 29 (1990) **11)** Vacca et al. A&A , 535, A82 (2011) **12)** Feretti et al. A&A 373, 106 (2001) **13)** Govoni et al. A&A, 430, L5 (2005) **14)** Clarke et al. AJ, 131, 2900 (2006) **15)** Feretti et al. New Astronomy, 2, 501 (1997) **16)** Venturi et al. A&A 402, 913 (2003) **17)** Brown et al. ApJ 727, 25 (2011) **18)** Liang et al. ApJ, 544, 686 (2000) **19)** Bonafede et al. A&A 503, 707 (2009) **20)** Feretti et al. A&A, 444, 157 (2005) **21)** Giacintucci et al. A&A, 534, 57 (2011) **22)** Giacintucci et al. A&A, 505, 45 (2009) **23)** Govoni et al. A&A 545A, 74G (2012) **24)** Wilber et al. MNRAS, 473, 3536W (2018) **25)** Bonafede et al. MNRAS 454, 3391B (2015) **26)** Cuciti et al. A&A 609A, 61C (2018) **27)** Venturi et al. JApA 32, 501V (2011) **28)** Botteon et al. MNRAS 478, 885B **29)** Farnsworth et al. ApJ 779, 189F (2013) **30)** Kale et al. A&A 579A, 92K (2015) **31)** Sommer et al. MNRAS 466, 996S (2017) **32)** van Weeren et al. ApJ 769, 101V (2013) **33)** Shakouri et al. MNRAS 459, 2525S (2016) **34)** Bonafede et al. MNRAS 444L, 44B (2014) **35)** Bonafede et al. MNRAS.454.3391B (2015) **36)** Parekh et al. MNRAS 464, 2752P (2017) **37)** Bonafede et al. MNRAS 426, 40B **38)** Yuan et al. ApJ 813, 77Y (2012) **39)** Cantwell et al. MNRAS 458, 1803C (2016) **40)** van Weeren et al. A&A 546A, 124V (2012) **41)** Knowles et al. MNRAS 459, 4240K (2016) **42)** van Weeren et al. 2014ApJ, 781L, 32V (2014) **43)** Giacintucci et al. 2013ApJ 766, 18G (2013) **44)** Martinez Aviles et al. A&A 595A, 116M (2016) **45)** Bonafede et al. 2014 ApJ 785, 1B (2014) **46)** de Gasperin et al. MNRAS 453, 3483D (2015) **47)** Ogrea et al. ApJ 812, 153O (2015).

2.4.2 Relics

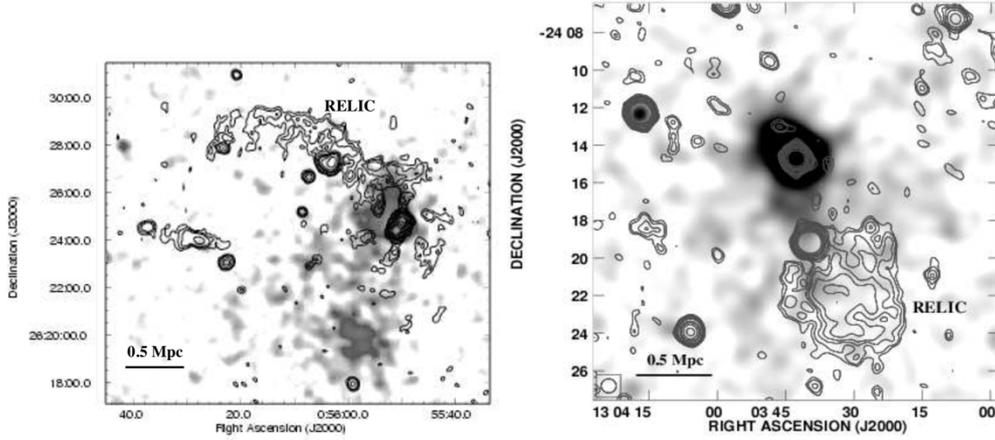


Fig 2.4: Relitti radio negli ammassi: *Pannello Sinistro:* A115 ($z=0.197$), di classe morfologica elongated, si estende dal centro del cluster fino alla periferia, probabilmente per effetti di proiezione. *Pannello destro:* A1164 ($z=0.128$), mostra una struttura diffusa di tipo roundish. In entrambi i pannelli l'emissione radio è ottenuta con il VLA a 20cm rappresentata dai contorni, la scala dei grigi sotto-impresa si riferisce all'emissione X rilevata da ROSAT PSPC [61].

I relitti sono sorgenti diffuse estese simili agli aloni radio per bassa brillantezza superficiale, grandi dimensioni ($\gtrsim 1\text{Mpc}$) ed uno spettro ripido ($\alpha \gtrsim 1$), ma a differenza dei RH si trovano nelle periferie degli ammassi e sono fortemente polarizzati ($\sim 20 - 30\%$). Il prototipo per questa classe è il relitto 1253+275 mostrato in fig. 2.2. Il relitto Coma e la maggior parte dei relitti mostrano una struttura radio allungata, con l'asse maggiore approssimativamente perpendicolare alla direzione del centro del cluster altri invece mostrano una forma più tondeggiante. Per questo motivo i relitti possono essere suddivisi in due sottoclassi morfologiche, *elongated* e *roundish* (e.g. fig. 2.4).

Come per gli aloni esiste una correlazione fra la potenza radio dei relitti e la luminosità X: $P_{1.4} \propto L_X^{1.2}$.

2.4.2.1 Relitti elongated

La morfologia dei relitti elongated è in buon accordo con i modelli che predicono che queste sorgenti siano legate a shock su larga scala generati durante eventi di merger. Questi shock espandendosi ad alte velocità (Mach number $\mathcal{M} \sim 1 - 3$) possono accelerare elettroni ad alte energie e comprimere i campi magnetici, dando

origine a regioni che emettono per sincrotrone. Questa teoria è in accordo con gli indici spettrali osservati e le proprietà di polarizzazione, e spiegherebbe la posizione e la forma di queste sorgenti [64]. Questa classe di relitti ha un indice spettale α nel range 1 – 1.6, con una media di 1.3.

2.4.2.2 Relitti roundish

I relitti roundish hanno una struttura più regolare e rotondeggiante, che ad alte risoluzioni si risolve in sottostrutture filamentari. Una prima interpretazione potrebbe essere che queste sorgenti non siano altro che relitti elongated visti face-on. Questa ipotesi però è statisticamente inconsistente, dal momento che i relitti elongated si trovano in numero molto maggiore perché si tratti solo di un effetto di proiezione. A causa della vicinanza di questa classe di relitti ad AGN, un'altra ovvia interpretazione è che queste sorgenti siano vecchi lobi radio generati dall'attività dell'AGN non più visibile [65]. Un'altra possibile spiegazione per queste sorgenti è fornita da Mathews & Brighenti [66], che, nei loro studi della connessione fra cavità X e lobi radio (par. 1.3.6) suggeriscono che bolle radio, spinte nel gas del cluster da una radio galassia, procedano per buoyancy (galleggiamento) e si espandano verso le regioni esterne, dove i raggi cosmici impattando darebbero origine a piccoli relitti nei pressi dell'AGN.

I relitti roundish hanno un indice spettale α in un range più ampio rispetto agli elongated, $\alpha \approx 1.1 - 2.9$, con una media di 2.0.

2.4.3 Mini-halos

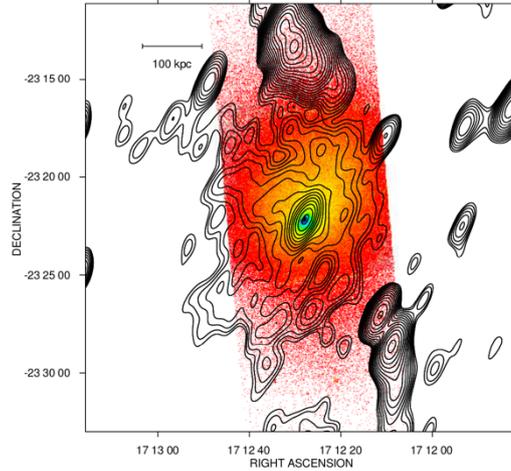


Fig 2.5: Contorni VLA a 1.4 GHz del mini alone in Ophiuco sovrapposti all'emissione X di Chandra. La risoluzione dell'immagine radio è $91.4'' \times 40.4''$. Il primo livello di contorno è a 0.3 mJy/beam ed i seguenti sono spaziati di un fattore $\sqrt{2}$. Immagine presa tratta da F. Govoni et al., 2009 [151].

Alcuni cluster rilassati e con cool-core mostrano segni di emissione radio diffusa che si estende ben oltre la radio galassia dominante il centro dell'ammasso. I *mini-aloni* si estendono su scale moderate ($\simeq 500$ kpc) ed hanno, in comune con aloni e relitti, una bassa brillantezza superficiale ed uno spettro ripido. La sorgente radio diffusa nell'Ophiuco mostrata in fig. 2.5 è un esempio di mini-halo. I mini-aloni sono spesso considerati una piccola versione degli aloni, ma la loro classificazione è più complessa. Dal momento che è stata trovata una correlazione fra la potenza radio ed il cooling rate, Gitti et al. [67] hanno suggerito che queste sorgenti radio siano originate dalla ri-accelerazione di elettroni relativistici dovuta alle turbolenze MHD e dall'energia fornita dalle regioni cool-core. Tramite il loro studio sul mini-alone di Perseo, hanno mostrato che una compressione isotropa del campo magnetico riproduce il profilo di brillantezza superficiale osservato e tutto lo spettro di sincrotrone. Questo modello è stato applicato con successo al mini-alone del cluster A2626 [68], D'altro canto Soker & Sarazin hanno mostrato che tale compressione non è applicabile al mini-alone di Perseo [69]. Le analisi del mini-alone presente nel cluster più luminoso in X, RXJ1347.5- 1145 [70], hanno suggerito che un ulteriore supporto di energia potrebbe essere fornito da sub-cluster merger, che però non sono stati in grado di distruggere il cool core. Pfrommer and Enßlin [71] hanno discusso la possibilità che gli elettroni relativistici nei mini-aloni siano prodotti dall'interazione fra i protoni dei raggi cosmici con i protoni dell'ambiente.

2.5 Indice spettrale α

Gli indici spettrali ripidi (eq.10, paragrafo 1.4.1) solitamente osservati in sorgenti radio diffuse ($\alpha \gtrsim 1$) sono indicativi di un invecchiamento delle particelle emittenti. L'irripidirsi dello spettro degli elettroni (*spectral steepening*) è il risultato diretto delle loro perdite via Compton-sincrotrone. L'evoluzione nel tempo di una regione che emette per sincrotrone riempita da plasma relativistico magnetizzato è regolata dall'equazione di continuità delle particelle:

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial E}{\partial t} N(E, t) \right) + \frac{N(E, t)}{T_{conf}} = Q(E, t) \quad (13)$$

dove il primo termine indica il flusso di particelle, il secondo le perdite di energia, il terzo la fuoriuscita entro il tempo di confinamento T_{conf} ed il quarto l'immissione di particelle.

1) Se i raggi cosmici sono prodotti in un singolo evento, $N(E, 0) = N_0 E^{-\delta}$ e $Q(E, t) = 0$ ($t \neq 0$): le particelle con energie più alte soffrono maggiormente di perdite radiative rispetto alle particelle con energie minori ($-dE/dt \propto E^2 B^2$, Eq.7), quindi lo spettro diventa più ripido a causa del minor tempo di perdita di energia degli elettroni ad alta energia. Come conseguenza lo spettro di sincrotrone cade rapidamente verso zero oltre una certa frequenza di break ν^* , che con il tempo si sposta gradualmente verso frequenze più basse (fig. 2.6, pannello centrale); la frequenza di break è quindi legata all'età degli elettroni radiativi, ν^* più basse indicato elettroni più vecchi.

Se invece le particelle sono ri-accelerate e/o continuamente ri-immesse, lo spettro energetico delle particelle relativistiche potrebbe assumere forme più complesse.

2) Immissione di nuove particelle, con tasso di immissione: $Q(E, t) = A E^{-\delta}$. Quando il tempo di confinamento è estremamente grande si ottiene l'equilibrio tra le particelle in via di estinzione e quelle rinnovate ad una data energia (corrispondente ad una particolare frequenza, e quindi ad un tempo caratteristico), una soluzione dell'equazione di continuità (eq.13) è:

- Per $\nu < \nu^*$ lo spettro rimane inalterato: l'indice spettrale è $= \alpha$
- Per $\nu > \nu^*$ lo spettro diventa più ripido di 0.5: l'indice spettrale è $= \alpha + 0.5$

L'andamento è illustrato nel pannello destro di figura 2.6. Ogni spettro radio che mostra un *cutoff* è quindi evidenza dell'invecchiamento delle particelle emissive.

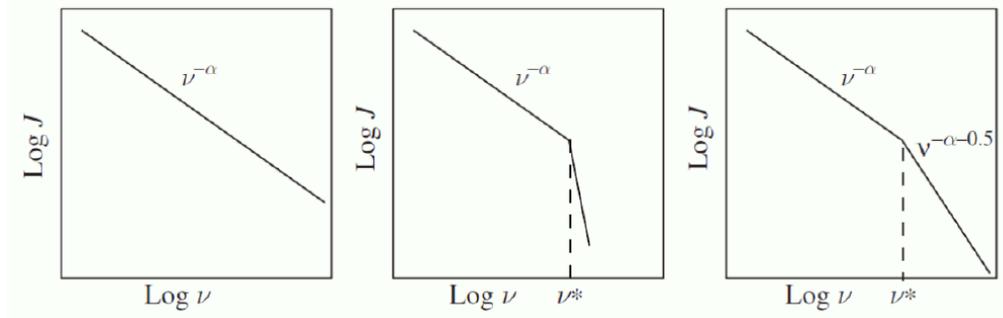


Fig 2.6: I tre grafici riassumono i possibili andamenti di uno spettro di sincrotrone (in ascissa il logaritmo della frequenza ν [Hz], in ordinata il logaritmo della densità di flusso elettromagnetico J [Jy]). *Pannello sinistro:* spettro di sincrotrone standard. *Pannello centrale:* spettro di sincrotrone invecchiato, la frequenza di break ν^* è legata all'età della sorgente. *Pannello destro:* spettro invecchiato con immissione di nuovi elettroni, ν^* è legata al tempo dell'ultima immissione di nuove particelle.

Studi sull'indice spettrale delle sorgenti radio diffuse possono quindi dare indizi importanti sullo spettro energetico degli elettroni relativistici e sulla distribuzione del campo magnetico, per via della dipendenza dell'emissività di sincrotrone dall'intensità di campo magnetico (Eq.8) [72]. Negli ultimi anni sono stati quindi dedicati molti sforzi alle osservazioni multifrequenza di aloni radio, al fine di ottenere determinazioni sempre più accurate dello spettro radio integrato e, possibilmente, mappe di indice spettrale spazialmente risolte. Gli indici spettrali degli aloni radio sono però ancora poco conosciuti. La difficoltà nello studio degli spettri sono:

- i) Solamente in pochi casi gli spettri sono ottenuti con più di tre misure di densità di flusso a frequenze differenti, $\sim 20\%$ secondo il campione raccolto per il lavoro di questa tesi. La sensibilità richiesta per studiare i RHs in multifrequenza è molto ampia, da $\sim \text{mJy} - \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$, nel range dai MHz ai GHz.
- ii) Per la maggior parte delle sorgenti la frequenza più alta disponibile è 1.4GHz ($\sim 82\%$, dati della tesi, gennaio 2019), per questo è difficile verificare la presenza di uno *spectral steepening*, cruciale per discriminare fra i diversi modelli di ri-accelerazione.

In pochi casi è stato rilevato uno spectral steepening nello spettro di RHs ad alte frequenze, come nel caso del Coma Cluster in figura 2.7 pannello sinistro, Thierbach et al. 2003 [73] (altri casi: A2319 [74], A754 [75], A3562 [76] e A1914, par.4.1.1).

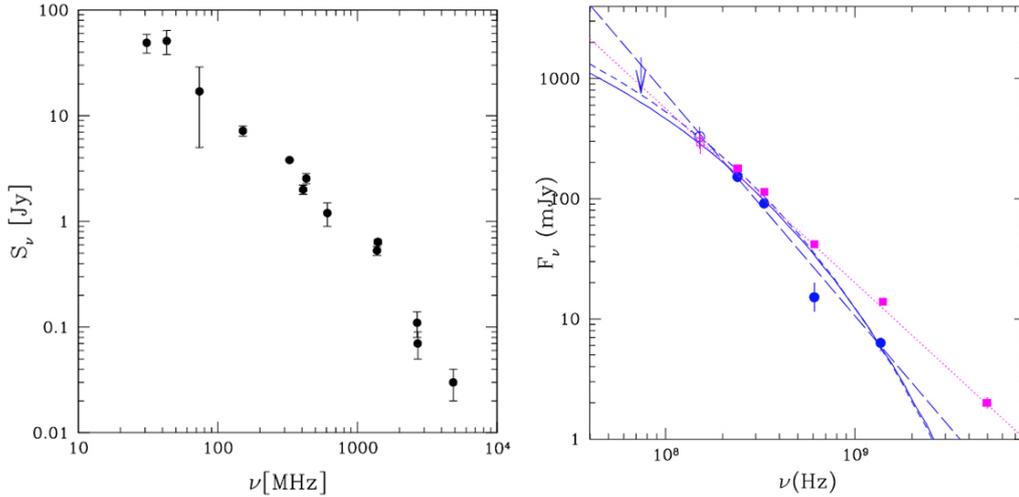


Fig 2.7: *Pannello sinistro:* Spettro dell’alone radio nell’ammasso di Coma (Coma C). Si nota chiaramente che lo spettro diventa più ripido a $\nu > 1$ GHz (Thierbach et al. 2003 [73]). *Pannello destro:* spettri integrati dell’alone (blu) e del relitto (magenta) in A521. Blu: i cerchi vuoti indicano il flusso a 153MHz del GMRT (Macario et al. [82]) mentre i cerchi pieni rappresentano misure a 74, 240, 330, 610 MHz (Brunetti et al. [80]) e 1.4GHz (Dallacasa et. al [81]).

Giovannini et al. (2003) e Feretti et al. (2004) hanno evidenziato casi in cui l’indice spettrale diventa più ripido all’aumentare della distanza dal centro del cluster, è stato osservato nel RH di Coma [77], di A665 e A2163 [78]. Altri lavori invece hanno mostrato come i RHs in A2744 e A2219 hanno un indice spettrale medio su tutto l’ammasso che non mostra segni di steepening radiale, ma con una struttura disomogenea (Orrù et al. 2007 [79]). Ad oggi è sempre più chiaro che non esiste uno “spettro tipico” per gli aloni radio, e che c’è una dispersione considerevole fra i valori di indice spettrale.

All’inizio del capitolo 4 sarà presentato un caso di cambio di pendenza dello spettro del RH in A1914; l’analisi è stata condotta su dati noti in letteratura al fine di indagare metodi di regressione lineare per determinare l’indice spettrale.

2.5.1 Ultra-steep spectrum radio halos (USSRHs)

La maggior parte dei RHs conosciuti ad oggi sono stati trovati tramite survey come la NRAO VLA Sky Survey (NVSS) a 1.4GHz e la Westerbork Northen Sky Survey (WENSS) a 610MHz, che hanno condotto alla scoperta di sorgenti relativamente brillanti a frequenze del GHz, con indici spettrali tipicamente nel range 1.2-1.4. La GMRT (Giant Metrewave Radio Telescope) Radio Halo Survey, circa 5 volte più

sensibile rispetto la NVSS, ha permesso il rilevamento di sorgenti più deboli, ed ha condotto alla scoperta di una “nuova popolazione” di RHs, con spettri molto ripidi (*ultra steep spectrum radio halos*, USSRHs) alle frequenze del GHz, e.g. A521 è stato il primo alone trovato con indice spettrale $\alpha \sim -2$, pannello destro figura 2.7 (Brunetti et al. 2008 [80], Dallacasa et al. 2009 [81] e Macario et al. 2013 [82]). La scoperta degli USSRHs sta aprendo una nuova finestra sulla comprensione delle origini dei RHs e la loro connessione coi merger. Una delle conseguenze dei modelli di ri-accelerazione (vedi par. 2.7) è la dipendenza della frequenza di cut-off ν^* dai processi di ri-accelerazione durante i cluster mergers: ri-accelerazioni meno efficienti spostano ν^* verso frequenze via via più basse. Un’applicazione dei modelli di ri-accelerazione turbolenta (Cassano, 2010 [83]) mostra che ci si aspetta una popolazione di USSRHs come conseguenza di merger meno energetici e/o cluster meno massivi. Questi risultati suggeriscono che gli spettri degli aloni potrebbero racchiudere informazioni chiave per la comprensione dei processi dinamici in gioco negli ammassi che li ospitano.

2.6 Campi magnetici cosmici

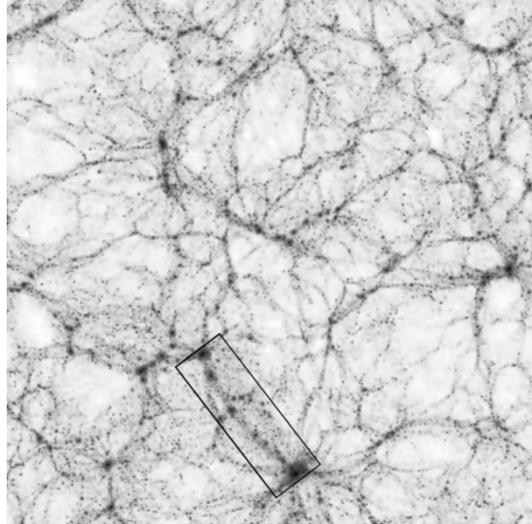


Fig 2.8: Esempio di filamenti intergalattici (cosmic web) dalla GIF simulation. L'immagine riprende una fetta di spessore $10h^{-1}\text{Mpc}$, nella box sono ripresi due cluster collegati da un filamento intergalattico [152].

Le teorie cosmologiche e le simulazioni predicono che i galaxy cluster sono connessi da filamenti intergalattici lungo i quali accrescono la loro massa (fig. 2.8). Gli shocks provocati dalla caduta di materia dentro e lungo i filamenti dovrebbero accelerare le particelle, le quali potrebbero emettere per sincrotrone se fossero presenti campi magnetici cosmici. Tentativi di osservare emissione radio diffusa al di là degli ammassi, quindi nelle regioni più rarefatte dello spazio, hanno mostrato buone possibilità nel rilevare questa radiazione diffusa. Sono state inoltre scoperti ponti diffusi di emissione radio fra aloni e relitti (e.g. Coma [84]). Nel cluster Coma Kronberg et al. [85] hanno osservato una nuvola radio che circonda sia l'alone che il relitto estendendosi per $\sim 4\text{ Mpc}$, è la struttura di plasma che emette per sincrotrone più grande attualmente osservata. Nella maggior parte dei casi però l'origine di queste strutture rimane ambigua: i candidati includono filamenti cosmologici, proto-cluster non evoluti in processo di formazione, o detriti su larga scala vicino a merging clusters. In ogni caso i dati indicano l'esistenza di campo magnetico intergalattico 3-5 volte più esteso di quello associato all'ICM. La misura di questo campo magnetico estremamente debole è un compito difficile, fino ad ora sono stati posti dei limiti superiori usando diverse tecniche, come la RM di emissione radio proveniente da quasar distanti [86] o dagli effetti del campo magnetico sulle anisotropie della CMB [87]. Da osservazioni Fermi i limiti inferiori sono dell'ordine di $10^{-9}\mu G$ e riempirebbero circa il 60% dello spazio [88].

2.7 Modelli Fisici

Sulla base dei risultati osservativi riassunti in tabella 2.3, possiamo studiare uno scenario di formazione per le sorgenti radio diffuse. Le attuali teorie sull'origine delle componenti non termiche dei galaxy cluster saranno la base di partenza per i nuovi studi osservativi con la prossima generazione di radio telescopi.

Emission Type	Position	Size	α	Polarisation
Halo	Centrally peaked	\gtrsim Mpc	$\gtrsim 1$	$< few\%$
Giant Relic	Peripheral	\sim Mpc	$\gtrsim 1$	$\sim 10 - 30\%$
Mini Halo	Centrally peaked	$\lesssim 0.5$ Mpc	$\gtrsim 1.5$	$< few\%$
AGN Relic	Close to the host galaxy	$few \times 10$ Kpc	$\gtrsim 1.5$	$\lesssim 20\%$

Tabella. 2.3: riassunto delle caratteristiche principali delle diverse fonti di emissione radio diffusa; il tipo di emissione, la sua posizione all'interno del cluster, le dimensioni, l'indice spettrale α e la percentuale di polarizzazione.

Gli Aloni ed i relitti sono le sorgenti radio più spettacolari negli ammassi, e, come detto in precedenza, il loro spettro di sincrotrone indica la presenza di raggi cosmici (cosmic rays, CR) che ruotano attorno alle linee del campo magnetico congelato nell'ICM (2.7.1). È stato mostrato da Völk et al. [89] che gli elettroni relativistici all'interno di aloni e relitti (con $\gamma \sim 1000 - 5000$) hanno tempi di diffusione che sono maggiori del tempo di Hubble. Per questo potrebbero essere semplicemente diffusi su tutta la scala del cluster da uno o più AGN. Tuttavia lo spettro radio ripido di queste sorgenti indica una durata della vita inferiore per le particelle ($\sim 10^8$ yr) che perdono energia non solo per via dell'emissione di sincrotrone, ma anche per l'interazione con i fotoni della CMB (scattering compton) e con l'ICM (interazioni coulombiane ed emissione di Bremsstrahlung). La *lifetime* radiativa τ di un leptone con un fattore di Lorentz $\gamma < 10^8$ è approssimativamente dato da (e.g. Meisenheimer et al. 1989 [90]):

$$\tau \approx 2 \times 10^{12} \gamma^{-1} \left[(1+z)^4 + \left(\frac{B}{3.3 \mu G} \right)^2 \right]^{-1} \text{ years} .$$

Dal momento che la velocità di diffusione attesa per gli elettroni relativistici è dell'ordine di 100 Kms^{-1} (velocità di Alfvén), la vita radiativa degli elettroni è troppo breve per permettere la diffusione delle particelle sulle scale del Mpc proprie delle sorgenti radio diffuse, questo prende il nome di *diffusion problem*. Esclusa

l'ipotesi che elettroni relativistici siano prodotti localmente, si ricercano meccanismi di ri-accelerazione delle particelle *in situ*. Sono state proposte due classi di modelli:

- *Primary electron models* (2.7.2) che predicono che gli elettroni siano accelerati da shock e/o turbolenze indotte durante fenomeni di merger.
- *Secondary models* (2.7.3) nei quali gli elettroni relativistici sono continuamente immessi nel mezzo da collisioni adroniche fra gli ioni dell'ICM e protoni relativistici (caratterizzati da una lifetime significativamente maggiore rispetto agli elettroni relativistici).

2.7.1 Particelle relativistiche nell'ICM

Gli shock prodotti durante la formazione gerarchica delle strutture su larga scala dell'universo sono una fonte probabile di raggi cosmici (Ryu et al. 2003 [91]), questo implica una connessione diretta fra l'origine dei CR e la formazione ed evoluzione dell'ammasso che li ospita. Inoltre, molte altre sorgenti possono immettere particelle relativistiche nell'ICM: le particelle possono essere accelerate all'interno di galassie ordinarie come risultato di supernovae (SN) per poi essere espulse nell'ICM, anche gli outflow provenienti da AGN possono rifornire l'ICM con un gran quantitativo di energia in CR e campo magnetico (Enßlin et al. 1997 [92]).

Qualsiasi siano i processi di formazione dei CR, le particelle relativistiche sono soggette a perdite di energia che limitano la loro lifetime ed il massimo di energia alla quale possono essere accelerate dai meccanismi di accelerazione.

Le perdite di energia degli *elettroni ultrarelativistici (CRE)* nell'ICM sono essenzialmente dovute alla ionizzazione e alle interazioni coulombiane a basse energie (Sarazin 1999 [93]):

$$\left[\frac{dp}{dt}\right]_i = -3.3 \times 10^{-29} n_{th} \left[1 + \frac{\ln(\gamma/n_{th})}{75}\right] \quad (14)$$

dove n_{th} è la densità del plasma termico, mentre ad alte energie abbiamo perdite per sincrotrone ed IC:

$$\left[\frac{dp}{dt}\right]_{rad} = -4.8 \times 10^{-4} p^2 \left[\left(\frac{B_{\mu G}}{3.2}\right)^2 + (1+z)^4\right] \quad (15)$$

dove $B_{\mu G}$ è la forza di campo magnetico (in unità di μG) ed avendo assunto isotropi sia i campi magnetici sia la distribuzione degli impulsi dei CRE. Il fattore

all'interno delle quadre può essere espresso come $B_{IC}^2 + B^2$, dove $B_{IC} = 3.2(1+z)^2$ è l'equivalente della forza di campo magnetico per le perdite di energia dovute all'IC con i fotoni della CMB. Definendo la lifetime di un CRe come $\tau_e \sim \frac{p}{dp/dt}$, dalle Eq. 14 e 15 otteniamo:

$$\tau_e (Gyr) \sim 4 \times \left\{ \frac{1}{3} \left(\frac{\gamma}{300} \right) \left[\left(\frac{B_{\mu G}}{3.2} \right)^2 + (1+z)^4 \right] + \left(\frac{n_{th}}{10^{-3}} \right) \left(\frac{\gamma}{300} \right)^{-1} \left[1.2 + \frac{1}{75} \ln \left(\frac{\gamma/300}{n_{th}/10^{-3}} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (16)$$

Questa dipende da n_{th} , che può essere stimato dalle osservazioni X, da B_{IC} (ovvero dal redshift del cluster) e dalla forza di campo magnetico che può essere rilevata tramite Faraday RM, che è rilevante solo nel caso in cui $B^2 \gg B_{IC}^2$.

I *protoni ultrarelativistici (CRp)* perdono energia principalmente attraverso collisioni anelastiche p-p, per cui la loro lifetime è data da

$$\tau_{pp} \simeq \frac{1}{cn_{th}\sigma_{pp}} \quad (17)$$

dove σ_{pp} è la cross-section p-p, (Dermer, 1986 [94]).

In fig. 2.9 sono rappresentati i tempi scala per le perdite energetiche di CRe e CRp. I protoni ultrarelativistici con energie $1 GeV - 1 TeV$ sono particelle molto longeve con lifetime di diversi Gyrs all'interno del core del cluster. Ad energie più alte la vita dei CRp scende gradualmente sotto al Gyr, mentre ad energie molto elevate la loro lifetime è limitata da collisioni anelastiche con fotoni della CMB.

I CRe sono invece particelle poco longeve alle energie in cui emettono radiazione osservabile, a causa delle perdite per sincrotrone ed IC. La durata di vita massima per un CRe (~ 1 Gyr) si raggiunge ad energie di ~ 100 MeV, dove le perdite radiative equivalgono all'incirca alle perdite per via di interazioni coulombiane. I CRe con energie di diversi GeV che emettono radiazione di sincrotrone nella banda radio (GHz), hanno tempi di vita molto brevi di ~ 0.1 Gyr. Al contrario la lifetime dei CRp e CRe crescerà fortemente ed inversamente al redshift del cluster secondo l'andamento $(1+z)^{-4}$ (Eq.15, Eq.16). Tutte le particelle con tempi di vita maggiori della lifetime del cluster, che può essere assunta $t \sim 5 - 10$ Gyr, rimarranno all'interno del volume dell'ammasso.

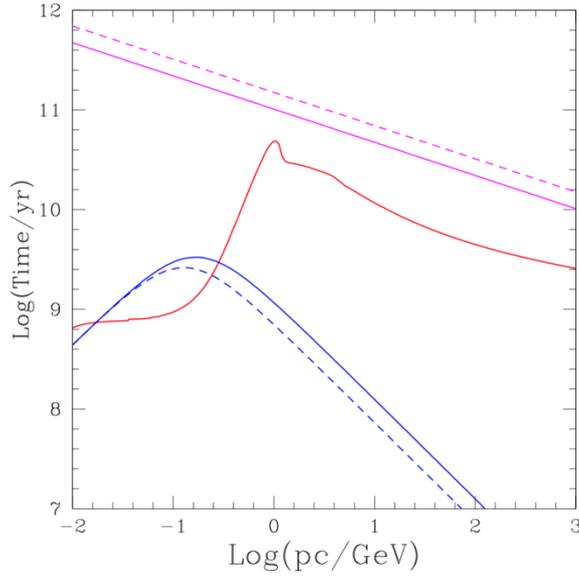


Fig 2.9: Tempo scala per le perdite energetiche di protoni (rosso) ed elettroni (blu) nell'ICM a $z=0$, confrontate con i tempi scala di diffusione di protoni su scale del Mpc (magenta). Il campo magnetico è di $1\mu G$ (linea continua) e $3\mu G$ (linea tratteggiata). Blasi et al. 2007 [153].

Per cui i protoni, una volta immessi nell'ammasso, vi rimarranno per tutta la durata della loro vita, questo aumenta la probabilità che avvengano collisioni anelastiche p-p, per cui la seconda generazione di particelle date dalle collisioni fra CRp e protoni termici dell'ICM è una fonte importante di CRE. Le catene di decadimento per l'ignizione di particelle secondarie è (Blasi & Colafrancesco 1999 [95]):

$$p + p \longrightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + anything$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$$

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad \mu^\pm \longrightarrow e^\pm \nu_\mu \nu_e$$

2.7.2 Primary electrons model (Re-acceleration)

Come accennato in precedenza, la difficoltà maggiore per spiegare i fenomeni di emissione radio diffusa, viene dalla combinazione delle loro dimensioni sulla scala del Mpc e della vita radiativa degli elettroni troppo breve. Questo problema, noto come *diffusion problem*, conduce alla richiesta che le particelle responsabili dell'emissione degli aloni siano continuamente accelerate o generate *in situ* (Jaffe 1977 [96]). Secondo il primary electron model le particelle responsabili dell'emissione radio diffusa sarebbero elettroni primari (immessi nell'ICM da AGN, SN, venti

galattici, etc.) continuamente ri-accelerati da turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD) o da shocks. Per quanto detto questi modelli sono anche noti come *re-acceleration models*.

2.7.2.1 Re-acceleration by turbulence: aloni radio e mini-aloni

Le turbolenze MHD possono essere generate durante i merger tra cluster su larga scala, $L_0 \sim 100 - 400$ kpc, con velocità di turbolenza di circa $V_0 \sim 300 - 700$ km/s (Subramanian et al. 2006 [97]). Simulazioni numeriche suggeriscono che tali turbolenze potrebbero immagazzinare una significativa frazione (5-30%) dell'energia termica dell'ICM [98], [99]. Secondo gli scenari attuali, la ri-accelerazione per mezzo di turbolenze è probabilmente il maggior meccanismo responsabile per l'apporto di energia agli elettroni che emettono in aloni radio. La ri-accelerazione per turbolenza è come un processo di Fermi al secondo ordine, ovvero legata a processi random, e per questo poco efficiente. Il tempo di latenza del processo è relativamente breve ($\sim 10^8$ yrs), per questo ci si aspetta una correlazione con eventi di merger in atto o comunque molto recenti (e.g. Brown et al. 2011 [100], Feretti et al. 2004 [101]).

Questi modelli predicono elettroni ri-accelerati con un massimo di energia ($\gamma \sim 10^5$) che produrrà un cutoff ad alte frequenze nello spettro di sincrotrone risultante. Perciò ci si aspetta un irripidirsi dello spettro integrato ad alte frequenze, così come un allargamento dello spettro e/o una distribuzione spaziale complessa dell'indice spettrale tra due frequenze, quest'ultima dovuta a diversi processi di ri-accelerazione in regioni diverse del cluster (Brunetti 2004 [102]).

L'evidenza della presenza di deboli campi magnetici diffusi nei galaxy cluster, il comportamento degli spettri radio, la correlazione fra RH e cluster mergers ed il fatto che gli aloni non siano fenomeni comuni, sono tutte evidenze a supporto del primary electron model per gli aloni radio.

Per quanto riguarda i Mini Aloni, è stato suggerito che siano le turbolenze MHD associate alle regioni cool-core le responsabili della ri-accelerazione delle particelle irradianti, questo spiegherebbe gli indici spettrali osservati e la correlazione fra la potenza radio dei mini-aloni ed il cooling rate (Gitti et al. 2004 [103]) (vedi paragrafo 2.4.3).

2.7.2.2 Re-acceleration by shocks: relitti

L'accelerazione dovuta a shock è un processo di fermi al primo ordine di grande importanza in radio astronomia, è il meccanismo responsabile dell'accelerazione delle particelle nei resti di supernova. L'accelerazione avviene diffusamente, le particelle si propagano avanti e indietro attraverso lo shock, acquistando una

quantità di energia proporzionale all'energia in gioco: $\Delta E/E \sim V/c$. L'efficienza dell'accelerazione è per lo più determinata dal Mach number dello shock. Uno shock con fattore di compressione r ed un Mach number \mathcal{M} può accelerare particelle fino ad una power law, in impulso: $f(p) \propto p^{-\delta}$, con pendenza δ :

$$\delta = \frac{r+2}{r-1} = 2 \frac{\mathcal{M}^2 + 1}{\mathcal{M}^2 - 1}$$

Un effetto tipico della ri-accelerazione tramite shock è di generare uno spettro più piatto rispetto a quello delle particelle originali.

Il modello secondo il quale gli shock sono all'origine della formazione dei relitti è attualmente il più accreditato a livello globale (Sarazin 1999 [104], Keshet et al. 2004 [105]). La produzione di onde d'urto verso le periferie dei cluster con $\mathcal{M} \sim 2 - 3$ è stata infatti osservata in simulazioni numeriche di eventi di merger tra ammassi, e più in generale nella formazione di strutture su larga scala (Miniati et al. 2000 [106], Vazza et al. 2009 [107]). È stato ipotizzato che gli elettroni accelerati fossero o elettroni termici dell'ICM o CRe rilasciati da precedenti attività AGN.

A causa della breve lifetime dei CRe, l'emissione radio viene prodotta nei pressi dell'onda d'urto. Questo modello predice inoltre che le linee del campo magnetico siano allineate con il fronte dello shock e che lo spettro sia più piatto sul bordo dello shock, al di là del quale ci si aspetta che la brillantezza radio cali rapidamente. Queste previsioni sono consistenti con la classica struttura allungata dei relitti, pressoché perpendicolare all'asse del merger, e con le loro proprietà di polarizzazione.

2.7.3 Hadronic model (Secondary)

Nel hadronic model vengono immessi nel mezzo elettroni secondari risultanti da collisioni nucleari anelastiche fra CRp ed i nuclei dell'ICM (vedi 2.7.1). Dal momento che la lifetime dei protoni è molto lunga, e le loro perdite energetiche trascurabili, possono produrre continuamente elettroni in situ lungo tutto il volume del cluster. È stata anche suggerita la possibilità che gli elettroni responsabili dell'emissione di sincrotrone provengano dal decadimento secondario dell'annichilazione del neutralino negli aloni di materia oscura dei galaxy cluster [108]. I modelli secondari sono stati proposti per l'emissione di aloni radio e mini-aloni, e non spiegano i relitti, dal momento che le regioni periferiche degli ammassi non posseggono un numero sufficiente di CRp richiesto per una produzione efficiente di CRe. I modelli secondari sono in grado di riprodurre le proprietà base dei RH assumendo un campo magnetico maggiore di qualche μG sull'intero volume del cluster. In questo caso la previsione per lo spettro di sincrotrone è di una power-law che non mostra particolari caratteristiche o allargamenti, ed i valori dell'indice

spettrale sono più piatti di $\alpha \sim 1.5$ (Brunetti 2004 [109]). Nel 2010 Keshet e Loeb [110] hanno trovato una correlazione lineare universale fra la brillantezza superficiale radio e X negli aloni e mini-aloni, i modelli secondari sarebbero in grado di riprodurre questa correlazione solamente assumendo un campo magnetico centrale molto alto ($> 10\mu G$) ed un ICM fortemente magnetizzato ($> 3\mu G$).

Dal momento che in questi modelli i CRe responsabili dell'emissione radio sono particelle secondarie originate da protoni accumulati durante la storia di formazione del cluster, non ci si aspetta una correlazione con i processi di merger, anzi, i RH dovrebbero essere virtualmente presenti in ogni ammasso. Tutto ciò porta ad escludere i modelli secondari come responsabili principali dell'emissione radio, in favore dei modelli primari. Tuttavia i CRe secondari sono componenti presenti nell'ICM, e dai loro processi di formazione ci si aspetta emissione di raggi gamma e neutrini, ma non è stata ancora rilevata nessuna emissione gamma diffusa dai galaxy cluster. Il Fermi-LAT gamma-ray telescope ha incrementato notevolmente la sua sensibilità alle energie del MeV/GeV ponendo un limite superiore di raggi gamma per un largo campione di strutture [111], [112]. La non rivelazione di raggi gamma dai cluster può aiutare a porre dei constraint alla possibile densità di CRe secondari e quindi un limite alla forza minima di campo magnetico necessaria a riprodurre l'emissione osservata di aloni radio.

2.7.3.1 Hybrid Models

L'intracluster medium è una miscela complessa di protoni termici, non termici ed elettroni. È stata suggerita l'ipotesi che l'emissione radio diffusa possa essere dovuta da entrambi gli elettroni, primari e secondari. I CRp sono una componente importante delle particelle relativistiche dell'ICM, ed un'importante fonte di CRe. Le turbolenze MHD possono accelerare sia elettroni primari che secondari, producendo emissione radio in accordo con le osservazioni (e.g. Miniati et al. 2001 [113]).

2.7.4 Turbolent reconnection

Nel 2016 Brunetti e Lazarian [114] hanno proposto un nuovo scenario fisico basato sul fenomeno della riconnessione magnetica per spiegare l'origine dell'emissione radio diffusa. Lo studio analizza una situazione in cui le particelle relativistiche sono accelerate e diffuse attraverso regioni di riconnessione magnetica turbolenta e turbolenze magnetoidrodinamiche rispettivamente, e diffuse su tempi scala lunghi da processi stocastici (come in un processo di Fermi al secondo ordine).

La riconnessione magnetica è un processo fisico che avviene in plasma fortemente conduttivi, si riferisce alla rottura e riconnessione di linee di campo magnetico opposte in un plasma (fig. 2.10); in questo processo l'energia del campo magnetico è convertita in energia cinetica del plasma ed in energia termica. Tuttavia la riconnessione magnetica è sempre stata un problema in astrofisica, dal momento che il modello tradizionale Sweet-Parker (Parker 1957 [115], Sweet 1958 [116]) è troppo lento per qualsiasi adattamento astrofisico. Attualmente esistono due schemi principali di riconnessione in cui il processo è sufficientemente veloce, la *tearing reconnection* [117], [118] e la *turbulent reconnection* [119], queste possono essere complementari e sinergiche, ma la teoria di Brunetti e Lazarian si concentra sullo schema di riconnessione magnetica turbolenta per via delle dimensioni su larga scala delle turbolenze presenti nell'ICM. La loro teoria prevede uno scenario in cui gli elettroni relativistici nell'ICM sono accelerati dagli effetti combinati di turbolenze super-Alfveniche e riconnessione magnetica, entrambi i fenomeni sono interconnessi e la riconnessione può essere più veloce in presenza di turbolenze. Questo scenario riprodurrebbe le proprietà osservate degli Aloni radio e spiega naturalmente la loro connessione con i merger. La sfida principale per questo modello è di determinare l'efficienza dell'accelerazione delle particelle che dipende da complessi meccanismi di trasporto dell'energia da moti su larga scala a interazioni non collisionali di particle-wave su piccola scala nell'ICM (e.g. Brunetti 2016 [120]). Una sfida aggiuntiva consiste nel fatto che l'accelerazione turbolenta nell'ICM è un processo lento che non può accelerare le particelle direttamente [121]. Per questi motivi i modelli di accelerazione turbolenta richiedono una popolazione di elettroni primari che siano già ultrarelativistici ($\gamma \geq 100$) spazialmente distribuiti sulla scala dell'ammasso [122].

I responsabili naturali delle turbolenze all'interno dell'ICM sono i moti gravitazionali guidati dalle sottostrutture di materia oscura generate come conseguenza dei processi di formazione gerarchica dei galaxy cluster. Turbolenze super-Alfveniche e sub-soniche dovrebbero essere guidate nell'ICM come conseguenza di questi moti, anche se le modalità con le quali queste turbolenze sono trasportate da grande a piccola scala dipendono nel dettaglio dalla microfisica dell'ICM, ancora poco nota. Si crede che processi gerarchici all'interno dell'ICM convertano l'energia della turbolenza in amplificazioni non lineari di campi

magnetici, riscaldamento e accelerazione delle particelle (Miniati & Berensnyak 2015 [123]). La riconnessione magnetica è parte di questi processi e gioca un ruolo importante in questi complessi meccanismi gerarchici.

Macroscopicamente la velocità della riconnessione è limitata dalla possibilità di espellere plasma dalla regione di riconnessione. Questo porta ad una velocità massima di riconnessione su scale macroscopiche:

$$V_{rec} \approx V_A \frac{\Delta}{l_X} \quad (18)$$

dove Δ è lo spessore della regione di riconnessione, l_X è la scala astrofisica della regione di inflow associata alla riconnessione (didascalia fig. 2.10) e V_A la velocità di Alfvén. A differenza di quanto avviene nel modello Sweet-Parker classico, per via delle condizioni astrofisiche la disparità di scala fra l'inflow, l_X , e l'outflow, Δ , limitano fortemente il rate di riconnessione (eq. 18), questo implica $V_{rec} \ll V_A$.

Un modo per superare questo problema sono le turbolenze. Le turbolenze cambiano la direzione delle linee di campo magnetico, sotto queste condizioni l'outflow Δ diventa più spesso, diventando soggetto non alla microfisica della resistività ma al campo macroscopico che si sposta in 3D. Nel 1999 Lazarian & Vishniac hanno suggerito uno schema, LV99, che usa turbolenze Alfvéniche 3D. LV99 ha portato ad un rate di riconnessione per turbolenze sub-Alfvéniche:

$$V_{rec} \sim \left(\frac{l_X}{L_0}\right)^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}_A^2 V_A$$

dove L_0 è la scala di iniezione delle turbolenze e \mathcal{M}_A è il numero di Mach Alfvénico. I risultati possono essere facilmente estesi al regime super-Alfvénico tipico dell'ICM. Rimangono ora da stimare due ingredienti per determinare un constraint macroscopico alla velocità di riconnessione dell'eq.18, le due regioni di riconnessione Δ e di inflow l_X :

- *Spessore Δ* : un modo intuitivo per stimare Δ in turbolenze super-Alfvéniche è di usare le proprietà di diffusione delle linee di campo magnetico. In questo approccio Δ è essenzialmente la scala di diffusione coperta dalle linee di campo magnetico entro il tempo necessario per espellere il plasma dalla regione di riconnessione $\tau_A \sim l_X/V_A$. È stato mostrato che la diffusione del campo in queste condizioni è simile alla diffusione di Richardson [124]. Questo implica che in tale rate energetico: $\Delta^2 \approx \epsilon \tau_A^3$, dove $\epsilon \sim \delta V^3/L_0$, dal quale si ottiene immediatamente

$$\Delta \sim l_A$$

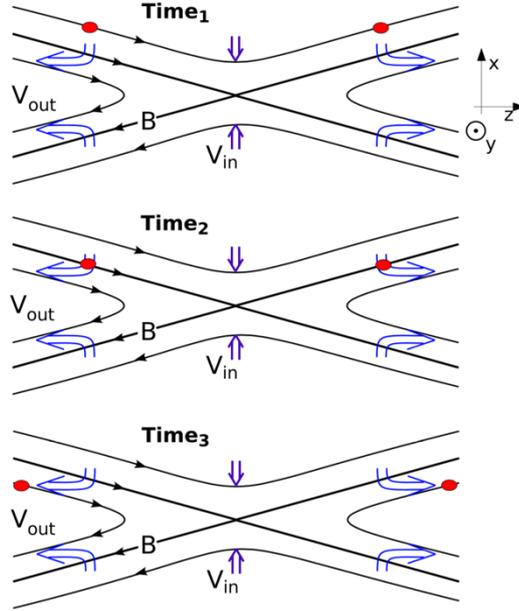


Fig 2.10: Schema della geometria della riconnessione magnetica e del trasporto del flusso magnetico e del plasma associati. Le linee di campo magnetico più spesse che attraversano il centro sono chiamate separatrici ed il punto dove si incrociano *X-point* o *X-line* (il fenomeno avviene in 3D). Le linee blu indicano qualitativamente il flusso del plasma. Le regioni sopra e sotto le separatrici sono dette *inflow region*, le regioni a destra e sinistra sono dette di *outflow*. I due punti rossi indicano elementi di plasma: al tempo 1) gli elementi sono connessi alla stessa linea di campo 2) sono trasportati nella posizione delle separatrici 3) gli elementi sono ora nella regione di outflow e sono posti su linee di campo separate.

- *Inflow* l_X : una turbolenza super-Alfvénica genera ovunque nel plasma regioni di inversione del campo magnetico con una scala minima dell'ordine della scala MHD $l_A = L_0 M_A^{-3}$. A scale $l > l_A$ l'energia cinetica è in eccesso rispetto all'energia magnetica, questo induce continui cambiamenti alla topologia del campo magnetico che estinguono il processo di riconnessione. Sotto queste condizioni, ci si aspetta che la scala dominante per le regioni di inflow sia $l_X \sim l_A$. Come conseguenza possiamo pensare ad una situazione di *fat reconnection regions* in turbolenze super-Alfvéniche dove la velocità di riconnessione macroscopica può avvicinarsi alla velocità di Alfvén

$$\Delta \sim l_X \sim l_A$$

Nella trattazione di Brunetti e Lazarian [114] è stato seguito un approccio semplice per esplorare una situazione generale dove le particelle relativistiche sono ri-

accelerate diffondendosi su regioni di turbolenza e riconnessione super-Alfveniche su larga scala. Per farlo hanno adottato le seguenti assunzioni:

- i. Le turbolenze su larga scala si comportano in modo collisionale all'interno dell'ICM e la MHD fornisce una buona guida per quanto riguarda la riconnessione;
- ii. i CRe sono componenti non collisionali che interagiscono con le fluttuazioni nel fluido MHD;
- iii. lo scenario è basato sulla riconnessione turbolenta, dove la diffusione delle linee di campo magnetico governa i processi di scattering dei CR;
- iv. sono stati investigati solo gli effetti non collisionali che coinvolgono le interazioni fra le linee di campo magnetico su larga scala ed i CRe.

Capitolo 3

Analisi dei Dati

La Radio Astronomia è un campo dell'astrofisica che si è sviluppato molto velocemente negli ultimi 80 anni. Le prime osservazioni astronomiche di emissione radio furono svolte dall'ingegnere americano Karl G. Jansky nel 1932. Jansky costruì un'antenna progettata per ricevere onde radio ad una frequenza di 20.5 MHz per analizzare effetti atmosferici che disturbavano le trasmissioni radio, questo rumore sembrava avere periodicità giornaliera. Ulteriori analisi rivelarono che i segnali si ripetevano ogni 23 ore e 56 minuti, tempo che coincide col giorno siderale ed è caratteristico di oggetti al di fuori del sistema solare. Jansky scoprì che questi disturbi provenivano dalla via lattea e che erano più forti in direzione del centro della galassia, nella costellazione del Sagittario. In questo capitolo saranno presentate le caratteristiche principali degli strumenti che permettono l'osservazione radio (paragrafi 3.1.1 e 3.1.2), verrà presentato l'interferometro JVLA (par. 3.1.3) con la quale sono stati presi parte dei dati analizzati in questa tesi (3.2.1) e la procedura di riduzione delle immagini tramite il software AIPS (3.4). Nel paragrafo 3.2.2 sono invece riassunti nuovi dati raccolti in letteratura sui quali verranno svolte le indagini statistiche del capitolo 5.

3.1 Radio Telescopi e interferometria

Il grande vantaggio dell'osservazioni alle lunghezze d'onda radio è che l'atmosfera ha un impatto molto basso sulla radiazione, diversamente da quanto accade per la banda ottica che dipende dalle condizioni atmosferiche, o per le osservazioni X, per le quali l'atmosfera è totalmente opaca. In particolare, esiste un range di frequenze nello spettro elettromagnetico, chiamato *radio window*, che si estende all'incirca dai 30 MHz ai 300 GHz, dove l'atmosfera è completamente trasparente alla radiazione e, per questa ragione, l'emissione radio è osservabile da terra (figura 3.1). I limiti del range osservativo dipendono dell'assorbimento degli elettroni liberi nella ionosfera per le basse frequenze, e dall'assorbimento del vapore acqueo ad alte frequenze. D'altra parte, il problema principale per il rilevamento a queste lunghezze d'onda sono la debolezza del segnale radio e le interferenze generate dall'uomo.

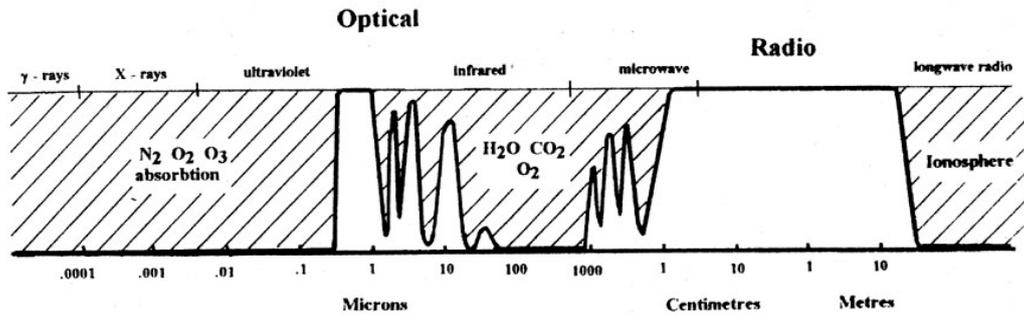


Fig. 3.1: Plot della trasmittanza (o opacità) atmosferica terrestre a varie lunghezze d'onda della radiazione elettromagnetica. Il range Radio è limitato dalla ionosfera a lunghezze d'onda superiori a pochi metri e dall'assorbimento atmosferico a lunghezze inferiori a $\sim 2cm$.

3.1.1 Radio Telescopi

I radio telescopi sono gli strumenti che permettono il rilevamento dell'emissione radio. Sono generalmente composti da dischi parabolici, chiamati antenne, che agiscono come uno specchio, riflettendo le onde radio verso il fuoco, e da un sistema ricevente che rileva il segnale e lo amplifica. Dal momento che il segnale proveniente dalle sorgenti radio è estremamente debole, l'apertura dei radio telescopi deve essere la maggiore possibile. Per quanto però sia grande il diametro D di un singolo disco, la sua risoluzione angolare ϑ , cioè la minor distanza angolare per la quale è possibile risolvere come distinte due sorgenti puntiformi, è molto bassa per via delle lunghezze d'onda λ in gioco:

$$\vartheta = \frac{\lambda}{D} [rad]$$

Per quanto possa essere larga un'antenna, le lunghezze d'onda radio tipiche sono troppo grandi: se consideriamo il più grande radio telescopio ad oggi, il radio telescopio di Arecibo, che ha un diametro $D \approx 300$ m, ed una lunghezza radio tipica $\lambda = 20cm$, otteniamo $\vartheta \approx 2$ arcmin, che è peggiore della risoluzione angolare dell'occhio umano (≈ 1 arcmin). Questo limite è risolto dall'interferometria (par. 3.1.2). Altri importanti parametri rilevanti per la caratterizzazione di un'antenna includono l'*aperture efficiency*, la *pointing accuracy*, la *beam circularity*, i *sidelobe levels* (livelli dei lobi laterali) e la *noise temperature*. L'area di raccolta efficace $A(\nu, \theta, \phi)$ dipende dalla frequenza ν e dalle coordinate nel cielo della sorgente radio θ e ϕ . Se la brillantezza della sorgente è $B(\nu, \theta, \phi)$, allora la potenza incidente sull'antenna nella banda $\Delta\nu$ all'interno dell'angolo solido $\Delta\Omega$ è

$$P = A(\nu, \theta, \phi) B(\nu, \theta, \phi) \Delta\nu \Delta\Omega .$$

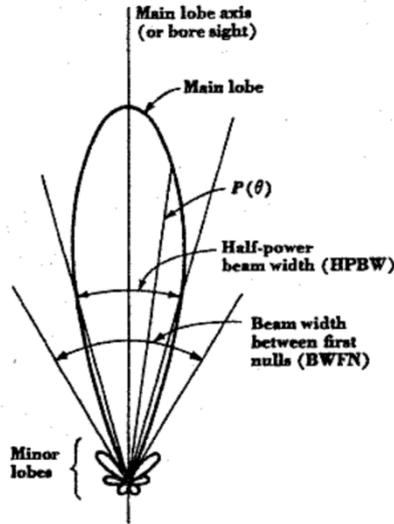


Fig. 3.2: modello di potenza di un'antenna

Il modello d'antenna normalizzato P_n è definito da $P_n(\nu, \theta, \phi) = P(\nu, \theta, \phi)/A_0$, dove A_0 è la potenza ricevuta al centro dell'antenna, cioè $A(\nu, 0, 0)$. L'angolo solido del raggio Ω_A del pattern di potenza è dato da

$$\Omega_A = \iint_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega$$

ed è la misura del campo visivo del telescopio (FOV, *field of view*). Il fascio, o pattern di potenza, descrive lo schema di ricezione dell'antenna, ed è caratterizzato da un largo lobo principale, fascio primario (*main lobe*), e da una serie di *lobi secondari* laterali (fig. 3.2). Una misura molto utile del main lobe è la half power beam width (HPBW) che descrive la sua ampiezza.

Il rapporto fra l'area fisica e l'area effettiva rappresenta l'*efficienza* η dell'antenna che dipende da molti parametri minori, come l'efficienza della superficie riflettente ed altri effetti che diminuiscono le performance dell'antenna radio. Un ulteriore limite alla frequenza massima utilizzabile è la precisione di puntamento dell'antenna. Questa comprende fattori fisici e geometrici, come limiti strutturali dell'antenna che è sottoposta alla forza gravitazionale, a vento ed escursioni termiche che non possono essere calibrate.

La potenza totale ricevuta da un'antenna da una data distribuzione di brillantezza $B(\nu, \theta, \phi)$ per unità di larghezza di banda è uguale a

$$W_\nu = mA_0 \iint_{\Omega} B(\nu, \theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega$$

e coincide con il flusso reale della sorgente radio $J(\nu)$ solo se le sue dimensioni angolari sono molto più piccole di quelle del beam. Il parametro m tiene conto della polarizzazione, ed il suo valore è $m = 1$ nei telescopi moderni.

Infine, un'antenna radio è caratterizzata da una temperatura di antenna T_A che è la temperatura irradiata da una resistenza di potenza pari a quella ricevuta dall'antenna, $W_\nu = kT_A$. Questa è legata alla densità di flusso della sorgente radio, $T_A = J(\nu)G$, attraverso il parametro di guadagno G che misura la capacità dell'antenna di rilevare il segnale. Quindi, la temperatura di antenna in realtà un indicatore della potenza raccolta piuttosto che una temperatura reale.

La sensibilità di un radio telescopio corrisponde alla minor emissione che può essere rilevata da un'antenna ed è espressa in termini di rapporto segnale rumore:

$$\frac{S}{N} = \frac{\alpha T_A}{T_{sys}} \sqrt{\Delta\nu \Delta\tau}$$

dove α è un coefficiente che dipende dal tipo di ricevitore, $\Delta\tau$ è il tempo di integrazione (s), $\Delta\nu$ è la passa-banda del ricevitore e $T_{sys} = T_A + T_R$ è la temperatura del sistema, che viene calcolata considerando i contributi della temperatura di antenna T_A ed il rumore termico T_R , chiamato temperatura del rumore del ricevitore, che in generale è almeno un ordine di magnitudine maggiore di T_A .

3.1.2 Interferometria

L'interferometria è una tecnica sviluppata a partire dai primi anni 40 per risolvere il problema della risoluzione angolare nelle osservazioni radio. Un radio interferometro è un array composto da due o più radio-antenne distanti tra loro che osservano simultaneamente ed alla stessa frequenza. Queste operano come le fenditure di un reticolo di diffrazione. In figura 3.3 è rappresentato lo schema di un interferometro elementare composto da due antenne, la radiazione in arrivo non raggiunge le antenne nello stesso momento, per via della distanza che le separa e della posizione apparente della sorgente nel cielo che cambia continuamente, per questa ragione è necessario considerare il ritardo geometrico τ_g quando si combinano i due segnali:

$$\tau_g = \frac{D \sin \theta}{c}$$

Dove $D \sin \theta$ esprime la differenza di passo fra le antenne.

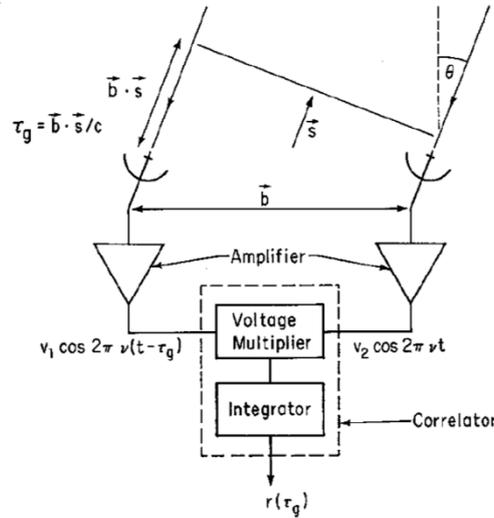


Fig. 3.3: Diagramma a blocchi semplificato di un interferometro a due elementi.

In queste condizioni la correlazione del segnale di due antenne separate da una distanza B (tecnicamente definita *baseline*) produce un'immagine avente la stessa risoluzione che si otterrebbe con un'antenna delle stesse dimensioni. Dal momento che la baseline può essere molto maggiore del diametro delle singole antenne si ha un decisivo aumento della risoluzione angolare, che per un interferometro è data da:

$$\vartheta = \frac{\lambda}{B} [\text{rad}]$$

L'interferometria permette quindi di superare i limiti imposti dalle difficoltà tecniche di realizzazione di radiotelescopi a grande apertura. Per contro l'applicazione di tecniche interferometriche comporta una elaborazione matematica dei dati, chiamata *riduzione*, più pesante e laboriosa rispetto a quella necessaria da operare sui dati grezzi ottenuti da un singolo osservatorio.

I radiointerferometri non misurano direttamente la luminosità della sorgente, ma la *visibilità* V , una quantità complessa la cui ampiezza fornisce informazioni sull'intensità del segnale e la cui fase indica la posizione della sorgente.

Come mostrato in figura 3.3, il segnale viene raccolto dalle due antenne attraverso amplificatori che contengono i filtri necessari a selezionare la banda di frequenza $\Delta\nu$ centrata sulla frequenza ν . Quindi i segnali delle due antenne i e j vengono moltiplicati e mediati nel tempo da un computer dedicato noto come correlatore: il segnale in uscita è un pattern di interferenza che oscilla come il coseno di $2\pi\nu\tau_g$, questo rappresenta il moto della sorgente attraverso la finestra osservativa dell'interferometro ed è chiamato *fringe pattern*. Il risultato di cross-correlazione di due antenne i e j è la visibilità V^{ij} :

$$V^{ij}(\tau_g) = (V^i V^j) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} V^i(t) V^{j*}(t + \tau_g) dt$$

Il teorema di Van Cittert-Zernike dimostra che la funzione di cross correlazione V_ν e la distribuzione di brillantezza nel cielo T_ν sono l'una la trasformata di Fourier dell'altra:

$$V_\nu(u, v) = \iint T_\nu(x, y) e^{2\pi i(ux+vy)} dx dy$$

$$T_\nu(x, y) = \iint V_\nu(u, v) e^{-2\pi i(ux+vy)} du dv$$

dove (u, v) sono le coordinate sul piano della visibilità di frangia e (x, y) sono le coordinate nel cielo. Per cui la distribuzione di brillantezza della sorgente si ottiene dai dati di visibilità semplicemente operandone l'inverso della trasformata di Fourier. Un interferometro campiona la funzione di visibilità in un singolo punto determinato dalla lunghezza della baseline e dalla sua orientazione. Come cambia la geometria per via del moto apparente della sorgente nel cielo, questo punto descriverà una traccia ellittica sul piano u-v. In questo contesto la configurazione delle antenne svolge un ruolo fondamentale, dal momento che per ottenere una buona immagine finale è necessario avere la miglior copertura possibile del piano u-v. Inoltre, visto che il segnale è interessato da diversi fattori (come l'atmosfera, l'elettronica delle antenne etc.) è richiesta una procedura sui dati grezzi chiamata calibrazione. La formula che esprime il rapporto fra le visibilità ed il guadagno G delle antenne (anch'essi numeri complessi) è:

$$V_{obs}^{ij} = V_{true}^{ij} G^i G^j$$

La calibrazione è il processo che mira a determinare G e a trasformare le quantità osservate in una scala appropriata. Il guadagno G può essere diviso anch'esso in termini di ampiezza A e fase ϑ , per cui la relazione precedente diventa:

$$A_{obs}^{ij} e^{i\vartheta_{obs}^{ij}} = A_{true}^{ij} a^i a^j e^{(i\vartheta_{true}^{ij} + \theta^i - \theta^j)}$$

Lo scopo della calibrazione è di trovare a e θ appropriati per i dati grezzi.

Un radio interferometro moderno è generalmente composto da un array di $N \geq 2$ antenne che possono essere combinate in $\frac{N(N-1)}{2}$ baseline. Dal momento che la funzione di visibilità viene campionata solo in corrispondenza della posizione della baseline sul piano u-v, per ottenere la miglior ricostruzione possibile di T_ν è necessario campionare il piano u-v nella maniera ottimale. La lunghezza massima



Fig. 3.4: *Pannello sinistro:* alcune delle radio antenne del JVLA dal diametro di 25m ciascuna. *Pannello destro:* vista satellitare di parte del complesso del JVLA che si estende per circa 40km, si nota la disposizione ad Y delle antenne nell'array.

della copertura u-v, ovvero la baseline più lunga, fornisce la risoluzione angolare dell'array, mentre la baseline più piccola fornisce la scala angolare più larga che può essere campionata dall'interferometro e, quindi, che può essere recuperata sul piano dell'immagine.

In aggiunta alla lunghezza della baseline, anche il diametro di una singola antenna è un importante parametro per l'interferometro perché fornisce il FOV dell'array: questo significa che più le antenne sono larghe più il FOV è piccolo. La sensibilità di un interferometro è massima al centro e decresce progressivamente a distanze angolari maggiori. Un'antenna dal diametro di 25m ha un FOV (fascio primario) di circa 30 arcmin.

3.1.3 Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA)

Il Karl G. Jansky Very Large Array (JVLA) è uno dei più grandi ed importanti interferometri al mondo, si trova nella piana di San Agustin, nel New Mexico, ad una quota di 2100 metri ed è gestito dal National Radio Astronomy Observatory (NRAO). È composto da un array di 27 antenne dal diametro di 25 metri ciascuna, disposte in una configurazione a Y (figura 3.4). Ogni antenna può essere dislocata in un certo numero di posizioni prestabilite, permettendo fino a 351 baseline indipendenti. Esistono 4 configurazioni principali: Array A, con una separazione massima fra le antenne di $\sim 36km$; Array B ($\sim 11km$); Array C ($\sim 3.4km$); Array D ($\sim 1km$). In aggiunta esistono tre configurazioni ibride i cui identificativi sono CnB, DnC e BnA, adottate per quelle sorgenti che hanno una declinazione minore di -15° o maggiore di $+75^\circ$. Le antenne vengono commutate tra queste configurazioni ogni quattro mesi circa. Ogni parabola del JVLA ha in dotazione 10 ricevitori che le permettono di operare in 10 diverse bande di frequenza con elevata sensibilità su

un'ampia gamma di risoluzioni angolari a seconda della configurazione impostata, come riportato in tabella 3.1:

Band	<i>Array</i> → Frequency	A	B	C	D
		θ_{HPBW} (arcsec)			
Band 4 (405 cm)	74 MHz	24	80	260	850
P Band (90 cm)	350 MHz	5.6	18.5	60	200
L Band (20 cm)	1.5 GHz	1.3	4.3	14	46
S Band (10 cm)	3.0 GHz	0.65	2.1	7.0	23
C Band (5 cm)	6.0 GHz	0.33	1.0	3.5	12
X Band (3 cm)	10.0 GHz	0.20	0.60	2.1	7.2
Ku Band (2 cm)	15.0 GHz	0.13	0.42	1.4	4.6
K Band (1.4 cm)	22.0 GHz	0.089	0.28	0.95	3.1
Ka Band (0.9 cm)	33.0 GHz	0.059	0.19	0.63	2.1
Q Band (0.7 cm)	45.0 GHz	0.043	0.14	0.47	1.5
	max baseline (km)→	36.4	11.1	3.4	1.03

Tabella 3.1: Parametri principali del JVLA

3.2 Data Archive

I dati analizzati nel lavoro di tesi sono di due tipi: la prima parte del lavoro (3.2.1) riguarda l'analisi, tramite software AIPS (3.3), di 11 ammassi osservati dal JVLA. Nella seconda parte (3.2.2) è stata condotta una ricerca in letteratura sui 78 Aloni noti ad oggi (Gennaio 2019, Tab. 3.2) per riunire dati come la temperatura X (kT_x [keV]) dell'ammasso ospitante e gli indici spettrali α noti, e condurre analisi statistiche, riportate nel capitolo 5.

3.2.1 I miei dati

Gli 11 ammassi analizzati in questa tesi sono riportati in tabella 3.2. I dati radio sono stati presi dall'archivio dati del NRAO del JVLA⁴; le osservazioni sono state svolte alla frequenza di 1.4GHz, per un tempo di campionamento medio $T_{\text{sampl}} \sim 45\text{min}$ ciascuna (tab. 3.5). Gli ammassi osservati sono tutti ad alto redshift, in un range $z \sim 0.4 - 0.7$. Per tre di questi ammassi sono noti fenomeni di emissione radio diffusa:

- i) in MACS J0159.8-0849, osservato a 1.4 e 8.5GHz da Giacintucci et al. (2014, [125]), è stata osservata emissione radio diffusa nella regione del core, di forma circolare, candidata come possibile mini-alone
- ii) in MACSJ0417.5-1154 è presente un RH scoperto da Dwarakanath et al. (2011, [126]) e studiato da Parekh et al. (2017, [127]) nel range di frequenza fra 235 e 1575MHz
- iii) in MACSJ0717.5+3745 è presente un RH individuato da Bonafede et al. (2009, [128]) con osservazioni VLA multifrequenza nel range 1355 - 4885 MHz.

Fra gli ammassi analizzati, 2 hanno mostrato caratteristiche interessanti: MACSJ0417.5-1154 e MACSJ0647.7+7015, per cui verrà discusso un approfondimento su questi ammassi nel capitolo 4.

⁴ Sito dell'archivio: <https://science.nrao.edu/facilities/vla/archive/index>

Tabella 3.2: Tabella riassuntiva degli ammassi analizzati in questa tesi.

Name	z	$M_{r<500}$ [$10^{14}M_{\odot}$]	$L_{X,500}$ [10^{44}erg/s]	kT [keV]	Notes	REF
MACS J0140.0-0555	0.451	6.8-9.1	6.5	8.5	2 subcluster mergering	1,12
MACS J0159.8-0849	0.405	7.2	14.4	9.59		2, 3, 12
MACS J0326.8-0043	0.45	4.7	11.5	-		4
MACSJ0417.5-1154	0.44	21.2	29.1	9.5	RH	5, 6, 12
MACS J0429.6-0253	0.399	8.9	24.5	6.5		7, 12
MACS J0451.9+0006	0.43	4.1	6.75	7.66		7, 4, 11, 12
MACSJ0647.7+7015	0.584	8.86	13.1	10.9	Candidate RH, R	7, 4,12
MACSJ0717.5+3745	0.546	12.9	22.7	11.6	RH	8, 7, 4, 12
MACSJ0744.9+3927	0.697	6.94	17.3	7.7		7, 4, 12
MACS J2211.7-0349	0.397	18.1	24	14.93		9, 12
MACSJ2228.5+2036	0.412	9.1	19.3	8.16		10, 7, 4, 12

Col. 1: Nome dell'ammasso. Col. 2: redshift z . Col.3 Massa del cluster calcolata entro r_{500} in unità di $10^{14}M_{\odot}$. Col 4: Luminosità X. Col. 5: Temperatura kT[keV] - dati Chandra. Col. 6: Note. Col. 7: References.

1) Ho, I.-Ting et al. MNRAS 426, 1992 (2012) **2)** Giacintucci et al. ApJ 781, 9G (2014) **3)** Archive of Chandra Cluster (astro.natsci.msu.edu) **4)** Mann, A. W.; Ebeling, H. MNRAS 420, 2120 (2012) **5)** Parekh et al. MNRAS 464, 2752P (2017) **6)** Ebeling et al. MNRAS 407, 83E (2010) **7)** Maughan, B. J. et al. MNRAS 421, 1583M (2012) **8)** Bonafede et al. A&A 503, 707 (2009) **9)** Zhang, Chenhao et al. ApJ 823, 116Z **10)** Ehlert, S. et al. MNRAS 446, 2709 (2015) **11)** Morandi et al. IAUGA 2244785M (2015) **12)** Piffaretti et al. 2011 [5].

3.2.2 2019 Halo collection: kT_x e α

Lo scopo principale del lavoro di questa tesi è stato quello di condurre analisi statistiche sugli aloni radio presenti in letteratura, raccogliendo informazioni sulle temperature kT_x degli ammassi ospitanti e i valori degli indici spettrali α noti. Come anticipato nel par. 2.4.1.1, Liang et al. (2000, [129]) e Giovannini & Feretti (2002, [130]) hanno scoperto una forte correlazione fra la potenza radio (P_r) degli aloni e la luminosità X (L_X) degli aloni che li ospita. Colafrancesco (1999, [131]) e Liang et al. (2000, [132]) hanno suggerito una correlazione analoga, con dispersione molto maggiore, fra la potenza radio e la temperatura X dell'ICM. Dal momento che sia L_X che kT_x sono correlate alla massa del cluster (e.g. Neumann & Arnaud 1999 [133], 2001 [134]) le relazioni osservate potrebbero riflettere la dipendenza della luminosità radio degli aloni dalla massa del cluster, con implicazioni teoriche interessanti sui modelli di produzione dei CRs.

Nell'ambito del collegamento tra aloni e merger fra cluster, è stata indagata in letteratura anche l'esistenza di una possibile correlazione tra l'indice spettrale radio α e la temperatura del cluster kT_x (e.g. Feretti et al. 2004 [135], Giovannini et al. 2009 [136]).

Temperatura kT_x

Dal gennaio 2012, data di pubblicazione della review di Feretti, Giovannini et al. "*Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*" [137], ad oggi (gennaio 2019) il numero di RHs noti è quasi raddoppiato passando da 41 a 78, da qui la possibilità di verificare possibili correlazioni ipotizzate ma difficili da osservare per via delle scarse statistiche.

Utilizzando il SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS)⁵ e NED (NASA/IPAC Extragalactic Database)⁶ sono stati cercati in letteratura le rilevazioni di temperatura X dell'ICM (kT_x) di tutti gli ammassi contenenti RHs; in tabella 3.3 sono riportati i risultati. Rispetto alla review del 2012 [137], sono state aggiornate e trovate nuove kT_x per 64 ammassi, e ad oggi il campione è completo per circa ~85% (ovvero 66 kT_x note su 78 Cluster).

⁵ Il SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS) è un Digital Library portal per ricercatori di fisica e astrofisica, gestito dallo Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO) nel quadro di una sovvenzione NASA. L'ADS mantiene tre banche dati bibliografiche contenenti più di 14,3 milioni di documenti che coprono pubblicazioni in astronomia, astrofisica e fisica più le stampe elettroniche .pdf. Sito: <http://adsabs.harvard.edu>.

⁶ NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) è un database completo di dati a più lunghezze d'onda per oggetti extragalattici, che fornisce una fusione sistematica e continua di informazioni integrate da centinaia di sky survey e decine di migliaia di pubblicazioni di ricerca. I contenuti e i servizi coprono l'intero spettro osservato, dai raggi gamma alle radiofrequenze. Sito: <http://ned.ipac.caltech.edu>.

Per 51 ammassi sono stati trovati dati Chandra (T_{Ch}). Per gli ammassi di cui non era disponibile la temperatura Chandra T_{Ch} , ma erano reperibili dati XMM-Newton (T_{XMM}), T_{Ch} è stata calcolata tramite una relazione lineare, trovata da Zhao et al. (2015), fra le temperature due satelliti:

$$T_{\text{Ch}} = 1.25T_{\text{XMM}} - 0.13$$

(relazione derivata da un campione di 62 ammassi) [138]. Questo al fine di ottenere un campione il più omogeneo possibile per l'analisi dei dati. La relazione è stata applicata a 5 ammassi, il campione risulta così composto da dati Chandra per ~85%.

Indice spettrale α

Analogamente a quanto fatto per le temperature kT_x , è stata condotta una ricerca in letteratura (ADS e NED), sugli indici spettrali α noti; i risultati sono riportati in tabella 3.4.

Rispetto alla review del 2012 [137], sono stati aggiornati e trovati in letteratura 43 nuovi indici spettrali. Ad oggi (gennaio 2019), sono noti valori di indici spettrali α di RHs di 54 ammassi (~70% del campione totale di RHs noti).

Tabella 3.3: Collezione di Aloni noti a Gennaio 2019 e relative X-Ray temperature kT (KeV). La tabella è divisa in due gruppi, nel primo gruppo l'elenco degli Aloni noti fino al 2011 (Feretti et al. (2012) [137]), nel secondo gli aloni scoperti nel periodo sett2011-gen2019.

Name	Temperatura kT_x [KeV]	Ref. number	Chandra kT_x [KeV]	XMM kT_x [KeV]	ROSAT kT_x [KeV]	ASCA kT_x [KeV]	Einstein kT_x [KeV]
A209	8.1	33, 1	7.0	6.4			
A399	8.18	2	8.18				
A401	9.16	3	9.16				
A520	7.3	33, 2	7.3				
A521	5.9	4 and <u>ref. therein</u>					
A523	5.3	34	5.3				
A545	8.08	30, 4 a r.T	8.08				
A665	12.2	2, 4 a r.T	12.2				
A697	10.3	33, 31, 4 a r.T	10.3				
A746	-	-					
A754	11.58	17, 4 a r.T	11.58	8.90			
A773	7.73	18	7.73				
A781	5.5	5	5.50				
A851	6.1	33, 6	6.1			8.5	
A1213	2.0	7					2.00
A1300	8.1	5, 4 a r. T	8.1				
A1351	-	-					
A1656	8.4	4 and <u>ref. therein</u>					
A1689	10.9	33, 1	10.9	8.5			

A1758N	8.9	35, 4 a r. T	8.9			
A1914	9.7	33, 17, 4 a r. T	9.7	8.03		
A1995	9.1	8,6	9.0		10.3	
A2034	8	1	8	6.4		
A2163	11.5	33, 17, 4 a r. T	11.5			
A2218	6.6	33, 1	6.6			
A2219	8.3	33, 17, 4 a r. T	8.4			
A2254	7.2	9			7.2	
A2255	6.79	17, 4 a r. T	6.79	5.69		
A2256	5.8	17, 4 a r. T	5.8	3.80		
A2294	8.9	5	8.90			
A2319	9.91	17, 4 a r. T	9.91	9.13		
A2744	9.3	30, 4 a r. T	9.3			
A3562	4.74	17, 4 a r. T	4.74	4.04		
RX J0107.8+5408	7.8	10	7.80			
CL0016+16	9.93	11	9.93			
CL0217+70	-	-				
1E0657-56	14.8	32, 4 a r. T	14.8			
MACSJ0717.5+3745	11.6	33, 12	11.6			
RXCJ1314.4-2515	8.7	13			8.70	
RXCJ1514.9-1523	-	-				
RXCJ2003.5-2323	9.1	14	9.10			
<hr/>						
A800	-	-				
A1132	7.85	15	7.85			
A1550	-	-				
CL1446+26N	-	-				
A1443 (c)	-	-				
A1451	13.4	13			13.40	
A1682 (c)	6.1	5	6.10			
A1758S	6.4	34, 16	6.4			
A2061 (c)	5.05	2	5.05			
A2065 (c)	5.48	17, 7, 6	5.48	5.02	5.4	8.4
A2069 (c)	6.0	5	6.00			
A2142 (c)	9.59	17, 7, 6	9.59	7.05	9.0	11.0
A2552 (c)	8.77	18	8.77			
A2261	7.3	5	7.30			
A2390	10.1	33, 1	10.1			
A3411	-	-				
A3888	7.9	7			7.9	
CL 1821+643	9.0 *	19	9.00			
MACSJ0949.8+1708	7.5	5	7.5			
MACSJ0416.1-2403	10.06	20	10.06			
MACSJ0417.5-1154	9.5	21	9.5			
MACSJ0553.4-3342	12.08	22	12.08			
MACSJ1149.5+2223	9.1	12	9.1			
MACSJ1752.0+4440	6.7	23		6.7		
MACSJ2243.3-0935	8.2	21	8.2			
Z5247	6.6	5	6.60			
<u>Toothbrush</u>	8.72**	24	8.72			
CIZAJ1938.3+5409	-	-				
<u>Sausage</u>	7.39	25	8.40			
<u>El gordo</u>	16.2	26	16.20			
ACT-CLJ0256.5+0006	5.0	27	6.12 [†]	5.0		
PLCKG147.3-16.6	11.3	28	14.00 [†]	11.3		
PLCKG171.9-40.7	10.65	29	13.18 [†]	10.65		

PLCKG285.0-23.7	6.98	29	8.60 [†]	6.98
PLCKG287.0+32.9	12.86	29	15.95 [†]	12.86
PSZ1G108.18-11.53	-	-		
ZwCl0634.1+4750	-	-		

* La temperatura di 9KeV è stata calcolata escludendo la Cool-Core region di CL 1821+643.

** Il Toothbrush cluster è composto da due sub-cluster di diverse temperature 8.34KeV e 9.00KeV, la temperatura riportata è la media 8.72.

† Temperature Chandra derivate dalla relazione $T_{CH} = 1.25T_{XMM} - 0.13$ (Zhao et al., 2015 [138]).

Col. 1: Cluster name; Col. 2: X-Ray temperature kT (KeV) da dati Chandra quando disponibile, in rosso le kT da altri satelliti; Col. 3: Reference Number; Col. 4: Dati Chandra; Col. 5: Dati XMM; Col. 6: Dati ROSAT; Col. 7: Dati ASCA; Col. 8: Dati Einstein.

1) Mahdavi, A. et al, ApJ 794 175M (2014) 2) Zhu et al. ApJ 816, 54Z (2016) 3) Sanderson et al. MNRAS 395, 764S (2009) 4) Feretti et al, A&Arv 20, 54F (2012) and ref. therein 5) BJ Maughan et al. MNRAS 421, 1583M (2012) 6) MC Novicki et al. AJ 124, 2413N (2002) 7) White et al. MNRAS 292, 419W (1997) 8) Reese et al. ApJ 721, 653R (2010) 9) Ebeling et al. MNRAS 283, 1103E (1996) 10) Randall et al. ApJ 823, 94R (2016) 11) Reese et al. ApJ 721, 653R (2010) 12) Ebeling et al. APJ 661, L33 (2007) 13) Matsumoto et al. A&A 374, 28M (2001) 14) Giacintucci et al. A&A 505, 45G (2009) 15) Wilber et al. MNRAS 473, 3536W (2018) 16) Parekh et al. A&A 575A, 127P (2015) 17) Zhao et al. ApJ 799, 47Z (2015) 18) Landry et al.MNRAS 433, 2790L (2013) 19) Boschini et al. MNRAS 480, 1187B (2018) 20) O'Greehan et al. ApJ 812, 153O (2015) 21) Ebeling et al. MNRAS 407, 83E (2010) 22) Pandge et al. MNRAS 472, 2042P (2017) 23) Bonafede et al. MNRAS 426, 40B (2012) 24) van Weeren et al. ApJ 818, 204V (2016) 25) O'Greehan, G. A. et al. MNRAS 440, 3416 (2014) 26) McDonald et al. ApJ 774, 23M (2013) 27) Ehlert et al. A&A 503, 35E (2009) 28) Mroczkowski et al. ApJ 808L, 6M (2015) 29) Aghanim et al. A&A 536A, 9P (2011) 30) Barrena, R. et al, A&A 529A, 128 (2011) 31) Zhang, Chenhao et al, ApJ 823, 116 (2016) 32) Markevitch, M. et al, ApJ 567L, 27 (2002) 33) Yutaka et al. ApJ 863, 37F (2018) 34) Girardi, M. et al, MNRAS 456, 2829 (2016) 35) Botteon et al. MNRAS 478, 885B (2018).

Tabella 3.4: Collezione di Aloni di cui è noto l'indice spettrale (54 in totale). La tabella è divisa in due gruppi, nel primo gruppo l'elenco degli Aloni noti fino al 2011 (Feretti et al. (2012) [137]), nel secondo gli aloni scoperti nel periodo sett2011-gen2019.

Name	$\alpha_{\nu_2}^{\nu_1}[GHz]$	$\alpha_2[GHz]$	# Mis.	Ref.
A209	$\alpha_{1.4}^{30} = 0.91$		2	1
A401	$\alpha_{0.60}^{1.4} = 1.04$		n.s.	2
A520	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.12$		2	3
A521	$\alpha_{0.15}^{4.8} = 1.91$		>3	4
A545	$\alpha_{1.3}^{1.6} > 1.4$		2	5 and ref. therein
A665	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.04$		2	5 and ref. Therein
A697	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.52$		>3	4
A754	$\alpha_{0.07}^{0.3} = 1.1$	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.5$	3	5 and ref. Therein
A773	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.02$		n.s.	2
A781	$\alpha_{0.33}^{0.61} > 1.5$		>3	6
A1300	$\alpha_{0.15}^{1.4} = 1.37$		>3	20, 6
A1656	$\alpha_{0.31}^{1.4} = 1.16$	$\alpha_{1.4}^{4.8} = 2.28$	>3	5 and ref. Therein
A1758a	$\alpha_{0.14}^{1.4} = 1.2$		3	7
A1914	$\alpha_{0.26}^{1.4} = 1.88$		>3	5 and ref. Therein
A2163	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.02$	$\alpha_{1.3}^{1.6} = 1.5$	3	2
A2218	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.46$	$\alpha_{1.4}^5 = 1.6$	2	2
A2219	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 0.9$		2	5 and ref. Therein
A2254	$\alpha_{1.4}^{1.7} = 1.20$		n.s.	2
A2255	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.7$		2	5 and ref. Therein
A2256	$\alpha_{0.22}^{1.4} = 1.61$		>3	5 and ref. Therein
A2319	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.28$	$\alpha_{0.6}^{1.4} = 2.2$	3	2
A2744	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.19$		>3	6
A3562	$\alpha_{0.30}^{0.8} = 1.3$	$\alpha_{0.8}^{1.4} = 2.1$	>3	5 and ref. Therein
RX J0107.7+5408	$\alpha_{0.07}^{0.24} = 2.10$		>3	8
CL0217+70	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.34$		2	8
1E0657-56	$\alpha_{0.84}^{5.9} = 1.3$		>3	5 and ref. Therein
MACSJ0717.5+3745	$\alpha_{1.4}^{4.7} = 1.3$	$\alpha_{0.15}^{0.61} = 1.4$	>3	9, 5 and r.T.
RXCJ1314.4-2515	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.40$		n.s.	2
RXCJ1514.9-1523	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.6$		2	5 and ref. Therein
RXCJ2003.5-2323	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.27$		3	6
A1132	$\alpha_{0.10}^{0.33} = 1.75$		3	10
A1451	$\alpha_{0.35}^{1.5} = 1.10$		2	11

A1682 (c)	$\alpha_{0.61}^{1.4} = 1.6$	>3	6
A1758S	$\alpha_{0.14}^{1.4} = 1.1$	3	7
A2061 (c)	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.03$	>3	12
A2069 (c)	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.3$	2	13
A2142 (c)	$\alpha_{0.12}^{1.78} = 1.33$	>3	14
A2261	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.2$	3	15
A2390	$\alpha_{1.0}^{2.0} = 1.6$	2	15
A3411	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.28$	3	16
A3888	$\alpha_{1.4}^{2.4} = 1.48$	2	17
CL 1821+643	$\alpha_{0.33}^{1.67} = 1.00$	2	18
MACSJ0416.1-2403	$\alpha_{0.34}^{1.5} = 1.5$	2	19
MACSJ0417.5-1154	$\alpha_{0.61}^{1.58} = 1.72$	3	20
MACSJ1149.5+2223	$\alpha_{0.32}^{1.4} = 2.10$	3	21
MACSJ1752.0+4440	$\alpha_{0.32}^{1.7} = 1.33$	3	21
Z5247	$\alpha_{0.61}^{1.4} = 1.7$	2	22
Toothbrush	$\alpha_{0.07}^{4.9} = 1.15$	>3	23
Sausage	$\alpha_{0.15}^{2.3} = 1.03$	>3	29
El gordo	$\alpha_{0.61}^{2.1} = 1.2$	2	23
ACT-CLJ0256.5+0006	$\alpha_{0.33}^{0.61} = 1.0$	2	24
PLCKG171.9-40.7	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.84$	3	25
PLCKG285.0-23.7	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.84$	2	26
PLCKG287.0+32.9		>3	27
PSZ1G108.18-11.53	$\alpha_{0.15}^{1.38} = 1.4$	>3	28

Col. 1: Cluster Name; Col. 2: Valore totale dell'indice spettrale α per spettri rettilinei o valore dell'indice spettrale a basse frequenze per spettri curvi; Col. 3: valore dell'indice spettrale ad alte frequenze per spettri curvi; Col. 4: numero di misurazioni di frequenza effettuate per il calcolo di α , n.s.: non specificato dall'autore; Col. 5: Reference Number. **1)** Sayers et al. ApJ 764, 152S (2013) **2)** Keshet et al. ApJ 722, 737K (2010) **3)** Vacca et al. A&A 561A, 52V (2014) **4)** Macario et al. A&A 551A, 141M (2013) **5)** Feretti et al, A&Arv 20, 54F (2012) and ref. therein **6)** Venturi et al. A&A 551A, 24V (2013) **7)** Botteon et al. MNRAS 478, 885B (2018) **8)** Randall et al. ApJ 823, 94R (2016) **9)** Bonafede et al. MNRAS 478 2927B (2018) **11)** Wilber et al. MNRAS 473 3536W (2018) **12)** Cuciti et al. A&A 609A, 61C (2018) **12)** van Weeren et al. A&A 533A, 35V (2011) **13)** Farnsworth et al. ApJ 779, 189F (2013) **14)** Venturi et al. A&A 603A, 125V (2017) **15)** Sommer et al. MNRAS 466, 996S (2017) **16)** van Weeren et al. ApJ 769, 101V (2013) **17)** Shakouri et al. MNRAS 459, 2525S (2016) **18)** Bonafede et al. MNRAS

444L, 44B (2014) **19**) Ogrean et al. ApJ 812, 153O (2015) **20**) Parekh et al. MNRAS 464, 2752P (2017) **21**) Bonafede et al. MNRAS 426, 40B (2012) **22**) Kale et al. A&A 579A, 92K (2015) **23**) van Weeren et al. A&A 546A, 124V (2012) **23**) Lindner et al. ApJ 786, 49L (2014) **24**) Knowles et al. MNRAS 459, 4240K (2016) **25**) Giacintucci et al. ApJ 770, 161G (2013) **26**) Martinez Aviles et al. A&A 595A, 116M (2016) **27**) Bonafede et al. ApJ 785, 1B (2014) **28**) de Gasperin et al. MNRAS 453, 3483D (2015) **29**) Hoang, D. N. et al, MNRAS 471, 1107 (2017).

3.3 Software: AIPS

Gli ammassi riportati in tabella 3.2 sono stati analizzati come parte del lavoro di questa tesi attraverso l'utilizzo del software AIPS (Astronomical Image Processing System), software per la calibrazione e l'analisi dei dati sviluppato dal NRAO. Originariamente destinato all'elaborazione dei dati VLA (fine anni 70) è stato sviluppato negli anni ed ora può essere in grado di gestire sia dati radio interferometrici sia dati radio da singola antenna (e può operare analisi anche su immagini ottiche e X). Possiede un proprio gergo, vengono importati i dati nel suo ambiente (catalogue: UCAT, MCAT, PCAT) e si eseguono diverse operazioni tramite TASKS (heavy duties) e VERBS (light duties). Entrambi usano degli ADVERBS, ovvero parametri per specificare che tipo di operazioni si intende operare. Il lavoro di analisi dei dati è diviso essenzialmente in due parti, *calibration* e *imaging*. Nei prossimi paragrafi le spiegheremo nel dettaglio.

3.3.1 Calibration

Come anticipato nel paragrafo 3.1.2, la calibrazione è la procedura che ha lo scopo di correggere i dati grezzi per trovare i valori appropriati per ampiezza e fase che caratterizzano le visibilità V_{ij} , dal momento che queste sono le quantità date in output dal telescopio e dalle quali si ottiene, tramite trasformate di Fourier, la distribuzione di brillantezza sul piano del cielo $B(\nu, \theta, \phi)$. Il correlatore compie operazioni di cross-correlazione, fornendo visibilità calcolate nel tempo di integrazione. In numero di visibilità è enorme, dal momento che, se N è il numero di antenne, la loro quantità è data da $N(N - 1)/2$ baseline moltiplicate per 4 prodotti di polarizzazione (i.e. RR, LL, RL, LR), per il numero di sotto bande (IF), per i canali spettrali e per il tempo di osservazione totale diviso per il tempo di integrazione. Tramite la task LISTR, riportiamo in tabella 3.5 i valori più importanti del nostro dataset.

Il processo di calibrazione si divide sostanzialmente in due parti, la prima, chiamata calibrazione a priori, è essenziale per correggere alcuni errori introdotti dai movimenti dell'antenna e gli errori di ritardo sulla fase, la seconda è la vera calibrazione di base, che consiste nella correzione dei dati prima della produzione

delle mappe. Questo è un lavoro accurato da svolgere sui dati tramite l'ausilio di diverse task. Prima di iniziare la calibrazione è utile richiamare LISTR e PRTAN per avere una lista completa delle componenti del proprio dataset ed ottenere informazioni utili come il tempo di integrazione, la larghezza di banda, il rumore teorico e la disposizione delle antenne a terra (fig. 3.5).

LISTR mostra i target ed i calibratori primari e secondari: sorgenti puntiformi molto luminose (i.e. quasar) usate per le correzioni di ampiezza e fase rispettivamente. Il calibratore primario è scelto per avere un flusso noto, mentre il secondario dovrebbe essere angolarmente vicino al target per le correzioni di fase. La task usata per la calibrazione a priori è stata VLANT, per correggere i movimenti delle antenne.

Dopo la calibrazione a priori, viene svolto un importante processo di editing, ovvero il flagging dei dati tramite la task TVFLG, grazie alla quale si escludono manualmente i dati peggiori prima di procedere con la calibrazione. Durante il processo di calibrazione sono state usate primariamente le task SETJY, che permette di impostare i flussi su una scala fisica reale (il Jy è l'unità usata in radioastronomia per descrivere il flusso, 1Jy corrisponde a $10^{-26} \text{ W/Hz m}^2$), CALIB che applica la vera e propria calibrazione e GETJY, usato per calibrare i flussi sui calibratori secondari.

Cluster Name	ν_{obs} IF 1	ν_{obs} IF 2	BW (kHz)	Conf.	No. vis	No. scan	Tot. t_{samp} (s)
MACS 0140-05	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	87152	2	2890
MACS 0159-08	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	85200	2	2820
MACS 0326-00	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	87149	2	2890
MACS 0417-11	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	86352	2	2860
MACS 0429-02	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	15157	2	490
MACS 0451+00	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	67227	2	2300
MACS 0647+70	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	78522	2	2870
MACS 0717+37	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	72605	3	2790
MACS 0744+39	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	77257	2	2780
MACS 2211-03	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	38976	1	1290
MACS 2228+20	1.4649 GHz	1.3851 GHz	50000	L	42900	1	1420

Tabella 3.5: Tabella riassuntiva della task LISTR. Col 1: nome del cluster. Col 2: Freq. osservativa ν_{obs} della sottobanda 1. Col 3: ν_{obs} della sottobanda 2. Col 4: Larghezza di banda. Col 5: configurazione VLA (tab 2.1). Col 6: numero di visibilità osservate. Col 7: numero di scan. Col 8: tempo totale di campionamento (somma dei diversi scan).

```

File=MACS2211-03 .SPLIT . 1 An.ver= 1 Vol= 1 User= 170
Array= VLA Freq= 1464.900000 MHz Ref.date= 15-JUL-2002

```

```

Location of VLA antennas

N36 (25)
N32 ( 1)
N28 ( 5)
N24 ( 9)
N20 (15)
N16 (16)
N12 (19)
N08 (26)
N04 (18)
(11) W04 E04 ( 2)
(22) W08 E08 ( 6)
( 8) W12 E12 (28)
(23) W16 E16 (21)
(14) W20 E20 ( 3)
( 4) W24 E24 (24)
(10) W28 E28 (17)
(20) W32 E32 (12)
(13) W36 E36 ( 7)

VLA:_OUT (27)
VPT:_OUT (29)

```

Fig. 3.5 Risultato della task PRTAN eseguita sull'ammasso MACS 2211-03, illustra la disposizione delle antenne a terra ed informazioni come le antenne disattive, la frequenza osservativa (freq=1.469GHz) e la data dell'osservazione.

3.3.2 Imaging

Al termine della calibrazione il dataset è pronto per la creazione di mappe. La task che implementa la trasformata di Fourier (FT) e l'algoritmo di deconvoluzione è IMAGR. Le caratteristiche della mappa sono determinate dai parametri CELLSIZE e IMSIZE, note risoluzione e FOV del JVLA. Dopo la FT^{-1} delle visibilità si ottiene una *dirty map*, che è un'immagine dirty convoluta con il beam (ovvero la point spread function, PSF):

$$V^{cal} = S(u, v) \times V^{true} \begin{cases} S(u, v) = 1 \text{ nei punti in cui si misurano le visibilità} \\ S(u, v) = 0 \text{ altrove} \end{cases}$$

dove $S(u, v)$ è la funzione di campionamento.

La Brillanza misurata è la dirty map:

$$I^{meas} = FT^{-1}(V^{cal}) = FT^{-1}(S) \times FT^{-1}(V^{true})$$

La FT^{-1} delle visibilità campionate è la vera brillantezza nel cielo convoluta con la PSF:

$$B^{dirty} = FT^{-1}(S)$$

Per un campionamento perfetto ($S = 1$ ovunque) il dirty beam dovrebbe essere una delta di Dirac, ma nei fatti il dirty beam migliore si avvicina al più ad una gaussiana. La procedura di deconvoluzione si applica tramite un algoritmo di cleaning, basato sul fatto che la distribuzione di brillantezza può essere scomposta in un numero finito di sorgenti puntiformi, ognuna delle quali da origine a fasci primari e lobi secondari. La deconvoluzione serve a pulire l'immagine e a rimuovere gli effetti prodotti dai lobi secondari. Dopo la produzione della mappa è possibile procedere con l'analisi dell'immagine, calcolando per esempio rumore e flussi tramite la task IMSTAT. Un'ulteriore analisi utile da condurre avviene tramite KNTR, con la quale si ottengono i contorni di brillantezza, i cui livelli in Jy sono impostati tramite il parametro LEVS.

Capitolo 4

Target Sources

In questo capitolo verrà presentata l'analisi svolta tramite AIPS degli ammassi MACS J0417 (4.2) e MACS J0647 (4.3). Per il RH dell'ammasso MACS J0417 già noto in letteratura, è stato ricalcolato l'indice spettrale integrando i dati della tesi ai dati noti. Nel paragrafo iniziale (4.1) verrà illustrata la metodologia statistica utilizzata per il calcolo dell'indice spettrale, usando come modello i dati presenti in letteratura per l'alone radio presente in A1914, per il quale è stata individuata una nuova frequenza di break.

4.1 Calcolo dell'Indice Spettrale

L'equazione (10), utilizzata per derivare l'indice spettrale (par. 2.1: $\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)}$), può essere utilizzata date due frequenze osservative ed i relativi flussi.

Quando però si hanno a disposizione misure multifrequenza con più misurazioni di flusso e relativi errori, il valore di α sarà dato dal coefficiente della linea di tendenza a legge di potenza che meglio interpola i dati a disposizione, secondo l'equazione (9): $J_\nu \propto \nu^{-\alpha}$.

Prendiamo come esempio il caso di A1914, usando le densità di flusso pubblicate da Komissarov & Gubanov (1994) [139], riportate in tabella 4.1:

Frequenza (MHz)	Flusso (mJy)	Error
26.3	88	13
38	54	8
81.5	18	2.7
151	5.6	0.8
178	3.9	0.6
318	1.18	0.18
408	0.78	0.12
608.5	0.284	0.042

Tab. 4.1: Valori di frequenza e Flusso del RH in A1914, ripresi dalla tabella 9 dell'articolo di Komissarov & Gubanov (1994).

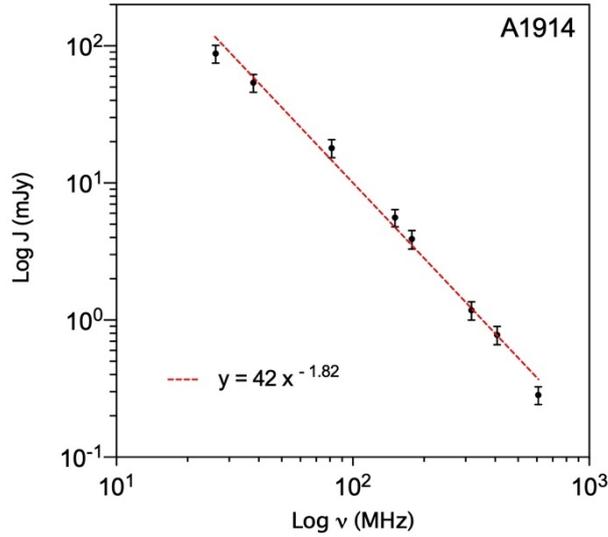


Fig. 4.1: Spettro integrato della sorgente radio diffusa in A1914 ottenuto dai dati riportati in tab. 4.1. La linea rossa tratteggiata rappresenta il best fit della legge di potenza tramite il metodo di regressione lineare, dalla quale si deriva il valore per l'indice spettrale $\alpha \sim 1.8$.

Usando i dati riportati da Komissarov & Gubanov (1994) [139] si ottiene uno spettro della sorgente molto ripido, $\alpha \sim 1.8$ (fig. 4.1), in accordo con quanto riportato anche da Bacchi et al. (2003) [140]. Il metodo usato in questa tesi per calcolare il best-fit è stato quello della regressione lineare (4.1.1). Nel loro articolo, Komissarov & Gubanov, discutono di una possibile curvatura nello spettro, per cui in questa tesi è stato studiato il comportamento dello spettro tramite un modello di regressione segmentato (4.1.2) per individuare un possibile cut-off nello spettro.

4.1.1 Regressione lineare - il caso di A1914

La regressione lineare sui logaritmi delle due variabili (J e ν) per il RH in A1914, presenta un R^2 molto alto: $R^2 = 0.9921^7$, per cui un modello di indice spettrale piatto è un ottimo modello per spiegare i dati. Tuttavia, in figura 4.2, si può osservare un flesso, un cambio di pendenza intorno a $\nu \sim 100$ MHz, per cui tramite l'analisi di un modello a regressione segmentata si può indagare la presenza di una possibile frequenza di break ν^* (vedi par. 2.5).

⁷ R^2 , o coefficiente di determinazione, è una misura della bontà dell'adattamento (fitting) della regressione lineare stimata ai dati osservati. R^2 è un numero compreso tra 0 e 1: quando è 0 il modello utilizzato non spiega per nulla i dati; quando è 1 il modello spiega perfettamente i dati.

4.1.2 Modello di regressione segmentata

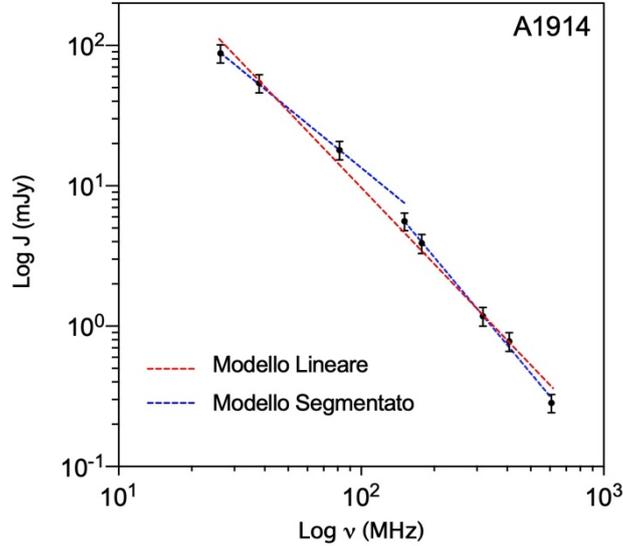


Fig. 4.2: Spettro integrato della sorgente radio diffusa in A1914 ottenuto dai dati riportati in tab. 4.1. La linea rossa tratteggiata rappresenta modello di regressione lineare, dalla quale si deriva il valore per l'indice spettrale $\alpha \sim 1.8$, le linee tratteggiate blu rappresentano il modello di regressione segmentato, dalla quale si ottengono valori di $\alpha \sim 1.41$ nel range $\nu < 100 \text{ MHz}$ e $\alpha \sim 2.09$ per $\nu > 100 \text{ MHz}$.

La regressione segmentata (descritta da Muggeo (2008) [141]) può essere utilizzata per individuare il breakpoint, ovvero il punto in cui la relazione fra variabile indipendente e dipendente cambia pendenza. L'algoritmo utilizzato individua il punto mediano della distribuzione della variabile indipendente e per iterazioni successive identifica le pendenze delle due rette interpolanti che massimizzano i valori di R^2 . Nel nostro caso i valori di R^2 sono aumentati: $R^2 = 0.9994$, per cui il modello che indica un cambio di pendenza dell'indice spettrale intorno ad una frequenza di break ν^* , spiega i dati meglio di quanto lo faccia un modello di indice spettrale piatto.

L'algoritmo ha calcolato il valore del break point mediano ν^* a:

$$\nu^* = 97.79 \text{ MHz}$$

Le pendenze calcolate dei due segmenti sono -1.41 , ad alte frequenze, e -2.09 a basse frequenze, per cui gli indici spettrali risultano:

$$\alpha_{<98 \text{ MHz}} \cong 1.41 \quad \text{e} \quad \alpha_{>98 \text{ MHz}} \cong 2.09 .$$

4.2 MACS J0417.5-1154

MACSJ0417.5-1154 è un ammasso caldo ($\sim 9.5\text{keV}$ [142]), luminoso in X ($L_{X,r500} = 2.91 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ [5]) e molto massivo ($2.21 \times 10^{15} M_{\odot,r500}$ [5]) che si trova ad un redshift $z = 0.443$ ⁸. Il primo a riportare la presenza di un alone in questo cluster fu Dwarakanath et al. (2011) [126], con osservazioni GMRT a 235 MHz e 610 MHz. Nell'articolo è descritto un alone di estensione $\sim 1.2 \times 0.3 \text{ Mpc}^2$, allungato in direzione nord-est, similmente alla morfologia dell'emissione X rilevata da Chandra (fig. 4.4); questo suggerisce chiaramente che si tratta di un ammasso dinamicamente disturbato in cui è in corso un fenomeno di merging. Lo studio su MACSJ0417 è stato proseguito da Parekh et al. (2017, [127]), che ha analizzato l'ammasso con i dati GMRT e VLA (1575 MHz), riportati in tabella 4.3. Durante il lavoro di tesi è stata fatta un'ulteriore analisi su dati VLA (1575 MHz) anch'essi riportati in tab. 4.3. In figura 4.3 (a) e (b) sono riportati i contorni del RH delle osservazioni GMRT a 235 MHz e 610 MHz rispettivamente [127], in figura 4.4 sono riportati i contorni VLA estratti da Parekh et al. [127], pannello (a), ed i contorni JVLA estratti per il lavoro di tesi, pannello (b).

Tab.4.2: Proprietà della sorgente estesa in MACSJ0417.5 con i dati osservativi di questa tesi.

Cluster Name	z	M_{500} $10^{15} M_{\odot}$	$L_{X,500}$ 10^{45} erg/s	T_x keV	ν_{obs} MHz	Type	J_{ν} mJy
MACSJ0417.5	0.443	2.21	2.91	9.5	1575	RH	33.7

Tab. 4.3: Osservazioni multifrequenza della sorgente estesa in MACSJ0417.5, sono riportate le frequenze osservative e le densità di flusso prese da Parekh et al. (2017, [127]) e i dati osservativi di questa tesi. † il flusso è stato calcolato in una regione in linea con le mappe di Parekh et al..

name	ν_{obs} (MHz)	J_{ν} (mJy)	$\text{Log}P_{1.4}$ W/Hz	ref
MACSJ0417.5	235	77 ± 8.0		Parekh et al.
	610	54 ± 5.5		Parekh et al.
	1575	10.6 ± 1.0	24.5 ± 1.0	Parekh et al.
	1575	11.9 ± 0.3 †		This Work
	1575	33.7 ± 0.5		This Work

⁸ Dati catalogo online MCXC, Piffaretti et al. [5] Link: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/db-perl/W3Browse/w3table.pl?tablehead=name%3Dmcxc&Action=More+Options>

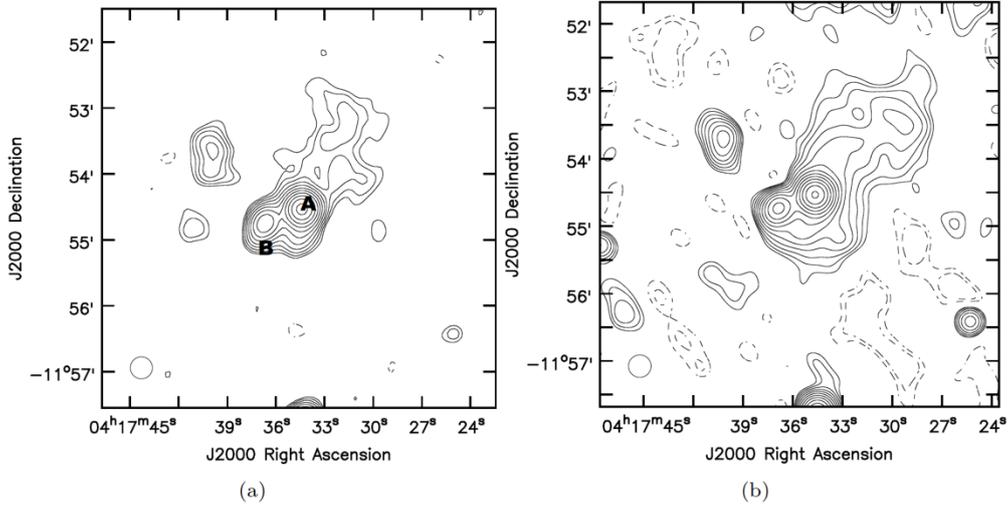


Fig. 4.3: MACSJ0417-1155. **(a)** contorni GMRT 235 MHz, i contorni sono disegnati a 3σ dove $\sigma_{325MHz} = 0.44 \text{ mJy beam}^{-1}$ **(b)** contorni GMRT 610 MHz, contorni disegnati a 3σ , $\sigma_{610MHz} = 0.15 \text{ mJy beam}^{-1}$. I contorni aumentano per step di $\sqrt{2}$. Le linee tratteggiate mostrano i contorni a -3σ . Le immagini hanno una risoluzione di $20'' \times 20''$. Parekh et al. (2017, [127]).

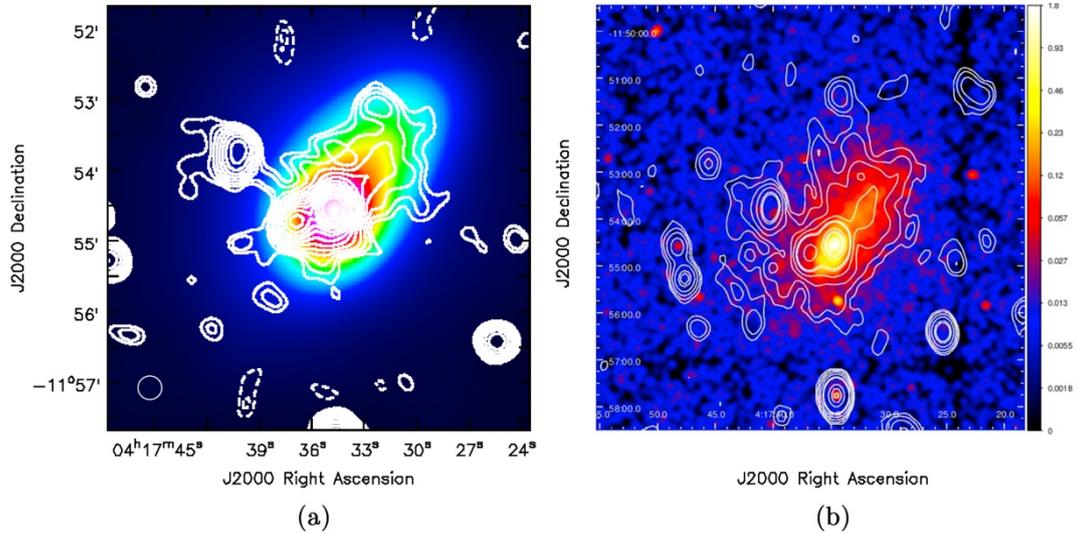


Fig. 4.4: MACSJ0417-1155. **(a)** contorni VLA 1575 MHz sovrapposti all'immagine X di Chandra. I contorni sono disegnati a 3σ dove $\sigma_{1.5GHz} = 40 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ ed aumentano per step di $\sqrt{2}$. Le linee tratteggiate mostrano i contorni a -3σ . risoluzione di $20'' \times 20''$, Parekh et al. (2017, [127]). **(b)** contorni VLA 1575 MHz sovrapposti all'immagine X di Chandra. La FWHM è $35.5'' \times 29.5''$ (Position Angle, PA = -2). Il rms noise è $1\sigma = 0.02 \text{ mJy/beam}$ ed i contorni sono: (0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 10). This Work.

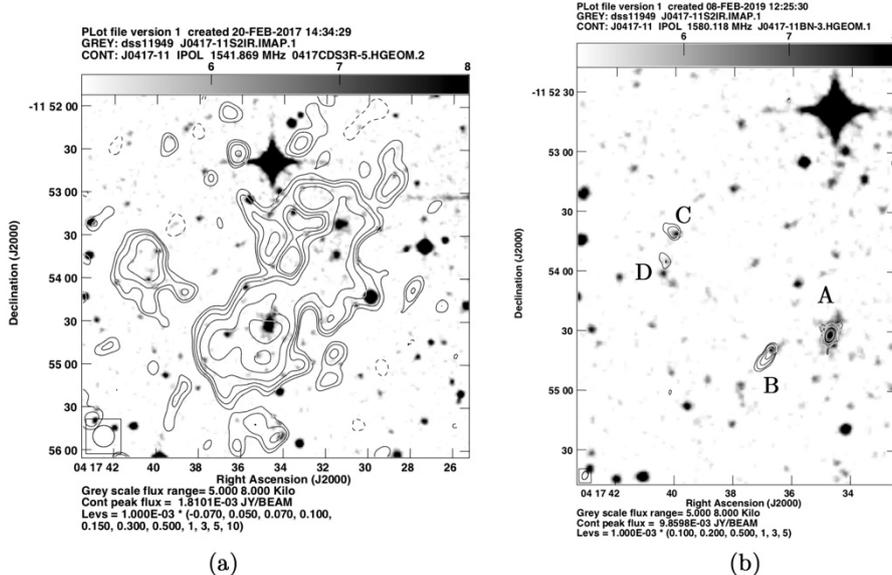


Fig. 4.5: MACSJ0417-1155. **(a)** contorni VLA 1542 MHz sovrapposti ad un'immagine ottica della Sload Digital Sky Survey (SDSS). Emissione radio diffusa alla quale sono state sottratte le radio sorgenti A, B, C e D mostrate nel pannello b. La FWHM è $15'' \times 15''$. **(b)** contorni VLA 1580 MHz sovrapposti ad un'immagine ottica della Sload Digital Sky Survey (SDSS), sono presenti 4 radiosorgenti, la più brillante, A, coincide con la galassia più brillante dell'ammasso. Le altre 3 sorgenti, B, C e D sono galassie a coda probabilmente appartenenti all'ammasso. FWHM: $12.7'' \times 10.9''$ (PA -10). Il rms noise è $1\sigma = 0.02$ mJy/beam ed i contorni sono: (0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 10).

Nella loro analisi, Parekh et al., per calcolare la densità di flusso integrata dell'alone radio, hanno sottratto due sorgenti radio, A e B (fig. 4.3 (a)), immerse nell'emissione radio diffusa. Riportano una densità di flusso per le due sorgenti rispettivamente di $J_A = 46 \pm 4.6$ mJy e $J_B = 17 \pm 1.7$ mJy, calcolate operando un fit gaussiano, a partire dalla densità di flusso totale dell'alone misurata all'interno di una data regione ad ogni frequenza [127].

Le sorgenti sottratte durante la nostra analisi sono 4, riportate in figura 4.5 (b). Le sorgenti A e B sono le stesse sottratte da Parekh et al.. La radio sorgente più brillante A, coincide con la galassia più brillante dell'ammasso, le altre 3 sorgenti, B, C e D sono galassie a coda probabilmente appartenenti all'ammasso. L'alone radio osservato (fig. 4.5 (a)) a 1.5 GHz risulta essere molto più esteso rispetto a quello di Parekh et al., con un flusso misurato $J_{1.5 \text{ GHz}} = 33.7$ mJy. Se nella nostra mappa misuriamo il flusso limitandoci alla regione osservata da Parekh et al., otteniamo $J_{1.5 \text{ GHz}} = 11.9$ mJy, in accordo con il loro flusso $J_{1.5 \text{ GHz}} = 10.6 \pm 1$ mJy. Questa differenza di flusso fra le due osservazioni ha una ricaduta molto importante sulla determinazione dell'indice spettrale.

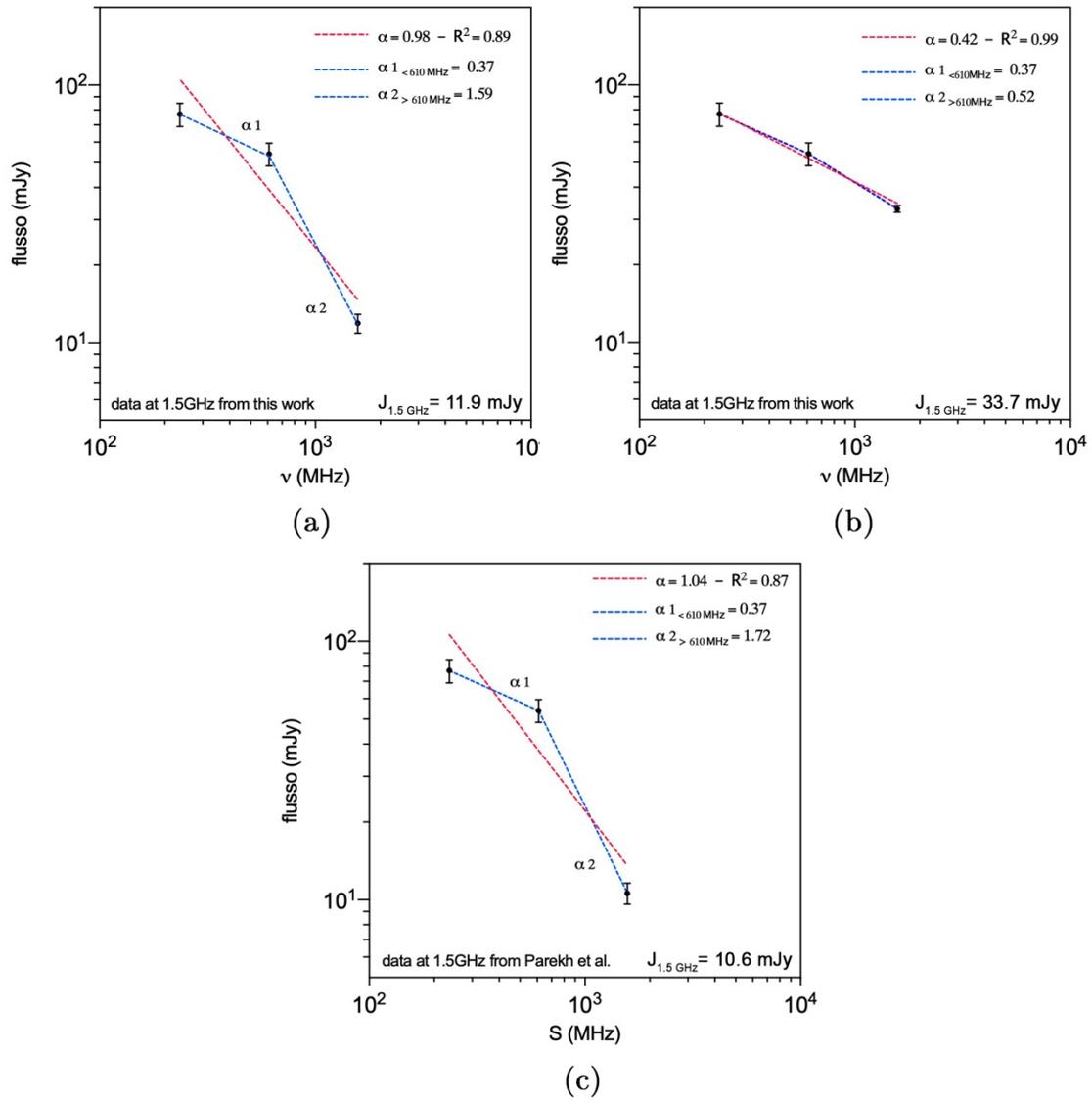


Fig. 4.6: (a) Spettro integrato dell'alone radio in MACSJ0417-1155 derivato dai valori di flusso GMRT (Parekh et al.) e VLA a 1.5 GHz derivati in questa tesi considerando la regione osservata da Parekh et al., con $J_{1.5\text{GHz}}=11.9\text{mJy}$. l'indice $\alpha = 0.98$ è stato calcolato con il metodo della regressione lineare (linea tratteggiata rossa), il fit presenta un $R^2=0.89$. Le linee blu tratteggiate segnano la regressione segmentata. (b) Spettro integrato del RH derivato dai valori di flusso GMRT (Parekh et al.) e VLA a 1.5 GHz derivati considerando la regione più ampia delimitata dai contorni in fig. 4.5a, con $J_{1.5\text{GHz}}=33.7\text{mJy}$. L'indice è piatto, con un valore $\alpha = 0.42$ e $R^2=0.99$ (c) Spettro integrato del RH derivato dai dati di Parekh et al. (2017, [127]), $\alpha = 1.04$ con $R^2=0.87$.

In fig. 4.6 sono mostrati gli spettri dell'alone calcolati fra 235 MHz e 1575 MHz utilizzando i flussi ottenuti nell'analisi di questa tesi, pannello (a) e (b), e i flussi riportati da Parekh et al., pannello (c).

- Considerando il loro valore di flusso derivato da Parekh et al. $J_{1.5 \text{ GHz}} = 10.6 \pm 1 \text{ mJy}$, otteniamo un valore di indice spettrale $\alpha = 1.04$ (fig. 4.6 (c)), derivato utilizzando il metodo di regressione lineare (par. 4.1), con un $R^2=0.8743$. I valori dello spettro α_1 e α_2 calcolati rispettivamente nei range di frequenza fra 235 e 610 MHz e fra 610 e 1575 MHz sono in accordo con i valori riportati da Parekh et al.: a frequenze più basse lo spettro risulta piatto ($\alpha_1 = 0.37$), mentre nel range di frequenze più alte risulta ripido ($\alpha_2 = 1.72$).

Come anticipato, per quanto riguarda il calcolo del flusso a 1575 MHz sulle mappe ottenute dal nostro dataset, è stato molto importante capire in quale regione considerare circoscritto il RH:

- Se per il calcolo del flusso si considera l'estensione delimitata da una spezzata all'interno del contorno a 2σ (fig. 4.5 (a)), si ottiene $J_{1.5 \text{ GHz}} = 33.7 \text{ mJy}$, dalla quale si ottiene un valore di indice spettrale piatto $\alpha = 0.42$ (fig. 4.6 (b)), regressione lineare con un $R^2=0.9918$). Calcolando i valori dello spettro dividendo nei 2 range di frequenza otteniamo: $\alpha_1 = 0.37$ e $\alpha_2 = 0.52$. Un valore così basso per l'indice spettrale è però tipico di sorgenti radio compatte, e non descrive lo spettro di potenza tipico di emissione radio diffusa. In letteratura i valori più bassi noti per indici spettrali di RHs si trovano in A209 ($\alpha_{1.4 \text{ GHz}}^{30 \text{ GHz}} = 0.91$, Sayers et al. [143]) e A2219 ($\alpha_{0.33 \text{ GHz}}^{1.4 \text{ GHz}} = 0.9$, Orrù et al. [144]), in entrambi i casi i valori di α sono stati calcolati avendo a disposizione solo due misure di flusso. Questo ci suggerisce che le regioni più esterne osservate del RHs appartengano ad una coda di emissione con flusso basso, ma che contribuisce al netto totale in maniera rilevante.
- Se si misura il flusso considerando un'area più circoscritta, usando come paragone le mappe ottenute da Parekh et al. (fig. 4.4a), otteniamo un flusso $J_{1.5 \text{ GHz}} = 11.9 \text{ mJy}$, dalla quale si ottiene un valore di indice spettrale $\alpha = 0.98$ (fig. 4.6 (a)), derivato utilizzando il metodo di regressione lineare, con un $R^2=0.89$. Se calcoliamo i valori dello spettro dividendo il range di frequenza otteniamo: $\alpha_1 = 0.37$ e $\alpha_2 = 1.59$.

4.3 MACS J0647.7+7015

Nel catalogo MCXC (Piffaretti et al. [5]), MACS J0647.7+7015 è riportato con una massa $M_{500} = 8.86 \times 10^{14} M_{\odot}$ ed una luminosità X: $L_{500} = 1.31 \times 10^{45}$ erg/s. Maughan et al. (2012, [145]) riportano una temperatura da dati Chandra $kT_X = 10.9^{+1.4}_{-0.9}$ keV. In letteratura non sono presenti studi radio su MACS J0647.7+7015.

Cluster Name	z	M_{500} $10^{14} M_{\odot}$	$L_{X,500}$ 10^{45}erg/s	T_X keV	ν_{obs} MHz	J_{ν} mJy	$P_{1.4}$ 10^{24}W/Hz
MCXCJ0647.8	0.584	8.86	1.31	10.9	1525	1.1 ± 0.1	2.3 ± 0.2

Tab. 4.4: Proprietà dell'ammasso MACS J0647.7+7015

Nelle mappe ottenute nell'Array D del nostro dataset, così come nelle immagini NVSS, non si osservano sorgenti radio discrete o diffuse nel centro dell'ammasso. Tramite osservazioni con configurazione C e C+D abbiamo rilevato un'emissione centrale di ~ 250 kpc con densità di flusso di (1.1 ± 0.1) mJy, che corrisponde ad un potere radio di $P_{1.4} = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{24}$ W/Hz, assumendo un indice spettrale $\alpha = 1$. La morfologia e le proprietà radio di questa sorgente suggeriscono si possa trattare di un possibile alone radio, anche se la classificazione è ancora alquanto incerta. Come si può notare in figura 4.7, in direzione sud-est ad una distanza di ~ 530 kpc dall'emissione centrale, è presente una struttura radio diffusa allungata (~ 300 kpc) con un flusso radio di ~ 1.0 mJy. La sua morfologia e disposizione suggeriscono che possa essere un candidato relitto, ma bisognerà condurre ulteriori investigazioni per ipotizzare MACSJ0647 come sistema dove siano entrambi presenti alone e relitto.

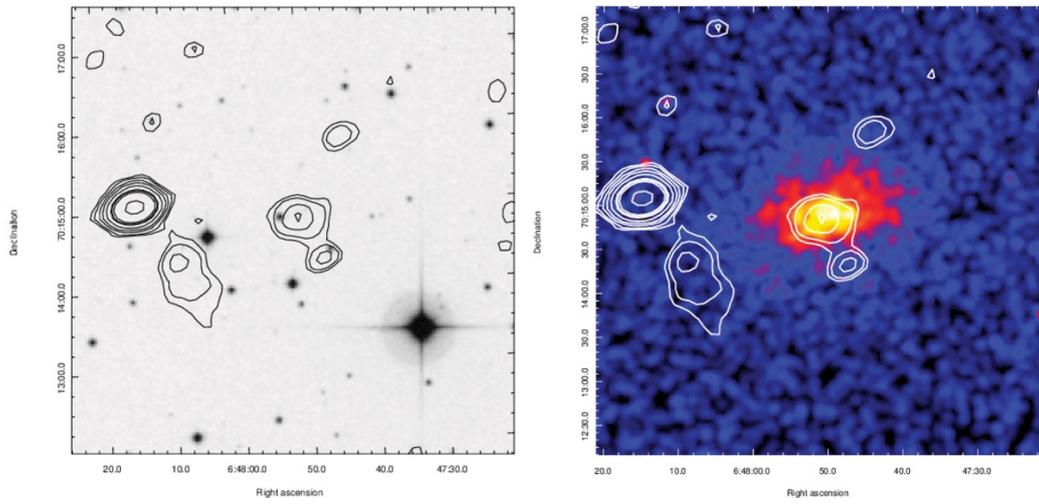


Fig. 4.7: *Pannello sinistro:* contorni radio di MACS J0647.7 a 1.52 GHz (JVLA in configurazione C+D) sovrapposta ad un'immagine ottica DSS2. La FWHM è $27.1'' \times 19.2''$. Il rms noise è $1\sigma = 0.05$ mJy/beam ed i contorni sono: $(3, 6, 9, 12, \dots) \times \sigma$. *Pannello destro:* Gli stessi contorni sovrapposti all'immagine X di Chandra.

Capitolo 5

Analisi statistiche e risultati

L'associazione osservata tra aloni radio giganti e merger fra cluster ha spinto gli attuali modelli teorici di emissione non termica a basarsi sull'idea che l'energia dissipata durante i merger potrebbe alimentare la formazione di RHs. Per testare quantitativamente la connessione RH-merger sono state svolte analisi statistiche basate su osservazioni radio e X (dati raccolti in letteratura e riportati nel paragrafo 3.2.2). In particolare sono stati raccolti dati riguardanti la temperatura kT_X degli ammassi che ospitano un alone radio (5.1) e i valori degli indici spettrali α (5.2).

5.1 Temperature T_X

I primi cenni di una possibile connessione fra le proprietà termiche (emissione X associata all'ICM) e non termiche (aloni radio) dei galaxy cluster risale ad un ventennio fa, quando fu trovata una correlazione statistica fra le proprietà generali dell'ammasso e la potenza radio dei RHs. In particolare, gli ammassi più luminosi in X (e quindi più massivi) ospitano gli aloni più potenti. Negli anni 2000, Colafrancesco [131] e Liang et al. [132], hanno suggerito un'altra possibile correlazione, con scatter maggiore, fra la potenza radio P_ν e la temperatura X dell'ICM (kT_X). Dal momento che sia la luminosità X sia la temperatura X di un cluster sono correlate alla sua massa (e.g. Neumann & Arnaud 1999 [133], 2001 [134]), le relazioni $P_\nu - L_X$ e $P_\nu - T_X$ potrebbero riflettere una dipendenza della luminosità radio sulla massa del cluster, con implicazioni interessanti sui modelli teorici all'origine della produzione di raggi cosmici.

Dal momento che la relazione $P_\nu - L_X$ è già stata ampiamente investigata (vedi par. 2.4.1.1, [57], [58], [59], [60], [61]), questo studio si è concentrato sull'analisi della relazione $P_\nu - T_X$ prevista da Colafrancesco e Liang. In letteratura non sono attualmente presenti analisi statistiche su questa correlazione, eccetto quelle dei primi anni 2000, i quali si basano su previsioni teoriche che al tempo non avevano la possibilità di essere verificate se non per mezzo di una quantità limitata e disomogenea di dati a disposizione. Negli ultimi anni sono stati pubblicati in letteratura nuovi dati T_X dai satelliti Chandra e XMM; sono riportati in tabella 5.1 gli ammassi ospitanti RHs di cui sono disponibili data Chandra e XMM. Nel

paragrafo 5.1.1 verrà affrontata una prima analisi sulla distribuzione dei RHs in funzione della T_x dell'ammasso ospitante. Nel paragrafo 5.1.2 verrà analizzata la relazione $P_\nu - T_x$.

Tab. 5.1: Collezione di Aloni noti a Gennaio 2019 di cui è nota la temperatura kT_x [KeV] dell'ammasso ospitante da **dati Chandra** (col.3). Col.1: nome dell'ammasso. Col. 2: Redshift z . Col. 4: Logaritmo della Potenza Radio a 1.4GHz [W/Hz].

Name	z	kT_x [KeV]	$\text{Log}P_{1.4\text{GHz}}$ [W/Hz]
A209	0.206	8.1 ± 1.7	24.31
A399	0.0718	8.18 ± 0.25	23.30
A401	0.0737	9.16 ± 1.23	23.34
A520	0.199	7.3 ± 0.2	24.58
A521	0.2533	5.86 ± 0.23	24.05
A523	0.1036	5.3 ± 0.3	24.17
A545	0.154	8.08 ± 0.32	24.16
A665	0.1819	12.2 ± 0.8	24.59
A697	0.282	10.3 ± 0.7	24.11
A754	0.0542	11.58 ± 1.37	23.77
A773	0.217	7.73 ± 0.7	24.23
A781	0.3004	5.5 ± 0.6	24.77
A851	0.4069	6.1 ± 0.4	24.33
A1300	0.3072	8.1 ± 0.9	24.78
A1656	0.0231	8.4 ± 0.4	23.80
A1689	0.1832	10.9 ± 0.2	23.96
A1758N	0.279	8.9 ± 1.4	24.60
A1914	0.1712	9.7 ± 0.2	24.71
A1995	0.3186	9.1 ± 0.3	24.13
A2034	0.113	8.0 ± 1.3	23.64
A2163	0.203	11.5 ± 0.7	25.26
A2218	0.1756	6.6 ± 0.2	23.60
A2219	0.2256	8.3 ± 0.3	25.08
A2255	0.0806	6.79 ± 0.24	23.94
A2256	0.0581	5.80 ± 0.77	23.91
A2294	0.178	8.9 ± 0.7	23.71
A2319	0.0557	9.91 ± 1.14	24.04
A2744	0.308	9.3 ± 2.7	25.24
A3562	0.049	4.74 ± 0.51	23.04
RX J0107.8+5408	0.1066	7.8 ± 0.3	24.26
CL0016+16	0.5456	9.93 ± 0.51	24.81
1E0657-56	0.296	14.8 ± 1.7	25.33

MACSJ0717.5+3745	0.5458	11.6 ± 0.5	26.20
RXCJ2003.5-2323	0.3171	9.1 ± 0.6	25.09
A1132 *	0.1369	7.85 ± 0.46	1.66
A1682 (c)	0.226	6.1 ± 1.1	23.19
A1758S	0.279	6.4 ± 1.4	23.89
A2061 (c)	0.0784	5.05 ± 0.17	23.43
A2065 (c)	0.0726	5.48 ± 0.67	23.64
A2069 (c)	0.116	6.0 ± 0.2	24.00
A2142 (c)	0.0909	9.59 ± 0.59	24.11
A2552 (c)	0.305	8.77 ± 1.20	23.68
A2261	0.224	7.3 ± 0.2	23.84
A2390	0.228	1.01 ± 0.3	24.47
CL 1821+643	0.299	9.0 ± 0.5	25.65
MACSJ0949.8+1708	0.3826	7.5 ± 0.6	24.24
MACSJ0416.1-2403	0.396	10.06 ± 0.50	24.06
MACSJ0417.5-1154	0.44	9.5 ± 1.1	25.05
MACSJ0553.4-3342	0.431	12.08 ± 0.63	24.84
MACSJ1149.5+2223	0.544	9.1 ± 0.7	24.40
MACSJ2243.3-0935	0.447	8.2 ± 0.9	24.50
Z5247	0.229	6.6 ± 1.7	23.54
Toothbrush	0.225	8.72 ± 0.28	24.83
Sausage	0.192	7.39 ± 1.07	24.54
El gordo	0.87	16.2 ± 2.3	25.65
ACT-CLJ0256.5+0006	0.363	$6.12 \pm 0.25 \dagger$	23.99
PLCKG147.3-16.6	0.645	$14.00 \pm 2.50 \dagger$	24.71
PLCKG171.9-40.7	0.27	$13.18 \pm 0.53 \dagger$	24.70
PLCKG285.0-23.7	0.39	$8.60 \pm 0.93 \dagger$	24.24
PLCKG287.0+32.9	0.39	$15.95 \pm 0.53 \dagger$	25.00

* USSRH

† Temperatura Chandra derivata dalla relazione lineare di Zhao et al. (2015): $T_{\text{CH}} = 1.25T_{\text{XMM}} - 0.13$ [138] (par. 3.2.2).

5.1.1 Temperature Distribution

Al fine di ottenere un campione il più omogeneo possibile per l'analisi dei dati, non sono state utilizzate tutte le temperature raccolte in questo lavoro (tabella 3.3), ma solo quelle derivate da osservazioni Chandra e XMM, per un totale di 60 ammassi riportati in tabella 5.1 (~78% degli ammassi contenenti RHs noti a Gennaio 2019). Per analizzare la distribuzione degli ammassi ospitanti aloni a seconda della loro temperatura X abbiamo diviso il campione in 6 e 4 range di temperatura diversi (fig. 5.1, pannello sinistro e destro rispettivamente). Questa distribuzione non indica nessuna correlazione, ma fotografa solo l'intervallo in temperatura degli ammassi contenenti aloni.

La T_x media dei cluster ospitanti RHs è di 8.81 keV con deviazione standard di 2.58 KeV, il 38% del campione si trova nel range di temperature comprese fra 8 e 10 keV. Gli istogrammi mostrano che la distribuzione degli ammassi è divisa in due bin distinti di temperatura, divisi a 10 keV: il 77% del campione si trova infatti ad una temperatura <10 keV, sotto la quale gli ammassi sono omogeneamente distribuiti nei 2 range di temperatura <8 keV e 8-10 keV. Il rimanente quarto degli ammassi con temperatura >10 keV è allo stesso modo distribuito in maniera omogenea nei due restanti range di temperatura 10-12 keV e >12 keV.

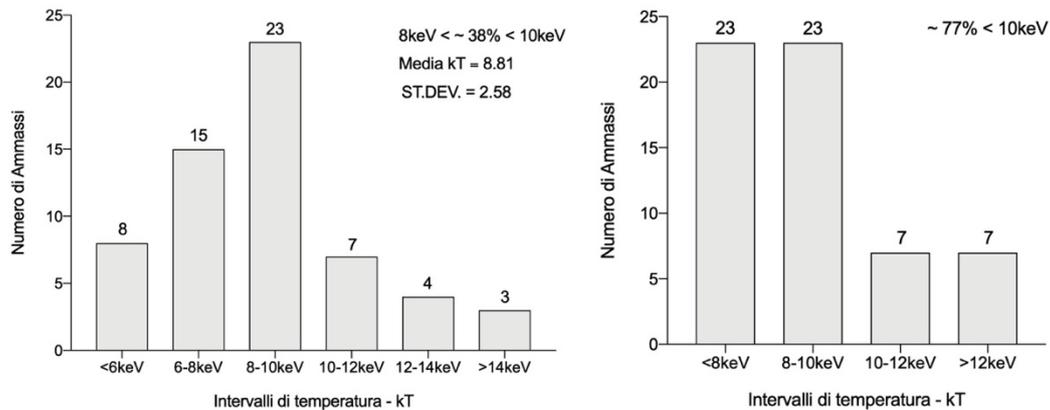


Fig. 5.1: Distribuzione di 60 ammassi contenenti RHs a seconda dei diversi intervalli di temperatura (dati Chandra). *Pannello Sinistro:* l'istogramma suddivide gli ammassi riportati in tabella 4.6 in 6 intervalli di temperatura, con un range di 2 keV ciascuno, da <6 keV a >14 keV. *Pannello destro:* l'istogramma suddivide gli ammassi in 4 intervalli di temperatura, con un range di 2 keV ciascuno, da <8 keV a >12 keV. La distribuzione ha una media di 8.81 keV con deviazione standard 2.58. Il 77% degli ammassi contenenti aloni ha $kT_x < 10$ keV, il 38% del campione ha una temperatura X nel range da 8 a 10 keV.

5.1.2 Correlazione P_R - kT_X

Nei primi anni 2000 sembrava esserci una forte correlazione fra potenza radio $P_{1.4}$ e temperatura kT_X , come riportato sia da Colafrancesco [131] che da Liang et al. [132]. Come si nota in figura 5.2 la correlazione, con i dati disponibili nel 2000, era ben visibile e con scatter relativamente basso. Colafrancesco, con un campione di soltanto 8 aloni radio, aveva ottenuto un andamento molto ripido della forma $P_{1.4} \propto T^{6.25+6.25}_{-2.08}$ [146]. Con un campione di 60 RHs la correlazione non è stata ritrovata, o per lo meno è stata osservata con una dipendenza meno forte e con diffusione molto più ampia. Probabilmente i dati analizzati negli anni 2000 soffrivano di bias selettivi: i cluster con temperature X alte e con redshift moderati sono più facilmente individuabili, inoltre la brillantezza superficiale degli aloni diminuisce con l'aumentare del redshift almeno altrettanto velocemente quanto $(1+z)^5$ considerando la K-correction.

La correlazione $P_{1.4}$ - kT_X ottenuta con il nostro dataset è riportata in figura 5.3, presenta un R^2 basso ($R^2 = 0.3288$, quindi non è statisticamente significativa), ed è molto diffusa: all'interno dello stesso range di temperature intorno ai 9 keV si trovano aloni la cui potenza radio varia fra $P_{1.4\text{GHz}} = 23.34$ W/Hz (in A401, $kT_X = 9.16$ keV) e $P_{1.4\text{GHz}} = 25.65$ W/Hz (in CL 1821+643, $kT_X = 9.0$ keV).

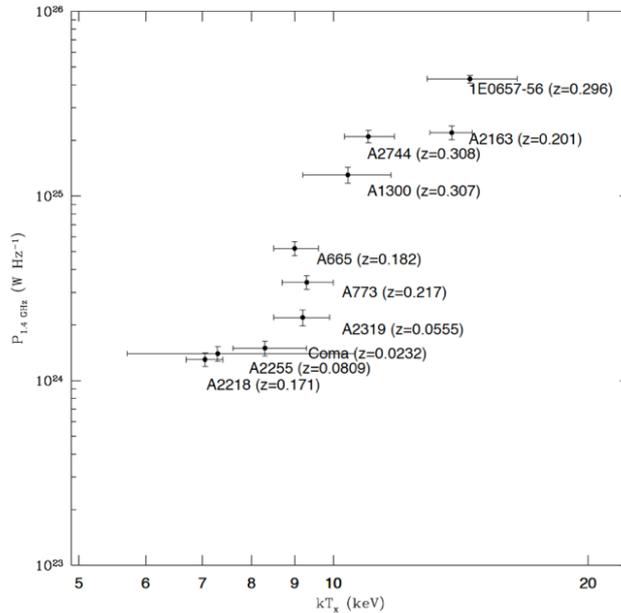


Fig. 5.2: Correlazione $P_{1.4}$ - kT_X , figura 9 dell'articolo di Liang et al. (2000, [132]). Dal momento che sono riportati solo gli aloni radio ben studiati a giugno del 2000, il campione dei cluster mostrati non è completo.

La linea di tendenza è ottenuta tramite regressione lineare semplice, il fit è stato eseguito usando la formula:

$$\log\left(\frac{P_{1.4\text{GHz}}}{h_{70}^{-1} \text{ W Hz}^{-1}}\right) = A_f + b_f \log\left(\frac{T}{\text{keV}}\right)$$

I parametri di best fit sono: $A_f = 23.06 \pm 0.25$ e $b_f = 0.14 \pm 0.02$.

Si nota che la correlazione è piuttosto piana e non è dominata dagli errori sulle temperature disponibili oggi (influiscono sulla slope di $\sim 14\%$). Gli intervalli di confidenza del 95% hanno una slope che va da 0.089 a 0.196 e intercetta che va da 22.56 a 23.56.

Come anticipato i risultati sono sensibilmente differenti da quelli ottenuti in analisi precedenti, Cassano et al. nel 2006 riportavano i seguenti valori sui parametri di best fit: $A_f = -0.39 \pm 0.14$ e $b_f = 9.83 \pm 4.92$ (eseguiti sulla formula $\log\left(\frac{P_{1.4\text{GHz}}}{3.16 \times 10^{24} h_{70}^{-1} \text{ W Hz}^{-1}}\right) = A_f + b_f \log\left(\frac{T}{8 \text{ keV}}\right)$) ossia una correlazione $P_{1.4} - kT_x$ molto ripida e dominata da larghi errori sulle temperature degli ammassi (che influiscono sulla slope di $\sim 50\%$) [147].

La correlazione sembra essere meno diffusa per temperature $>12 \text{ keV}$, ma il numero di ammassi sopra questa soglia (sette) non è abbastanza alto per condurre ulteriori analisi statistiche.

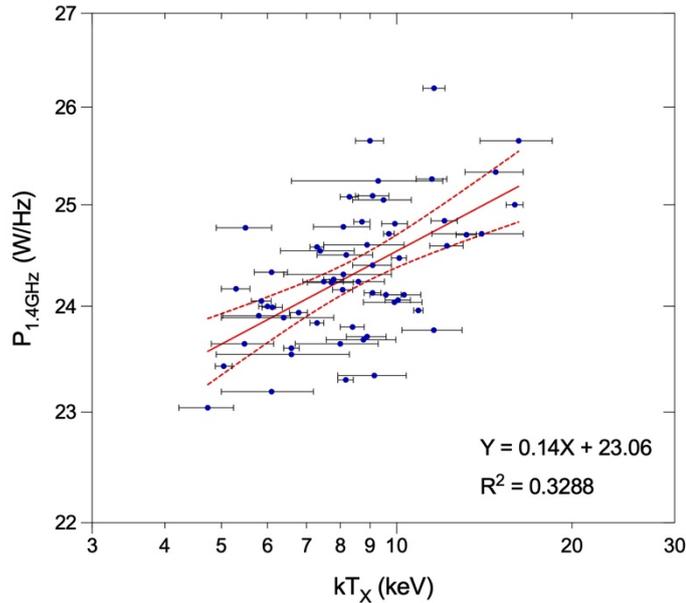


Fig. 5.3: Correlazione $P_{1.4} - kT_x$: distribuzione degli ammassi contenenti RH in funzione della loro temperatura X [keV] (ascissa, scala logaritmica) e della potenza radio dell'Alone a 1.4GHz [Watt/Hz] (ordinata, scala logaritmica). La linea rossa rappresenta il best fit calcolato tramite regressione lineare, le linee rosse tratteggiate racchiudono l'area di confidenza del fit del 95%. $R^2 = 0.3321$.

Possiamo quindi concludere che non abbiamo trovato alcuna correlazione $P_{1.4} - kT_X$. La potenza radio $P_{1.4\text{GHz}}$ è una caratteristica globale dell'emissione radio, ed in quanto tale è legata ad ogni aspetto delle energetiche coinvolte in processi di merger, che dipendono soprattutto dalle masse coinvolte. Sebbene la temperatura di un ammasso sia correlata alla sua massa:

$$M_{500} = 2.55_{-0.25}^{+0.29} \times 10^{13} M_{\odot} h_{70}^{-1} \left(\frac{T_X}{1 \text{ keV}} \right)^{1.58_{-0.07}^{+0.06}}$$

(Finoguenov et al., 2001 [148]), possiamo escludere che sia collegata in maniera diretta alla potenza radio. Dal momento però che la temperatura è un buon tracciante delle dinamiche di un ammasso e riflette caratteristiche meno globali (turbolenze, shocks, CF, etc.), possiamo vedere se e come questa è correlata all'indice spettrale, che, a differenza di $P_{1.4\text{GHz}}$, dipende unicamente dalle energetiche degli elettroni, quindi dalla loro accelerazione e/o compressione di campi magnetici.

5.2 Spectral Index

Gli spettri radio integrati degli aloni sono ancora poco conosciuti. I RHs mostrano sempre uno spettro ripido ($\alpha \gtrsim 1$) ma soltanto in pochi casi lo spettro è derivato da più di tre misurazioni di flusso a differenti frequenze (18 casi su 54 riportati attualmente in letteratura). Inoltre, per la maggior parte delle sorgenti la frequenza più alta disponibile è 1.4GHz e la presenza di un cambio di pendenza nello spettro, cruciale per discriminare fra i diversi modelli di ri-accelerazione, è difficile da determinare. Uno steepening ad alte frequenze è riportato nella maggior parte dei casi in cui si ha un'adeguata copertura dello spettro; e.g. in Coma (Thierbach et al. 2003, [73]), A754 (Bacchi et al. 2003, [75]), A1914 (Komissarov & Gubanov 1994, [139]), di cui abbiamo svolto un'analisi dettagliata nel paragrafo 4.1, e A2319 (Feretti et al. 1997, [74]). La distribuzione dell'indice spettrale è un'importante osservabile di un alone radio, dal momento che è legato alla forma di distribuzione di energia degli elettroni ed alle proprietà del campo magnetico nel quale questi emettono. Combinando informazioni spettrali ad alta risoluzione ed immagini X è possibile investigare la connessione fra il plasma termico e relativistico su piccole e grandi scale. La prima mappa di indice spettrale è stata ottenuta da Giovannini et al. per coma C (1993, [77]); l'immagine mostra uno spettro più piatto nella regione centrale ($\alpha \simeq 0.8$) ed un progressivo steepening verso le regioni esterne (fino a $\alpha \simeq 1.8$), trend confermato anche in lavori successivi. Le mappe di indici spettrali indicano l'esistenza di regioni con spettri differenti, questo suggerisce una forma complessa dello spettro degli elettroni, come ci si attende nel caso di ri-accelerazione di particelle. Le regioni influenzate da fenomeni di merger in corso mostrano un comportamento diverso rispetto a regioni relativamente indisturbate. Regioni con

spettro più piatto indicano la presenza di particelle radiative più energetiche, e/o forze locali di campo magnetico maggiori. È stato osservato che regioni con spettro più piatto si trovano in regioni influenzate da merger, mentre in generale nelle regioni del cluster più indisturbate si osservano spettri più ripidi [135]. Questi risultati provano che l'indice spettrale può essere un potente tracciante delle condizioni dinamiche di un cluster, e confermano l'importanza dei merger per le energetiche delle particelle relativistiche responsabili dell'emissione radio diffusa.

Nel paragrafo 5.2.1 abbiamo verificato se esiste una connessione più generale fra gli spettri degli aloni radio e le proprietà dell'ammasso, abbiamo investigato l'esistenza di una possibile correlazione fra gli indici spettrali di un campione di RHs, riportato in tabella 5.2, e la temperatura dell'ammasso.

In tabella 5.2 non sono riportate le incertezze sugli indici spettrali perché: i) gli indici spettrali calcolati con più di tre misure di flusso a frequenze differenti sono ben determinati da procedure di best fit e solitamente sono dell'ordine di 0.01; ii) per gli spettri radio con solo 2 o 3 punti l'errore formale è dell'ordine di 0.1, ma l'incertezza maggiore è dovuta ad un possibile cambio di curvatura dello spettro (e.g. steepening) che non può essere vista con soli 2 o 3 punti.

Tab. 5.2: Collezione di Aloni di cui è noto l'indice spettrale (54 a Gennaio 2019). Gli ammassi sono raggruppati a seconda di quante misurazioni di flusso sono disponibili alle diverse frequenze per la determinazione dello spettro: il primo gruppo riporta gli ammassi con più di 3 misurazioni di frequenza, il secondo gruppo riporta gli ammassi con 3 misurazioni di frequenza, il terzo gruppo riporta gli ammassi con 2 misure di frequenza. Le temperature kT_x sono dati Chandra, eccetto quando indicato (vedi didascalia in fondo alla tabella).

Name	$\alpha_{\nu_2}^{\nu_1} [GHz]$	α_2	Temperatura $kT_x [keV]$
A521	$\alpha_{0.15}^{4.8} = 1.91$		5.86 ± 0.23
A697	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.52$		10.3 ± 0.7
A781	$\alpha_{0.33}^{0.61} > 1.5$		5.5 ± 0.6
A1300	$\alpha_{0.15}^{1.4} = 1.37$		8.1 ± 0.9
A1656	$\alpha_{0.31}^{1.4} = 1.16$	$\alpha_{1.4}^{4.8} = 2.28$	8.4 ± 0.4
A1914	$\alpha_{0.26}^{1.4} = 1.88$		9.7 ± 0.2
A2256	$\alpha_{0.22}^{1.4} = 1.61$		5.80 ± 0.77
A2744	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.19$		9.3 ± 2.7
A3562	$\alpha_{0.30}^{0.8} = 1.3$	$\alpha_{0.8}^{1.4} = 2.1$	4.74 ± 0.51
RX J0107.8+5408	$\alpha_{0.07}^{0.24} = 2.10$		7.8 ± 0.3
1E0657-56	$\alpha_{0.84}^{5.9} = 1.3$		14.8 ± 1.7
MACSJ0717.5+3745	$\alpha_{1.4}^{4.7} = 1.3$	$\alpha_{0.15}^{0.61} = 1.4$	11.6 ± 0.5

A1682 (c)	$\alpha_{0.61}^{1.4} = 1.6$		6.1 ± 1.1
A2061 (c)	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.03$		5.05 ± 0.17
A2142 (c)	$\alpha_{0.12}^{1.78} = 1.33$		9.59 ± 0.59
Toothbrush	$\alpha_{0.07}^{4.9} = 1.15$		8.72 ± 0.28
Sausage	$\alpha_{0.15}^{2.3} = 1.03$		7.39 ± 1.07
PSZ1G108.18-11.53	$\alpha_{0.15}^{1.38} = 1.4$		-
A754	$\alpha_{0.07}^{0.3} = 1.1$	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.5$	11.58 ± 1.37
A1758N	$\alpha_{0.14}^{1.4} = 1.2$		8.9 ± 1.4
A2163	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.02$	$\alpha_{1.3}^{1.6} = 1.5$	11.5 ± 0.7
A2319	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.28$	$\alpha_{0.6}^{1.4} = 2.2$	9.91 ± 1.14
RXCJ2003.5-2323	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.27$		9.1 ± 0.6
A1132	$\alpha_{0.10}^{0.33} = 1.75$		7.85 ± 0.46
A1758S	$\alpha_{0.14}^{1.4} = 1.1$		6.4 ± 1.4
A2261	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.2$		7.3 ± 0.2
A3411	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.00$		-
MACSJ0417.5-1154	$\alpha_{0.61}^{1.58} = 1.72$		9.5 ± 1.1
MACSJ1149.5+2223	$\alpha_{0.32}^{1.4} = 2.10$		9.1 ± 0.7
MACSJ1752.0+4440	$\alpha_{0.32}^{1.7} = 1.33$		6.7**
PLCKG171.9-40.7	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.84$		$13.18 \pm 0.53 \uparrow$
A209	$\alpha_{1.4}^{30} = 0.91$		8.1 ± 1.7
A401	$\alpha_{0.60}^{1.4} = 1.04$		9.16 ± 1.23
A520	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.12$		7.3 ± 0.2
A545	$\alpha_{1.3}^{1.6} > 1.4$		8.08 ± 0.32
A665	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.04$		12.2 ± 0.8
A773	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.02$		7.73 ± 0.7
A2218	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.46$	$\alpha_{1.4}^5 = 1.6$	6.6 ± 0.2
A2219	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 0.9$		8.3 ± 0.3
A2254	$\alpha_{1.4}^{1.7} = 1.20$		7.2**
A2255	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.7$		6.79 ± 0.24
CL0217+70	$\alpha_{0.33}^{1.4} = 1.34$		-
RXCJ1314.4-2515	$\alpha_{0.07}^{1.4} = 1.40$		8.7**
RXCJ1514.9-1523	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.6$		-
A1451	$\alpha_{0.35}^{1.5} = 1.10$		13.4**
A2069 (c)	$\alpha_{0.30}^{1.4} = 1.3$		6.0 ± 0.2
A2390	$\alpha_{1.0}^{2.0} = 1.6$		1.01 ± 0.3
A3888	$\alpha_{1.4}^{2.4} = 1.48$		7.9**
CL 1821+643	$\alpha_{0.33}^{1.67} = 1.0$		9.0 ± 0.5
MACSJ0416.1-2403	$\alpha_{0.34}^{1.5} = 1.5$		10.06 ± 0.50
Z5247	$\alpha_{0.61}^{1.4} = 1.7$		6.6 ± 1.7

El gordo	$\alpha_{0.61}^{2.1} = 1.2$	16.2 ± 2.3
ACT-CLJ0256.5+0006	$\alpha_{0.33}^{0.61} = 1.0$	$6.12 \pm 0.25 \dagger$
PLCKG285.0-23.7	$\alpha_{0.24}^{1.4} = 1.84$	$8.60 \pm 0.93 \dagger$

** Temperature non provenienti da osservazioni Chandra o XMM. Questi dati sono stati esclusi dall'analisi per uniformità del campione (vedi tabella 3.3).

† Temperature Chandra T_{CH} , derivate da temperature XMM T_{XMM} , tramite la relazione $T_{\text{CH}} = 1.25T_{\text{XMM}} - 0.13$ (Zhao et al., 2015).

Col. 1: Cluster Name; Col. 2: Valore totale dell'indice spettrale α per spettri rettilinei o valore dell'indice spettrale a basse frequenze per spettri curvi; Col. 3: valore dell'indice spettrale ad alte frequenze per spettri curvi; Col. 4: X-Ray temperature kT (KeV).

5.2.1 Correlazione α -kT

Nel 2004 Feretti et al. [135] hanno investigato l'esistenza di una possibile correlazione fra l'indice spettrale degli aloni radio e la temperatura del cluster. Hanno trovato evidenze marginali che cluster a temperature più alte tendono ad ospitare aloni con spettri più piatti. Per investigare questa correlazione, Giovannini et al. (2009, [136]) hanno analizzato un campione di 17 RHs di cui erano noti temperatura e indice spettrale, dividendoli in tre range di temperature differenti per evidenziare differenze statistiche, ottenendo dei risultati poi confermati da Feretti et al. con 19 RHs (2012, [137]), riportati di seguito:

- RHs in ammassi con temperature $kT_x < 8$ keV (8 RHs) mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.7 \pm 0.2$.
- RHs in ammassi con temperature nel range da 8 a 10 keV (5 RHs) mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.4 \pm 0.4$.
- RHs in ammassi con temperature $kT_x > 10$ keV (6 RHs) mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.2 \pm 0.2$.

Questi risultati indicano che cluster più caldi tendono ad ospitare aloni con spettri più piatti. Questo può essere compreso nel quadro dei modelli di ri-accelerazione, dal momento che gli ammassi più caldi sono più massivi e potrebbero ospitare merger recenti più violenti in grado di ri-accelerare particelle relativistiche che generano aloni con uno spettro radio più piatto.

In questo lavoro abbiamo investigato ulteriormente questa correlazione, avendo 7 anni dopo a disposizione una quantità di dati più significativa. Per uniformità del campione, dei 54 indici spettrali noti ad oggi (Gennaio 2019, tab. 5.2), abbiamo usato per le analisi solo gli ammassi di cui è nota la temperatura X derivata da dati

Chandra, $kT_{X,Ch}$, riducendo il campione a 47 RHs. Per un confronto immediato con i risultati del 2009 riportiamo i nostri risultati per gli stessi range di temperatura:

- RHs in ammassi con temperature $kT_{X,Ch} < 8$ keV (20 RHs), mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.44 \pm 0.36$.
- RHs in ammassi con temperature nel range da 8 a 10 keV (17 RHs), mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.34 \pm 0.35$.
- RHs in ammassi con temperature $kT_{X,Ch} > 10$ keV (10RHs) mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.27 \pm 0.21$.

La correlazione mantiene lo stesso trend anticipato, ma è molto attenuata, per questo motivo abbiamo svolto ulteriori analisi.

Dal momento che abbiamo a disposizione un numero sufficiente di dati, le analisi sono state svolte su 4 intervalli di temperatura (<8 keV / 8-10keV / 10-12keV / >12 keV) anziché sui tre precedentemente usati.

i) α_{High} vs α_{Low}

Una prima indagine è stata svolta dividendo il campione degli indici spettrali a seconda del range di frequenza nel quale sono stati calcolati, prendendo come frequenza di separazione 1.4 GHz: per 14 RHs sono disponibili dati di flusso per derivare indici spettrali ad alte frequenze, α_{High} (>1.4 GHz), per 44 RHs è noto α calcolato a frequenze <1.4 GHz, α_{Low} (alcuni RHs hanno un quantitativo di misure sufficiente per derivare sia α_{High} che α_{Low}).

Lo scopo di questa divisione in due bin di frequenza, è quello di isolare gli spettri a frequenze più alte, che secondo quanto anticipato, dovrebbero essere in media più ripidi dei rispettivi α_{Low} .

I dati ottenuti sono riassunti in tabella 5.3 e rappresentati dagli istogrammi in figura 5.4. In media, negli ammassi con temperature >8 keV, $\alpha_{High} > \alpha_{Low}$ come atteso, ma le differenze sono piccole e le elevate deviazioni standard non permettono di considerare questo trend come significativo. Il fatto che negli ammassi a temperature <8 keV si verifichi che $\alpha_{Low} > \alpha_{High}$ può essere giustificato sia dalle scarse statistiche, sia dal fatto che, come da previsioni teoriche, in questi ammassi è più probabile trovare spettri ripidi anche a frequenze più basse.

Tab. 5.3: Valori medi degli indici spettrali e relative deviazioni standard a seconda di 4 intervalli di temperatura (<8keV / 8-10keV / 10-12keV / >12keV). La tabella è suddivisa in due gruppi: il primo contiene 14 RHs di cui è noto α calcolato a frequenze >1.4 GHz, il secondo raggruppa 44 RHs di cui è noto α calcolato a frequenze <1.4 GHz. Alcuni Aloni appartengono ad entrambi i gruppi, perché è possibile calcolarne l'indice spettrale in entrambi gli intervalli di frequenza.

Range kT	<8 keV	8-10 keV	10-12 keV	>12 keV
Numero RHs	4	5	3	2
Media $\alpha_{>1.4GHz}$	1.36	1.33	1.47	1.25
STDV	0.30	0.53	0.15	0.07
Numero RHs	18	17	6	3
Media $\alpha_{<1.4GHz}$	1.45	1.30	1.36	1.18
STDV	0.45	0.34	0.24	0.11

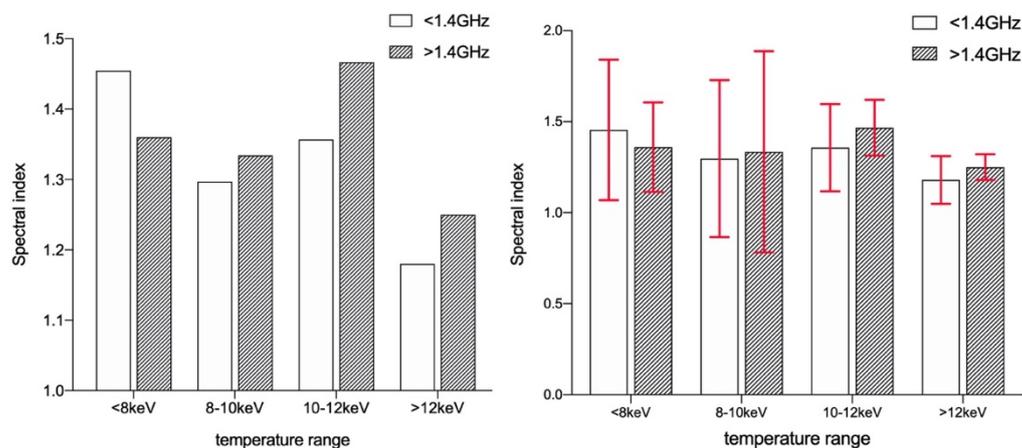


Fig. 5.4: Distribuzione degli indici spettrali riportati in tab. 5.3 a seconda di 4 intervalli di temperatura (<8keV / 8-10Kev / 10-12Kev / >12Kev). *Pannello sinistro:* l'istogramma riporta la media degli indici spettrali a seconda del range di frequenze a cui sono stati calcolati (colonne grigie: range > 1.4 GHz, colonne bianche < 1.4 GHz). *Pannello destro:* stesso istogramma in cui viene riportata anche la deviazione standard (barre di errore rosse). I due istogrammi rappresentano la stessa distribuzione ma su scale diverse: nel pannello sinistro le scale sulla y sono più piccole, per evidenziare le differenze fra gli indici spettrali, nel pannello destro le scale sono rese più grandi dalle deviazioni standard, e mostra che le differenze fra le medie di $\alpha_{>1.4GHz}$ e $\alpha_{<1.4GHz}$ sono in verità molto piccole.

ii) $\bar{\alpha}$ vs kT_x

È stato quindi svolto un approfondimento sulla relazione $\alpha - kT$ anticipata ad inizio paragrafo, senza la divisione del campione di indici spettrali a seconda della frequenza. I risultati sono riportati in tabella 5.4. Il trend discusso in precedenza risulta poco significativo per via delle elevate deviazioni standard, tuttavia da queste si possono trarre considerazioni interessanti, come è evidente analizzando l'istogramma riportato in figura 5.5.

In fig. 5.5 si nota che la distribuzione degli ammassi è divisa in due bin distinti di temperatura, c'è una separazione del comportamento degli indici spettrali ad una temperatura di ~ 10 keV, analogamente a quanto osservato nel paragrafo sulla distribuzione delle temperature (par. 5.5.1). Per questo motivo in fig. 5.6 abbiamo riportato la correlazione $\alpha - kT$ distinguendo in soli due bin di temperatura separati a 10 keV. In entrambi gli istogrammi si nota che gli ammassi con $kT_x < 10$ keV presentano una popolazione molto ampia di valori di indici spettrali, che vanno da $\alpha = 0.9$ in A2219 ($kT_x = 8.3$ keV) fino a $\alpha = 2.1$ in RXJ0107.8 ($kT_x = 7.8$ keV), da cui una deviazione standard più elevata. Gli ammassi con temperatura > 10 keV invece, hanno una popolazione meno diffusa e con indici spettrali meno ripidi, che vanno da $\alpha = 1.02$ in A2163 ($kT_x = 11.5$ keV) fino a $\alpha = 1.6$ in A2390, da questo deriva una deviazione standard relativamente bassa, $STDV = 0.212$. È interessante notare che in questo secondo intervallo gli aloni che mostrano lo spettro più ripido hanno tutti e 3 una temperatura vicina ai 10 keV: $\alpha = 1.6$ in A2390 a $kT_x = 10.1$ keV, $\alpha = 1.52$ in A697 a $kT_x = 10.3$ keV e $\alpha = 1.5$ in MACSJ0416 a $kT_x = 10.06$ keV. Se si considerassero solamente i 7 ammassi con $kT_x > 11$ keV la diffusione degli indici spettrali si ridurrebbe ulteriormente entro l'intervallo $1.02 < \alpha < 1.3$. Queste ulteriori considerazioni sono riassunte in tabella 5.5.

Queste analisi hanno condotto a considerazioni differenti rispetto alle ipotesi di partenza: oltre al trend ipotizzato, per cui ammassi con temperature minori possiedono RHs i cui indici sono più ripidi, abbiamo notato che a temperature relativamente basse (< 10 keV) si trovano RHs con indici spettrali sia piatti che ripidi, mentre in ammassi oltre una certa soglia di temperatura ($\gtrsim 10.5$ keV) si trovano RHs i cui indici spettrali sono più piatti.

Nel prossimo capitolo discuteremo questi risultati.

Tab. 5.4: Valori medi degli indici spettrali e relative deviazioni standard a seconda di 4 intervalli di temperatura (<8keV / 8-10keV / 10-12keV / >12keV). La tabella contiene 47 RHs di cui sono noti α e $kT_{X,Ch}$.

Range kT	<8 keV	8-10 keV	10-12 keV	>12 keV
Numero RHs	20	17	6	4
Media α	1.436	1.338	1.340	1.160
STDV	0.360	0.351	0.240	0.114

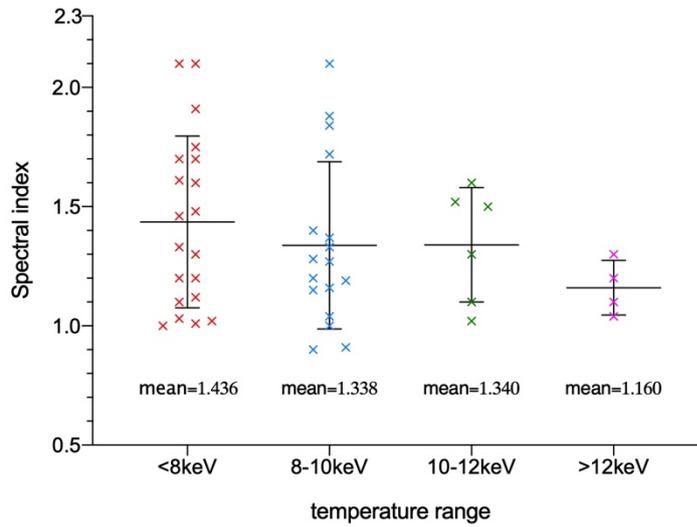


Fig. 5.5: Distribuzione degli indici spettrali riportati in tab. 4.7 a seconda di 4 intervalli di temperatura (<8keV / 8-10Kev / 10-12Kev / >12Kev). L'istogramma riporta la media degli indici spettrali (linee orizzontali) e le relative deviazioni standard (barre di errore). Le X rappresentano il valore puntuale degli indici spettrali (in ordinata) ma non sono in corrispondenza del valore esatto di temperatura (solo il range a cui appartengono).

Tab. 5.5: Valori medi degli indici spettrali e relative deviazioni standard a seconda dei 2 intervalli di temperatura ($<10\text{keV}$ e $>10\text{Kev}$). Sono riportati i valori anche relativi all'intervallo $>11\text{ keV}$. La tabella contiene 47 RHs di cui sono noti α e $kT_{X,\text{Ch}}$.

Range kT	$<10\text{ keV}$	$>10\text{ keV}$	$>11\text{ keV}$
Numero RHs	37	10	7
Media α	1.391	1.268	1.151
STDV	0.355	0.212	0.117

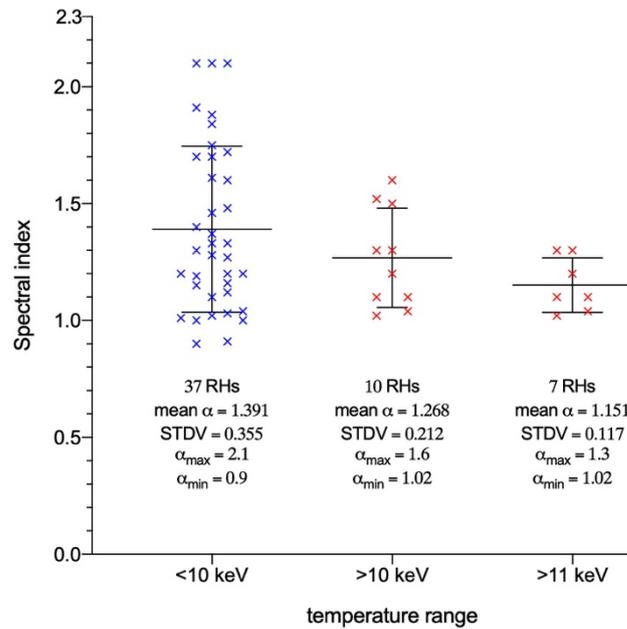


Fig. 5.6: Distribuzione degli indici spettrali riportati in tab. 4.7 a seconda di 2 intervalli di temperatura ($<10\text{keV}$ e $>10\text{Kev}$), più un terzo intervallo a $kT>11\text{keV}$. L'istogramma riporta la media degli indici spettrali (linee orizzontali) e le relative deviazioni standard (barre di errore). Le X rappresentano il valore puntuale degli indici spettrali (in ordinata) ma non sono in corrispondenza del valore esatto di temperatura (solo il range a cui appartengono).

Capitolo 6

Summary & Conclusions

Nell'ultimo decennio lo studio delle proprietà statistiche dei RHs in ammassi di galassie è diventato sempre più importante per la sua capacità diagnostica nel testare i modelli teorici alla base della loro origine e per spiegare la connessione tra gli aloni e la formazione di cluster.

Fra i modelli proposti per l'origine degli aloni radio, lo scenario di ri-accelerazione turbolenta, o primary electron model, nel quale le turbolenze iniettate nell'ICM durante merger fra cluster ri-accelerano particelle relativistiche, è favorito dalle osservazioni odierne (e.g. Brown et al. 2011 [100], Feretti et al. 2004 [101]). Questo modello fornisce una spiegazione naturale della connessione osservata fra RHs e merger. Il modello alternativo prevede che gli aloni siano prodotti da elettroni secondari immessi nel mezzo intracluster da collisioni adroniche fra protoni relativistici e protoni termici. Quest'ultimo modello, noto come modello adronico o secondario (par. 2.7.3), è sfavorito dall'assenza di rilevamento di raggi γ nei galaxy cluster (The Fermi-LAT Collaboration, 2013 [112]) e dall'esistenza di RHs con spettri estremamente ripidi. Lo scenario di ri-accelerazione turbolenta fornisce chiare aspettative sulle proprietà statistiche, ovvero il loro tasso di formazione nell'universo e la loro connessione con l'evoluzione dei cluster (massa, dinamiche, redshift, etc.).

In questo lavoro ci siamo concentrati prevalentemente sullo studio di due proprietà di emissione termica e non termica: la temperatura kT_X di ammassi che ospitano RHs e l'indice spettrale α . Dal gennaio 2012, data di pubblicazione della review di Feretti, Giovannini et al. "*Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*" [137], ad oggi (gennaio 2019) il numero di RHs noti è quasi raddoppiato passando da 41 a 78, da qui la possibilità di verificare possibili correlazioni ipotizzate negli anni 2000, ma difficili da osservare per via delle scarse statistiche.

Abbiamo inoltre analizzato dati JVLA a 1.4 GHz di 11 ammassi, su due di questi è stato svolto un ulteriore approfondimento a 1.5 GHz: MACS J0417.5-1154 e MACS J0647.7+7015.

MACS J0647.7+7015 ($z=0.584$)

MACSJ0647 è un ammasso piuttosto massivo ($8.86 \times 10^{14} M_{\odot, r500}$), con elevate luminosità X ($L_{X, r500} = 1.31 \times 10^{45}$ erg/s) e temperatura X ($kT_X = 10.9_{-0.9}^{+1.4}$ keV), caratteristiche che lo rendono un buon candidato per la ricerca di emissione radio diffusa. Nelle configurazioni C e C+D del JVLA (1.52GHz) è stata rilevata emissione diffusa centrale (~ 250 kpc) con una densità di flusso di (1.1 ± 0.1) mJy. Ad una distanza di ~ 530 kpc dal centro direzione sud-est, è presente anche una struttura radio allungata con flusso di ~ 1.0 mJy. La morfologia e la posizione di queste emissioni suggeriscono la possibilità di candidarli ad alone e relitto radio. Sono necessarie ulteriori indagini per ipotizzare che MACSJ0647 sia un sistema che contiene sia RH che relitto.

MACS J0417.5-1154 ($z=0.443$)

MACSJ0417 è un ammasso già noto in letteratura per la presenza di un alone radio (Dwarakanath et al. 2011 [126], Parekh et al. 2017 [127]), è un ammasso caldo (9.5 keV), luminoso in X ($L_{X, r500} = 2.91 \times 10^{45}$ erg s $^{-1}$) e molto massivo ($2.21 \times 10^{15} M_{\odot, r500}$). Lo studio è stato condotto tramite osservazioni JVLA a 1575MHz, per la quale abbiamo ottenuto due valori di flusso: $J_{1.5\text{GHz}}^a$ e $J_{1.5\text{GHz}}^b$. La densità di flusso $J_{1.5\text{GHz}}^a = (11.9 \pm 0.3)$ mJy è in accordo con quanto misurato da Parekh et al. alla stessa frequenza: (10.6 ± 1.0) mJy. Lo studio a 1.5GHz di MACSJ0417 è stato molto importante per capire quanto sia difficile ottenere stime precise dell'indice spettrale di una sorgente radio diffusa: il valore di $J_{1.5\text{GHz}}^a$ è stato infatti ottenuto considerando una determinata area dell'emissione radio, differente da quella effettivamente osservata. Probabilmente, per via del numero differente di sorgenti sottratte rispetto a Parekh et al. e per la maggiore sensibilità all'emissione radio da sorgenti diffuse dei nostri dati, abbiamo ottenuto un'estensione dell'alone maggiore. Considerando l'estensione effettiva da noi osservata il flusso derivato risulta notevolmente maggiore: $J_{1.5\text{GHz}}^b = (33.7 \pm 0.5)$ mJy, ma questo porta ad una determinazione dell'indice spettrale irragionevole: $\alpha_b = 0.42$. Questo ci suggerisce che le regioni più esterne osservate dei RHs appartengano ad una coda di emissione con flusso basso, ma che contribuisce al netto totale in maniera rilevante. Utilizzando $J_{1.5\text{GHz}}^a$ ed i valori di flusso a 235 e 610 MHz riportati in letteratura, abbiamo ottenuto tramite regressione lineare un nuovo valore per l'indice spettrale $\alpha_a = 0.98$ (consistente da quanto calcolato da Parekh et al.: $\alpha = 1.04$). Lo spettro mostra però un notevole cambio di pendenza, saranno quindi necessarie altre misure di flusso a frequenze differenti per determinare un valore di α più attendibile. Lo spettro è considerevolmente più ripido a $\nu > 610$ MHz, per cui abbiamo calcolato i due valori di α ottenendo: $\alpha_{<610\text{MHz}} = 0.37$ (flat) e $\alpha_{>610\text{MHz}} = 1.59$ (steep).

Indice spettrale

Gli spettri radio integrati degli aloni sono ancora poco conosciuti, abbiamo appena visto, nel caso riportato di MACSJ0417, quanto sia difficile la determinazione dell'indice spettrale di una sorgente radio diffusa. I RHs mostrano sempre uno spettro ripido ($\alpha \gtrsim 1$) ma soltanto in pochi casi lo spettro è derivato da più di tre misurazioni di flusso a differenti frequenze, un'ulteriore incertezza maggiore è dovuta ad un possibile cambio di curvatura dello spettro (e.g. steepening) che non può essere vista con soli 2 o 3 punti.

In questo lavoro abbiamo analizzato ed approfondito lo studio sullo spettro del RH presente in A1914, mettendo a confronto due metodi di regressione lineare: la regressione lineare classica (minimi quadrati) e una regressione lineare segmentata, utilizzata per indagare eventuali curvature nello spettro. Per l'analisi sono state utilizzate 8 densità di flusso pubblicate da Komissarov & Gubanov (1994) [139]. L'indice spettrale derivato dalla regressione lineare classica è in accordo con quanto riportato in letteratura, $\alpha = 1.82 \pm 0.01$, ma Komissarov & Gubanov nel loro articolo discutono anche di una possibile curvatura dello spettro. Per questo abbiamo applicato ai dati una regressione lineare segmentata (descritta da Muggeo nel 2008, [141]) che può essere utilizzata per individuare il punto in cui la relazione fra variabile indipendente e dipendente cambia pendenza. L'algoritmo utilizzato individua il punto mediano della distribuzione della variabile indipendente e per iterazioni successive identifica le pendenze delle due rette interpolanti che massimizzano i valori di R^2 , così facendo abbiamo ottenuto due nuovi valori per gli indici spettrali: $\alpha_{<98MHz} \cong 1.41$ e $\alpha_{>98MHz} \cong 2.09$, ad una frequenza di break $\nu^* = 97.79$ MHz.

Temperatura T_X - kT_X vs P_ν

I primi cenni di una possibile connessione fra le proprietà termiche (emissione X associata all'ICM) e non termiche (aloni radio) dei galaxy cluster risale ad un ventennio fa, quando fu trovata la ben nota correlazione statistica fra le proprietà generali dell'ammasso e la potenza radio dei RHs: $P_\nu - L_X$. Questo studio si è concentrato sull'analisi della relazione potenza radio e temperatura X: $P_\nu - T_X$. Questa correlazione è stata prevista nei primi anni 2000 da Colafrancesco [131] e Liang et al. [132], ed osservata da Cassano et al. nel 2006 [147], che riporta una correlazione molto ripida, ma dominata da larghi errori sulle temperature e svolta su uno scarso campione di ammassi (17). Per questo lavoro di tesi sono stati trovati in letteratura nuovi dati Chandra per 60 ammassi. La T_X media dei cluster ospitanti RHs è di 8.81 keV, e sono distribuiti in due bin di temperatura separati a 10 keV: il 77% del campione si trova ad una temperatura <10 keV, il rimanente quarto

degli ammassi con temperatura $>10\text{keV}$. La correlazione $P_{1.4} - kT_x$ ottenuta con il nostro dataset presenta un $R^2 = 0.3288$, troppo basso per considerarla statisticamente significativa. Nel grafico $P_{1.4} - kT_x$ (fig. 5.3) si nota quanto i dati siano diffusi: all'interno dello stesso range di temperature intorno ai 9 keV si trovano aloni la cui potenza radio varia fra $P_{1.4\text{GHz}} = 23.34 \text{ W/Hz}$ (in A401, $kT_x = 9.16 \text{ keV}$) e $P_{1.4\text{GHz}} = 25.65 \text{ W/Hz}$ (in CL 1821+643, $kT_x = 9.0 \text{ keV}$). Per questo concludiamo che non c'è alcuna correlazione fra potenza radio degli aloni e temperatura X dell'ammasso che li ospita. La potenza radio $P_{1.4\text{GHz}}$ è una caratteristica globale dell'emissione radio, ed in quanto tale è legata ad ogni aspetto delle energetiche coinvolte in processi di merger, che dipendono soprattutto dalle masse coinvolte. Dal momento però che la temperatura è un buon tracciante delle dinamiche di un ammasso e riflette caratteristiche meno globali (turbolenze, shocks, CF, etc.), possiamo vedere se e come questa è correlata all'indice spettrale, che, a differenza di $P_{1.4\text{GHz}}$, dipende unicamente dalle energetiche degli elettroni, quindi dalla loro accelerazione e/o compressione di campi magnetici.

kT_x vs α

Dal momento che la temperatura è un buon tracciante delle dinamiche di un ammasso, possiamo vedere se e come questa è correlata all'indice spettrale, che, a differenza di $P_{1.4\text{GHz}}$, dipende unicamente dalle energetiche degli elettroni, quindi dalla loro accelerazione (e/o compressione di campi magnetici). Per investigare la correlazione $kT_x - \alpha$ ipotizzata da Feretti et al. nel 2004, secondo la quale cluster più caldi tendono ad ospitare aloni con spettri più piatti, Giovannini et al. (2009, [136]) hanno analizzato un campione di 17 RHs di cui erano noti temperatura e indice spettrale, dividendoli in tre range di temperature differenti per evidenziare differenze statistiche, ottenendo dei risultati poi confermati da Feretti et al. con 19 RHs nel 2012, [137].

In questo lavoro abbiamo investigato ulteriormente questa correlazione, avendo 7 anni dopo a disposizione una quantità di dati più significativa. Sono stati trovati in letteratura 54 indici spettrali, ma per uniformità del campione le analisi sono state svolte solo sugli ammassi di cui è nota la temperatura X derivata da dati Chandra, $kT_{X,\text{Ch}}$, riducendo il campione a 47 RHs. I risultati ottenuti hanno confermato il trend degli studi precedenti, ma la correlazione è molto attenuata, quasi scompare tenendo conto delle elevate deviazioni standard:

- RHs in ammassi con temperature $kT_{X,\text{Ch}} < 8 \text{ keV}$ (20 RHs), mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.44 \pm 0.36$.
- RHs in ammassi con temperature nel range da 8 a 10 keV (17 RHs), mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.34 \pm 0.35$.

- RHs in ammassi con temperature $kT_{x,Ch} > 10$ keV (10RHs) mostrano un'indice spettrale medio $\alpha \simeq 1.27 \pm 0.21$.

Per questo motivo sono state condotte ulteriori analisi statistiche, analizzando la distribuzione degli ammassi in diversi range di temperatura. Gli studi hanno mostrato che per temperature < 10 keV non c'è nessuna correlazione fra l'indice spettrale medio e la temperatura, la dispersione di α è omogenea e troppo elevata, va da $\alpha = 0.9$ in A2219 ($kT_x = 8.3$ keV) fino a $\alpha = 2.1$ in RXJ0107.8 ($kT_x = 7.8$ keV). I fenomeni di merger sono troppo caotici e complessi perché si possano fare connessioni generali fra gli spettri degli aloni radio e le proprietà dell'ammasso. L'indice spettrale è comunque un potente tracciante delle condizioni dinamiche di un cluster, per cui, per sondare l'effettiva relazione fra indice spettrale e temperatura, bisognerebbe combinare informazioni spettrali ad alta risoluzione ed immagini X sovrapponendo mappe bidimensionali di α e T_x .

Tuttavia, al momento, sembra che RHs in ammassi molto caldi (> 10 keV) non abbiano spettri ripidi. Questa affermazione è però limitata da uno scarso campione di ammassi a queste temperature, solo 10 RHs, riportati in tabella 6.1.

Tab. 6.1: Ammassi contenenti RH con temperature Chandra $kT_x > 10$ keV noti a gennaio 2019. Col.1: Cluster name. Col.2: redshift z . Col.3: kT_x [keV]. Col.4: Massa dell'ammasso entro r_{500} [$10^{14} M_\odot$]. Col.5: reference number, articoli dai quali è stata tratta la massa dell'ammasso. Le referenze riguardanti kT_x e α sono riportate in tabella 3.3 e 3.4 rispettivamente.

Name	z	α	kT_x [keV]	M_{500} [$10^{14} M_\odot$]	Ref.
1E0657-56	0.296	1.3	14.8	10.36	1
A1451	0.1994	1.1	13.4	5.62	1
A2163	0.203	1.02	11.5	16.12	2
A2390	0.228	1.6	10.1	8.95	1
A665	0.1819	1.04	12.2	8.23	3
A697	0.282	1.52	10.3	11.00	4
A754	0.0542	1.1	11.58	4.48	1
El gordo	0.87	1.2	16.2	14.43	5
MACSJ0416.1-2403	0.396	1.5	10.06	*	6
MACSJ0717.5+3745	0.5458	1.3	11.6	12.96	1

* $M_{200} = 6 \times 10^{14} M_\odot$ (ref.6)

1) R. Piffaretti et al. A&A 534A, 109 (2011) 2) Cerny, C. et al., ApJ 859, 159 (2018) 3) Dasadia S. et al., ApJ, 820, L20 (2016) 4) Cibirka, N. et al., ApJ 863, 145 (2018) 5) Birzan, L. et al., MNRAS 471, 1766 (2017) 6) Sereno, M. et al., MNRAS 449, 2024 (2015)

Se si considerano poi gli ammassi con $kT_x > 10.5$ keV, la dispersione degli spettri si riduce ulteriormente: $1.02 < \alpha < 1.3$ per 7 RHs.

Questo potrebbe indicare che per temperature molto alte siano assenti indici spettrali ripidi. La temperatura di un ammasso è correlata alla sua massa, la principale responsabile delle energetiche coinvolte nei fenomeni di merger, temperature molto alte potrebbero essere indizio di uno stato dinamico dell'ammasso sufficientemente disturbato per fornire ulteriore energia, ri-accelerando gli elettroni relativistici, per questo motivo si osserverebbero spettri meno ripidi. Questa ipotesi è però limitata dalle scarse statistiche, non è detto che con la scoperta di nuovi RHs non si trovino ammassi altrettanto caldi ma con spettri più ripidi. Sarà interessante verificare in futuro questa soglia in temperatura (~ 10 keV) per l'assenza di spettri ripidi.

Bibliografia

- [1] F. Zwicky, *Helvetica Physica Acta*, Vol. 6, p. 110-127, 1933.
- [2] G. O. Abell, *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies*, *ApJS* 3, 211A, 1958.
- [3] F. Zwicky, E. Herzog e P. Wild, *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies*, 1961-1968.
- [4] S. A. Shectman, *Clusters of galaxies from the Shane-Wirtanen counts*, *ApJS* 57, 77, 1985.
- [5] R. Piffaretti, M. Arnaud, G. W. Pratt, E. Pointecouteau e J.-B. Melin, *The MCXC: a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies*, *A&A* 534A, 109, 2011.
- [6] P. Collaboration, *Planck 2015 results. XXVII. The second Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources*, *A&A* 594A, 27P, 2016.
- [7] N. A. Bahcall, *Clusters and Superclusters of Galaxies*, Princeton.
- [8] L. P. Bautz e W. W. Morgan, *On the Classification of the Forms of Clusters of Galaxies*, *ApJ* 162L, 149, 1970.
- [9] H. J. Rood e G. N. Sastry, *"Tuning Fork" Classification of Rich Clusters of Galaxies*, *PASP* 83, 313, 1971.
- [10] W. W. Morgan, *The Classification of Clusters of Galaxies*, *PNAS* 47, 905, 1961.
- [11] C. C. Dyer e R. C. Roeder, *Clusters of galaxies as gravitational lenses*, *Nature* 260, 764, 1976.
- [12] R. Narayan e al, *Gravitational lensing by cosmic strings*, *MNRAS* 211, 575, 1984.
- [13] R. H. Sanders, T. S. van Albada e T. A. Oosterloo, *Gravitational imaging by superclusters*, *ApJ* 278L, 91, 1984.
- [14] P. Schechter, *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*, *ApJ* 203, 297, 1976.
- [15] G. O. Abell, *The luminosity function of the Coma cluster of galaxies*, *AJ* 64, 125, 1959.
- [16] F. Zwicky, *Morphological astronomy*, moas.book, 1957.
- [17] N. A. Bahcall, *ApJ* 198, 249, 1975.
- [18] A. Dressler, *ApJ* 226, 55, 1978.
- [19] D. Carter & N. Metcalfe, *MNRAS* 191, 325C, 1980.
- [20] B. Binggeli, *A&A* 107, 338, 1982.
- [21] N. A. Bahcall, *ApJ* 247, 787, 1981.
- [22] J. Felten et al., *ApJ* 146, 955, 1966.

- [23] W. J. Karzas & R. Latter, *ApJS* 6, 167, 1961.
- [24] E. Kellogg et al., *ApJ* 199, 299, 1975.
- [25] A. Cavaliere & R. Fusco-Femiano, *A&A* 49, 137, 1976.
- [26] I. King, *AJ* 67, 471, 1962.
- [27] N. Werner, J. de Plaa, J. S. Kaastra et al., *A&A* 449, 475, 2006.
- [28] C. Jones & W. Forman, *ApJ* 511, 65, 1999.
- [29] S. M. Lea et al., *ApJ* 184L, 105, 1973.
- [30] L. L. Cowie & J. Binney, *ApJ* 215, 723C, 1977.
- [31] A. C. Fabian & P. E. J. Nulsen, *MNRAS* 180, 479, 1977.
- [32] W. G. Mathews & J. N. Bregman, *ApJ* 224, 308, 1978.
- [33] D. S. Hudson, R. Mittal, T. H. Reiprich, P. E. J. Nulsen et al., *A&A* 513A, 37H, 2010.
- [34] A. S. Hoffer, M. Donahue, A. Hicks & R. S. Barthelemy, *ApJS* 199, 23H, 2012.
- [35] S. Molendi, P. Tozzi, M. Gaspari, et al., *A&A* 595A, 123, 2016.
- [36] J. S. Sanders, A. C. Fabian, S. W. Allen et al., *MNRAS* 385, 1186S, 2008.
- [37] S. Molendi & F. Pizzolato, *ApJ* 560, 194, 2001.
- [38] M. Sun, *ApJ* 704, 1586, 2009.
- [39] W. Forman, C. Jones, et al., *ApJ* 665, 1057, 2007.
- [40] B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen, et al., *Nature* 433, 45M, 2005.
- [41] B. R. McNamara & P. E. J. Nulsen, *NJPh* 14e, 5023, 2012.
- [42] G. Giovannini, M. Tordi e L. Feretti, *NewA* 4, 141G, 1999.
- [43] A. G. Pacholczyk, *ranp.book P*, 1970.
- [44] J. M. Lawler & B. Dennison, *ApJ* 252, 81, 1982.
- [45] J. P. Vallée, M. J. MacLeod & N. W. Broten, *A&A* 156, 386, 1986.
- [46] M. Simard-Normandin, P. P. Kronberg & S. Button, *ApJS* 45, 97S, 1981.
- [47] R. A. Sunyaev & Y. B. Zeldovich, *The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies*, *CoASP* 4, 173, 1972.
- [48] G. R. Blumenthal & R. J. Gould, *Bremsstrahlung*, *RvMP* 42, 237B, 1970.
- [49] R. Fusco-Femiano, et al., *ApJ* 552L, 97, 2001.
- [50] F. Govoni & L. Feretti, *IJMPD* 13, 1549, 2004.
- [51] B. L. Fanaroff & J. M. Riley, *MNRAS* 167P, 31, 1974.
- [52] G. K. a. Miley, *Natur.* 237, 269, 1972.
- [53] L. S. Sparke, *ApL* 23, 113, 1983.
- [54] M. A. G. Willson, *MNRAS* 151, 1, 1970.

- [55] F. Govoni, M. Murgia, L. Feretti et al., *A&A*, 430, L, 2005.
- [56] A. Bonafede, L. Feretti, G. Giovannini et al., *A&A*, 503, 707, 2009.
- [57] G. Giovannini, M. Tordi e L. Feretti, *NewA* 4, 141, 1999.
- [58] R. Cassano, G. Brunetti e T. Venturi, *JApA* 32, 519, 2011.
- [59] G. Brunetti, R. Cassano, K. Dolag e G. Setti, *A&A* 507, 661, 2009.
- [60] T. H. Reiprich & H. Böhringer, *ApJ* 567, 716, 2002.
- [61] F. Govoni, L. Feretti, G. Giovannini et al., *A&A* 376, 803G, 2001.
- [62] D. A. Buote, *ApJ* 553L, 15, 2001.
- [63] R. Cassano et al., *ApJ* 721L, 82, 2010.
- [64] R. J. van Weeren, M. Brüggen, et al., *ApA* 32, 505, 2011.
- [65] S. W. Randall, T. E. Clarke, P. E. J. Nulsen et al., *ApJ* 722, 825, 2010.
- [66] W. G. Mathews & F. Brighenti, *ApJ...685..128M*, 2008.
- [67] M. Gitti, G. Brunetti & G. Setti, *A&A* 386, 456G, 2002.
- [68] M. Gitti, G. Brunetti, L. Feretti & G. Setti, *A&A* 417, 1G, 2004.
- [69] N. Soker & C. L. Sarazin, *ApJ* 348, 73S, 1990.
- [70] M. Gitti, C. Ferrari et al., *A&A* 470L, 25, 2007.
- [71] C. Pfrommer & T. A. Enßlin, *A&A* 413, 17, 2004.
- [72] G. Brunetti, G. Setti, L. Feretti, et al., *MNRAS*, 320, 365, 2001.
- [73] M. Thierbach, U. Klein, R. Wielebinski et al., *A&A* 397, 53, 2003.
- [74] L. Feretti, G. Giovannini, H. Böhringer et al., *New Astron.*, 2, 501, 1997.
- [75] M. Bacchi, L. Feretti, G. Giovannini, et al., *A&A*, 400, 465, 2003.
- [76] S. Giacintucci, T. Venturi, G. Brunetti et al., *A&A*, 440, 867, 2005.
- [77] G. Giovannini, L. Feretti, T. Venturi, et al., *ApJ*, 406, 399, 1993.
- [78] L. Feretti, E. Orrù & G. Brunetti, *A&A*, 423, 111, 2004.
- [79] E. Orrù, M. Murgia, L. Feretti et al., *A&A*, 467, 943, 2007.
- [80] G. Brunetti, S. Giacintucci, R. Cassano et al., *Nature*, 455, 944, 2008.
- [81] D. Dallacasa, G. Brunetti, S. Giacintucci et al., *ApJ*, 699, 1288, 2009.
- [82] G. Macario, T. Venturi, H. T. Intema, et al., *A&A* 551A, 141M, 2013.
- [83] R. Cassano, *A&A*, 517, 10, 2010b.
- [84] K.-T. Kim, P. P. Kronberg, G. Giovannini & T. Venturi, Discovery of intergalactic radio emission in the Coma-A1367 supercluster, *Nature* 341, 720, 1989.
- [85] P. P. Kronberg et al., *ApJ* 659, 267, 2007.
- [86] P. Blasi, S. Burles & A. V. Olinto, *ApJ* 514L, 79, 1999.
- [87] J. D. Barrow, P. G. Ferreira & J. Silk, *PhRvL* 78, 3610, 1997.
- [88] K. Dolag, M. Kachelriess, et al., *ApJ* 727L, 4D, 2011.

- [89] H. J. Völk, F. A. Aharonian & D. Breitschwerdt, *SSRv* 75, 279, 1996.
- [90] K. Meisenheimer, H.-J. Roser, P. R. Hiltner et al., *A&A* 219, 63M, 1989.
- [91] D. Ryu, H. Kang, E. Hallman & T. W. Jones, *ApJ* 593, 599, 2003.
- [92] T. A. Enßlin, P. L. Biermann, et al., *ApJ* 477, 560, 1997.
- [93] C. L. Sarazin, *ApJ* 520, 529, 1999.
- [94] C. D. Dermer, *ApJ* 307, 47D, 1986.
- [95] P. Blasi & S. Colafrancesco, *APh* 12, 169, 1999.
- [96] W. J. Jaffe, *ApJ* 212, 1, 1977.
- [97] K. Subramanian, A. Shukurov & N. E. L. Haugen, *MNRAS* 366,1437, 2006.
- [98] K. Dolag, D. Grasso, V. Springel & I. Tkachev, *JCAP* 01, 009, 2005.
- [99] F. Vazza, G. Tormen, R. Cassano, et al. *MNRAS* 369L, 14, 2006.
- [100] S. Brown, J. Duisterhoeft & L. Rudnick, *ApJ* 727L, 25B, 2011.
- [101] L. Feretti, G. Brunetti, G. Giovannini, et al., *JKAS* 37, 315, 2004.
- [102] G. Brunetti, *JKAS* 37, 493, 2004.
- [103] M. Gitti, G. Brunetti & G. Setti, *A&A* 386, 456, 2002.
- [104] C. L. Sarazin, *ApJ* 520, 529, 1999.
- [105] U. Keshet, E. Waxman & A. Loeb, *ApJ* 617, 281, 2004.
- [106] F. Miniati, D. Ryu, H. Kang, et al., *ApJ* 542, 608, 2000.
- [107] F. Vazza, G. Brunetti & C. Gheller, *MNRAS* 395, 1333, 2009.
- [108] S. Colafrancesco e B. Mele, *ApJ* 562, 24, 2001.
- [109] G. Brunetti, *JKAS* 37, 493, 2004.
- [110] U. Keshet & A. Loeb, *ApJ*, 722, 737, 2010.
- [111] M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini, et al., *ApJ* 717L, 71, 2010.
- [112] M. Ackermann et al., The FERMI-LAT Collaboration: *ApJ*, 209, 34, 2013.
- [113] F. Miniati, T. W. Jones, H. Kang & D. Ryu, *ApJ* 562, 233, 2001.
- [114] G. Brunetti & A. Lazarian, *MNRAS* 458, 2584, 2016.
- [115] E. N. Parker, *JGR* 62, 509, 1957.
- [116] P. A. Sweet, *IAUS*, 6, 123, 1958.
- [117] N. F. Loureiro, A. Schekochihin & S. C. Cowley, *PhPl* 14, 0703, 2007.
- [118] D. A. Uzdensky, N. F. Loureiro & A. A. Schekochihin, *PhRvL* 105w, 5002, 2010.
- [119] H. & L. Karimabadi, *Physics of Plasmas*, A., 20, 112102, 2013.
- [120] G. Brunetti, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, G. 2016, 58, 014011, 2016.

- [121] V. Petrosian & W. E. East, *ApJ* 682, 175, 2008.
- [122] A. Pinzke, S. P. Oh & C. Pfrommer, arXiv150307870P, 2015.
- [123] F. Miniati e A. Beresnyak, *Nature* 523, 59, 2015.
- [124] G. Eyink, E. Vishniac, et al., *Nature* 497, 466, 2013.
- [125] S. Giacintucci, M. Markevitch, T. Venturi et al., *ApJ* 781, 9, 2014.
- [126] K. S. Dwarakanath, S. Malu & R. Kale, *JApA* 32, 529, 2011.
- [127] V. Parekh, K. Dwarakanath, R. Kale & H. Intema, *MNRAS* 464, 2752, 2017.
- [128] A. Bonafede, L. Feretti, G. Giovannini et al., *A&A* 503, 707, 2009.
- [129] H. Liang, R. Hunstead, M. Birkinshaw & P. & Andreani, *ApJ*, 544, 686, 2000,.
- [130] G. Giovannini & L. Feretti, *Merging processes in galaxy clusters*, 2002.
- [131] S. Colafrancesco, *Diffuse thermal and relativistic plasma in galaxy clusters*, 1999.
- [132] H. Liang et al., *ApJ*, 544, 686, 2000.
- [133] D. & A. M. Neumann, *A&A*, 348, 711, 1999.
- [134] D. & A. M. Neumann, *A&A*, 373, L33, 2001.
- [135] L. Feretti, G. Brunetti, G. Giovannini et al., *Journ. of the Korean Astron. Soc.* 37, 315, 2004.
- [136] G. Giovannini, A. Bonafede, L. Feretti et al., *A&A*, 507, 1257, 2009.
- [137] L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni e M. Murgia, *Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*, *A&ARv* 20, 54F, 2012.
- [138] H.-H. Zhao et al., *ApJ* 799, 47, 2015.
- [139] S. S. Komissarov & A. G. Gubanov, *A&A* 285, 27K, 1994.
- [140] M. Bacchi, L. Feretti, G. Giovannini & F. Govoni, *A&A* 400, 465, 2003.
- [141] V. M. R. Muggeo, *an R Package to Fit Regression Models with Broken-Line Relationships*, 2008.
- [142] Ebeling et al., *MNRAS* 407, 83E, 2010.
- [143] Sayers et al., *ApJ* 764, 152S, 2013.
- [144] E. Orrù, M. Murgia, L. Feretti et al., *A&A* 467, 943, 2007.
- [145] B. J. Maughan et al., *MNRAS* 421, 1583, 2012.
- [146] C. S., in Bohringer H., Feretti L., Schuecker P., *Workshop Ringberg Castle, Germany, Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters. Max-Planck-Institut fur Extraterrestrische Physik, April 1999*
- [147] R. Cassano, *MNRAS*, 369, 1577, 2006.
- [148] A. Finoguenov, T. H. Reiprich & H. Böhringer, *A&A* 368, 749, 2001.
- [149] S. Schindler, A. Castillo-Morales, et al., *A&A* 376L, 27S, 2001.

- [150] G. Giovannini, L. Feretti & C. Stanghellini, *A&A* 252, 528, 1991.
- [151] F. Govoni, M. Murgia, M. Markevitch et al., *A&A* 499, 371, 2009.
- [152] J. M. Colberg, K. S. Krughoff & A. J. Connolly, *MNRAS* 359, 272, 2005.
- [153] P. Blasi, S. Gabici & G. Brunetti, *IJMPA* 22, 681, 2007.
- [154] A. Morandi, M. Sun, W. Forman e C. Jones, *IAU General Assembly*, Vol.29, 2244785, 2015.
- [155] M. Ackermann, The FERMI-LAT Collaboration.