

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Emissioni Non Termiche in Ammassi di
Galassie in Relazione alla Massa del
Sistema**

Relatore:
Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:
Daniele Panarella

Sessione I
Anno Accademico 2013/2014

"The universe is under no obligation
to make sense to you"

"There is a theory which states that if ever anyone
discovers exactly what the Universe is for and why
it is here, it will instantly disappear and
be replaced by something even more bizarre and inexplicable.

There is another theory which states that this has already
happened."

Abstract

L'oggetto di studio di questa tesi è l'analisi degli ammassi di galassie (*galaxy clusters*) e delle loro proprietà, attraverso un'introductiva analisi morfologica e dinamica, considerazioni sulle proprietà termiche (con caratteristiche collegate direttamente dalla temperatura), ed infine l'ispezione dei meccanismi che generano le emissioni non termiche e le loro sorgenti. Cercheremo delle relazioni fra le une e le altre. In particolare studieremo specifiche conformazioni del mezzo intergalattico (ICM, *intracluster medium*) all'interno degli ammassi, quali *Aloni*, *Relitti* e *Mini Aloni*, attraverso le radiazioni che essi sprigionano nella banda dei raggi X e onde radio.

Le prime osservazioni sugli ammassi di galassie sono state effettuate già alla fine del '700 da Charles Messier, che, al fine di esaminare il cielo alla ricerca di comete, fornì un catalogo di 110 oggetti cosmici che, pur apparendo nebulosi per via della limitatezza di risoluzione dei telescopi di allora, non erano sicuramente comete. Fra questi oggetti vi erano anche ammassi di galassie.

I primi studi approfonditi si ebbero soltanto con il rapido incremento tecnologico del XX secolo che permise di capire che quelle formazioni confuse altro non erano che agglomerati di galassie. Telescopi più grandi, e poi interferometri, radiotelescopi osservazioni agli X hanno sostanzialmente aperto il mondo dell'astrofisica. In particolare Abell stabilì nel primo dopoguerra il primo catalogo di ammassi su determinazione morfologica. Altri astronomi ampliarono poi i parametri di classificazione basandosi su caratteristiche ottiche e meccaniche. Le analisi più recenti infine basano le loro conclusioni sullo studio delle bande non ottiche dello spettro, principalmente i raggi X e onde Radio.



Figura 1: *Abell 2744, anche detto Ammasso di Pandora “per via dei differenti e strani fenomeni scatenati dalla collisione”, è nella costellazione dello Scultore ed è l’unione di quattro ammassi separati. La massa visibile di tutte le galassie è soltanto il 5% della massa totale dell’ammasso.*

Indice

1	Introduzione	1
2	Ammassi di Galassie	5
2.1	Classificazione morfologica	5
2.2	Classificazione in luminosità	8
3	Proprietà degli Ammassi	10
3.1	Misure di massa	10
3.1.1	Lenti gravitazionali	11
3.1.2	Teorema del Viriale	15
3.2	Distribuzioni delle componenti	17
3.2.1	Funzione di luminosità	18
3.2.2	Distribuzione spaziale	20
3.2.3	Distribuzione delle velocità	21
4	Mezzo Intergalattico	23
4.1	Emissioni X	25
4.2	Meccanismi di emissione X	26
4.2.1	Effetto Compton inverso	27
4.2.2	Radiazione di frenamento	28
4.3	Flusso di raffreddamento (Cooling Flow)	30
4.4	Merger	32
4.5	β -model	33

5	Emissioni Radio	34
5.1	Galassie attive (AGN)	36
5.2	Radiogalassie	38
5.3	Analisi del campo magnetico	42
5.4	Elettroni relativistici	44
5.5	Radiazione di sincrotrone	47
5.6	Principio di equipartizione	50
5.7	Emissione radio diffusa	53
5.7.1	Aloni	54
5.7.2	Relitti	55
5.7.3	Mini-Aloni	57
6	Analisi Dati	58
6.1	Scopo della tesi	58
6.2	Campione dati	59
	Conclusioni	62
	Bibliografia	63

Elenco delle figure

1	Abell 2744, anche detto Ammasso di Pandora	iii
1.1	Rappresentazione della struttura filamentosa dell'universo	2
1.2	“Ponte” di gas caldo intergalattico fra gli ammassi Abell 399 e Abell 401	3
3.1	Schema esemplificativo di una lente gravitazionale	11
3.2	L'immagine raffigura l'ammasso SDSS J1004+4112	13
3.3	Anello di Einstein di una galassia posta dietro una galassia cD	14
3.4	Confronto fra tre diverse funzioni di luminosità	20
4.1	Ammasso della Chioma visto con un telescopio a raggi X	25
4.2	Schematizzazione della radiazione di frenamento	28
4.3	Immagine ai raggi X di un ammasso	32
5.1	Sovrapposizione fra immagine ottica e radio della galassia ellittica Hercules-A	35
5.2	Nella figura a sinistra (FRI 3C31) sono chiarificate le conformazioni a ‘piume’	39
5.3	Nella figura a sinistra possiamo osservare l'emissione radio di una galassia di tipo FRI	41
5.4	Rappresentazione schematizzata della radiazione	48
5.5	Spettro per l'emissione di sincrotrone	50
5.6	L'energia del campo magnetico	52
5.7	Emissione da PLCKG287.0. Sono evidenti i due relitti e le radiogalassie	56
6.1	La retta di best fitt è $y = 0.0872 + 23.618$	61

Capitolo 1

Introduzione

Lo spazio è sostanzialmente vuoto. Questo vuoto è ad una temperatura di 2.73K. Questi vasti spazi intergalattici sono riempiti da concentrazioni più o meno elevate di massa, che, restando a livello astronomico, sono materiale stellare e non stellare condensato in diverse forme. La materia barionica (la materia “normale”) ha una densità media di una atomo per metro cubo, stando a calcoli teorici. Il libero cammino medio di una particella è 10^{16} m.

Le più evolute di queste concentrazioni sono gli ammassi di galassie: formazioni di galassie, appunto, il cui collante è la gravità (Figura 1.1). Sono gli oggetti cosmici studiati più grandi, poiché i più grandi in equilibrio viriale, superati solamente dai superammassi (aggregazioni di ammassi), che però non hanno caratteristiche tali da poter essere analizzati in ambito generalizzato non essendo ancora in equilibrio viriale (il tempo che sarebbe necessario ad attraversarli è maggiore del tempo di Hubble). I superammassi sono separati dal vuoto cosmico e collegati da “ponti”, formati diffuso mezzo intergalattico, che, insieme alle galassie, vanno a formare la struttura filamentosa, o spugnosa, in cui negli ultimi decenni si è soliti presentare l’universo nella sua interezza, dove gli ammassi sono i punti di congiunzione fra diversi filamenti (Figura 1.2).

Sono rilevati migliaia di ammassi, che a loro volta contengono centinaia di galassie. La nostra stessa Via Lattea è parte del cosiddetto Gruppo Locale, un gruppo di galassie ai confini del superammasso della Vergine, o Locale. In realtà, comun-

que, solo poco meno di metà delle galassie si trova in aggregazione, le altre vagano solitarie nei grandi vuoti cosmici o poco distanti dagli ammassi.

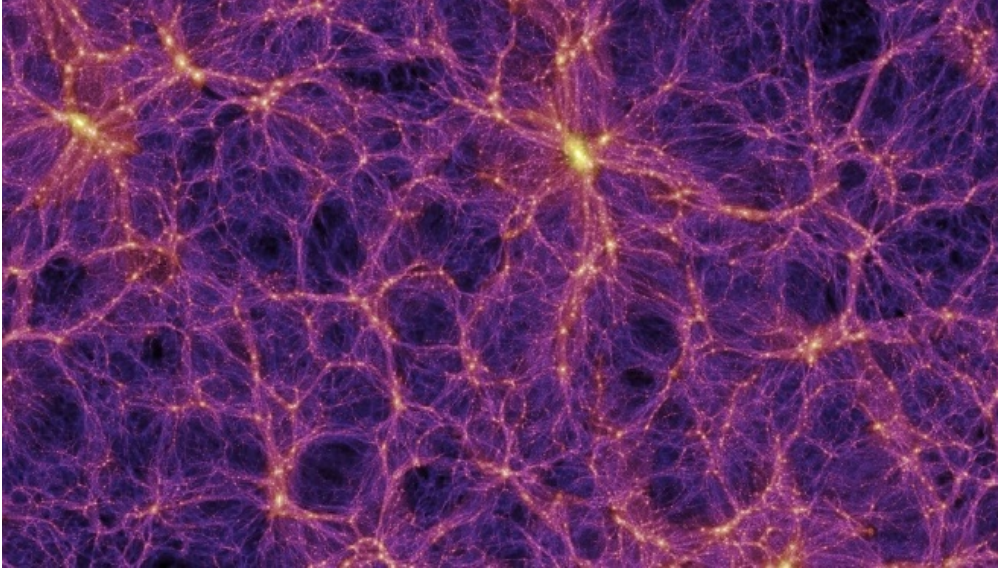


Figura 1.1: Rappresentazione della struttura filamentosa dell'universo. I punti luminosi rappresentano ammassi e superammassi.

Specifichiamo inoltre le varie differenze fra galassie per una successiva miglior comprensione. Esistono principalmente tre tipologie in cui vengono suddivise le galassie in base alla loro struttura, seguendo la sequenza evolutiva di Hubble del 1926.

- Le galassie *ellittiche* vengono classificate E , con un numero compreso fra 0 e 7 in relazione alla loro minore o maggiore ellitticità. Sono formate da stelle principalmente vecchie e probabilmente sono il risultato di uno scontro fra galassie primarie.
- Le *galassie spirali* S al contrario hanno i caratteristici bracci spiraleggianti intorno ad un nucleo compatto centrale (*bulge*) contenente stelle giovani o in formazione, e, come le ellittiche, generalmente presentano un buco nero supermassivo al centro. La loro evoluzione sono le *spirali barrate* Sb , che presentano due bracci partenti da un nucleo 'allungato'.

- Intermedie fra questi due tipi vi sono le galassie *lenticolari* SO , che presentano un disco esterno poco denso di materia interstellare.
- Le galassie *giganti* cD (*central dominant*) sono molto importanti nella definizione dei clusters. Generalmente sono di tipo ellittico e giacciono solitamente nel loro centro. La peculiarità è che possono contenere più nuclei; infatti la loro formazione si pensa sia dovuta a uno scontro fra vecchie galassie ellittiche nel centro gravitazionale del cluster.
- Nominiamo infine le galassie *irregolari*, che non hanno una precisa definizione, sono prive di simmetrie ed il nucleo non è particolarmente accentuato.



Figura 1.2: “Ponte” di gas caldo intergalattico fra gli ammassi Abell 399 e Abell 401 a $z \sim 0.07$. Il gas è ad una temperatura di 80 milioni di gradi ed è lungo 10 milioni di anni luce. La foto è stata scattata dal telescopio spaziale Planck dell’ESA (European Spatial Agency).

Capitolo 2

Ammassi di Galassie

2.1 Classificazione morfologica

Esistono diversi parametri per classificare otticamente gli ammassi di galassie. Nel 1958 George **Abell**, mentre lavorava al *Palomar Sky Survey* in California, ideò la prima fondamentale catalogazione degli ammassi (successivamente aggiornata). Nel *catalogo Abell* non furono al tempo considerati ammassi nel piano galattico della Via Lattea, che rendeva difficile un'esatta identificazione dell'ammasso. Il catalogo di Abell contiene 5250 oggetti che coprono l'intero cielo, incluso l'emisfero australe, e usa i seguenti tre criteri di catalogazione:

- **Ricchezza:** Un ammasso deve contenere almeno 50 galassie, considerando quelle con valori da m_3 (magnitudine della terza galassia più luminosa) a m_{3+2} (di due unità superiore). Agglomerati con numero inferiore di galassie sono detti *Gruppi*. Abell divise sei gruppi, da 0 a 5, in relazione alla loro ricchezza, che contengono rispettivamente 30-49, 50-79, 80-129, 130-199, 200-299, ≥ 300 galassie. (Il numero di ammassi individuati diminuisce se il numero del gruppo cresce)
- **Compattezza:** 50 o più membri dell'ammasso devono situarsi entro il *Raggio di Abell*, definito equivalentemente da $1.72/z$ arcominuti, dove z è il redshift (che stima in questo caso la distanza ¹) medio dell'ammasso, o

¹La legge di Hubble stabilisce che $z = H_0 D/c$; H_0 è una costante, D è la distanza e c la velocità della luce.

$1.5h^{-1}Mpc$ ², con $h = H_0/100$ e H_0 è la costante di Hubble. Questo criterio è ovviamente stabilito con l'ipotesi che le galassie in equilibrio cinetico all'interno dell'ammasso abbiano velocità di recessione simili³. Un raggio tipico può essere considerato 2-3 Mpc.

- **Distanza:** Vengono considerati ammassi insieme con redshift compreso fra 0.02 e 0.2, corrispondenti a circa 85 e 850 Mpc, anche se attualmente sono osservati ammassi a $z = 0.4$, quasi 1700 Mpc. Le misure di distanza sono state soggette a modifica in seguito all'aggiornamento della costante di Hubble, ad oggi fissata a circa $71km/(s \cdot Mpc)$. Si distinguono sette gruppi, da 1 a 7, che considerano la distanza in funzione del decimo elemento più luminoso, con magnitudini comprese fra 13.3 e ≥ 18 .

Morfologicamente possiamo definire delle classi generalizzate di ammassi, suddividendoli primariamente in regolari e irregolari.

- Gli ammassi *regolari* sono approssimativamente simmetrici, con un numero di galassie dell'ordine del migliaio, e la cui densità aumenta sostanzialmente nel loro nucleo centrale, composto per lo più da galassie ellittiche e lenticolari. Non vi sono evidenti strutture in subclustering (tendenza di un numero limitato di galassie ad agglomerarsi indipendentemente all'interno dell'ammasso).
- Gli ammassi *irregolari*, diversamente, non appaiono simmetrici e non presentano un nucleo compatto, mentre sono visibili subclusters, e il numero di galassie presenti è inferiore a mille.

Un secondo criterio che aggiunge caratteristiche diverse per l'identificazione degli ammassi è stato proposto negli anni '60 da Fritz **Zwicky**. Il catalogo di Zwicky contiene ben 9134 oggetti, ma copre solo l'emisfero boreale ed i suoi criteri di catalogazione sono due. Egli considerò gli ammassi seguendo la regola che

²Un parsec, parallasse al secondo, corrisponde a circa a 3,26 anni luce. Un megaparsec corrisponde quindi a circa $3.26 \cdot 10^6$ a.l. La nostra galassia ha, ad esempio, un diametro di c.ca 33mila parsec.

³La velocità di recessione è la velocità con cui le galassie si allontanano le une dalle altre a causa dell'espansione dell'universo.

individua il confine del cluster nell'isopleta (curva che unisce zone ad ugual numero di elementi per unità di superficie) che racchiude una densità di galassie maggiore a due volte le galassie di fondo. Inoltre questa isopleta deve contenere almeno 50 galassie con magnitudine entro due unità rispetto alla galassia più brillante (BCG, *brightest cluster galaxy*). Gli ammassi vengono suddivisi poi in tre categorie morfologiche distinte generalizzate:

- Ammassi *compatti*, con almeno dieci galassie, fra le più luminose, visualmente sovrapposte.
- I *medio compatti*, dove, pur trovando una concentrazione centrale di galassie luminose, la loro distanza è comparabile al loro diametro.
- Gli *aperti*, in cui nessuna concentrazione è apparente e si registra una presenza maggiore di galassie spirali ed irregolari.

Il criterio di Zwicky contiene molti più ammassi rispetto a quello di Abell, comprendendo molti ammassi poco densi. Il catalogo di Abell però permette una classificazione più strettamente legata alla ricchezza, resa indipendente dalla distanza.

Infine, nel 1974, Augustus **Oemler**, classificò gli ammassi a seconda della tipologia di galassie contenute, e cioè secondo il rapporto fra ellittiche, lenticolari e spirali.

- *Ricchi di spirali* (Tipo I) sono quegli ammassi in cui il rapporto E:S0:S è circa 1:2:3.
- *Poveri di spirali* (Tipo II) sono quelli con rapporto 1:2:1.
- *cD*, il cui rapporto invece è circa 3:4:2, solitamente con una galassia cD dominante centrale.

2.2 Classificazione in luminosità

Nel 1970 Laura **Bautz** e William **Morgan** proposero un metodo per distinguere gli ammassi in relazione al rapporto di luminosità delle galassie ad essi appartenenti. Insieme ai tre tipi sottocitati vanno soventemente descritti tipi di cluster con caratteristiche intermedie.

- **BMI** (*Tipo I*): sono ammassi dominati da una galassia cD, la cui magnitudine⁴ è numericamente molto bassa.
- **BMII** (*Tipo II*): non vi è una sostanziale differenza fra galassie cD e galassie *gE* (*giant Elliptical*), di poco inferiori in brillantezza.
- **BMIII** (*Tipo III*): nessuna galassia domina in luminosità l'ammasso.

L'anno seguente **Rood** e **Sastry** specificarono sei classi di ammassi considerando i dieci elementi più luminosi.

- **CD** (*supergiant*): per ammassi dominati da una galassia cD, tre volte maggiore di ogni altra galassia nell'ammasso. Se la galassia dominante ha un nucleo multiplo il gruppo è detto cD_p .
- **B** (*binary*): due galassie supergiganti e vicine (intendendo che il diametro delle galassie è sensibilmente maggiore della loro distanza) condividono il centro dell'ammasso. È inoltre possibile un ponte di materia fra esse, per cui la denotazione cambia in B_p .
- **L** (*line*): vi è la presenza di almeno tre galassie, fra le dieci più luminose, disposte su una linea retta.
- **F** (*flat*): diverse galassie luminose e meno luminose sono disposte su un piano.
- **C** (*core-halo*): più di quattro fra le dieci galassie più luminose sono situate nel core e a distanze paragonabili con il loro diametro.

⁴Misura di intensità luminosa. Più la magnitudine è bassa maggiore è la sua luminosità.

- **I** (*irregular*): nessun ordine particolarmente evidente.

Alcuni ammassi contengono più di una galassia ellittica gigante di tipo cD. Si pensa che questi ammassi siano dovuti alla fusione di precedenti ammassi più piccoli. L'ammasso locale sta egli stesso assorbendo gruppi di galassie più piccoli. Una tabella riepilogativa e comparativa fra i vari modelli descritti è mostrata in Tabella 2.1.

PROPRIETÁ	REGOLARE	INTERMEDIO	IRREGOLARE
Zwicky	Compatto	Medio compatto	Aperto
Bautz-Morgan	I, I-II, II	(II), II-III	(II-III), III
Rood-Sastry	cD, B, (L, C)	(L), (F), (C)	(F), I
Contenuto	Ricco di ellittiche	Povero di spirali	Ricco di spirali
E:S0:S	3:4:2	1:4:2	1:2:3
Simmetria	Sferica	Intermedia	Irregolare
Densità core	Alta	Media	Piccola
Onde radio	50%	50%	20%
Luminosità X	Alta	Media	Bassa

Tabella 2.1: *Le varie classificazioni possono essere comparate sommariamente. Inoltre diamo un primo suggerimento della relazione che sussiste con le emissioni radio ed X.*

Capitolo 3

Proprietà degli Ammassi

Analizziamo ora le principali proprietà di un cluster. Consideriamo prima massa e densità, colleghiamo queste misure alla luminosità ed infine consideriamo i moti interni da parte delle galassie.

Nel rapporto delle misure di massa e luminosità misureremo una sorprendente differenza di questo rispetto alle sorgenti stellari: $\frac{M}{L} \approx 300 \frac{M_\odot}{L_\odot}$.

La scoperta di questa divergenza porta alla conclusione che il 98% della massa dell'universo non appartiene alle stelle, e solo in piccola percentuale si può attribuire al mezzo intergalattico.

Tramite la misura della densità di luminosità di un ammasso, invece, possiamo estrapolare la densità media dell'universo, sperimentalmente simile alla densità critica (soglia di passaggio da un universo chiuso ad uno aperto), consolidando quindi le teorie di un universo euclideo piatto.

$$\rho_L \approx 2 \times 10^8 \frac{L_\odot}{Mpc^{-3}} \longrightarrow \rho \approx 10^{11} \frac{M_\odot}{Mpc^{-3}} \approx \rho_c \quad (3.1)$$

3.1 Misure di massa

Possiamo determinare la massa di un cluster attraverso diversi procedimenti, che forniscono una misura più o meno esatta.

Il metodo più semplice ed ovvio è stabilire la quantità di materia contenuta in un ammasso con osservazioni nell'ottico: tipologia di galassia, dimensioni, luminosità, velocità, rotazione. Si può ottenere quindi una prima stima delle proporzioni generali. Vedremo poi che questa metodologia fornisce risultati diversi da quelli reali. Altrimenti possiamo analizzare gli spettri di emissione dei Raggi X sotto l'ipotesi di equilibrio idrostatico. O ancora utilizzare le teorie di Einstein misurando le *lenti gravitazionali* (*lensing*) prodotte dell'ammasso.

3.1.1 Lenti gravitazionali

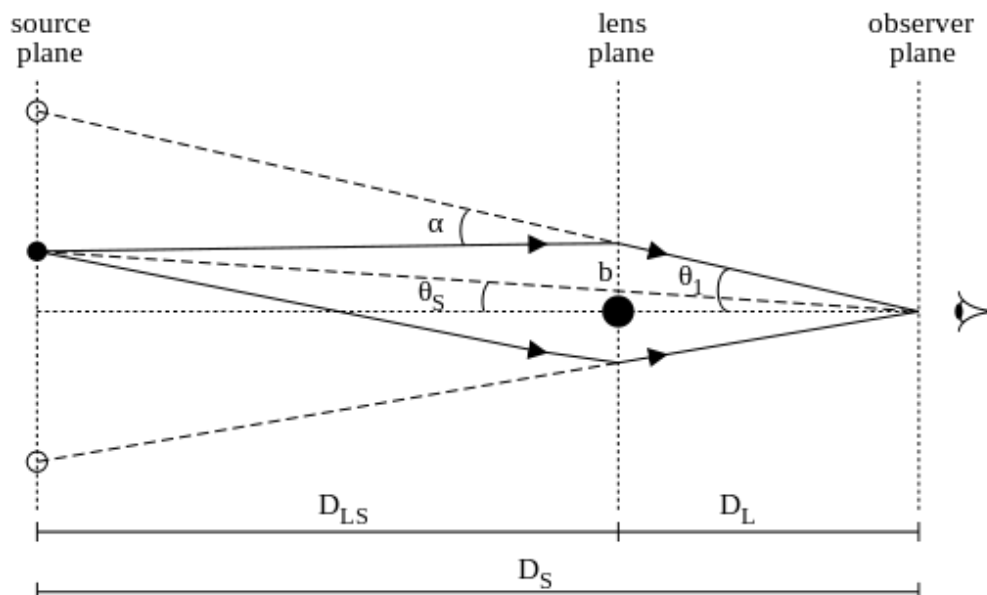


Figura 3.1: Schema esemplificativo di una lente gravitazionale.

Queste sono grandi archi di luce individuati nei pressi dei nuclei massivi di diversi cluster. Attraverso un'analisi spettroscopica si nota come la distanza compiuta dalla luce proveniente dalle lenti sia molto maggiore rispetto alla distanza dell'ammasso stesso. La luce è perciò prodotta da sorgenti esterne, più lontane e allineate grossomodo con il cluster in cui la lente appare. Questa viene distorta dal campo gravitazionale, seguendo linee geodetiche, aggirando il centro massivo e giungendo fino a noi, in modo da far apparire la sorgente come se fosse distorta. L'importanza

di questo tipo di misura risiede nel fatto che non dipende dall'ipotesi di equilibrio idrostatico o viriale (che ora vedremo).

Nella Figura 3.1 viene spiegato schematicamente il problema. Qui la luce è descritta come se seguisse traiettorie rettilinee piuttosto che geodetiche; la linea di osservazione è la tangente alle curve reali. In questa immagine α è l'angolo di curvatura della sorgente luminosa (punto nero piccolo), θ_S e θ_l sono gli angoli di visuale della sorgente in assenza e in presenza deflessione, b è il parametro di impatto del core del cluster (punto nero grande), massima distanza di avvicinamento per la luce. I punti bianchi rappresentano due possibili immagini della sorgente in uno spazio bidimensionale (Figura 3.2). L'ipotesi semplificativa è che la massa dell'ammasso sia concentrata in un centro puntiforme.

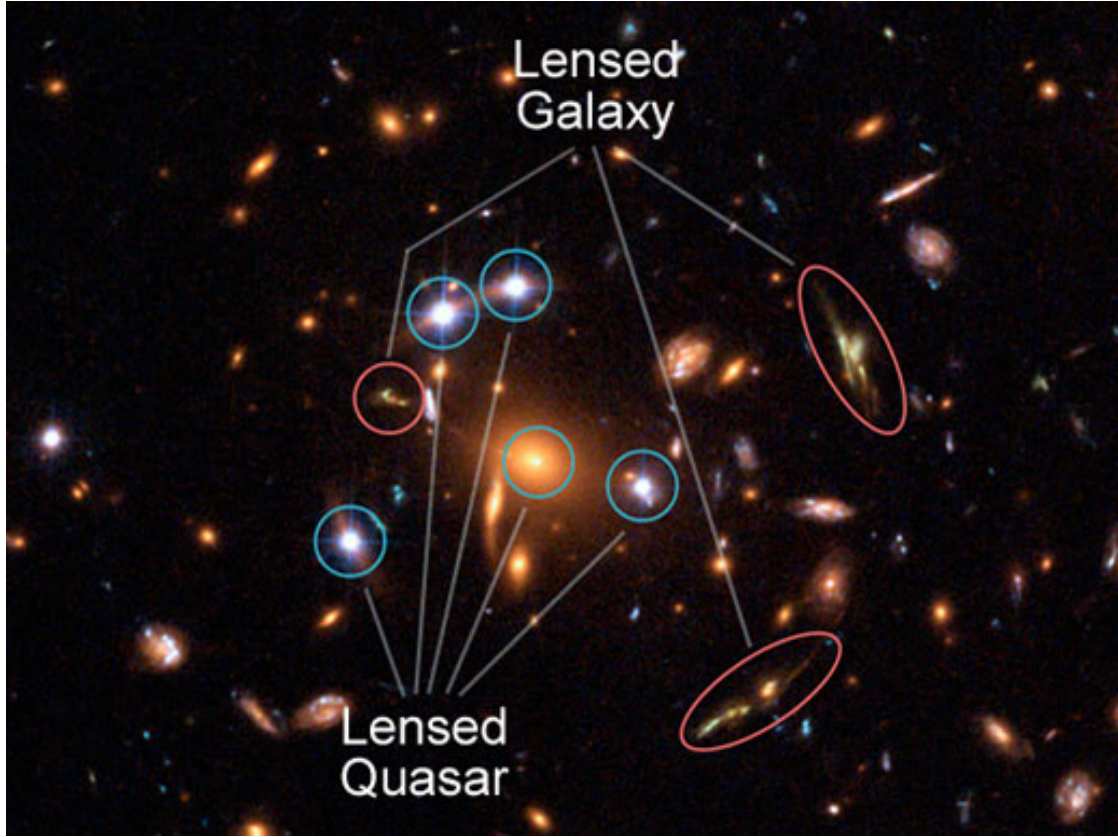


Figura 3.2: L'immagine raffigura l'ammasso SDSS J1004+4112 ripreso dal telescopio spaziale Hubble. Sono evidenti gli archi multipli di una galassia e un caso eccezionale di "quasar quintuplo".

Supponendo una simmetria circolare per la lente e il fatto che sia sottile:

$$\alpha(b) = \frac{4GM(b)}{c^2 b} \quad (3.2)$$

Nell'ipotesi di angoli piccoli inoltre: $D_S = \theta_S D_S + \alpha D_{LS}$ è l'equazione della lente. E, definendo l'angolo deflesso ridotto $\beta = \left(\frac{D_{LS}}{D_S}\right) \alpha$, con $\beta = \theta_l - \theta_S$, possiamo scrivere:

$$\theta_S = \theta_l - \left(\frac{D_{LS}}{D_S D_L}\right) \left(\frac{4GM(b)}{c^2 \theta_l}\right) \quad (3.3)$$

In cui abbiamo utilizzato $b = D_l \theta_l$. Nel caso in cui $\theta_S = 0$, l'angolo $\theta_E = \sqrt{\theta_l}$ è

il raggio di Einstein¹. Possiamo inserire nell'equazione la densità critica superficiale $\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_L}{D_S D_{LS}}$, cioè la densità minima, per il nucleo definito dal raggio di Einstein, per cui il lensing avviene. Considerando la densità superficiale centrale dell'ammasso Σ , l'equazione per l'angolo di deflessione diventa:

$$\theta_S = \theta_l - \left[1 - \frac{\Sigma}{\Sigma_{crit}} \right] \quad (3.4)$$

Solo per $\Sigma \approx \Sigma_{crit}$ osserveremo gli archi gravitazionali.

Misurando il raggio di Einstein, cioè il raggio di curvatura degli archi luminosi, otteniamo quindi una stima della massa del cluster. Inoltre se la sorgente luminosa è posta esattamente dietro la lente [$\theta_S = 0$], vedremo intorno a quest'ultima un anello (*anello di Einstein*) di luce, massima distorsione per il lensing (Figura 3.3).

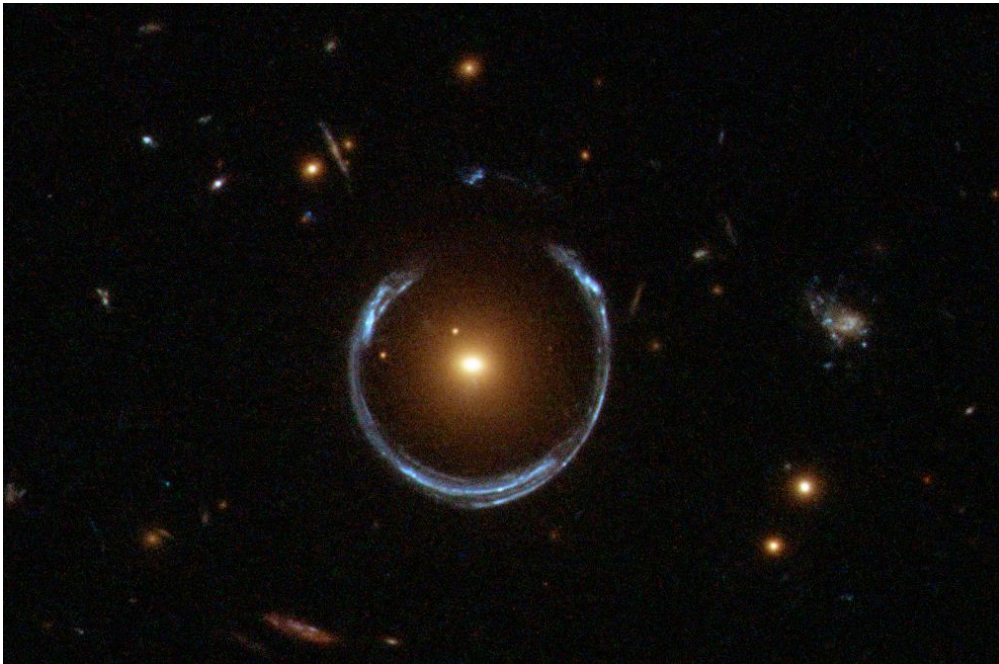


Figura 3.3: *Anello di Einstein di una galassia posta dietro una galassia cD.*

¹Tecnicamente θ_l . Definisce la scala angolare del fenomeno e racchiude matematicamente il nucleo massivo dell'ammasso.

3.1.2 Teorema del Viriale

Il metodo che invece ci porta ad una prima stima approssimata della massa reale di un cluster è il teorema del viriale. Il *Teorema del Viriale*, dal latino vis (forza), è una semplice relazione classica che lega l'energia cinetica di un corpo al suo potenziale. Nel nostro caso utilizziamo il teorema per l'identificazione della massa totale di un ammasso di galassie, una volta stabilita la velocità di dispersione delle sue componenti visibili. Il risultato ci permetterà infine di postulare l'esistenza di una massa mancante, cosiddetta materia oscura, che supplisce alla non sussistenza del calcolo rispetto alle misure ottenute otticamente.

Considerando un cluster come un insieme di punti materiali in moto, indotto dal potenziale gravitazionale intrinseco del sistema, possiamo fare la sommatoria indicizzata:

$$\sum_i p_i \cdot r_i = \sum_i m_i \frac{dr_i}{dt} \cdot r_i = \frac{1}{2} \sum_i m_i \frac{dr_i \cdot r_i}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sum_i m_i r_i^2 = \frac{1}{2} \frac{dI}{dt} \quad (3.5)$$

Dove è il momento di inerzia per un sistema di N corpi. Le derivate dei fattori estremi dell'espressione si eguagliano:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \sum_i \dot{r}_i \cdot p_i + \sum_i r_i \cdot \dot{p}_i = \sum_i m_i \cdot v_i^2 + \sum_i F_i \cdot r_i = 2T + \sum_i F_i \cdot r_i \quad (3.6)$$

avendo utilizzato le espressioni classiche per l'energia cinetica T e la forza F nell'ultima uguaglianza. Il *viriale di Clausius* nell'ultimo fattore è in relazione diretta con le forze gravitazionali newtoniane per coppie di corpi massivi, e quindi al potenziale:

$$\begin{aligned} \sum_i F_i \cdot r_i &= \sum_i r_i \cdot \sum_{i \neq j} F_{ij} = \sum_i r_i \cdot \sum_{i \neq j} G m_i m_j \frac{r_i - r_j}{r_{ij}^3} = \\ &= \sum_{i > j} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (r_i \cdot (r_j - r_i) + r_j \cdot (r_i - r_j)) = \end{aligned}$$

$$\sum_{i>j} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (r_j - r_i)(r_i - r_j) = - \sum_{i>j} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = U \quad (3.7)$$

In cui U è il potenziale totale per le interazioni gravitazionali. La relazione finale diventa dunque:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + U \quad (3.8)$$

Mediando nel tempo, e ipotizzando i moti galattici come limitati, la parte sinistra dell'equazione scompare. L'espressione finale del teorema è quindi:

$$2\bar{T} + \bar{U} = 0 \quad (3.9)$$

Siamo giunti a questo punto alla relazione generale che ci permette di calcolare la massa totale del cluster partendo dalla dispersione di velocità, e quindi dall'energia cinetica, delle galassie. Procedendo dall'equazione estesa, con N galassie, otteniamo (approssimando i calcoli):

$$\begin{aligned} 2\frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 &= - \sum_{i \neq j} G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \\ \rightarrow M \sum_i v_i^2 &= -M^2 G \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}} \rightarrow M s_r^2 = -G \frac{M^2}{\langle r_{ij} \rangle} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Da cui l'espressione finale

$$M \approx f \frac{R s_r^2}{G} \quad (3.11)$$

Nelle equazioni precedenti abbiamo denotato con le dispersioni di velocità, M la massa totale ed R è il raggio viriale gravitazionale. f è il fattore di forma .

Dall'energia totale del sistema ricaviamo inoltre che Valori tipici per un ammasso di galassie sono:

$$\begin{cases} s_r = 10^3 km/s \\ R = 2Mpc \end{cases} \rightarrow M \approx 10^{15} M_{\odot}$$

Questa massa è tecnicamente la massa necessaria a tenere uniti gravitazionalmente i corpi dell'ammasso, secondo le caratteristiche osservate.

Bisogna sottolineare come i calcoli siano stati fatti sotto l'ipotesi di equilibrio dinamico e termico (*mergers*), diversamente dal calcolo fatto attraverso le lenti gravitazionali. Queste richieste non vengono però sempre rispettate e la misura di massa non è sempre precisa. L'errore è comunque sempre contenuto entro poche unità percentuali e possiamo comunque trarne importanti conseguenze.

La massa ricavata dal teorema è abbondantemente superiore a quella che otterremmo semplicemente sommando le masse dei corpi visibili nell'ammasso: galassie e ICM. Abbiamo bisogno perciò di una massa eccedente il visibile per spiegare come mai le galassie stanno sono in equilibrio in un ammasso. A notare questa differenza furono per primi **Zwicky** e **Smith** negli anni '30 ma solo successivamente si è arrivati ad accettare la presenza della cosiddetta materia oscura. Insieme all'energia oscura, la materia oscura è, in base alle osservazioni finora fatte, la maggiore componente dell'universo, contribuendo (secondo le stime attuali) per l'84.5% circa alla materia che compone il cosmo. Questa ipotesi spiegherebbe anche come mai il rapporto massa/luminosità di un cluster sia circa 300 volte superiore a quello del sole.

3.2 Distribuzioni delle componenti

Uno dei modelli principali secondo cui sono descritti gli ammassi di galassie è il *modello "isotermo"*. L'insieme delle galassie è un sistema autogravitante e può essere paragonato ad una sfera di gas isoterma in equilibrio idrostatico. Attraverso questa ipotesi è descritto in modo discreto il comportamento dinamico delle galassie nelle zone centrali dell'ammasso, considerando posizione e velocità, mentre nelle zone esterne al nucleo questo modello non è più verosimile, poichè infatti prevede

un aumento infinito della massa. Il *modello di King* invece è usato per descrivere l'andamento della brillantezza superficiale delle galassie nel cluster e la distribuzione di densità in funzione del raggio. Anche questo modello, però, è valido soltanto per le regioni centrali.

L'ipotesi di equilibrio idrostatico è centrale nello studio degli ammassi di galassie. Essa assume che la forza di gradiente sia in equilibrio con la forza di gravità. Il gas presente nel core degli ammassi esercita una forza verso l'esterno causata dalla differenza di pressione con il vuoto cosmico esterno. Questa forza è controbilanciata dalla forza di gravità e il sistema è in equilibrio. Il principio è fondamentale anche nel trattamento dei fenomeni emissivi non ottici. Infatti nelle descrizioni dei campi magnetici diffusi verrà supposto che la pressione magnetica sia considerata in equilibrio con la pressione del gas.

3.2.1 Funzione di luminosità

Le galassie all'interno di un cluster hanno magnitudini diverse fra loro. Queste sono distribuite in maniera non casuale all'interno di un grafico luminosità-abbondanza, ma seguono una relazione statistica analitica, chiamata funzione di luminosità. Ricordiamo che la magnitudine m e la luminosità L di un oggetto celeste sono collegate dalla relazione $m_1 - m_2 = -2.5 \log \left(\frac{L_1}{L_2} \right)$, dove l'indice 2 è per un riferimento noto, generalmente calcolato per il sole. Luminosità e magnitudine perciò sono in stretta dipendenza tra loro, non lineare, pur non essendo tecnicamente la stessa misura. Menzioniamo inoltre che più un oggetto è luminoso più la sua magnitudine è piccola (anche ≤ 0).

Consideriamo ora le tre principali funzioni di luminosità usate storicamente. Il primo tentativo è dovuto a **Zwicky** nel 1957. Egli considerò le galassie seguire una funzione nella forma:

$$N(m) = K \left(10^{0.2(m-m_1)} - 1 \right) \quad (3.12)$$

in cui indica il numero di galassie con magnitudine inferiore ad m , K è una costante e è la magnitudine della stella più luminosa nell'ammasso. Purtroppo

questa funzione non è propriamente statistica e descrive efficacemente la curva solo per le componenti deboli.

Un secondo tentativo fu compiuto da **Abell** nel 1975 che propose di adattare il grafico ad una coppia di leggi di potenza $N(L) = N^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-a}$, con $a \approx \frac{5}{8}$ per $L < L^*$ e $a \approx \frac{15}{8}$ per $L > L^*$. L^* è da determinare e è il numero di galassie con $L \geq L^*$. . In forma logaritmica:

$$\log N(m) = \begin{cases} c K_1 + s_1 m & \text{per } m \leq m^* \\ c K_2 + s_2 m & \text{per } m > m^* \end{cases} \quad (3.13)$$

In cui K_1 e K_2 sono costanti e m^* rappresenta il valore di intersezione fra le due rette, con $s_1 \approx 0.75$ e $s_2 \approx 0.25$ le loro pendenze. Pur essendo lineare in un grafico logaritmico essa rispecchia mediocrementemente la curva, soprattutto per luminosità deboli. Anche questo tentativo però non è appropriato, in quanto non è una funzione continua.

La relazione usata tuttora è quella dovuta nel 1976 a **Schechter** (Figura 3.4).

$$N(L) dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (3.14)$$

$n(L) dL$ è la funzione di luminosità differenziale e rappresenta il numero di galassie nel range tra L e $L + dL$, L^* è una luminosità caratteristica in cui la funzione smette di funzionare e ϕ^* la normalizzazione spaziale, intesa come abbondanza tipica di galassie brillanti. L'equazione è analitica, continua e statistica, e rispecchia notevolmente i dati. Non è una funzione universale, poiché dipende dall'ammasso, ma valori medi possono essere

$$\left(\begin{array}{c} \alpha \approx 5/4 \\ \phi^* = 1.2 \times 10^{-3} h^3 \text{Mpc}^{-3} \end{array} \right)$$

Una luminosità media per un cluster è $L_{tot} \approx 10^3 L_* = 10^{36} \text{erg/s}$.

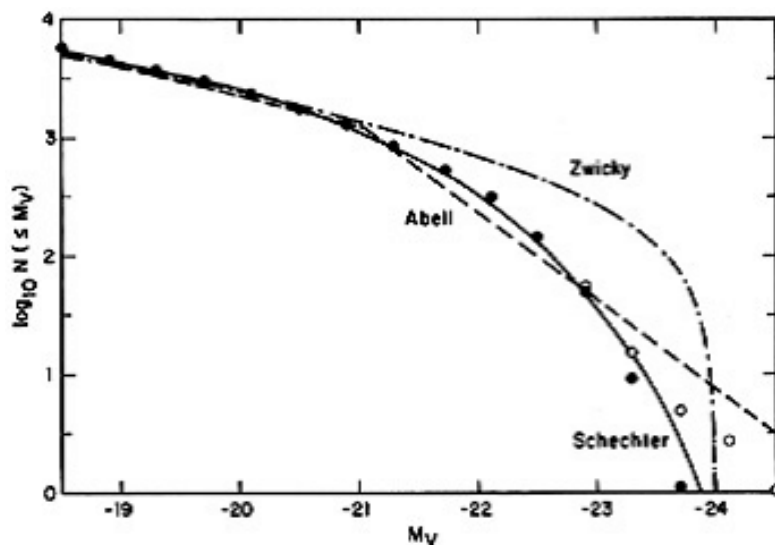


Figura 3.4: Confronto fra tre diverse funzioni di luminosità. In ascissa la magnitudine, in ordinata il numero logaritmico di galassie con magnitudine inferiore ad M_V . I cerchi neri rappresentano galassie con l'esclusione delle cD, i cerchi bianchi invece con la loro inclusione, secondo le osservazioni di Schechter.

3.2.2 Distribuzione spaziale

Per descrivere la concentrazione spaziale delle galassie all'interno di un ammasso necessitiamo primariamente di cinque parametri: due di essi esprimono le coordinate celesti del centro di massa dell'ammasso, altre due sono la densità superficiale di galassie ρ del cluster core ed il suo raggio, che equivale alla distanza in cui la densità superficiale si dimezza rispetto al nucleo; infine abbiamo bisogno del raggio R_m , la massima estensione dell'ammasso, definito come il raggio di Zwicky. La densità superficiale è in funzione della distanza b dal centro, proiettata sul piano trasversale, della galassia.

$$\rho(b) = 2 \cdot \int_b^{R_m} \frac{n(r) \cdot r dr}{(r^2 - b^2)^{1/2}} \quad (3.15)$$

dove invece $n(r)$ è la densità di galassie a distanza r dal centro. L'espressione è stata ottenuta presupponendo una simmetria sferica per l'ammasso; nel caso la sua forma fosse invece ellittica avremmo considerato altri due parametri: il semiasse

maggiore ed il semiasse minore. Per le porzioni interne della distribuzione è valida l'approssimazione analitica di **King**:

$$n(r) = n_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (3.16)$$

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

(3.17)

con $\rho_0 = 2n_0R_c$. Quest'approssimazione non è propriamente fisica, infatti diverge col raggio; dobbiamo perciò troncare questo modello ad un raggio limite, in cui la densità di galassie è minima.

3.2.3 Distribuzione delle velocità

Pur essendo un ammasso in equilibrio viriale, non è detto che sia anche in equilibrio dinamico. Il modello che verrà seguito è quello che considera l'ammasso come una sfera isoterma di gas autogravitante in equilibrio idrostatico. Le galassie al suo interno, infatti, si muovono indipendentemente ad alte velocità. Sono possibili scontri fra di esse, attività di subclustering e collassi verso il centro gravitazionale. Purtroppo gli ammassi sono considerati come dei gas (essendo le componenti molto distanti) non collisionali, infatti il tempo di scala per una collisione è maggiore del tempo di attraversamento del cluster. È perciò valido il teorema di Liouville, la funzione di distribuzione nello spazio delle fasi² (quindi velocità in relazione alla posizione) delle galassie è costante nel tempo. Quest'ultimo è reso consistente anche dal fatto che il tempo di rilassamento di due corpi galattici è circa $t_{ril} \approx 3 \cdot 10^{11}$ anni, un tempo maggiore dell'età dell'universo. Le galassie perciò non hanno raggiunto l'equilibrio dinamico, cioè un rilassamento. Soltanto nel core questo è possibile, a causa della maggiore densità.

²Una funzione di distribuzione nello spazio delle fasi descrive la probabilità di trovare una galassia in un determinato volume con una determinata velocità.

Si è verificato che una distribuzione gaussiana delle velocità è una buona approssimazione per lo stato fisico degli ammassi. Si considera perciò la dispersione di velocità, principale parametro per una gaussiana, che descrive quanto le singole velocità discostano dalla media:

$$s_r = \langle v_r - \langle v_r \rangle^2 \rangle^{1/2} \quad (3.18)$$

Le dispersioni delle velocità lungo la linea di vista sono $1/\sqrt{3}$ volte il totale. Se il sistema fosse in equilibrio termodinamico $s_r = (KT/m)^{1/2}$, cioè la dispersione delle velocità dipenderebbe dalla massa delle galassie. Siccome, al contrario, la loro velocità non è osservativamente in relazione con la massa, vuol dire che non è stata raggiunta una configurazione rilassata, che cancellerebbe le precedenti dinamiche che hanno provocato i movimenti gravitazionali. La funzione di distribuzione nello spazio delle fasi assume perciò la forma:

$$f(r, v) = \frac{\rho(r)}{(2\pi^2)^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\langle v \rangle}{s_v}\right)^2\right) \quad (3.19)$$

Capitolo 4

Mezzo Intergalattico

Il *mezzo intergalattico*, (ICM, *Intracluster Medium*) è un denso gas extragalattico diffuso entro i confini di un ammasso. La componente principale del mezzo intergalattico è gas primordiale (disperso dal Big Bang), non addensatosi in stelle, arricchito di elementi metallici generati nel ciclo stellare e poi sparsi nel cosmo dalle esplosioni di supernove, spinto al di là dei confini di una galassia. Queste sono avvenute principalmente in galassie ellittiche, in cui, infatti, la presenza di gas interstellare è bassa e non avviene formazione di stelle. Componenti minori sono anche delle stelle sparse nello spazio esterno alle galassie, generate per addensamento del gas. L'ICM è costituito da plasma, quindi da atomi ionizzati, composto per lo più da Idrogeno ed Elio, ma anche da elementi più pesanti; l'abbondanza relativa di questi ultimi è detta *metallicità*. Gli atomi sono quasi completamente ionizzati (a parte gli elementi più pesanti) a causa delle altissime temperature interne, nell'ordine delle decine di milioni di gradi, scatenate principalmente dal collasso gravitazionale dell'ammasso (*merging*): i gas sparsi vengono attratti verso il nucleo del cluster e l'energia potenziale posseduta dalle particelle viene trasformata in energia cinetica, la densità (nell'ordine delle decine di atomi per metro quadro), e quindi il libero cammino medio ($\sim 10^6\text{m}$), diminuisce drasticamente, la temperatura cresce ed onde d'urto (*shocks*) diffondono questa energia agli strati più esterni, riscaldandoli. Le parti centrali dell'ammasso si raffreddano emettendo molta radiazione X. Il mezzo intergalattico è infatti invisibile nello spettro ottico ed è stato scoperto tramite osservazioni a frequenze diverse. A seguito dell'emis-

sione il nucleo del cluster cresce in densità. Viene perciò a crearsi un flusso di materiale verso tali zone per contrastare questo effetto, in modo da mantenere l'equilibrio termico (*cooling flow*). L'ICM costituisce una percentuale di materia visibile molto vicina al 90%, e solo il 10% restante è sotto forma di stelle o altro. Grazie all'evoluzione tecnologica è stato possibile implementare la qualità delle osservazioni. Ad esempio è possibile misurare lo stato di ionizzazione del gas nelle epoche primitive dell'universo grazie allo studio spettroscopico, unito alla misura del redshift, dei quasar (quasi-stellar object), oggetti distanti quasi al tempo della reionizzazione cosmica, il più lontano tempo osservabile; quindi il ciclo stellare di popolazioni stellari primordiali.

Come detto il mezzo intergalattico è costituito principalmente da barioni leggeri. Gli elementi più pesanti sono in percentuali molto basse, in confronto alle stelle ad esempio. In genere la metallicità, infatti, è approssimativamente un terzo rispetto a quella del sole, ma non sempre (nell'Ammasso del Centauro addirittura la supera). Nel core è più accentuata, a causa della densità maggiore e minore temperatura.

Lo studio dell'ICM avviene principalmente attraverso la forte emissione di Raggi X dovuta a *bremsstrahlung termica*. La luminosità a queste frequenze cresce proporzionalmente al quadrato della densità. Abbiamo perciò un forte brillanza centrale che decresce rapidamente nelle regioni più esterne (Figura 4.1). Ricostruiamo, perciò, in questo modo il profilo di massa e temperatura. Infatti, come detto, questa decresce avvicinandoci alle zone centrali, cedendo tipicamente fino a metà del proprio calore.

La presenza di materia barionica non è limitata ai confini dei cluster, ma si estende ben oltre i confini di questi. Sono i precedentemente detti "ponti" o filamenti che connettono gli ammassi di galassie, esistendo come scie o come risultato dei forti campi gravitazionali fra questi. Esternamente agli ammassi però l'ICM è decine di volte più freddo ($\sim 10^6 K$) ed è perciò detto WHIM (*warm-hot intracluster medium*).

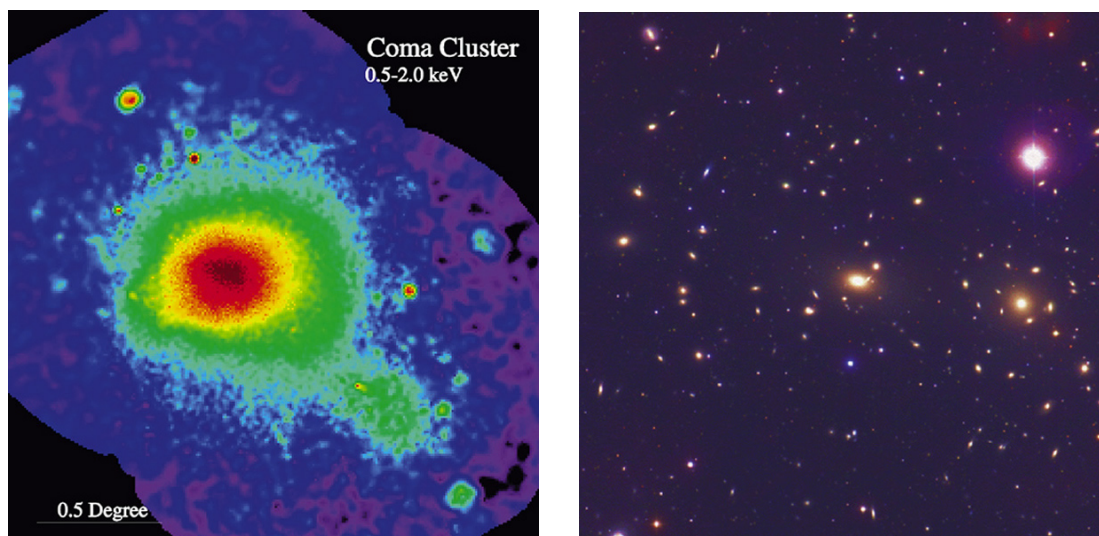


Figura 4.1: *Ammasso della Chioma visto con un telescopio a raggi X (sinistra) e in ottico (destra). Notiamo come il centro dell'ammasso corrisponda ad un picco di emissione.*

4.1 Emissioni X

Osservando gli ammassi di galassie a frequenze X si osserva una luminosità diffusa, quindi non proveniente da sorgenti discrete come galassie o formazioni locali, altamente energetica più ci si avvicina al nucleo, centrata sostanzialmente nei pressi dello stesso, e con dimensioni paragonabili a quelle dell'ammasso. Luminosità tipiche sono nell'ordine di $\approx 10^{43} \div 10^{45} \text{ erg/s}$, con un'estensione di $0.2 \div 3 \text{ Mpc}$. Queste osservazioni collegano direttamente l'emissione di Raggi X all'ICM, otticamente sottile (privo di assorbimento), e la sua particolarità risiede nel fatto di essere una radiazione pressoché costante nel tempo, oltre che la più estesa e potente conosciuta. Nel 1982 **Forman** e **Jones** proposero una classificazione degli ammassi direttamente collegata alle loro proprietà X:

- **XD**: sono di questo tipo ammassi piccoli ($R_c \leq 300 \text{ Kpc}$), con la presenza di una galassia dominante centrale che irradia notevolmente in X.
- **nXD**: il raggio del nucleo è notevolmente maggiore (fra i 400 e gli 800Kpc), ma non vi è generalmente la presenza di una galassia cD.

Entrambi possono essere divisi in ammassi regolari e irregolari. I primi hanno luminosità maggiori ($\geq 10^{44} \text{erg/s}$), quindi anche una temperatura più alta ($\geq 6 \text{Kev}$). Gli ammassi XD regolari presentano un basso addensamento di galassie nel nucleo ed un flusso di raffreddamento verso la galassia centrale. Gli ammassi nXD regolari invece non presentano cooling flow, ma una elevata densità centrale. Per quanto riguarda gli ammassi irregolari, invece: questi hanno luminosità e temperature inferiori, basse densità di galassie al centro e una forte presenza di galassie spirali ($\geq 40\%$).

La radiazione X è principalmente dovuta a fenomeni termici, cioè dovuti alle alte temperature del mezzo intergalattico, $\sim 10^8 \text{K}^1$, molto simili alla temperatura viriale (teoria della sfera isoterma), $\mu m_p \sigma^2 = 3kT$. I principali teorizzati sono l'effetto *bremsstrahlung*, letteralmente *radiazione di frenamento*, e l'effetto *Compton inverso*. Entrambi questi fenomeni sono dovuti all'alta energia cinetica delle particelle del gas che si risolve in uno scattering diffuso: il primo fra elettroni ionizzati e nuclei pesanti ed il secondo fra fotoni cosmici di fondo ed elettroni relativistici.

Le osservazioni in banda X sono molto importanti anche nel perfezionamento di studi relazionati: rende possibile una catalogazione diretta in base alla luminosità X; permette di osservare più precisamente la buca di potenziale a cui è sottoposto il mezzo intergalattico, e quindi l'ammasso stesso; infine, come detto, permette di studiare la metallicità e la temperatura dell'ICM.

4.2 Meccanismi di emissione X

Descriviamo ora i due principali fenomeni che producono la radiazione X che si osserva provenire dagli ammassi di galassie. Questi sono definiti termici in quanto si intende che la radiazione segue l'andamento dello spettro di corpo nero, cioè dipende direttamente dalla temperatura, ed è caratterizzata da uno scambio energetico fra particelle. Significa inoltre che il gas intergalattico è considerato in equilibrio termico con le galassie.

¹Equivalente a $2 \div 10 \text{keV}$, secondo la formula $E = kT$.

4.2.1 Effetto Compton inverso

Lo scattering fra un elettrone ed un fotone è possibile sotto diverse forme. Per elettroni fermi e fotoni poco energetici si parla di scattering Thomson; per elettroni a riposo e fotoni con energie comparabili si parla di effetto Compton, in cui l'elettrone vede aumentata la sua energia, portata dal fotone; nel caso in cui il fotone abbia energia molto minore di quella dell'elettrone relativistico ($\gamma = 1000$) si parla di *Compton inverso* (IC): in questo caso è l'elettrone a trasferire energia al fotone, la cui frequenza finale sarà in banda X. Se i fotoni provengono dalla radiazione cosmica di fondo il fenomeno viene chiamato *effetto Sunyaev-Zeldovich*.

Per ottenere la misura per l'accrescimento energetico del fotone consideriamo lo scattering in due sistemi di riferimento separati: il laboratorio (S) e l'elettrone a riposo (S'). Per eliminare i problemi derivanti dalla sezione d'urto con correzioni relativistiche, consideriamo l'energia del fotone in S', in cui vale l'ipotesi ($\gamma m_e c^2 =$) $m_e c^2 \gg h\nu$. Vale la relazione per il Doppler relativistico:

$$h\nu'_i = \gamma h\nu_i (1 - \beta \cos\theta) \quad (4.1)$$

dove abbiamo utilizzato il pedice 'i' per considerare l'energia prima dell'urto e θ è l'angolo d'incidenza. In S invece scriviamo la relazione fra lo stato finale e quello iniziale del fotone, espandendola poi al primo ordine in S' per $(h_i/(m_e c^2)) \ll 1$:

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + ((h\nu_i)/(m_e c^2)) (1 - \cos\theta)}$$

$$\implies h\nu'_f \approx h\nu'_i \left[1 - \left(\frac{h\nu'_i}{m_e c^2} \right) (1 - \cos\Theta) \right] \quad (4.2)$$

dove $\Theta = \Theta(\theta')$ è l'angolo di deflessione. La relazione fra gli stati finali nei due sistemi di riferimento si può dunque scrivere (θ'_1 è la deflessione in S'):

$$h\nu_f = \nu'_f (1 + \beta \cos\theta'_1) \quad (4.3)$$

Facendo ora il rapporto fra lo stato finale e quello iniziale in S troviamo che

l'energia del fotone è aumentata di un fattore γ^{22} , corrispondente ad un'equivalente perdita da parte dell'elettrone. Considerando quindi fotoni nel lontano infrarosso con $\nu_0 = 3 \times 10^{12} Hz$ questi produrranno raggi X, con $\nu \sim \gamma^2 \nu_0 = 3 \times 10^{18} Hz^3$.

4.2.2 Radiazione di frenamento

La radiazione di frenamento o di bremsstrahlung termica è detta anche “free-free” perché coinvolge due stati non legati⁴. Radiazioni di questo tipo rappresentano uno scattering dovuto ai campi coulombiani delle particelle interagenti.

Nel caso in questione un nucleo massivo devia la traiettoria di un elettrone, che a sua volta emette radiazione (energeticamente comparabile alla particella emittente) che causa una brusca decelerazione e perdita di energia cinetica (Figura ??). Lo scattering avviene anche per particelle dello stesso tipo (nuclei, protoni, elettroni) ma, a causa di momento dipolo nullo, non produce radiazione.

In una rappresentazione schematica il nucleo ionizzato viene considerato statico in quanto la sua massa, essendo molto maggiore di quella dell'elettrone, non subisce una forza accelerativa rilevante. Inoltre viene utilizzata un'approssimazione semiclassica, piuttosto di una più adatta forma quantistica, sufficientemente corretta. Espri-

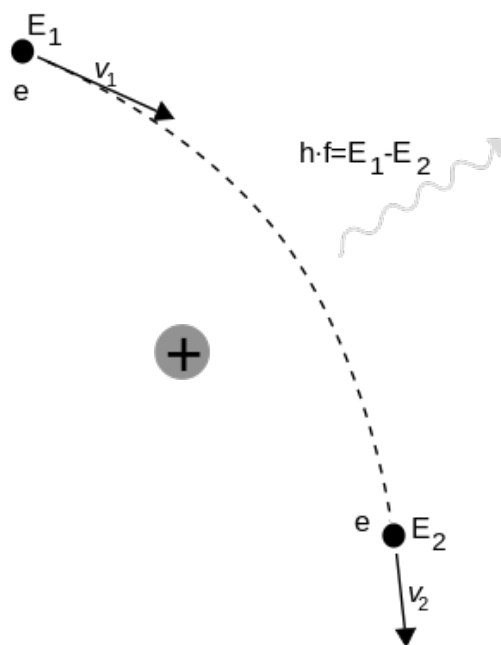


Figura 4.2: Schematizzazione della radiazione di frenamento. Il nucleo ionizzato (positivo) induce una forza centripeta coulombiana all'elettrone che, decelerando, emette radiazione pari alla perdita di energia cinetica.

²L'incremento maggiore è ottenuto per scontri frontale, $\theta = \pi e \theta'_1 = 0$.

³Ma sono ottenuti anche ultravioletti e raggi gamma per onde radio e ottiche, rispettivamente.

⁴Si fa riferimento a bremsstrahlung sia in riferimento alla radiazione che al processo che la determina.

miamo la potenza (e quindi la luminosità) irradiata tramite la *formula di Larmor* in unità c.g.s.

$$\omega = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}a^2 \quad (4.4)$$

Per il caso considerato, in cui x è la distanza fra il nucleo, di carica Ze , e l'elettrone m_e , l'accelerazione è espressa da: $a = \frac{Ze^2}{m_e x^2}$ ⁵. Essendo $\omega \propto x^{-4}$, la potenza è trascurabile per distanze maggiori di b , parametro d'urto per la collisione, perciò $x \sim b$. Il tempo di durata della collisione è circa $\Delta t \sim 2\frac{b}{v}$, in cui v è la velocità dell'elettrone. La potenza totale durante la collisione è:

$$\omega \Delta t \sim \frac{2Z^2 e^6}{3c^3 m_e^2} \frac{2}{b^3 v} \quad (4.5)$$

Sottolineiamo come il flusso X degli ammassi sia continuo, nonostante il processo avvenga ad impulsi, a causa dell'elevata frequenza di questi ultimi nell'ICM. La distribuzione spettrale, cioè in funzione della frequenza, dell'energia emessa si ottiene tramite l'analisi di Fourier del moto dell'elettrone ed ha un andamento sostanzialmente piatto fino ad un valore $\nu_{max} \approx \frac{1}{2}\Delta t = \frac{\nu}{4b}$, per cui decade esponenzialmente.

Se ora consideriamo un plasma con densità n_Z per i nuclei e n_e per gli elettroni, con stessa velocità v , possiamo calcolare l'emissività totale del gas ionizzato⁶. Se $2\pi b(db)n_e v$ è il numero di urti che avvengono nell'unità di tempo entro una distanza compresa fra b e $b + db$, integrando su tutti i parametri d'urto possibili otteniamo:

$$\begin{aligned} J(v, \nu) &= 2\pi n_Z n_e v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \omega \Delta t^2 b db \\ &\approx \frac{32pe^6}{3m_e^2 c^3 v} n_Z n_e Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

b_{max} è limitato dalla richiesta $\nu_{max} > \nu$, per cui $b_{max} \leq \frac{v}{4\nu}$; b_{min} è determinato quantisticamente e vale $b_{min} \geq \frac{\hbar}{m_e v}$. Denotiamo quindi il *fattore di Gaunt*

⁵Per i nuclei $m_Z \gg 1$ per cui l'emissione è molto piccola.

⁶Potenza spettrale per unità di volume.

$g_{ff} = \sqrt{3}/\pi \ln(b_{max}/b_{min})$, che nel nostro caso vale ~ 1 . Se ora consideriamo la densità elettronica in funzione della velocità (e quindi della temperatura) possiamo integrare sulle velocità:

$$J(T, \nu) = \int_{v_{min}}^{\infty} J(v, \nu) f(v) dv =$$

$$6.8x10^{-38} \sqrt{T} e^{-h\nu/kT} n_e n_Z Z^2 g_{ff} \frac{erg}{cm^3 \cdot s \cdot Hz} \quad (4.7)$$

in cui abbiamo considerato una distribuzione Maxwelliana per le velocità ed $f(v)$ è la probabilità che la velocità sia in $v \div v + dv$. Nonostante il fattore esponenziale la decrescita è lenta a causa degli altri fattori e per $T \sim 10^8$ le frequenze arrivano fino alla banda X. Notiamo inoltre che l'emissività della radiazione è proporzionale a $T^{\frac{1}{2}} \propto E^{\frac{1}{2}}$, energia degli elettroni.

Integrando su tutte le frequenze ed inserendo i valori tipici, $T = 10^8$, $\bar{Z} = 1.3$, $n_e \sim n_Z \sim 10^{-4} \div 10^{-5} cm^3$, otteniamo la potenza totale tipica per l'ICM in unità di volume.

$$J \approx 2.4x10^{-33} \frac{erg}{cm^3 \cdot s} \quad (4.8)$$

Che si trova sostanzialmente in accordo con la luminosità osservata per i cluster cores. La radiazione bremsstrahlung domina quindi l'emissione X proveniente dagli ammassi di galassie.

4.3 Flusso di raffreddamento (Cooling Flow)

Il mezzo intergalattico collassa verso il centro dell'ammasso sotto l'attrazione gravitazionale. Le regioni centrali perciò aumentano di densità e qui, conseguentemente, aumenta anche l'emissione di raggi X per bremsstrahlung (diminuendo il libero cammino medio). La maggiore emissione di X genera una maggior diminuzione di energia cinetica e quindi un raffreddamento generale. Le particelle raffreddate, poiché a questo punto, si addensano ancor più verso il nucleo, diminuendo l'opposizione cinetica e collisionale alla gravità (cioè la pressione). Per sopperire al flusso di plasma verso il core per raffreddamento, e quindi mantenere l'equilibrio

idrostatico, altro plasma fluisce dalle regioni più esterne, generando così un flusso continuo. Il centro dell'ammasso è quindi il luogo in cui avviene questo fenomeno, ed è detto perciò *cooling core*. La velocità di raffreddamento dell'ICM, quindi, è uguale alla velocità in cui lo stesso cade nel centro gravitazionale del cluster, ed è espressa dalla relazione:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2 L m_p}{5 kT} \quad (4.9)$$

dove L è la luminosità bolometrica (cioè riferita all'intero spettro elettromagnetico) del cluster core, μm la massa molecolare media e kT la costante di Boltzmann per la temperatura. La variazione in massa dell'ICM causata da cooling può variare da 10 a $500M_\odot$ ogni anni. Il tempo di raffreddamento per il gas racchiuso entro il nucleo dell'ammasso è il rapporto fra l'energia termica interna e l'energia irradiata per bremsstrahlung:

$$t \sim \frac{3/2(n_e + n_z)kT}{J} \sim 10^{10} \text{anni} \quad (4.10)$$

Essendo $t \propto n, T$, più ci si avvicina al centro dell'ammasso (o, equivalentemente, la temperatura si abbassa) più il tempo necessario al gas per raffreddarsi diminuisce.

Il cosiddetto *problema del cooling flow* è l'incertezza rispetto a questa teoria, derivante dal fatto che non sono rilevate emissioni X “fredde” (cioè a basse frequenze) per molti degli ammassi studiati. Si pensa perciò che la quantità di flusso di raffreddamento sia molto minore a quella teorizzata. La causa di questa mancanza può essere dovuta a diversi possibili fattori. La teoria principale è che questa mancanza sia dovuta al riscaldamento ulteriore del mezzo intergalattico da parte di *galassie attive*, che quindi rallenta il cooling flow. Altre teorie riguardano riscaldamento da parte di raggi cosmici oppure l'assorbimento di radiazione da parte di materiale frapposto. In altri casi invece sono osservate regioni di merger.

4.4 Merger

Possiamo tradurre il verbo inglese “to merge” con fusione o collasso, in relazione al tipo di merger di cui stiamo parlando, e rappresenta in generale dei fenomeni gravitazionali. Con questo termine ci si può riferire equivalentemente allo scontro fra galassie, o altro materiale cosmico, al cedimento gravitazionale di un ammasso non ancora in equilibrio viriale o anche alla fusione di più ammassi. Per quest’ultimo caso le velocità di collisione raggiungono i 2000km/s e rilasciano un’energia molto superiore a qualunque altra osservata, $\geq 10^{64}\text{erg}$. L’energia viene così propagata al sistema circostante il centro dello scontro con violenti shock attraverso il mezzo intergalattico, riscaldandolo. Gli elettroni coinvolti nell’onda d’urto sono quindi sottoposti ad accelerazioni relativistiche, in modo tale da rendere efficaci i meccanismi di emissione con questo tipo di particelle. Altra conseguenza importante è la possibile formazione di estesi campi magnetici che provocano le emissioni Radio diffuse che andremo ad analizzare.

Le radiazioni in banda X presentano conseguentemente diversi picchi d’emissione, evidenziando le alte energie raggiunte nello scontro, eventi di subclustering o anche, infine, le differenti buche di potenziale che vengono a crearsi.

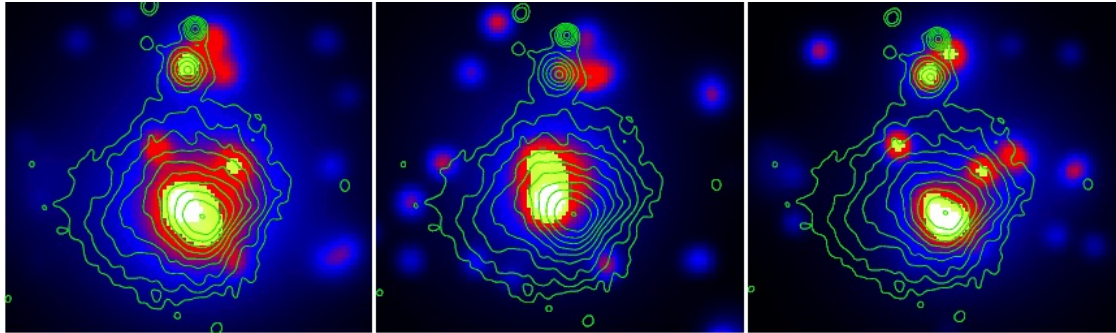


Figura 4.3: Immagine ai raggi X di un ammasso. Sono visibili almeno due picchi principali di emissione corrispondenti ad attività di subclustering.

In presenza di merger il modello di cooling flow, in cui la galassia è in fase di rilassamento dinamico, viene ovviamente distrutto. Si nota sperimentalmente una forte anticorrelazione fra i due fenomeni gravitazionali in ogni tipo di merging.

4.5 β -model

Il *modello* β stabilisce una formula per la distribuzione spaziale delle emissioni X, e quindi, sostanzialmente, del mezzo intergalattico. L'approssimazione di King usata nel modello distributivo delle galassie non è più 'buona' poiché la massa del gas che tiene unito il sistema gravitante è maggiore di quella stimata per le galassie. Nonostante ciò questa relazione approssima fedelmente la funzione di distribuzione cercata. **Cavaliere e Fusco-Fermiano** (1976) utilizzarono il parametro β , rapporto fra le dispersioni di velocità delle galassie e del gas caldo:

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p s_r^2}{k T_{gas}} \quad (4.11)$$

nell'ipotesi che ICM e galassie siano in equilibrio termico e dinamico, sottoposte allo stesso potenziale, e che le dispersioni di velocità fossero isotrope. La densità del gas in funzione del raggio è descritta dalla formula:

$$\rho(b) = \rho_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (4.12)$$

in cui abbiamo utilizzato i parametri usuali; ρ_0 è la densità centrale, R_c il raggio del core e b è il raggio proiettato. Moltiplicando per $4\pi r^2$ ed integrando sul raggio otteniamo da qui una stima della massa del gas intergalattico. La superficie di brillantezza in X invece decresce più rapidamente.

$$I_X(b) = I_X(0) \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (4.13)$$

Si stima una massa totale del gas intergalattico nell'ordine di $\sim 10^{14} M_\odot$ (quindi in accordo con le stime) cioè dello stesso ordine di grandezza delle galassie. Il modello non è utilizzabile in ammassi in cui avvenga un flusso di raffreddamento, in quanto l'ipotesi di isotermità non è più soddisfatta.

Capitolo 5

Emissioni Radio

Le emissioni Radio provenienti dagli ammassi di galassie possono suddividersi in una componente discreta ed una diffusa. La componente discreta è formata principalmente dalle galassie attive, forti emettitrici elettromagnetiche, fra le più potenti dell'universo; le sorgenti diffuse invece sono vaste aree intergalattiche di gas considerate in tre conformazioni generali a seconda della loro posizione, e quindi formazione: *aloni*, *relitti* e *mini aloni*. Queste ultime sono l'argomento di analisi principale in questa tesi. Le emissioni in radio sono dovute sia a fenomeni termici, come quelli precedentemente analizzati, che diffondono uniformemente nello spazio, sia a meccanismi non termici, dovuti all'interazione di elettroni ultrarelativistici con il campo magnetico presente all'interno degli ammassi, che diffondono lungo la linea di moto. Questo campo magnetico non è ancora ben compreso nella sua estensione, ma è generalmente generato dalle stesse cariche in moto all'interno delle radiosorgenti, nei dischi di accrescimento e nell'ICM. Questo meccanismo di interazione magnetica è detto *emissione di sincrotrone* e domina la radiazione Radio, presentando uno spettro ampio e una forte polarizzazione.

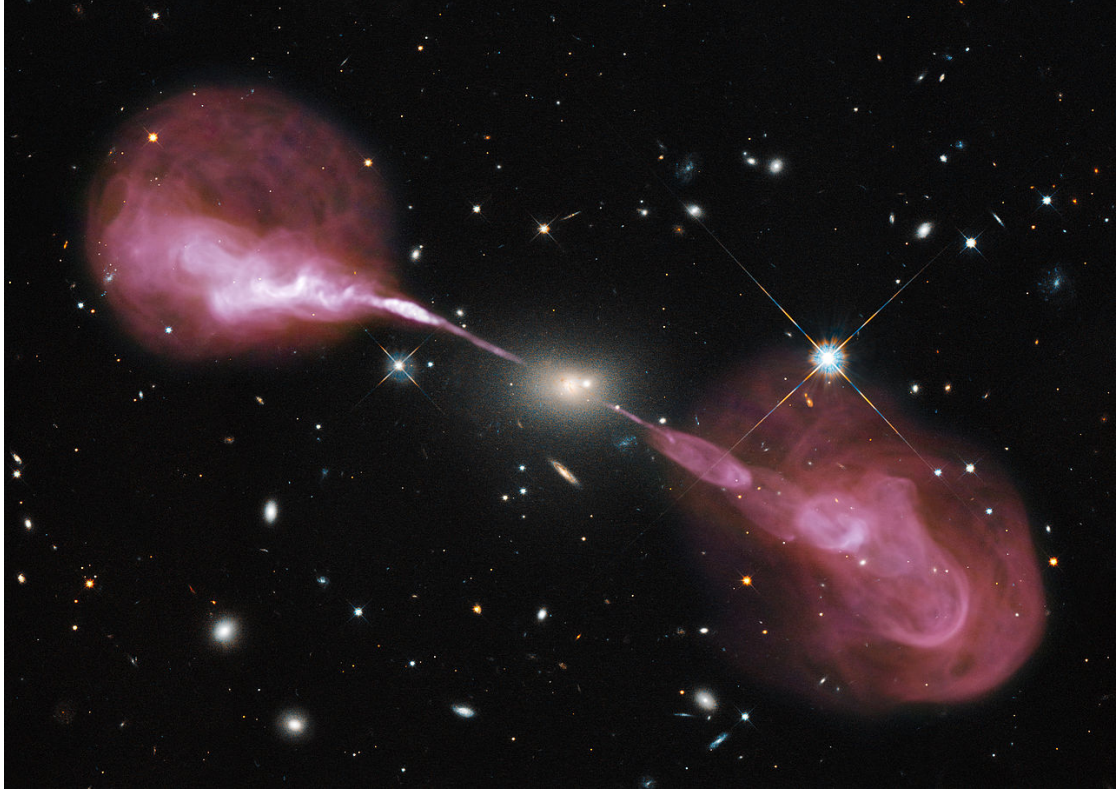


Figura 5.1: Sovrapposizione fra immagine ottica e radio della galassia ellittica Hercules-A nella galassia di Ercole. Sono evidenti i due getti (10^6 a.l.) simmetrici ed opposti che diffondono in lobi. Il buco nero che li genera ha $M \sim 2.5 \times 10^9 M_{\odot}$.

Nel caso di una popolazione di elettroni isotropica e omogenea, l'energia di questa emissione non termica è governata da una distribuzione esponenziale:

$$N(E) dE = N_0 E^{-\delta} dE \quad (5.1)$$

in cui N_0 è la quantità al tempo zero. L'equazione rappresenta la densità di particelle con energia compresa fra E ed $E + dE$. Otteniamo la variazione dell'intensità del fenomeno (e quindi la luminosità radio teorica) nell'ICM integrando su tutti gli elettroni (cioè su tutte le energie). Il risultato ci dice che l'intensità luminosa spettrale, cioè l'emissività, segue una legge di potenza dipendente dalla frequenza:

$$J(\nu) \propto N_0 (B \sin \theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \propto \nu^{-\alpha} \quad (5.2)$$

in cui l'indice spettrale α è legato all'indice di distribuzione dell'energia: $\alpha = \frac{\delta-1}{12}$. In banda radio (sincrotrone) i valori tipici per δ sono fra 2 e 3, perciò α varia tipicamente fra 0.5 e 1, mentre valori più piccoli in genere sono rappresentativi per emissioni non termiche (bremsstrahlung). Il valore sperimentale si può calcolare osservando due sorgenti a diverse frequenze ed utilizzare la formula:

$$\alpha = -\frac{\log(J_1/J_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (5.3)$$

5.1 Galassie attive (AGN)

Una galassia attiva è una galassia il cui nucleo ha una luminosità molto maggiore rispetto alle altre galassie, in riferimento a tutto lo spettro elettromagnetico (circa il 10% di queste galassie emette in Radio). Sono gli oggetti più brillanti ed emissivi del cosmo; la loro radiazione costante e la grande brillantezza permette anche lo studio di oggetti distanti e la loro evoluzione è alla base di diversi modelli cosmologici. Questa grande luminosità proviene quasi totalmente dal loro nucleo. Si pensa perciò che a generare questa ingente quantità di radiazione sia un buco nero supermassivo situato al centro della galassia, molto maggiore degli usuali buchi neri nei nuclei delle altre galassie, perciò si fa riferimento a loro anche come AGN (*active galactic nucleus*). Il materiale interstellare cade all'interno del buco nero formando una disco di accrescimento (una specie di vortice). Questo disco di accrescimento ha energie talmente alte da venire espulso dallo stesso buco nero prima di venire catturato, secondo un processo solamente teorizzato, formando dei getti caratteristici perpendicolari alla galassia. Una volta terminato il processo, cioè quando il materiale attratto verso il centro della galassia termina, l'AGN diventa una galassia "normale". Modelli teorici suppongono una possibile riattivazione tramite ulteriore caduta di materia; altri addirittura una riattivazione periodica. Essendo questa materia possibilmente a temperature addirittura maggiori dell'ICM, ed essendo quindi ionizzata, produce una forte radiazione sia in Radio che in X a causa dei forti attriti scatenati nel disco di accrescimento, oltre che ad aumentare drasticamente la temperatura. L'efficienza di questa produzione energetica, a cui poi sono dovuti i getti, arriva fino al 50%, di gran lunga maggiore

degli altri fenomeni energetici conosciuti. Questo processo evolutivo fa avere alle AGN una vita molto breve, trasformandosi in poco tempo in galassie più fredde (su scale cosmiche).

Esistono sostanzialmente quattro classi di galassie attive che si differenziano fra loro, però, probabilmente soltanto per ragioni storiche e soprattutto per l'angolo di visuale, che cambia la struttura morfologica osservabile di questi oggetti. Il schema teorico per gli AGN infatti comprende un toro di materia che circonda il buco nero centrale. Questo toro può assorbire molta della radiazione, soprattutto visibile emessa dalla galassia ed influenzare le nostre osservazioni.

- **Galassie Seyfert:** Galassie di questo tipo sono in prevalenza di tipo spirale. Hanno la particolarità di avere righe di emissione nello spettro. Le emissioni Radio sono relativamente deboli rispetto agli altri due tipi. A seconda che queste righe, tipicamente due (permesse e proibite) siano più spesse (*Broad Line Region*), nelle regioni centrali, o più strette (*Narrow Line Region*), nelle regioni periferiche, si suddividono le Seyfert in due tipi. Nel primo troviamo entrambe queste righe, le permesse di tipo largo e le proibite di tipo stretto. Nel secondo tipo invece le due righe hanno caratteristiche simili.
- **Quasar:** I Quasar (*Quasi-Stellar Radio Source*) sono fra gli oggetti più interessanti e incompresi studiati in astronomia. Il loro nome deriva dal fatto di essere praticamente puntiformi a causa della notevolissima distanza cosmologica. Si osservano infatti redshift molto elevati e possiamo considerare i quasar gli oggetti più antichi osservabili¹. La densità dei quasar decresce in modo rilevante nell'avvicinarsi alla terra, significando che essi possono essere pensati come primitivi e potentissimi AGN che hanno cessato la loro attività. Le luminosità assolute dei quasar infatti sono le più alte registrate (fino a $10^{14}L_{\odot}$), come centinaia di galassie, nonostante abbiano deboli magnitudini apparenti. Le loro dimensioni invece sono molto piccole, stimate della grandezza del sistema solare. Questo valore è stato ottenuto considerando il fatto

¹Il più lontano Quasar osservato, a $z \sim 7$, sta bruciando ad un tempo distante 770 milioni di anni dal Big Bang.

che i quasar variano la loro luminosità (anche del 100%) in brevissimo tempo, e la variazione di un corpo fisico non può avvenire in un tempo minore di quello che la luce impiegherebbe ad attraversarlo.

I quasar emettono radiazione in tutto il range dello spettro elettromagnetico con forti potenze, fino anche alle onde Radio. La larghezza delle righe d'emissioni indica che i quasar sono anche oggetti con velocità quadratiche medie elevatissime (fino a $10^4 km/s$). Una sottoclasse dei Quasar sono i cosiddetti Blazar, che hanno un'oscillazione in luminosità più marcata per via dell'angolo di osservazione. Infine i Quasar sono molto utili nel determinare le proprietà del gas intergalattico nei tempi remoti dell'universo attraverso l'assorbimento di radiazione di nubi primitive.

- **Radiogalassie:** Le radiogalassie sono caratterizzate dalla chiara identificazione del getto relativistico scatenato dal loro nucleo. Sono principalmente galassie ellittiche.

5.2 Radiogalassie

Le radiogalassie sono strutture leggermente meno luminose dei quasar, fino a $10^{46} erg/s$, e, diversamente da questi, sono più facilmente osservabili. La particolarità di questo tipo di AGN non si osserva nell'ottico ma in Radio; infatti i getti relativistici espulsi dal bulge galattico non hanno una controparte ottica. La conformazione in Radio delle radiogalassie è caratterizzata da quattro parti (Figura 5.2):

- **Nucleo** (*core*): il contributo in banda Radio è minore rispetto alle altre componenti. È il luogo di espulsione del materiale relativistico che genera i lobi.
- **Getti** (*jets*): il materiale espulso dal core viene spinto perpendicolarmente all'asse galattico in due lunghi getti in direzioni opposte. Non sempre sono visibili, ma il nome è equivalentemente utilizzato per il fenomeno di espulsione o per la sua osservazione radio.

- **Hot-spots:** sono punti molto luminosi situati all'estremità del getto in cui vi è un picco di emissione con spettro piatto. Qui infatti il plasma viene bruscamente decelerato diffondendo il gas nei lobi.
- **Lobi** (*lobes*): sono simmetrici e opposti rispetto al nucleo e sono la continuazione diretta dei getti che diffondono nello spazio circostante. Hanno una tipica forma ellissoidale. Una sottoclasse di lobi sono le *Piume* (*plumes*), di forma più allungata, ma non sono presenti in molte radiogalassie. (Figura 5.2)

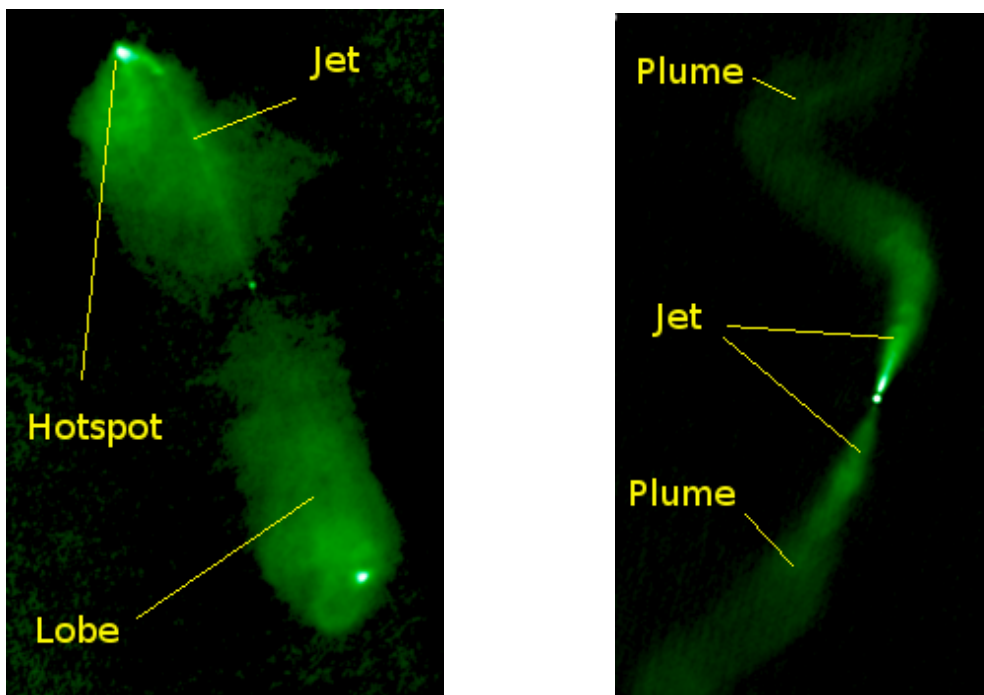


Figura 5.2: Nella figura a sinistra (FRI 3C31) sono chiarificate le conformazioni a ‘piume’ mentre nell’immagine a destra (FR II 3C98) sono evidenziati gli hot-spots alla fine dei getti.

Nel 1974 Bernard **Fanaroff** e Julia **Riley** suddivisero le radiogalassie in due classi in relazione alla distanza (in cui la discriminante è il raggio $R_{FR} = 0.5$) del picco di luminosità rispetto alla galassia centrale:

- **FRI:** hanno una potenza radiativa relativamente bassa, di circa 10^{42} erg/s , e non sono particolarmente estese. L’emissione radio è visibile principalmente

nei getti, senza hot-spots (la debolezza della sorgente non permette un'alta diffusione nei lobi). I getti si presentano divisi in due lati paralleli che diffondono in seguito nei lobi. Nei lobi lo spettro diventa molto ripido (cioè l'indice spettrale α molto grande), a significare che gli elettroni che li compongono sono molto vecchi. Molte FRI presentano piume piuttosto che lobi.

- **FRII:** in queste la luminosità è dominante nei lobi, in questo caso estesi e predominanti, ed è maggiore rispetto alle FRI (10^{46}erg/s). Possono presentare anche un solo getto ed esibiscono hot-spots. I getti qui non sono bilaterali come nelle precedenti. (Figura 5.3)

In realtà i getti sono spesso luminosi anche nelle FRII ma non quanto i lobi. Nelle FRII i getti non sono turbolenti mentre nella prima classe si perché la velocità di espulsione nelle ultime è subsonica e interagisce con il mezzo circostante, diversamente dalle prime.

Le FRI sono solitamente associate a galassie cD e si trovano in ammassi riccamente popolati, quindi con il gas; sono perciò collegate a forti emissioni X. Probabilmente l'assenza dei lobi è dovuta all'azione di frenamento dell'ICM durante l'emissione, il che spiegherebbe anche la turbolenza dei getti e sarebbe un'ulteriore causa per l'assenza dei lobi. Inoltre quest'azione del mezzo intergalattico distorce l'emissione di particelle.

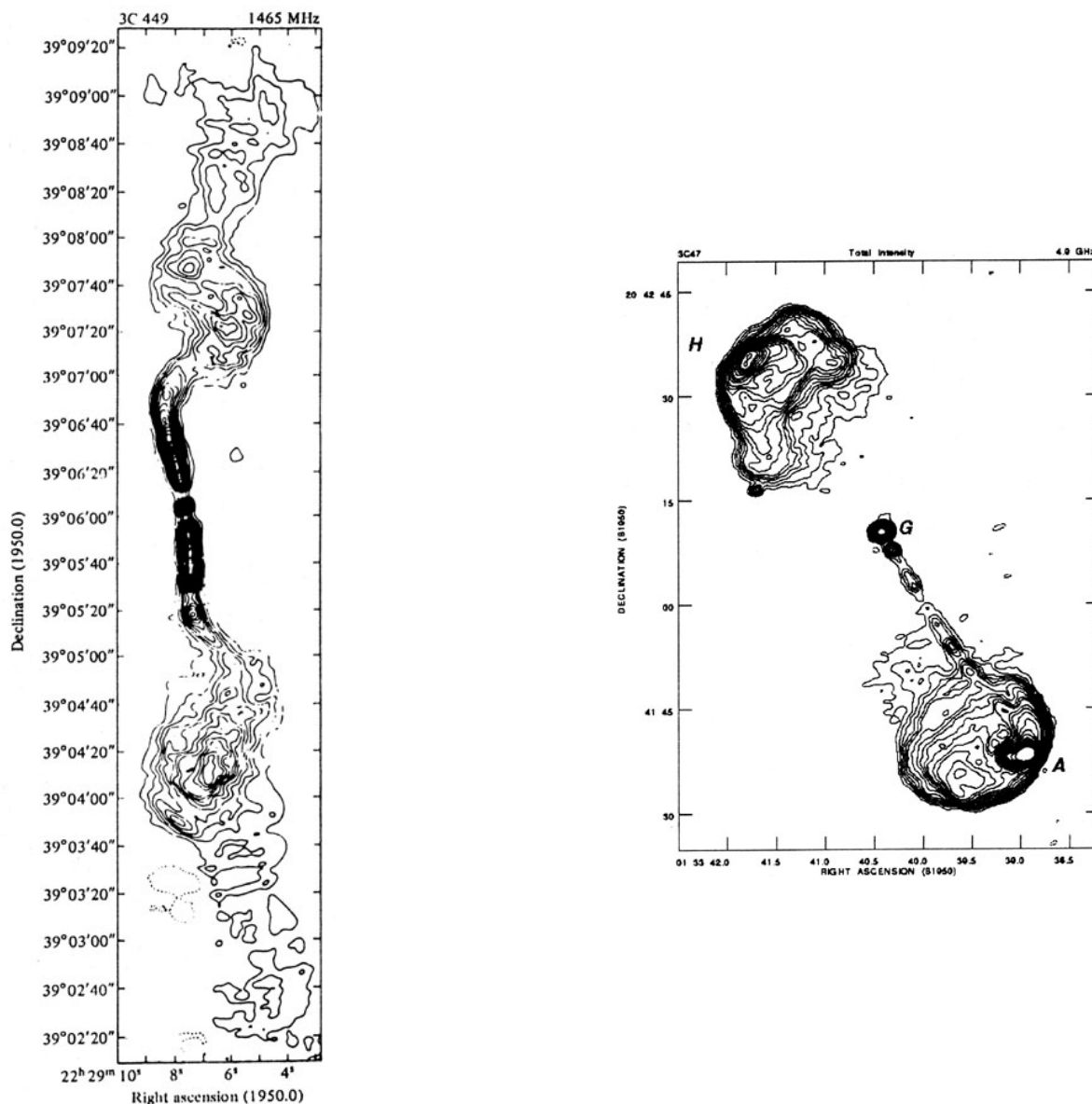


Figura 5.3: Nella figura a sinistra possiamo osservare l'emissione radio di una galassia di tipo FRI, 3C 449, a 1.4GHz (Perley, Willis and Scott 1979), dove si notano i getti divisi in due. A destra, invece, un esempio di FRII, il quasar 3C47 (Bridle et al. 1994), in cui sono evidenti gli hotspots.

Le radiosorgenti *testa-coda* (*HT*, *head-tail*) sono specifiche radiogalassie i cui getti sono curvati nell'interazione col mezzo intergalattico posto internamente agli ammassi di galassie (*ram pressure*). La galassia centrale è posta a testa della

radiosorgente piegata, penetrando facilmente nel gas caldo, mentre i getti ed i lobi (più probabilmente piume, vista la conformazione prolungata della coda) la seguono, tanto più frenati dall'attrito col gas quanto più distanti sono dalla galassia AGN. A conferma dell'interazione con l'ICM si nota come la direzione allungata dei getti sia generalmente radiale rispetto al centro degli ammassi, indicando come la galassia trascina la scia relativistica nel suo moto verso il centro gravitazionale. Quando sono presenti situazioni di subclustering, dove quindi vi è una buca di potenziale diversa dal nucleo, sottolineata da un picco di raggi X, le radiosorgenti testa-coda possono essere dirette anche verso questo punto. La diminuzione di luminosità dei getti verso i lobi è solitamente irregolare.

Per i motivi sopracitati le galassie testa-coda sono anche dette *NAT* (*Narrow Angle Tail*) per distinguerle da un'altra sottoclasse delle radiosorgenti chiamate perciò *WAT* (*Wide Angle Tail*). Mentre infatti le prime presentano getti a coda praticamente paralleli e allungati, causati dal movimento viriale entro l'ammasso, le seconde hanno un angolo di separazione fra i lobi molto piuttosto esteso; la conformazione è perciò a metà fra le FRI e le FR II. Sono più luminose rispetto alle radiogalassie testa-coda. Sono infatti collegate al centro dell'ammasso a cui appartengono, o vicino ad esso, spesso associate a galassie centrali cD o comunque dominanti otticamente. Per questa ragione sono anche più lente delle HT NAT e diversamente esse si pensa che la struttura distorta delle WAT sia causata dal movimento del gas intergalattico all'interno del cluster

Oltre a questi due tipi particolari classifichiamo altre due classi di radiogalassie:

- *Doppie classiche*: in riferimento alle FR II con evidenti hotspots simmetrici.
- *Doppie piatte*: sono anch'esse FR II i cui getti però non sono presenti come anche gli hotspots.

5.3 Analisi del campo magnetico

L'esistenza di un campo magnetico che permea lo spazio intergalattico negli ammassi è dimostrato dall'emissione di sincrotrone che riceviamo nei limiti di questi.

Si ricorda che un campo magnetico è un campo vettoriale generato da cariche in movimento (o, equivalentemente, da un campo elettrico variabile), nel nostro caso, quindi, il plasma nell'ICM e le particelle non termiche. Il metodo principale usato nell'analisi del campo magnetico è la misura della rotazione di Faraday (o effetto Faraday), esterna ed interna agli ammassi. Questa è la misura della rotazione del piano di polarizzazione della luce che si verifica per un'onda elettromagnetica che viaggia in un mezzo magnetizzato.

$$\Delta\chi = RM \cdot \lambda^2 \quad (5.4)$$

dove $\Delta\chi$ è lo sfasamento del piano di polarizzazione e RM è la rotazione di Faraday:

$$RM = \frac{e^3}{2^2 c^4} \int_0^L n_e B dl \sim 812 \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \frac{rad}{m^2} \quad (5.5)$$

in cui l è in Kpc e B_{\parallel} è lungo la linea di visuale. La rotazione di Faraday, e da questa il campo magnetico, può essere calcolata misurando l'angolo di polarizzazione in funzione della lunghezza d'onda. Nonostante i valori ottenuti tramite RM sono superiori a quelli stimati sussistono varie cause che spiegano la discrepanza, fra le quali la struttura filamentosa del campo, le sottostime per l'effetto Compton inverso e derivanti dal teorema di equipartizione. L'ordine di grandezza derivato per B è di qualche μG , con variabilità in $\sim 15 Kpc$, fino a $\sim 0.75 Mpc$ dal centro dell'ammasso. Cluster con cooling core presentano un campo fino a qualche decina di μG (nella regione più centrale), a causa dell'emissione della galassia cD.

Il campo magnetico non è uniforme (altrimenti la pressione magnetica sarebbe superiore alla pressione termica nelle regioni esterne) nel volume dell'ammasso. Il plasma, durante il moto verso il centro del cluster, trascina le linee del campo magnetico causando una relativa compressione delle linee di flusso. Come conseguenza il campo magnetico cresce in intensità, proporzionalmente alla densità del gas, per la conservazione del flusso: $B \propto \rho^{2/3}$. Data questa correlazione si suppone una relazione conseguente fra RM e luminosità X, che si può studiare direttamente.

Le ipotesi fatte sull'origine del forte campo magnetico che stiamo studiando sono essenzialmente due. La prima origine è di natura galattica. Le AGN presenti nell'ammasso producono dei forti getti relativistici che, essendo essenzialmente cariche in movimento, producono fenomeni magnetici. La seconda deriva direttamente dal campo magnetico creatosi nella formazione del cluster che, amplificatosi nel processo, è arrivato ai valori attuali. Si è infatti ricavata una relazione fra campo gravitazionale e potere di emissione radio. La compressione adiabatica dovuta al collasso del cluster è però fornisce valori più bassi rispetto a quelli rilevati. La discrepanza è causata dagli scontri fra gli ammassi, che causano shock e turbolenze dell'ICM. L'evoluzione del campo si ritiene avvenire in due fasi distinte: nella prima fase (circa 3Gyr) la sua struttura è piuttosto disordinata e filamentosa, a causa delle compressioni e distensioni gravitazionali; nella seconda l'amplificazione per compressione riporta un ordine locale generale. Le simulazioni numeriche deducono una possibile espansione da $B \sim 10^{-9}G$ a $z = 15$ fino a $B \sim 6G$ alla presente epoca.

5.4 Elettroni relativistici

Come già detto, le componenti che causano l'emissione radio proveniente da ammassi di galassie sono un forte campo magnetico e la presenza di elettroni relativistici diffusi. Questi ultimi sono presenti sia in merger clusters sia in cool core clusters. La vita media di queste particelle è di qualche centinaia di milioni di anni, perciò troppo breve per potersi diffondere su larga scala, per le dimensioni tipiche di aloni e relitti. Deve sussistere quindi una energizzazione secondaria locale in grado di riaccelerare gli elettroni a velocità relativistiche, permettendo così la continuazione dell'emissione radio. L'energia immessa deve essere paragonabile con quella persa per sincrotrone.

Il fenomeno principale a cui si deve l'energizzazione degli elettroni è l'attività di merging. Questa porta infatti diversi fattori che si collegano alle caratteristiche degli ammassi con emissione diffusa radio: sussistono substrutture e addensamenti anche per l'emissione X, sono presenti gradienti di temperatura e onde d'urto, assenza di forti flussi di raffreddamento, un valore alto del parametro β , core

significativamente più grandi rispetto a quelli di cluster rilassati. Inoltre i cluster in merging sono isolati, rispetto ad altri ammassi con stessa luminosità X. E' stato osservato che le regioni influenzate da processi di merger presentano uno spettro piatto; in queste vi quindi è la presenza di elettroni più recenti. Nel dettaglio si possono individuare due possibili processi di produzione per particelle relativistiche: un modello prevede elettroni primari, l'altro elettroni secondari.

Gli elettroni primari sono stati diffusi nello spazio intergalattico da galassie attive o da processi di formazione di stelle, come le supernove. E' necessaria una riaccelerazione in grado di sopperire alle perdite di energia dovute all'effetto Compton inverso e alla radiazione di sincrotrone. L'analisi del modello predice che l'energia massima prodotta porta gli elettroni velocità fino a $\gamma \sim 10^5$, per cui è caratteristico un cut-off dello spettro di sincrotrone molto alto. Sono previsti inoltre uno spettro molto ripido ad alte frequenze, una crescita radiale, e a frequenze diverse, dell'indice spettrale. E' prevista infine una stretta correlazione fra merger e aloni e relitti.

Gli elettroni secondari, invece, sono prodotti da scattering anelastico fra protoni relativistici e ioni termici del gas intergalattico. In seguito a queste collisioni vengono continuamente prodotti elettroni localmente in tutto il volume dell'ammasso. Diversamente dal quello degli elettroni primari, questo modello non presenta variazioni dell'indice spettrale in senso radiale, lo spettro è mediamente più piatto e, essendo la produzione elettronica derivata da protoni primigeni, non ci sono correlazioni con eventi di merging. Inoltre, secondo questa teoria, aloni dovrebbero essere presenti in ogni cluster e sono predette emissioni non osservate di raggi gamma.

Date queste diversità, e le ipotesi precedenti, si propende per il modello degli elettroni primari per gli aloni, che prevede la riaccelerazione degli elettroni. Questa può, a sua volta, avvenire tramite due fenomeni: onde d'urto (shock) derivate da merger e interazione degli elettroni con turbolenze *magneto-idrodinamiche* (MHD). Il primo è un processo di Fermi del primo ordine. Gli scontri fra diversi ammassi producono forti onde d'urto che si diffondono nello spazio circostante. L'energia

acquistata dalle particelle, che subiscono continue collisioni nel propagarsi dell'onda, è proporzionale all'energia iniziale e alla velocità di spostamento dello shock. Il secondo è un processo di Fermi del secondo ordine, quindi meno efficiente dell'accelerazione per shock. I merger possono produrre forti turbolenze nel plasma (fluido) intergalattico fino a distanze di 1Mpc. Il tempo di durata medio per il fenomeno è solo di qualche 10^8 anni, perciò deve essere correlato a merger recenti.

Per varie ragioni si è propensi a pensare al secondo processo come quello determinante. Osservativamente si è notato infatti, in alcuni ammassi con aloni, un numero di Mach per le onde d'urto minore di quello necessario alle energie riscontrate; queste sono inoltre su scale molto inferiori rispetto ai fenomeni radio diffusi e non è sempre verificato un appiattimento dello spettro nelle regioni di shock. Per i relitti invece il modello più probabile è quello degli shock, più efficienti fuori dal nucleo. Infatti le regioni periferiche del cluster non hanno una densità di protoni tale da permettere una produzione elevata di elettroni secondari o turbolenze massicce. La struttura allungata, e perpendicolare al raggio dell'ammasso, di questi può essere la testimonianza di un vecchia onda d'urto causata da merger. Il campo magnetico è anch'esso allineato con fronte d'onda e lo spettro si appiattisce in esso. Anche per i mini-aloni si favorisce l'idea degli elettroni primari, accelerati dal flusso di raffreddamento e immessi dalla galassia centrale.

Questa stretta relazione fra merger e campo magnetico si riflette in una altrettanto stretta correlazione fra luminosità X ed emissione radio, che già abbiamo visto riflettere nella più alta probabilità di individuare aloni e relitti in ammassi con forte produzione X. Inoltre è studiato l'ulteriore rapporto che può sussistere fra emissioni radio e massa dell'ammasso, come lo è quello fra luminosità X e la stessa massa. In definitiva sarebbe la massa di un cluster che determina l'evoluzione morfologica e radiativa dello stesso. Recenti analisi fanno supporre una relazione del tipo $P_{1.4GHz} \propto M^a$ con $a \geq 2.3$. Si evidenzia infine come la relazione fra merger e radio manchi per i mini-aloni, che, appunto, sono presenti in ammassi con cool core.

5.5 Radiazione di sincrotrone

Come precedentemente detto, il processo principale che permette ad al gas intergalattico interno agli ammassi di galassie di emettere in banda Radio è chiamato radiazione di sincrotrone (dall'inglese synchronized electron). Questo tipo di radiazione è prodotta da elettroni relativistici e^- ($\gamma \sim 1000$) in moto con velocità v in un campo magnetico B uniforme. Utilizzando la Forza di Lorenz, che agisce in un campo elettromagnetico otteniamo le equazioni del moto:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e v) = \frac{e}{c} v \times B \quad (5.6)$$

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

(5.7)

L'ultima uguaglianza è stata ottenuta considerando che il campo elettrico è nullo. Ne segue che γ , o equivalentemente v , è costante; perciò possiamo riscrivere la prima equazione:

$$\gamma m_e \frac{dv}{dt} = \frac{e}{c} v \times B \quad (5.8)$$

Per studiare meglio la traiettoria fisica dell'elettrone scomponiamo la velocità nella sua componente perpendicolare ed in quella parallela:

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (5.9)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{ev_{\perp}}{\gamma m_e c} \times B = a_{\perp}$$

(5.10)

Il primo risultato è stato ottenuto dal fatto che $v \parallel B$ ed implica che v_{\parallel} è costante. Avendo precedentemente trovato che v è costante desumiamo che lo

sarà anche $v_{\perp} \neq 0$. Si conclude che il moto dell'elettrone nel campo magnetico è di tipo circolare uniforme nel piano perpendicolare a B , mentre è rettilineo uniforme nella direzione parallela. L'unione di questi due moti è un moto elicoidale in direzione parallela alle linee del campo (Figura 5.4).

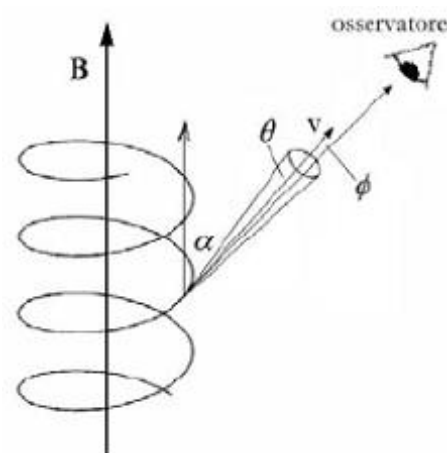


Figura 5.4: Rappresentazione schematizzata della radiazione in un campo uniforme. Il moto è elicoidale lungo la linea di B . L'emissione è collimata nella direzione tangenziale al moto.

La potenza osservata in unità c.g.s. è data dalla formula di Larmor per una particella carica con velocità variabile:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} (\gamma^2 a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2) = \frac{2e^2 \gamma^4}{3c^3} \left(\frac{eB}{ec} \right)^2 v_{\perp}^2 = \frac{2e^4 B^2 \gamma^2}{3m_e^2 c^5} v_{\perp}^2 \quad (5.11)$$

La velocità perpendicolare si ricava dalla frequenza di girazione:

$$\omega = \frac{eB}{ec} = \frac{v_{\perp}}{r} \quad (5.12)$$

Studiando la distribuzione della potenza nell'angolo solido nell'equazione relativistica si ricava:

$$\frac{dP}{d\Omega} \propto \left(1 - \frac{v}{c} \cos\beta \right)^{-3} \quad (5.13)$$

in cui β è l'angolo che separa l'emissione dalla direzione del moto della particella. Il fascio relativistico è concentrato lungo la direzione $\beta = 0$, cioè lungo la

tangente alla curva, dove coincide con il suo picco radiativo, cadendo rapidamente per angoli maggiori (Figura 5.4). L'angolo in cui è racchiusa la radiazione è un cono di apertura $\sim 1/\gamma$ intorno alla sua velocità istantanea. Dalla potenza $P = d\xi/dt$ ricaviamo l'energia $\xi = \gamma m$, da cui il picco di emissione per la frequenza:

$$\nu = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} (B \sin\theta) \xi^2 \quad (5.14)$$

in cui θ è l'angolo "di pitch", fra la direzione del campo e quella del moto. Si evidenzia come l'emissione maggiore è ottenuta se il moto della particella e il campo sono perpendicolari, mentre si annulla se sono paralleli. Per i valori ipotizzati di $B \sim 1\mu G$ e $\gamma \sim 10^4$, all'interno degli ammassi e per i getti AGN con elettroni ultrarelativistici, si spiegano le frequenze nel range Radio osservate. La radiazione di sincrotrone ha una durata di emissione brevissima (nell'ordine di $10^{-18}s$) ed è dipendente dall'angolo θ . Si osserva invece una luminosità costante a causa dell'elevato numero di elettroni presenti.

L'equazione ricavata per la potenza non è altro che l'energia persa nell'unità di tempo dalle particelle. Tramite integrazione si ricava la vita media t^* di un elettrone con energia iniziale (media) E^* che emette radiazione (diversa dalla durata di emissione). Corrisponde una frequenza radio *. Gli elettroni con E^* perderanno quindi molta della loro energia, e lo spettro diventa più ripido. Infatti gli elettroni con E superiore alla media sono meno frequenti e conseguentemente l'emissività $J(\nu)$ cala sensibilmente². (Figura 5.5) Ne consegue che dall'analisi dello spettro è possibile stabilire l'età della popolazione degli elettroni nel mezzo intergalattico. Più lo spettro è ripido più gli elettroni sono stati prodotti in epoche lontane. Un altro indizio di particelle vecchie è l'osservazione di un cut-off, cioè di un troncamento dell'emissività ad una data frequenza (gli elettroni energetici sono scomparsi).

²Si ricorda che l'indice spettrale α , che determina la pendenza dello spettro, dipende da nu che regola la variazione del numero di elettroni in un range energetico.

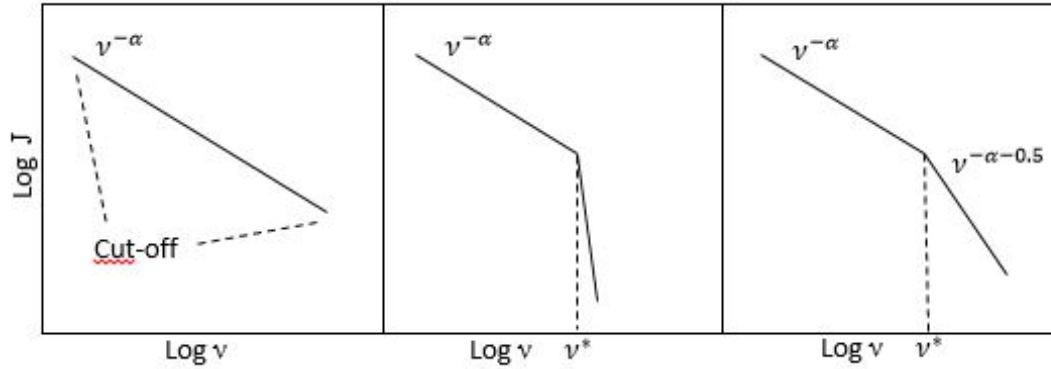


Figura 5.5: Spettro per l'emissione di sincrotrone. A sinistra uno spettro standard, al centro uno spettro vecchio con frequenza critica *. A destra invece uno spettro vecchio in cui è presente un'energizzazione elettronica.

5.6 Principio di equipartizione

Per stimare gli ordini di grandezza delle variabili che entrano in gioco nell'emissione di sincrotrone utilizziamo il Principio di Equipartizione. Questo si basa su diverse assunzioni, perciò non fornisce una misura specifica del campo magnetico e dell'energia degli elettroni, ma fornisce una valutazione approssimativa ma notevole di queste quantità. L'assioma fondamentale nel desumere gli stati energetici in un sistema è il principio per cui ogni sistema fisico tende a porsi nello stato di energia possibile all'equilibrio, situazione che si ipotizza e si deduce per i fenomeni radio diffusi. Nel plasma intergalattico sono presenti, nel fenomeno studiato, tre componenti che forniscono l'energia che vogliamo calcolare: gli elettroni, i nuclei massivi ed il campo magnetico.

$$U_e + U_n + U_B = U_{tot} \quad (5.15)$$

L'energia generata da un campo magnetico presente nella regione contenente plasma è data da:

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \Theta V \quad (5.16)$$

in cui Θ è il *fattore di riempimento* (filling factor)³, che esprime la frazione di spazio (in cui è il plasma) occupato dal campo magnetico. L'energia degli elettroni si ricava dalla supposizione che questa segua una legge di potenza $N(E)dE = N_0E^{-\delta}dE$, come precedentemente indicato, mentre per gli elementi massivi l'energia sia ipotizzata proporzionale a quella degli elettroni moltiplicata per una costante, da determinare⁴.

$$U_e = V \cdot \int_{E_1}^{E_2} N(E) E dE = V N_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{-\delta+1} dE$$

$$U_n = k U_e$$

(5.17)

Evidentemente si è considerato il range energetico fra E_1 ed E_2 . Possiamo altresì stimare U_e ed U_n tramite una quantità osservabile e misurabile: la luminosità L .

$$U_e = L(B \sin \theta)^{-\frac{3}{2}} f(\delta, \nu_1, \nu_2) \quad (5.18)$$

In questa espressione θ rappresenta l'angolo fra la direzione del campo magnetico e il moto della particella, mentre $f(\delta, \nu_1, \nu_2)$ è una funzione che dipende dalla frequenza, e quindi dall'energia. Assumendo per semplicità $\theta = \pi/2$ l'energia totale diventa perciò:

$$U_{tot} = (1 + k) L B^{-\frac{3}{2}} f(\delta, \nu_1, \nu_2) + \frac{B^2}{8\pi} \Phi V \quad (5.19)$$

Essendo i due fattori, particellare e magnetico, rispettivamente inversamente proporzionale e proporzionale al campo, le funzioni esponenziali si intersecheranno in un minimo per l'energia totale. Questa energia minima fornisce la scala di misura cercata per il campo magnetico nell'ICM in un ammasso (Figura ??). U_{min} si

³Si assume sostanzialmente $\Theta = 1$.

⁴ k viene determinata dal meccanismo di generazione degli elettroni relativistici. Si assume $k = 1$.

ottiene eguagliando la derivata di U_{tot} a zero. Da questa si ricava la relazione fra U_B ed U_e :

$$U_B = \frac{3}{4}(1+k)U_e \quad (5.20)$$

Il teorema è appunto detto di equipartizione perché il contributo dei due termini è all'incirca uguale. Dividendo U_{min} per il volume occupato dal campo (ΘV) si ottiene la densità di energia minima u_{min} ⁵, i cui fattori sono misurabili (brillanza, frequenza, distanza, redshift, indice spettrale), da cui si ricava il campo magnetico di equipartizione.

$$B_{eq} = \left(\frac{24\pi}{7} u_{min} \right)^{1/2} \quad (5.21)$$

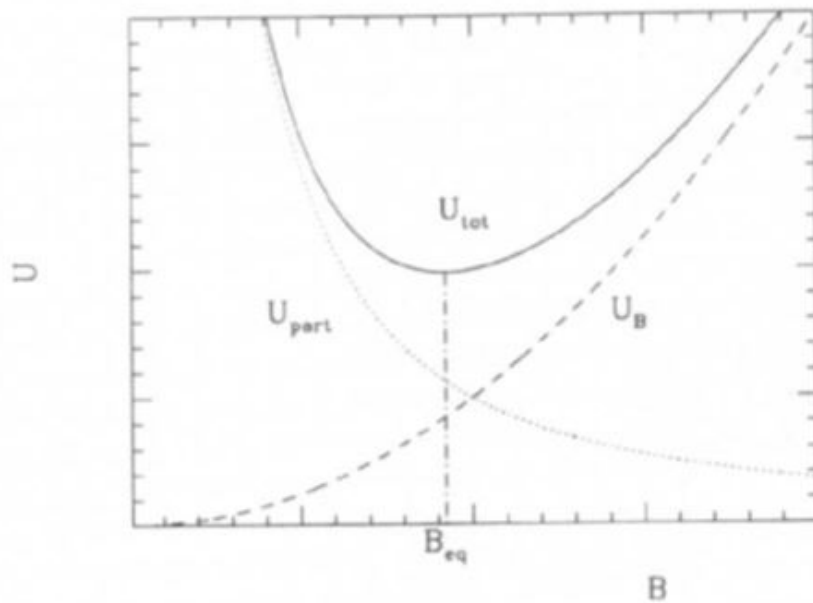


Figura 5.6: L'energia del campo magnetico e delle particelle sono rispettivamente proporzionali a B^2 e $B^{-3/2}$.

⁵La densità di energia minima radio è maggiore di quella termica nell'ICM.

È stato altresì dimostrato come sia più appropriato ottenere il valore di equipartizione integrando la luminosità L in un intervallo di energia, dacchè quest'ultima dipende da B stesso. Si ottiene:

$$B'_{eq} = 1.1 \gamma_{min}^{\frac{1-2\alpha}{3+\alpha}} B_{eq}^{\frac{7}{2(3+\alpha)}} \quad (5.22)$$

In cui il fattore di Lorentz $\gamma_{min} \ll \gamma_{max}$ e l'indice spettrale $\alpha < 0.5$. Il valore così ottenuto è maggiore rispetto al precedente se quest'ultimo è minore di γ_{min}^{-2} , e la differenza è tanto maggiore quanto più α è grande.

5.7 Emissione radio diffusa

Abbiamo finora analizzato le emissioni Radio provenienti da sorgenti discrete, cioè localizzate nell'intorno di radiogalassie AGN. Parte di questo tipo di radiazione è osservata però provenire da sorgenti diffuse, cioè su larga scala, all'interno degli ammassi di galassie. La loro luminosità è minore rispetto alle scie delle galassie attive, ma la loro dimensione è notevolmente più grande. Ancora una volta, però, il fenomeno dominante nelle emissioni radio diffuse è la radiazione di sincrotrone ed il mezzo in cui avviene è il gas intergalattico (non vi è quindi, nemmeno in questo caso, una controparte ottica). Questa è la prova, unitamente alla teoria del sincrotrone, per l'esistenza di componenti non termiche negli ammassi di galassie, quali elettroni relativistici non in equilibrio con l'ICM e campi magnetici diffusi. Tre tipi di strutture risultano dalle osservazioni: *Aloni radio*⁶ (radio Halos), *Relitti radio* (radio Relics), *Mini-Aloni* (mini-Halos). Tutti e tre hanno caratteristiche simili, ma si distinguono principalmente per posizione all'interno del cluster, conformazione ed altri fattori che andremo ad analizzare. Hanno spettri di emissione ripidi, tipicamente con $\alpha \geq 1$ ⁷ che sottolinea come gli elettroni nell'ICM siano vecchi (sul piano energetico). Attualmente se ne conosce soltanto un numero ristretto: 42 aloni, 50 relitti divisi in 39 ammassi e 20 mini-aloni. Lo studio di questi fenomeni è perciò ancora limitato.

⁶L'attributo "radio", scontato in questo ambito, è necessario a distinguerlo da altri fenomeni chiamati "aloni" in fisica. In questa tesi useremo però spesso sottintendere questo termine.

⁷Ricordiamo la legge per l'intensità luminosa in banda radio: $I \propto \nu^{-\alpha}$

Sarà evidente nell'analisi di questi fenomeni la relazione importante che sussiste fra emissioni radio diffuse e intensità X, e quindi ai fenomeni evolutivi che la determinano, come merger e cooling flow. Questa relazione è tuttora oggetto di studio ed è accompagnata da diverse ipotesi, le quali si basano sulla generazione degli elettroni relativistici che emettono per sincrotrone. Inoltre si sta analizzando come l'ambiente dell'ammasso possa determinare l'esistenza e l'evoluzione delle sorgenti radio.

5.7.1 Aloni

Gli aloni sono sorgenti radio luminose situate nelle zone centrali di alcuni ammassi. La struttura è approssimativamente a simmetria sferica o ellittica. Come anche per i relitti le loro estensioni possono essere notevoli, con raggi che superano anche il Mpc (tipicamente maggiori del nucleo dell'ammasso), e una bassa brillantezza superficiale, nell'ordine del μJy su $arcsec^2$ a $20cm^8 \text{ erg} \cdot sec^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Hz^{-1}$. 20cm si riferiscono alla lunghezza d'onda esaminata, che, tramite $\nu = c/\lambda$, equivale ad una potenza di 1.4GHz.; ma, diversamente da essi, gli aloni hanno una radiazione poco polarizzata ($\sim 10\%$)⁹.

L'indice spettrale per l'intensità luminosa è ripido, $\alpha \geq 1$. Nei pochi ammassi in cui è possibile avere una mappa dell'indice si può vedere come questo cresca radialmente verso l'esterno e per frequenze di emissione maggiori¹⁰. Lo spettro ripido degli aloni è correlato alle differenze di temperatura dell'ICM (a sua volta in relazione con l'emissione X): per $T < 8keV$, $\alpha \geq 1.7$, mentre per $T > 10keV$, $\alpha \leq 1.2$, con errori di qualche decimale. Più un ammasso è caldo (forte emissione X) più il suo spettro è piatto.

Questo tipo di sorgenti diffuse, come anche le altre, non sono particolarmente frequenti negli ammassi. È stata infatti individuata una percentuale di $\sim 5\%$

⁸Il Jansky (Jy) è un'unità di misura per il flusso, equivalente a $Jy = 10^{-23} \text{ W} \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$

⁹Esiste una relazione che deriva il grado di ordine di un campo magnetico (cioè se i suoi dipoli sono allineati) avendo misurato la percentuale di polarizzazione di una radiazione. Più il campo magnetico è disordinato più la percentuale è bassa.

¹⁰Nell'alone A2319 $\frac{0.6GHz}{0.4GHz} \sim 0.9$ e $\frac{1.4GHz}{0.6GHz} \sim 2.2$, dove apici e pedici rappresentano il range di osservazione.

di cluster con un alone centrale. Questa percentuale aumenta notevolmente se consideriamo il collegamento fra emissioni X ed emissioni Radio. Se andiamo ad osservare, infatti, solo gli ammassi con un'alta luminosità X ($\geq 10^{45} \text{ erg/s}$) la probabilità di vedere un Alone arriva al 35%. Inoltre maggiore è la luminosità X maggiore sarà la probabilità di osservare un Alone radio-gigante.

L'informazione principale che permette ipotesi sull'origine di questi corpi deriva dalla mancanza di situazioni di rilassamento negli ammassi in cui si trovano (processo dedotto dalle osservazioni in X). Sono infatti individuati aloni radio solamente quando è presente un collasso gravitazionale dell'ammasso, o merger; questo nonostante vi sia un'intensa emissione X anche negli ammassi con cool core.

5.7.2 Relitti

Hanno molte proprietà in comune con gli aloni: la bassa brillantezza, di pochi μJy su arcsec^2 a 20cm, le dimensioni estese, $\geq 1 \text{ Mpc}$, lo spettro ripido, con 1. Diversamente dai primi, però, i relitti si trovano nelle zone periferiche degli ammassi ed hanno una struttura allungata, con l'asse maggiore in direzione perpendicolare rispetto al raggio dell'ammasso. Più un relitto è vicino al centro del cluster più il suo spettro è ripido. Inoltre l'emissione è molto polarizzata ($\sim 20\% \div 30\%$) (il campo magnetico è quindi più ordinato rispetto agli aloni).

La probabilità di trovare un relitto in un cluster è simile a quella di trovarvi un alone, cioè $\sim 5\%$, ma sono stati individuati numerosi relitti accoppiati, in posizione simmetrica rispetto al nucleo dell'ammasso. Inoltre il collegamento fra questi e gli aloni radio è molto forte; infatti relitti con forte emissività e con dimensioni notevoli sono individuati negli ammassi in cui vi è un alone centrale. (Figura 5.7) Ricordiamo che gli aloni sono strettamente collegati ai merger clusters, perciò questa relazione viene accomunata anche ai relitti. Vi è però la possibilità di trovare relitti più piccoli anche in ammassi in rilassamento dinamico, cioè con la presenza di un cool core. Questa anticorrelazione si spiega ipotizzando fenomeni di subclustering, cioè merger minori e secondari.

Esiste anche un altro tipo di relitto, di forma più tondeggiante e di dimensioni minori (fino a 50Kpc). Questi "mini" relitti si trovano in posizioni più prossime

al nucleo dell'ammasso, presentano una potenza emissiva minore rispetto ai relitti allungati e lo spettro è ancora più ripido ($\alpha \geq 2$).

È ancora in corso d'analisi se vi sia un collegamento diretto fra aloni e relitti, se cioè entrambi hanno o no una stessa origine. Quello che rafforza l'ipotesi di un'origine comune, oltre alle numerosi similarità e proprietà comuni, è la relazione che sussiste anche fra relitti ed emissione X dell'ammasso, nonostante vi sia una dispersione maggiore.

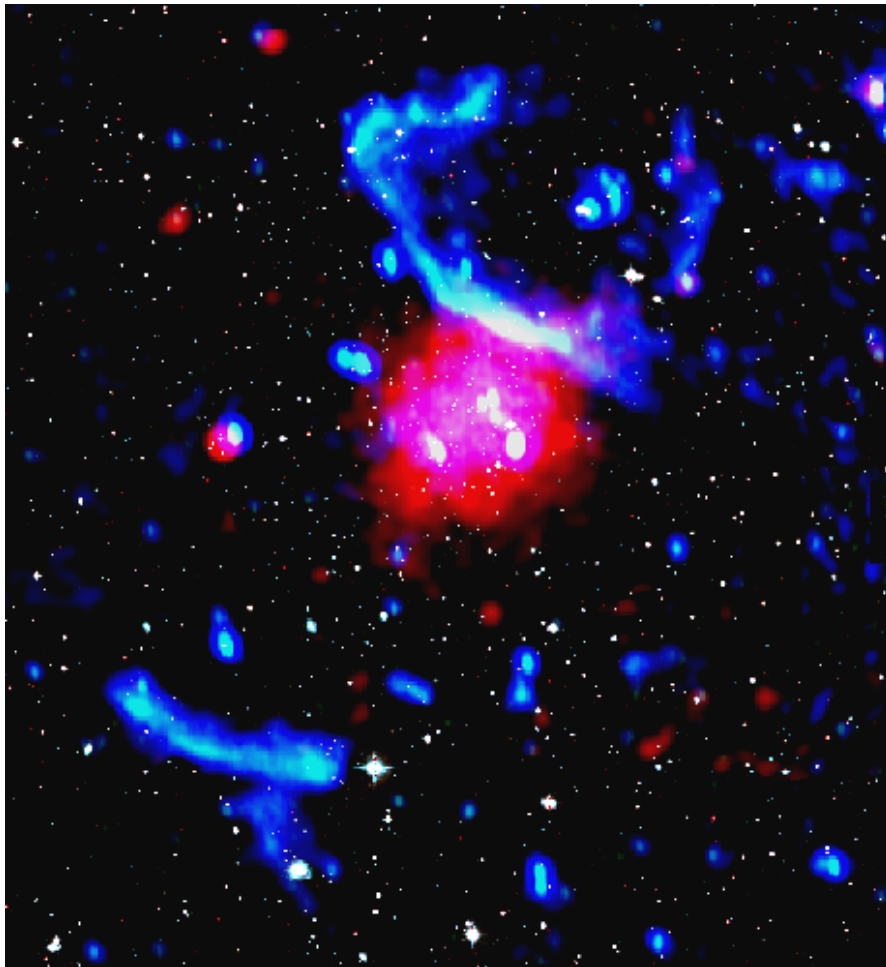


Figura 5.7: *Emissione da PLCKG287.0. Sono evidenti i due relitti e le radiogalassie con forte emissione radio (in blu) e l'emissione X coincidente con l'alone centrale (rosso).*

5.7.3 Mini-Aloni

I mini-aloni sono anch'essi situati al centro di un ammasso, presentano uno spettro di emissione ripido e hanno bassa brillantezza superficiale. Il loro diametro arriva fino a $\sim 500kpc$ ed hanno una percentuale di individuazione anche più bassa di aloni e relitti. Diversamente e contrariamente alle prime due tipologie i mini-aloni sono individuati in cluster con presenza di cool core e non sono associati a fenomeni di merger. Inoltre questa conformazione radio è sempre associata ad una galassia attiva centrale gigante, ma nonostante ciò è stato verificato che la loro emissione non è associabile con la radiogalassia, ma piuttosto in collegamento al flusso di raffreddamento.

Fino a qualche anno fa esistevano solo 11 esemplari di mini-halos, ma ultimamente ne sono stati individuati degli altri. In futuro ci si pone l'obbiettivo di rafforzare o modificare le ipotesi fin qui fatte su di essi, in modo da sostenere con maggiore sicurezza le teorie in merito alla loro origine, fin qui statisticamente molto soggette ad errore, dato il numero esiguo. In particolare si porrà l'accento sulla possibile relazione diretta fra potere di cooling flow e potere di emissione radio.

Capitolo 6

Analisi Dati

6.1 Scopo della tesi

Sappiamo che selezionando gli ammassi di galassie fra quelli la cui intensità luminosa nella banda X è maggiore, la possibilità di trovare aloni e relitti cresce notevolmente. La bremsstrahlung, che è alla base del fenomeno emissivo termico, in particolare, è legata al plasma intergalattico e alla sua densità. Questo, a sua volta, non prescinde dalla massa totale dell'ammasso, per ragioni di equilibrio termico e dinamico. Lo scopo finale di questa tesi è individuare la possibile esistenza, data la relazione che già sussiste fra massa ed emissione X, di una correlazione diretta fra gli effetti dei fenomeni non termici negli ammassi e la loro massa, che, in tal caso sarebbe un parametro fisico determinante, insieme ai merger.

In particolar modo prenderemo ad esame le masse ricavate per alcuni aloni radio, cercando una legge lineare che colleghi queste ed il logaritmo della potenza emissiva a 1.4GHz. Per i dati utilizzati si fa riferimento alle pubblicazioni *Weighing the Giants* di Applegate, von der Linden, Kelly, Allen, Allen, Burchat, Burke, Ebeling, Mantz, Morris (2014) per quanto riguarda le stime di massa, mentre per la potenza radio degli aloni si sono analizzati gli studi di Ferretti, Giovannini, Govoni, Murgia in *Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*.

6.2 Campione dati

Nonostante i diversi metodi fin qui esposti utili a determinare le masse degli ammassi di galassie, il loro calcolo non si riduce ad un risultato ovvio. È anzi fortemente soggetto ad errori questo computo, sia valutativi che sistematici, non sempre all'altezza della precisione che ci si prefigge avere. Infatti le stesse dimensioni dell'oggetto studiato non sono precise, come non possono esserlo le valutazioni sul gas presente nel suo nucleo e ancor più la stima sulla materia oscura. Le osservabili in gioco sono molteplici e nessuna di esse fornisce dei valori certi, ne tantomeno corrispondenti esattamente. Lo studio da noi seguito considera due promettenti, quindi in via di sviluppo, metodologie d'indagine.

I cluster presi in esame sono stati undici (Tabella 6.1). Nove di questi provengono dal catalogo Abell (denominati dalla lettera A), mentre gli altri due sono stati estrapolati dal *MAssive Cluster Survey* (MACS) e dal catalogo Zwicky. Le misure delle masse sono state effettuate tramite il *colour-cut method*, cioè tramite una misura del redshift delle galassie nel *Deep Field* dell'ammasso e del *lensing debole* delle stesse causato dalla massa del cluster.

Per Deep Field si intende semplicemente la porzione di spazio profondo che si proietta entro i confini dell'ammasso. Sono quindi state prese in esame sia galassie appartenenti al cluster sia quelle di fondo. Il fenomeno del weak lensing, invece, differisce dallo strong lensing per quanto riguarda la grandezza degli effetti ottici che ne derivano. Mentre quest'ultimo produce grandi archi di luce entro il raggio di Einstein l'effetto di lente debole è osservabile anche per galassie interne al sistema. Il primo necessita di posizioni angolari specifiche fra sorgente di luce e centro di massa del cluster, il secondo, diversamente, viene prodotto praticamente per ogni galassia presente del Deep Field dell'ammasso. È perciò un'osservabile statisticamente rilevante nella determinazione del processodi lensing globale, cioè nella stima della massa. Ne vengono grossomodo calcolati gli effetti attraverso la misura dalla distorsione della luce proveniente delle galassie, precisamente l'ellitticità

delle stesse tramite *point spread function* (PSF)¹. Il weak lensing è in relazione con il redshift poichè la luce deviata dall'ammasso subisce delle modifiche nelle lunghezze d'onda. Inoltre è fondamentale per la stima della distanza dal cluster core. Le masse sono calcolate entro un raggio di 1.5Mpc, in modo da uniformare le valutazioni, in unità di masse solari. La potenza radio invece è in scala logaritmica in base 10 alla frequenza di 1.4GHz, frequenza che minimizza gli errori statistici.

Cluster	$M(< 1.5Mpc)$	$\log P(1.4Ghz)$
A209	11.3	24.31
A520	6.1	24.58
A521	9.3	24.05
A697	12.3	24.11
A754	2.9	23.77
A1758	14.5	24.60
A1914	6.2	24.71
A2219	12.0	25.08
MACSJ0717.5+3745	23.1	26.20
CL0016+16	17.5	24.81

Tabella 6.1: *In tabella sono riportate le masse e il logaritmo della potenza radio di alcuni ammassi. La masse sono espresse in unità di $10^{14}M_{\odot}$.*

I dati sono stati inseriti in un grafico a dispersione da cui è stata ricavata una linea di tendenza con coefficiente angolare di ~ 0.09 con intercetta a 23.6.

¹Definità come la risposta impulsiva di un'immagine. Questa è la trasformazione che subisce una delta di Dirac nell'attraversare un sistema. Nel nostro caso quanto una sorgente puntiforme risulti diffusa dall'effetto lente.

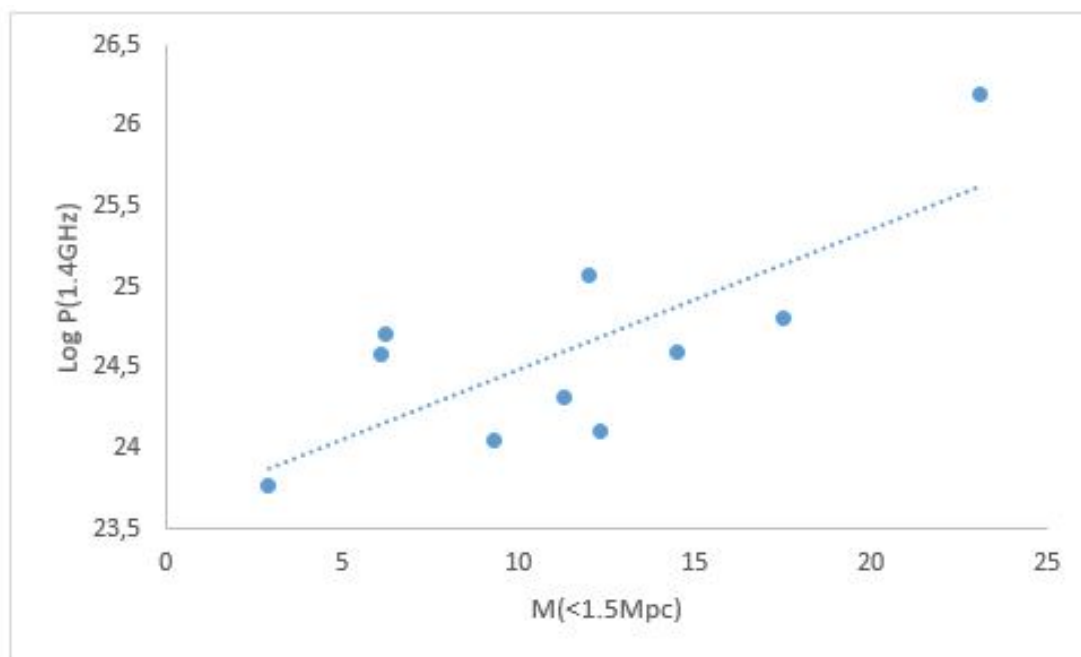


Figura 6.1: *La retta di best fit è $y = 0.0872x + 23.618$.*

La possibile relazione Massa-Potenza sarebbe perciò esponenziale. Non sono stati considerati gli errori per le misure della potenza di emissione, mentre i valori di insicurezza (con entrambi i segni) nel calcolo delle masse non sono mai inferiori ad 1.5, raggiungendo valori di oltre tre unità. Proprio a causa di ciò, però, future misurazioni con strumentazioni e metodi più appropriati potranno rivelare un best fit rilevante per la correlazione che il grafico non esclude.

Conclusioni

Nel percorso di questa tesi sono stati presentati gli ammassi di galassie nella loro morfologia e per le loro emissioni non ottiche, in X e in Radio. È stato osservato come queste tre osservabili siano in relazione l'una con l'altra. Nello specifico si è notato come la massa del sistema cluster fosse un fattore importante nello studio delle caratteristiche dinamiche delle galassie e dell'ammasso nel suo complesso; è stato altresì spiegato che l'emissione termica fosse direttamente legata alla densità del gas intergalattico, e perciò anche alla massa totale. Le emissioni non termiche diffuse, a loro volta, aumentano nella probabilità di essere individuate quando si esaminano i cluster con luminosità X sopra una determinata soglia. Preso atto delle conoscenze pregresse si è quindi cercata una correlazione diretta fra emissione radio diffusa e massa dell'ammasso. Si è quindi analizzata la possibilità che la formazione di Aloni, Relitti e Mini-Aloni sia determinata dalla massa, oltre che a fenomeni di merging (dato per attestato).

Pur trovando una legge lineare fra M e $\log P$, però, non possiamo dirci soddisfatti del risultato. I dati presi in esame non rendono l'analisi svolta di grande rilevanza statistica. Inoltre le misure di massa, pur essendo state calcolate minimizzando gli errori sistematici non hanno un livello di accuratezza tale da far concludere con delle certezze questo resoconto. Sussiste però una certa tendenza lineare nel grafico risultante, prospettando dei lavori futuri sul tema che, ottimisticamente, potrebbero condurci ad una più stretta identificazione dei fattori principali nella formazione delle sorgenti radio diffuse.

Bibliografia

- [1] N.A. Bachall (1977) *Cluster of Galaxies*, Princeton University.
- [2] C. Sigismondi (1998) *Fermioni non collisionali nell'Universo in espansione*, ICRA.
- [3] P. Rosati, S. Borgami, C. Norman (2002) *The evolution of X-ray Cluster of Galaxies*, Annual Revision of Astronomy and Astrophysics.
- [4] L. Ferretti, G. Giovannini, F. Govoni, M. Murgia (2012) *Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*.
- [5] L. Ferretti, G. Giovannini *Galaxy Cluster in the Radio: Relativistic Plasma and ICM/Radio Galaxy Interaction Processes*.
- [6] C.L. Sarazin (2002) *The Physics of Cluster Mergers*, University of Virginia.
- [7] D.E. Applegate, A. von der Linden, P.L. Kelly, M.T. Allen, S.W. Allen, P.R. Burchat, D.L. Burke, H. Ebeling, A. Mantz, R. G. Morris (2012) *Weighing the Giants-III. Methods and measurements of accurate galaxy cluster weak-lensing masses*, Royal Astronomical Society.