

**Alma Mater Studiorum - Università di Bologna**

---

Scuola di Scienze

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

## **Proprietá degli ammassi di galassie**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Marco Calzolari

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

---

Sessione III  
Anno Accademico 2015-2016

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>i</b>
<b>1 Gli ammassi di galassie</b>	<b>1</b>
1.1 Generalita sugli ammassi . . . . .	1
1.2 Criteri di indentificazione degli ammassi . . . . .	1
<b>2 Componenti di un ammasso di galassie</b>	<b>2</b>
2.1 Galassie . . . . .	2
2.2 Galassie a spirale, S0 ed ellittiche . . . . .	2
2.3 Galassie cD (central Dominant) . . . . .	3
2.4 Gas intergalattico (Intra Cluster Medium) . . . . .	3
2.5 Materia oscura . . . . .	4
<b>3 Classificazione degli ammassi</b>	<b>4</b>
3.1 Classificazione morfologica . . . . .	4
3.2 Classificazione in luminosita . . . . .	5
<b>4 Proprietá</b>	<b>6</b>
4.1 Funzione di luminosita . . . . .	6
4.2 Distribuzione spaziale delle galassie . . . . .	6
4.3 Stima della massa di un ammasso . . . . .	8
4.4 Il problema della massa mancante . . . . .	9
4.5 Gas intergalattico (ICM) ed emissione X . . . . .	9
4.6 Morfologia del gas dell'ammasso . . . . .	10
4.7 Distribuzione del gas dell'ammasso . . . . .	10
4.8 Cooling Flows . . . . .	12
4.9 Misura della massa: l'effetto di lente gravitazionale . . . . .	12
4.10 Misura della distanza: effetto Sunyaev-Zeldovich . . . . .	13
4.11 Emissione radio negli ammassi . . . . .	14
4.12 Relazione di scala Massa-Temperatura . . . . .	15
<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>

# Introduzione

Questa tesi di laurea triennale inizia con alcune informazioni generali di base sugli ammassi, poi si presentano le componenti e i criteri piú importanti di classificazione ed infine vengono esposte le principali proprietá relative alla distribuzione e stima della massa e delle dimensioni degli ammassi con alcuni cenni alle modalitá di emissione della radiazione che ci permettono di acquisire informazioni su queste strutture.

Le galassie non sono uniformemente distribuite ma invece hanno una tendenza ad aggregarsi in gruppi o in ammassi. Anche la nostra galassia, la Via Lattea fa parte di un gruppo, denominato gruppo locale, a cui appartengono altre due galassie a spirale: la galassia di Andromeda M31 (l'unico oggetto extragalattico visibile a occhio nudo), M33 la galassia del triangolo. A queste galassie piú grandi si aggiungono e le nubi di Magellano oltre a qualche altra decina di galassie minori. Gli ammassi di galassie (galaxy clusters) sono strutture gravitazionalmente legate e all'equilibrio composte di galassie, gas denominato ICM (Intra Cluster Medium) e materia oscura.

Queste 3 diverse componenti sono responsabili rispettivamente del 5%, 15% e 80% della massa totale.

Poiché gli ammassi di galassie sono le strutture gravitazionalmente legate e all'equilibrio piú grandi dell'universo, in cui la forza dominante é la gravitá, la distribuzione della massa negli ammassi e la sua dinamica é stata investigata con attenzione cosí come le caratteristiche peculiari delle galassie presenti negli ammassi. E' affascinante osservare come nell'analisi della dinamica degli ammassi di galassie, cioé di strutture di dimensione gigantesca almeno per gli standard umani ma significativa anche per l'universo stesso, siano applicate conoscenze scientifiche elaborate nell'800 per lo studio dei gas e dei fluidi nella ambito della termodinamica statistica e della fluidodinamica per sistemi microscopici o di piccola dimensione. Si passa quindi a un concetto ampio di particella che puó essere un singolo ione del mezzo intergalattico o un'intera galassia a seconda del modello dinamico o meglio termodinamico che si sta applicando nello studio dell'ammasso. Un grande impulso all'analisi degli ammassi di galassie é stata data dall'astronomia in banda X. Varie generazioni di satelliti hanno permesso di analizzare le caratteristiche dell'ICM (intracluster medium). Un'ultima considerazione sulla materia oscura che rappresenta l'80% della massa degli ammassi di galassie e quindi l'80% della massa dell'universo. Giá nel 1933 Fritz Zwicky concluse da un'analisi sulla massa con il metodo dinamico del Coma cluster (ammasso nella chioma di Berenice), che gli ammassi di galassie devono avere molta piú massa di quella galattica. Oggi questa ipotesi é stata ampiamente confermata da molte altre misure e possiamo dire con certezza che le stelle visibili nelle galassie contribuiscono solo con circa il 5% del totale della massa dell'ammasso delle galassie. Perciú quello che vediamo nella bella fotografia del ricco ammasso A2218 di figura 1, ripresa dal telescopio spaziale Hubble, é una parte trascurabile della materia che lo compone.

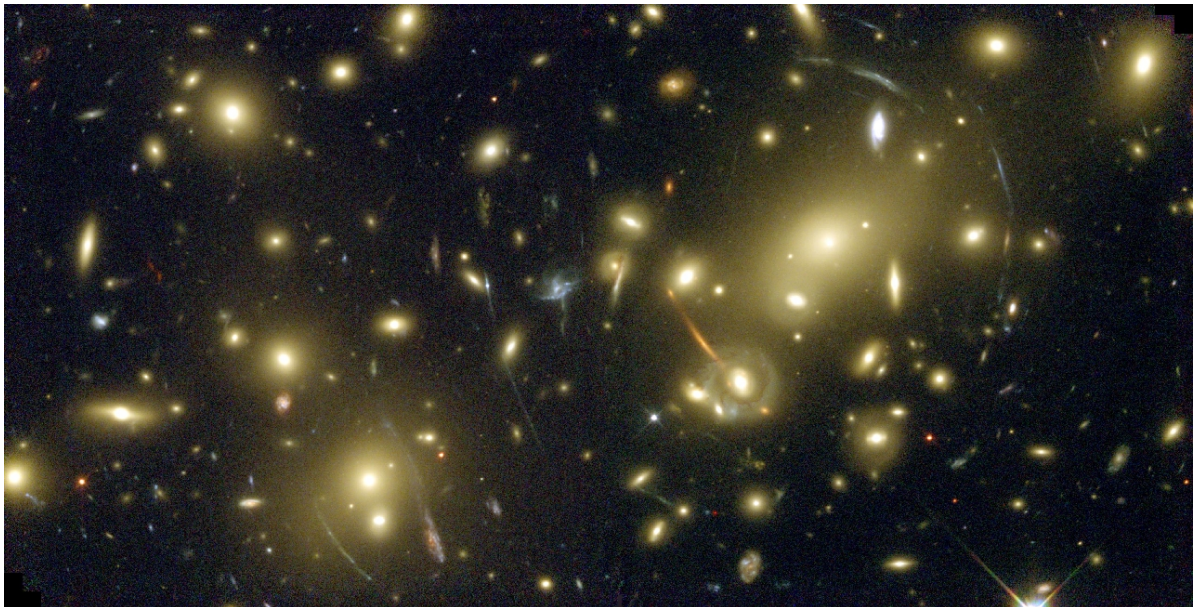


Figura 1: Ammasso A2218 ( $z=0.171$ ) ripresa con WFPC2/HST contenente uno spettacolare sistema d'archi. La maggioranza delle galassie fanno parte dell'ammasso.

# Capitolo 1

## Gli ammassi di galassie

### 1.1 Generalita sugli ammassi

Gli ammassi di galassie (galaxy clusters) costituiscono i piú estesi sistemi gravitazionalmente legati nell'universo e in equilibrio dinamico (cioé sono strutture rilassate, almeno nella maggior parte di casi ). Inizialmente gli ammassi di galassie erano caratterizzate dalla concentrazione di galassie osservate nell'ottico. Con l'evolversi delle osservazioni nella banda X, a partire dal 1970 con il satellite UHURU e poi coi successivi satelliti, si é realizzato che esistono tre componenti principali: le galassie, il gas intergalattico ( ICM Intra Cluster Medium) e la materia oscura. Queste tre componenti contribuiscono alla massa totale rispettivamente per il 5% (galassie) , il 15% (ICM), 80% (materia oscura).

Gli ammassi di galassie hanno un'estensione spaziale in media di circa  $1Mpc$ . Nella banda ottica la luminositá degli ammassi di galassie é dell'ordine di  $L_{tot} = 10^{13}L_{\odot}$ . Le masse totali sono dell'ordine dei  $10^{48}g$  , cioé circa  $10^{15}M_{\odot}$ .

### 1.2 Criteri di indentificazione degli ammassi

I cataloghi piú importanti degli ammassi di galassie sono stati compilati seguendo due criteri fondamentali per riconoscere un ammasso di galassie da una semplice fluttuazione statistica nel numero di galassie di sfondo per unitá di area di cielo. Si noti come le galassie di sfondo possano trovarsi sia dietro l'ammasso sia davanti, per cui si parla di galassie di "background" e di "foreground".

Il primo criterio é dovuto ad Abell (1958): un addensamento di galassie per essere classificato come ammasso deve soddisfare le due condizioni seguenti:

- 1) deve contenere almeno cinquanta galassie con magnitudine compresa tra la magnitudine della terza galassia piú luminosa e quella piú debole di due magnitudini.
- 2) Queste cinquanta galassie devono essere distribuite entro il raggio di Abell

$$R_{abell} = \frac{1.7}{z} arcmin$$

con  $0.02 < z < 0.2$  dove  $z$  é il red-shift dell'ammasso di galassie.

Il secondo criterio é dovuto a Zwicky (Zwicky et al. 1961-1968) e richiede che:

- 1) il confine spaziale dell'ammasso sia determinato dall'isopleta (curva che unisce zone ad ugual numero di elementi per unitá di superficie) dove la densitá superficiale di galassie scende a soltanto il doppio del valore di quella delle galassie di sfondo.
- 2) Questa isopleta deve contenere almeno cinquanta galassie entro due magnitudini da quella della piú brillante.

Il criterio di Zwicky é molto meno stretto del criterio di Abell e fa sí che i cataloghi di Zwicky contengano molti piú ammassi meno ricchi rispetto ai cataloghi di Abell. Il criterio di Abell, per contro, permette di valutare in maniera piú corretta la ricchezza di un ammasso di galassie, ovvero il numero di galassie ivi contenute. Questa caratteristica infatti deve essere indipendente dalla distanza dell'ammasso dall'osservatore, e il criterio di Abell fissando un raggio apparente dipendente dalla distanza dell'ammasso entro cui conteggiare le galassie, soddisfa a questa condizione.

## Capitolo 2

# Componenti di un ammasso di galassie

### 2.1 Galassie

I tipi di galassie che costituiscono gli ammassi differiscono sensibilmente dalle galassie di sfondo che non appartengono a nessun sistema gravitazionalmente legato, la differenza é sia nella percentuale del numero di galassie di un certo tipo che si trovano nell'ammasso, sia nella morfologia delle galassie stesse, che risente del fatto che esse si trovano in un ammasso.

### 2.2 Galassie a spirale, S0 ed ellittiche

Le galassie ellittiche ed S0 (lenticolari) sono piú comuni delle spirali nelle regioni centrali degli ammassi regolari e compatti, mentre negli irregolari e fuori dagli ammassi é in generale vero il contrario. Gli studi della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro nelle galassie a spirale negli ammassi hanno indicato che il gas ivi contenuto é molto meno di quello nelle Spirali di campo; anche i bracci a spirale sono poco definiti e il loro colore é intermedio tra quello delle S0 e quello delle spirali di campo, ciò indica una minore attività di formazione delle stelle nelle spirali di ammasso; Van den Bergh (1976) ha classificato come Spirali "anemiche" le galassie a spirale degli ammassi. Una teoria (Spitzer e Baade, 1951) alla base di questa suddivisione parte dalla constatazione che le galassie a spirale contengono molto piú gas, e che nel momento in cui perdono questo gas diventano S0 o ellittiche. La perdita di gas potrebbe avvenire in seguito a collisioni tra spirali o piú efficacemente (e piú frequentemente) per effetto della ram pressure sull'ICM. La ram pressure (pressione d'ariete) é la pressione che subisce un corpo in moto relativo rispetto al fluido in cui é immerso:

$$P_{ram} = \rho v^2$$

dove  $\rho$  é la densità del fluido e  $v$  é la velocità relativa del corpo rispetto al fluido. Un altro meccanismo di rimozione del gas dalle spirali, funzionante anche a basse velocità

(la ram pressure dipende dalla velocità) é l'evaporazione. L'ICM, che come vedremo ha una temperatura  $T \approx 10^{7\div 8}K$  scalda per conduzione il gas galattico (ISM): il mezzo interstellare ha infatti temperature tra i  $10^2K$  (regioni HI) e  $10^4K$  (regioni HII), decisamente piú fredde dell'ICM. Se l'ISM viene scaldato piú velocemente di quanto riesca a raffreddarsi questo aumenta la sua temperatura, quindi la sua energia, fino a fuggire dalla galassia.

Osservando inoltre le galassie a spirale in ammassi ad alto redshift ( $z \approx 0.4$ ) si é notato che queste sono in media piú blu (effetto Butcher-Oemler), il che significa che in quelle galassie si ha formazione stellare (le stelle blu hanno vita breve, quindi la loro presenza ci dice che sono nate da poco delle stelle in quella regione). Formazione stellare significa presenza di gas freddo (regioni HI) e quindi questa puó essere una prova che le galassie in passato avessero piú gas anche all'interno degli ammassi e che l'abbiano perso nel tempo.

## 2.3 Galassie cD (central Dominant)

Al centro degli ammassi piú compatti e regolari si trova spesso una gigantesca galassia ellittica che domina la dinamica dell'ammasso. Questa galassia viene chiamata cD (dette central dominant, nonostante il nome cD venga dalla classificazione delle galassie effettuata da Morgan, dove D sta per "diffuse") sono galassie molto brillanti costituite da un nucleo formato da una galassia ellittica molto luminosa avvolto in un alone esteso di bassa brillantezza superficiale. Sovente le cD hanno due o piú nuclei; se i nuclei sono immersi in uno stesso alone si parla di dumbbell galaxy, cioè galassia a manubrio.

Di norma la cD si trova in quiete al centro della buca di potenziale dell'ammasso. Escludendo le galassie N, le galassie di Seyfert e i Quasar le cD sono le galassie piú luminose di tutte, e lo sono di almeno una magnitudine rispetto alle altre; sottoposte a test statistici le cD sono risultate essere di una luminosità tale da non poter appartenere a nessuna funzione di luminosità generale che descriva la luminosità delle galassie; stimando la massa delle cD dinamicamente, con le galassie satelliti, si é visto che  $M_{cD} \approx 10^{13}M_{\odot}$ . Queste proprietà hanno dato origine ad una serie di teorie per spiegare la morfologia e la luminosità di questi oggetti cosí peculiari (Sarazin, 1988): le cD sarebbero il risultato della fusione di piú galassie, oppure il loro alone esteso verrebbe alimentato da flussi di gas verso il centro degli ammassi denominati "cooling flows" (vedere par.4.8), dal momento che c'è correlazione tra la presenza di un cooling flow e la cD. Esistono delle galassie, non cD, molto brillanti ed estese che si trovano spesso al centro di ammassi, tra di esse si trovano ad esempio M87 al centro dell'ammasso della Vergine ed NGC1275 al centro dell'ammasso di Perseo.

## 2.4 Gas intergalattico (Intra Cluster Medium)

L'intracluster medium (ICM) é il gas che compone la maggior parte della massa barionica di un tipico ammasso di galassie. Si stima che la sua massa sia meno del 20% della massa totale dell'ammasso. Questo gas emette principalmente in banda X per bremsstrahlung e da misurazioni in X e da considerazioni sulla sua distribuzione possiamo dire che la sua temperatura sia di  $T \approx 10^{7\div 8}K$  (corrispondente ad un'energia termica di  $7 \div 10keV$ ), il che ci assicura che l'ICM sia un plasma composto da elettroni e ioni. La densità dell'ICM si attesta sui  $10^{-2} \div 10^{-4}cm^{-3}$ , da cui si puó stimare il libero cammino medio di elettroni e ioni nel plasma:

$$l_e = l_i \approx 23kpc \left( \frac{T_g}{10^8 K} \right)^2 \left( \frac{n_e}{10^{-3} cm^{-3}} \right)^{-1}$$

Poiché  $l_{e,i}$  é minore della dimensione dell'ammasso possiamo considerare l'ICM un fluido collisionale ed usare le equazioni dell'idrodinamica per descrivere la distribuzione di materia al suo interno. L'abbondanza di metalli (elementi piú pesanti dell'elio) nell'ICM é all'incirca un terzo di quella solare: questa osservazione ha portato a pensare che buona parte di questo gas debba essere stato processato nelle stelle e rilasciato tramite esplosioni di supernovae. La sua origine sembra quindi essere galattica, anche se ci sono teorie che sostengono che buona parte dell'ICM venga dall'esterno dell'ammasso e sia stato semplicemente catturato dalla sua buca di potenziale.

## 2.5 Materia oscura

Tramite le osservazioni in banda X, le considerazioni dinamiche su gas e galassie che lo compongono e gli effetti di lensing gravitazionale si é trovato che circa il 75 ÷ 85% della massa totale di un ammasso tipico non é stata vista in nessuna banda dello spettro elettromagnetico. Questa massa mancante é stata chiamata *materia oscura* a causa della sua assente interazione elettromagnetica. Per quello che sappiamo finora la materia oscura interagisce solo gravitazionalmente. La massa di un ammasso di galassie é data per un 3% dalle stelle nelle galassie, per un altro 15% dal gas intergalattico (ICM) e da oltre l'80% da Materia oscura che perció domina la massa totale dell'ammasso.

# Capitolo 3

## Classificazione degli ammassi

### 3.1 Classificazione morfologica

Una prima classificazione ottica dei cluster é dovuta a George Abell (1958), il quale distinse gli ammassi in regolari, di forma simmetrica e con un nucleo che presenta un'alta concentrazione di galassie, per lo piú di forma ellittica o lenticolare (S0), e irregolari, caratterizzati da una scarsa simmetria sferica, da una bassa concentrazione di materia galattica nella zona centrale e dalla presenza di sottostrutture (subclustering). Nello stesso anno, Abell propose alcuni parametri caratterizzanti:

- *Parametro di Ricchezza*, dato dal numero di galassie entro il range di magnitudine  $m_3 \div m_{3+2}$  dal terzo membro piu brillante dell'ammasso. Sono definiti sei gruppi di ricchezza:

Gruppo 0 : 30-49 galassie; Gruppo 1 : 50-79 galassie; Gruppo 2 : 80-129 galassie Gruppo 3 : 130-199 galassie Gruppo 4 : 200-299 galassie Gruppo 5 : > 300 galassie



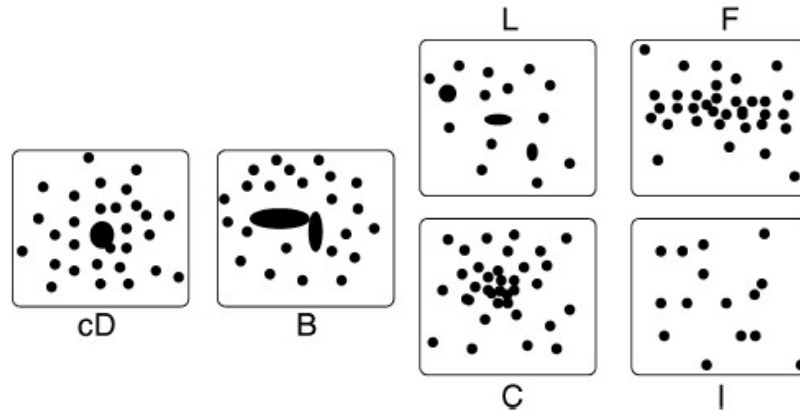


Figura 3.1: Classificazione morfologica di luminosità di Rood Sastry

- *Parametro di Compattezza*: un ammasso deve contenere almeno 50 membri entro  $1 \div 2 Mpc$  dal suo centro
- *Parametro di Distanza*: le tipiche distanze degli ammassi sono comprese tra 30 e 900  $Mpc$ , attualmente sono tuttavia osservati ammassi fino a 1700  $Mpc$ .

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

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

## 3.2 Classificazione in luminosità

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

*Tipo I (BMI)*: ammassi dominati al loro centro da una galassia cD;

*Tipo II (BMII)*: cluster le cui galassie più luminose presentano caratteristiche intermedie tra galassie cD ed ellittiche giganti;

*Tipo III (BMIII)*: ammassi che non contengono galassie dominanti;

La seconda classificazione, di Rood e Sastry (1971) rappresentata in figura 3.1, si basa sulla distribuzione spaziale delle dieci galassie più brillanti del cluster in esame. Risultano sei tipi di ammassi:

*cD (supergiant)*: ammassi dominati da una singola galassia cD, situata al centro;

*B (binary)*: la componente dominante è costituita da un sistema binario di galassie;

*L (line)*: almeno tre delle galassie più luminose appaiono disposte lungo una linea retta;

*C (core-halo)*: quattro o piú tra la galassie dominanti sono posizionate al centro, formando un cluster core;

*F (flat)*: le galassie piú luminose hanno una distribuzione piatta;

*I (irregular)*: i membri dell'ammasso sono distribuiti irregolarmente, o senza un nucleo ben definito.

## Capitolo 4

# Proprietá

### 4.1 Funzione di luminositá

La funzione di luminosita delle galassie in un ammasso fornisce la distribuzione numerica delle luminosita delle galassie stesse. La funzione di luminosita integrata  $N(L)$  rappresenta il numero di elementi con luminosita maggiore di  $L$ , mentre la funzione di luminosita differenziale  $n(L)dL$  esprime il numero di galassie che brillano nel range tra  $L$  e  $L+dL$ .

Le funzioni di luminosita sono spesso definite attraverso la magnitudine  $m$  per cui  $N(< m)$  rappresenta il numero di galassie piu brillanti di una determinata magnitudine  $m$ . Storicamente sia Zwicky (1957) e Abell (1975) proposero delle forme funzionali. La relazione piú usata oggi é dovuta a Schechter (1976) che propose un'approssimazione analitica per la funzione di luminosita differenziale:

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

dove  $L^*$  é una luminosita caratteristica,  $N^*$  é il numero di galassie con  $L > L^*$ . Schechter derivò per la pendenza della fascia debole il valore di  $\alpha = 5/4$ . I vantaggi di questa formula sono il suo essere analitica e continua e il fatto che sia una reale distribuzione statistica. Una rappresentazione grafica dell'andamento delle tre diverse funzioni é indicata in Figura 4.1.

### 4.2 Distribuzione spaziale delle galassie

La maggior parte degli ammassi regolari mostra una distribuzione della densitá galattica crescente avvicinandosi al centro dell'ammasso; tale distribuzione puó essere approssimata a simmetria sferica, a meno che l'ammasso non sia molto ellittico. Data  $\rho(r)$  la distribuzione di densitá galattica dell'ammasso, la sua proiezione sulla volta celeste é:

$$\Sigma(R) = 2 \int_R^{R_{max}} \frac{r \rho(r) dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}$$

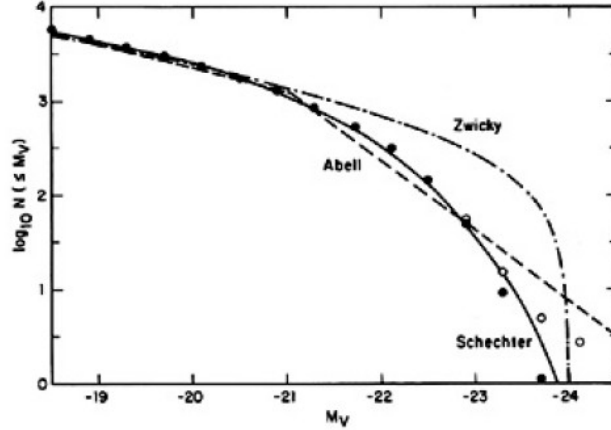


Figura 4.1: Le funzioni di luminosità dei cluster.  $N(\leq m_v)$  è il numero di galassie più brillanti della magnitudine assoluta  $m_v$ . I cerchi rappresentano le funzioni di luminosità osservate da Schechter. I cerchi pieni escludono le galassie cD, mentre i cerchi vuoti mostrano i cambiamenti apportati dalla loro inclusione.

La formula di inversione di Abel ci permette, data la simmetria sferica di ottenere  $\rho(r)$  data la sua proiezione sulla sfera celeste  $\Sigma(R)$ :

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d\Sigma}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

Ovviamente nessuna  $\Sigma(R)$  può essere osservata ma solo dei punti in cui sono localizzate le galassie. Per cui si deve ricorrere a delle modellizzazioni che definiscono la distribuzione di densità a partire da specifiche assunzioni.

*Modelli isotermi:* sono basati sull'assunzione che la distribuzione di velocità di particelle massive abbia una distribuzione di velocità Maxwelliana. Cioè che il sistema sia termalizzato. Questa ipotesi è confermata dall'analisi spettroscopica della distribuzione delle velocità radiali delle galassie dell'ammasso. Ipotizziamo anche che la temperatura (cioè la dispersione delle velocità) non dipenda dalla distanza dal centro per cui la distribuzione spaziale delle galassie nell'ammasso segua un *modello di sfera isoterma* all'equilibrio. Un'approssimazione analitica largamente utilizzata è quella di King: è un modello semplice e valido nelle regioni centrali degli ammassi ricchi e consta di due semplici equazioni:

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

$$\Sigma(R) = \Sigma_o \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1}$$

dove  $r_c$  è il raggio del nucleo dell'ammasso (tipicamente  $r_c = 0.1 \div 0.2 Mpc$ ), definito come il raggio al quale la densità proiettata è metà di quella centrale, e  $\Sigma_o = 2\rho(r_c)$ , con  $\rho_o$  la densità centrale.

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

### 4.3 Stima della massa di un ammasso

Nel calcolo della massa complessiva (di tutte le sue componenti) verificiamo innanzitutto se l'ipotesi di equilibrio idrostatico é plausibile. Innanzitutto calcoliamo la  $C_s$ , velocità del suono cioè la velocità di propagazione di una perturbazione nel mezzo intergalattico.

Prendendo la temperatura dell'ICM uguale a  $10^8 K$ , la massa molecolare media ipotizzando un mistura simile a quella del sole uguale a  $\mu \approx 0,63$ , e infine  $\gamma = 4/3$  considerando il gas monoatomico relativistico abbiamo che:

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_p}} \sim 1000 km/s$$

da cui possiamo ricavare il tempo dinamico, cioè il tempo che la perturbazione impiegherebbe ad attraversare un'ammasso di diametro  $2R_a \approx 1 Mpc$ :

$$t_{din} = \frac{2R_a}{C_s} \approx 10^9 yr$$

$T_{din}$  risulta quindi essere molto minore dell'età dell'universo per cui possiamo considerare gli ammassi almeno in prima approssimazione come sistemi all'equilibrio poiché il tempo di propagazione delle informazioni é sufficiente per renderlo omogeneo e indipendente dalle condizioni iniziali.

Dal tempo dinamico possiamo fare una stima del tempo di rilassamento a due corpi nel caso di simmetria sferica ( $N$  é il numero delle galassie):

$$t_{rilas} = t_{cs} \frac{N}{\ln N}$$

Il  $t_{rilas}$  risulta essere centrinaia di volte l'età dell'universo per cui possiamo considerare gli ammassi di galassie come sistemi non collisionali all'equilibrio. Qualora ci siano anisotropie della velocità o l'ammasso sia molto irregolare o la distribuzione delle galassie non segua la distribuzione della massa nell'ammasso tutto diventa piú complesso e le ipotesi fatte e quelle che seguono andranno rivalutate nei casi specifici.

Ora sotto le ipotesi di un sistema a simmetria sferica, autogravitante, con un modello isoterma, quindi all'equilibrio e tale per cui la distribuzione di massa segue quella della galassie possiamo fare una stima della massa dinamica utilizzando il teorema del viriale  $2T + W = 0$ . Scriviamo per l'energia cinetica:

$$T = \frac{1}{2} M_{tot} \sigma_v^2$$

in cui compare la dispersione di velocità viriale  $\sigma_v$ . Nell'ipotesi isoterma il sistema é all'equilibrio termodinamico, la distribuzione di velocità é una maxwelliana in cui non ho correlazione nelle componenti della velocità e per il teorema dell'equipartizione le componenti spaziali della velocità sono uguali. Per cui

$$\sigma_v^2 = \langle v^2 \rangle = \sigma_v^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 = 3\sigma_r^2$$

in cui  $\sigma_r$  é la dispersione di velocità nella direzione radiale é data dalle misure della velocità radiale:

$$\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{1/2}$$

L'energia potenziale dell'ammasso é:

$$W = -\frac{GM_{tot}^2}{r_g}$$

in cui  $r_g$  é il raggio gravitazionale dato da:

$$r_g = 2 \left( \sum_i m_i \right)^2 \left( \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1}$$

Dove  $m_i$  é la massa di una galassia e  $r_{ij}$  é la separazione proiettata sulla sfera celeste tra due galassie. Da cui si ottiene

Dalle equazioni precedenti si ottiene:

$$M_{tot} = \frac{3R_g \sigma_r^2}{G} = 7 \times 10^{14} M_\odot \left( \frac{\sigma_v}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{R_g}{1 \text{ Mpc}} \right)$$

Posto  $\sigma_r \sim 1000 \text{ km/s}$  e  $r_g \sim 1 \text{ Mpc}$  si ottiene per gli ammassi ricchi e regolari  $M_{tot} \approx 10^{15} M_\odot$ .

## 4.4 Il problema della massa mancante

Nel paragrafo precedente é stato fatto il calcolo della massa di un ammasso con il metodo dinamico. Dato il numero  $N$  di galassie e la massa totale  $M_{tot}$  si puó ottenere il rapporto  $m = M_{tot}/N$ . La massa che si ottiene é notevole  $m = 10^{13} M_\odot$ .

In alternativa, la massa totale dell'ammasso puó essere confrontata con la luminositá ottica dell'ammasso  $L_{tot} \approx 10^{12} - 10^{13} L_\odot$ . Il calcolo del rapporto massa luminositá eccede il rapporto M/L delle galassie ellittiche di circa un fattore 10.

Realizzando questa discrepanza, Fritz Zwicky concluse giá nel 1933, da un'analisi del Coma cluster (ammasso nella chioma di berenice), che gli ammassi di galassie devono avere molta piú massa di quella galattica: *é l'alba del problema della massa mancante*. Oggi questo problema é stato ampiamente confermato da molte altre misure e possiamo dire che le stelle visibili nelle galassie contribuiscono solo con circa il 5% del totale della massa dell'ammassi delle galassie.

## 4.5 Gas intergalattico (ICM) ed emissione X

Nel 1970 fu lanciato il satellite UHURU e una delle piu importanti scoperte fu l'emissione X negli ammassi di galassie. In banda X ( $10^{16} - 10^{19} \text{ Hz}$ ) gli ammassi sono la sorgente piú comune nell'universo, con una luminositá  $L_X = 10^{43-45} \text{ erg/s}$ . Ció che osserviamo é emissione nel continuo dovuta all'intracluster medium (ICM), cioé al gas intergalattico diffuso, posto ad una temperatura  $T \sim 10^8 \text{ K}$  con una densitá numerica di atomi  $n \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ . Con queste caratteristiche del gas, il principale meccanismo di emissione risulta essere la *bremsstrahlung termica* cioé l'emissione dovuta all'accelerazione di frenamento degli elettroni che si muovono nel campo coulombiano dei protoni e ioni del gas intergalattico.

L'emissivitá specifica per Bremsstrahlung, cioé l'energia emessa da un plasma astrofisico nell'unitá di tempo, di frequenza e di volume, con una popolazione di ioni di densitá  $n_i$ , di numero atomico  $Z$ , densitá elettronica  $n_e$  e con una temperatura  $T$  é:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}(\nu, T)$$

con  $g_{ff}$  fattore di gaunt che per frequenze elevate vale  $\sim 1$  mentre l'emissività bolometrica é:

$$\epsilon = \int \epsilon_\nu d(h\nu) \propto T^{1/2} n_e n_i$$

e la luminosità in banda X é:

$$L_X = \int (V)$$

Anche le successive osservazioni con altri satelliti piú recenti hanno confermato che lo spettro di emissione corrisponde abbastanza bene con lo spettro di bremsstrahlung prodotto da un gas a temperature dell'ordine di  $10^8 K$  oppure in energia circa  $7 \div 10 keV$  ( $kT$  espresso in Kev). Il fatto che ci sia emissione di bremsstrahlung termica implica che l'ICM sia all'equilibrio termico, cioè che abbia un'unica temperatura  $T$ , ricavabile dallo spettro X.

Una delle prove piú evidenti che l'ICM sia all'equilibrio termico é l'osservazione di forti righe di emissione in banda X, specialmente la riga del FeXXVI appena sotto ai 7 keV. Inoltre l'esistenza di questa riga é indicatore di un'abbondanza chimica dei metalli simile a quella solare. La composizione chimica dell'ICM suggerisce che buona parte di questo gas sia di origine stellare, in quanto il ferro puó essere prodotto solo dalle stelle ed espulso durante i fenomeni di supernovae.

## 4.6 Morfologia del gas dell'ammasso

Dall'analisi dell'emissione in banda X é possibile determinare la morfologia del gas dell'ammasso analogamente a come si é fatto con la distribuzione delle galassie nell'ottico. Gli ammassi regolari mostrano una distribuzione di brillantezza X centrata sulla componente ottica con un massimo in corrispondenza del centro ottico dell'ammasso, da cui si desume una maggiore densità del gas intergalattico nel centro dell'ammasso, e poi si osserva un calo dell'intensità della radiazione allontanandosi dal centro da cui si desume una minore densità del gas verso l'esterno dell'ammasso. Tipicamente gli ammassi regolari hanno un'alta luminosità X e quindi alte temperature del gas.

Gli ammassi irregolari invece possono avere diversi massimi in corrispondenza di galassie o sottogruppi di galassie che sono interpretati come conseguenze di precedenti processi di fusione (merge) tra piú ammassi o tra sottostrutture all'interno degli ammassi stessi. In queste zone il gas é fortemente riscaldato dalle onde d'urto e quindi si hanno picchi di emissione in banda X (ricordiamo che l'emissione bolometrica é  $\propto T^{1/2}$ ). Inoltre negli ammassi irregolari le emissioni X non hanno simmetria assiale a causa della mancanza di simmetria sferica.

## 4.7 Distribuzione del gas dell'ammasso

Per ottenere la distribuzione della massa del gas a partire dalle osseevazioni in X é necessario adottare un modello di distribuzione del gas. Quello piú utilizzato é il cosiddetto  *$\beta$  model*, che afferma che sia il gas che le galassie e la materia oscura si distribuiscono

isotermicamente ed in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso. Abbiamo già verificato nel paragrafo 4.3 che gli ammassi sono in equilibrio idrostatico. Ipotizzando un modello isoterma a simmetria sferica l'equazione dell'equilibrio idrostatico é:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\phi}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \quad (4.1)$$

In cui  $\rho$  é la densità di massa complessiva dell'ammasso. Avendo ipotizzato l'equilibrio termico e quindi una distribuzione di velocità Maxwelliana si ha che  $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_v^2$  e l'energia delle particelle in relazione alla temperatura e alla velocità é data dalla nota relazione:

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\langle m \rangle}{2} \langle v^2 \rangle$$

poi dall'equazione di stato dei gas perfetti  $P = \rho kT / \langle \mu m_p \rangle$  differenziata in  $r$  e sostituendo in (4.1) si ottiene

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{1}{\sigma_v^2} \frac{GM}{r^2} \quad (4.2)$$

Invece per la densità del gas inserendo in (4.1) la  $P = \rho_g kT / \langle \mu m_p \rangle$  e esplicitando  $M(r)$  si ottiene per la densità di massa dell'ammasso:

$$M(r) = -\frac{kTr^2}{G\mu m_p} \left( \frac{d \ln \rho_g}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right)$$

da cui, essendo  $T$  costante, otteniamo:

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{\mu m_p GM}{kT_g r^2} \quad (4.3)$$

combinando le (4.2) e (4.3) si ottiene:

$$\rho_g(r) \propto [\rho(r)]^\beta$$

dove

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_v^2}{kT_g} \quad (4.4)$$

L'indice  $\beta$  dipende dal rapporto tra la temperatura dinamica, misurata da  $\sigma_v$ , e la temperatura del gas  $T_g$ . Inserendo questo risultato nell'approssimazione analitica dei modelli di King otteniamo:

$$\rho_g(r) = \rho_{g0} \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}$$

mentre il profilo proiettato di emissione del gas in banda X é ben descritto da

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

L'emissione X di molti ammassi é ben descritto da questo profilo, utilizzando  $r_c \sim 0.1 Mpc$  e  $\beta \sim 0.65$ . In alternativa  $\beta$  può essere calcolato inserendo le misure di  $T_g$  e  $\sigma_v$  in (4.4) e si ottiene  $\beta$  circa 1. Questa discrepanza non né del tutto chiara, ma é probabilmente dovuta a disomogeneità nella distribuzione del gas e alla non completa isotermità del gas. Il modello rimane comunque valido e permette una stima della massa del gas dell'ammasso con un'accuratezza del 20%.

## 4.8 Cooling Flows

L' ICM emettendo per bremsstrahlung si raffredda e quindi l'equilibrio idrostatico non può essere mantenuto per un tempo indefinito. E' utile definire un tempo scala di raffreddamento per l'ICM dovuto alla bremsstrahlung. Se il gas si raffredda isobaricamente, il cooling time é dato da:

$$t_{cool} = 8.5 \times 10^{10} yr \left( \frac{n_i}{10^{-3} cm^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^8 K} \right)^{1/2}$$

Nella quasi totalitá dei casi si tratta di un tempo superiore all'età dell'universo, cosa che permette l'equilibrio idrostatico nonostante le perdite di energia (che precedentemente non avevamo considerato). Al centro di alcuni ammassi tuttavia, dove aumenta la densitá, il tempo di raffreddamento (cooling) può essere minore del tempo di Hubble, e questo può portare ai cosiddetti cooling flows. Raffreddandosi il gas diminuisce la sua pressione ( $P \propto T$  per un gas perfetto), e questo porta il gas esterno piú caldo (e quindi con pressione maggiore) a fluire al centro dell'ammasso; cosí facendo aumenta ancora la densitá del gas al centro ed il meccanismo si autoalimenta in questo modo. Purtroppo le osservazioni e i modelli teorici ad oggi non sempre sono in accordo. Le osservazioni ci dicono che il gas al centro di certi ammassi é effettivamente piú freddo di quello circostante, ma non é cosí freddo come ci si aspetterebbe da questo meccanismo. La spiegazione piú quotata é che al centro dell'ammasso il gas venga scaldato dai getti radio di un AGN (Active Galactic Nuclei), nucleo galattico alimentato dal disco di accrescimento attorno ad un buco nero supermassiccio di  $10^{8-10} M_{\odot}$ .

## 4.9 Misura della massa: l'effetto di lente gravitazionale

Un fenomeno relativistico di grande importanza é quello della lente gravitazionale. Gli ammassi di galassie fungono da lenti particolarmente massive, perciò il fenomeno del cluster lensing é osservato frequentemente. Verso la metà degli anni Ottanta, furono scoperte delle lunghe strutture a forma d'arco in alcuni ammassi. Tali forme allungate sono vicine ai nuclei degli ammassi e spesso risultano fortemente curve. La natura degli archi fu spiegata dopo la determinazione della loro distanza tramite la spettroscopia. Essi, infatti, sono considerevolmente piú lontani da noi rispetto agli ammassi ai quali appartengono; ciò significa che non sono associati fisicamente agli ammassi, ma che sono l'immagine di galassie di fondo che sono fortemente distorte dall'effetto di lente gravitazionale. Affinché si verichi una tale distorsione dell'immagine, occorre che l'arco sia situato molto vicino al raggio di Einstein dell'ammasso:

$$\theta_e = 28'' .8 \left( \frac{\sigma_v}{1000 km/s} \right)^2 \left( \frac{D_{ds}}{D_s} \right)$$

Attraverso la forma e la posizione degli archi é possibile definire dei modelli molto affidabili per la determinazione della massa dell'ammasso, la sua distribuzione e anche l'ellitticitá. I risultati che si ottengono sono in forte accordo con la massa stimata con l'osservazione della radiazione X o il metodo dinamico. Anche con questo metodo, indipendente dagli altri già visti, si ottiene il risultato che la massa dominante negli ammassi di galassie é quella della materia oscura.



## 4.10 Misura della distanza: effetto Sunyaev-Zeldovich

L'effetto Sunyaev-Zeldovich (SZ) consiste in una modifica dello spettro di corpo nero della radiazione cosmica di fondo (CMB: Cosmic Microwave Background) dovuta all'interazione tra i fotoni della CMB e gli elettroni dell'ICM. Può essere usato per determinare la distanza di un ammasso in combinazione con l'analisi dell'emissione X. Permette una stima indipendente dal metodo del redshift. È anche adatto a determinare la costante di Hubble (almeno a bassi redshift).

La CMB consiste in una radiazione di corpo nero posto a  $T = 2.725$  K, con uno spettro dato dalla nota relazione di Planck:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Lo spettro CMB misurato in direzione del centro di un ammasso di galassie è modificato rispetto a quello di Planck; il grado di deviazione dipende dalla temperatura del gas nell'ammasso e dalla sua densità. Il cambiamento dello spettro della CMB che si osserva nel regime di Rayleigh-Jeans è dovuto allo scattering inverse-Compton: i fotoni guadagnano energia dagli elettroni e cambiano la loro frequenza:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{4kT_e}{m_e c^2}$$

il fatto che lo spettro al di sotto di una certa frequenza diminuisca di intensità e aumenti a frequenze maggiori è dovuto alla conservazione del numero dei fotoni, i quali sono spostati da più bassa energia ad energie maggiori.

La modifica dello spettro avviene nel regime di Rayleigh-Jeans poiché il crossover si trova nella regione delle microonde ( $\nu \approx 218$  GHz) la diminuzione dello spettro a frequenze più basse viene detta *microwave diminution*.

Il cambiamento nell'intensità di radiazione nella CMB è:

$$\frac{|\Delta I_v^{RJ}|}{I_v^{RJ}} \propto n_e L T_g$$

Dove  $L$  è la dimensione lungo la linea di vista e poiché la brillantezza superficiale lungo la linea di vista della radiazione X è:

$$I_X \propto L n_e^2$$

Ipotizzando l'ammasso a forma sferica per cui  $L$  lungo la linea di vista è uguale alla dimensione trasversale  $R = \theta D_A$  si ottiene:

$$D_A = \frac{R}{\theta} \sim \frac{L}{\theta} \propto \left( \frac{\Delta I_v^{RJ}}{I_v^{RJ}} \right)^2 \frac{1}{I_X}$$

Per cui misurando l'effetto SZ, la brillantezza superficiale della radiazione X e conoscendo la temperatura dell'ICM si ottiene la distanza  $D_A$  dell'ammasso.

A basso redshift  $D_A \simeq cz/H_0$  quindi questa formula ci dá anche una stima della costante di Hubble  $H_0$ .

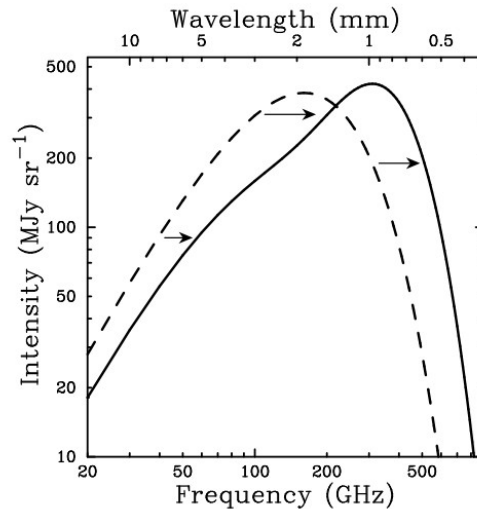


Figura 4.2: Lo spettro della CMB (linea tratteggiata) distorto dall'effetto SZ (linea continua). L'effetto qui mostrato é per un ammasso fittizio 1000 volte piú massivo di un tipico ammasso di galassie (Reese, 2003).

## 4.11 Emissione radio negli ammassi

In banda radio ( $10^7 \leq \nu \leq 10^{11} \text{ Hz}$ ) ciò che vediamo dagli ammassi é principalmente emissione di sincrotrone causata dall'interazione di una popolazione non termica di elettroni relativistici con un campo magnetico. Tale emissione é governata da uno spettro di potenza di intensitá specifica  $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , dove  $\alpha$  é l'indice spettrale ed  $I_\nu$  si misura in  $\text{erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Tipicamente le sorgenti radio extragalattiche hanno  $\alpha \leq 0.8$ , mentre negli ammassi tendono ad irripidirsi ( $\alpha \geq 1$ ).

L'emissione radio degli ammassi é dovuta primariamente all'emissione radio delle singole galassie che compongono l'ammasso. Le piú potenti sorgenti radio si trovano spesso al centro degli ammassi, associate con le galassie dominanti nell'ottico, quali le cD. Tendenzialmente le galassie isolate hanno una struttura radio abbastanza semplice e simmetrica: un'emissione compatta associata col nucleo della galassia, ed una piú estesa e diffusa, di solito a forma di 2 lobi equidistanti dal nucleo che giacciono su una linea passante per quest'ultimo. Negli ammassi le strutture radio delle galassie sono piú complesse e tendono a non essere cosí simmetriche: si va da sorgenti in cui i 2 lobi non sono allineati col nucleo galattico (*bent-doubles* o *wide-angle-tails*) ad altre in cui si ha solo una coda che parte dal nucleo come una cometa, denominate *head-tail* che si suddividono in due classi: *wide-angle-tail* o *narrow-angle-tail*. La spiegazione piú accettata per le *head-tail* é che siano normali radio-galassie che si muovono ad alta velocitá in un gas statico: i getti radio vengono cosí decelerati dalla ram pressure del gas circostante e formano la coda della galassia. Le *wide-angle-tails* sono piú frequenti in galassie otticamente dominanti, come le cD. Il fatto che queste galassie si muovano a velocitá inferiore rispetto alle galassie che ospitano *head-tails* puó essere una conferma del modello con la ram pressure.

Un ulteriore aspetto dell'emissione radio degli ammassi é rappresentato dalle radio-sorgenti diffuse, che non possono essere associate alle singole galassie. Tali sorgenti indicano la presenza di una popolazione non termica di particelle relativistiche e di campi magnetici nell' ICM.

Le sorgenti di emissione radio diffusa sono generalmente classificate in tre categorie:

*aloni, relitti e mini-aloni.* Gli aloni (radio halos) sono sorgenti radio diffuse caratterizzate da una bassa brillantezza superficiale,  $\sim \mu Jarcsec^2$  a  $1.4GHz$ , che permeano la regione centrale dei cluster. I relitti (radio relics) sono sorgenti diffuse simili agli aloni nella loro brillantezza superficiale, nelle loro dimensioni,  $\sim 1Mpc$ , e nello spettro ripido,  $\alpha \geq 1$ . Contrariamente agli aloni, sono situati nelle regioni periferiche dei cluster e sono fortemente polarizzati,  $\sim 20\% \div 30\%$ . I mini-aloni (radio mini-halos) sono sorgenti radio diffuse di piccola estensione,  $\sim 500kpc$ , situate al centro di cooling core clusters. Generalmente, circondano una potente radiogalassia. Le dimensioni totali dei mini-aloni sono comparabili a quelle della regione di cooling degli ammassi che li ospitano.

Sono state proposte diverse teorie sull'origine di queste emissioni radio diffuse, o meglio sull'origine di questa popolazione non termica di elettroni relativistici. La spiegazione piú semplice e quotata é quella per cui questi elettroni provengano dalle sorgenti radio galattiche piú forti dell'ammasso, e che si muovano in un campo magnetico  $B \approx 1\mu G$ , consistente con le osservazioni in banda X.

## 4.12 Relazione di scala Massa-Temperatura

Nello studio delle galassie si sono trovate alcune relazioni empiriche come la Tully-Fischer per le galassie a spirale o la Faber-Jackson per quelle ellittiche. Ci si chiede se é possibile determinare alcune relazioni di scala empiriche anche per gli ammassi di galassie in particolare considerando l'emissione X. Forse la piú solida é la relazione massa-temperatura. La temperatura, determinata con l'emissione X, specifica l'energia termica del gas che sará proporzionale, per un ammasso virializzato (all'equilibrio), all'energia di legame. Possiamo scrivere:

$$T \propto \frac{M}{r_{vir}}$$

Dove  $r_{vir}$  é il raggio viriale cioé il raggio di una sfera la cui densitá é almeno  $\Delta_c \approx 200$  volte la densitá critica dell'universo  $\rho_{cr}$  (densitá che determina il passaggio da un universo chiuso a un universo aperto). La massa dentro questa sfera é la massa viriale ed é data da:

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} \Delta_c \rho_{cr} r_{vir}^3$$

Combinando le due relazioni si ha

$$T \propto \frac{M_{vir}}{R_{vir}} \propto r_{vir}^2 \propto M_{vir}^{2/3} \quad (4.5)$$

Questa relazione é stata testata con le osservazioni e si é ottenuto:  $M = AT^\alpha$  con  $\alpha = 1.48 \pm 0.1$  In ottimo accordo con la relazione 4.5. Da cui possiamo dire che la temperatura dell'emissione X di un ammasso di galassie fornisce una misura molto precisa della massa viriale.

# Bibliografia

- [1] *Peter Schneider, Extragalactic Astronomy and Cosmology. An Introduction, 2006, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.*
- [2] *M. S. Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press, Third Edition (2011).*
- [3] *Erik D. Reese, Measuring the Hubble Constant with the Sunyaev-Zel'dovich Effect, 2003, arXiv:astro-ph/0306073v1.*
- [4] *Daniele Dallacasa, Processi di radiazione e MHD, Dispense.*