

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Proprietà degli ammassi di Galassie**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Ettore Settanni

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

---

Appello II  
Anno accademico 2017-2018

## Sommario

In questa tesi di laurea triennale vengono presentati gli ammassi di galassie, si parlerà inizialmente delle loro caratteristiche generali quali la morfologia e la loro classificazione, per poi passare in rassegna tutte le principali proprietà fisiche che li caratterizzano ed infine si parlerà dei meccanismi di emissione a loro associati.

Gli ammassi di Galassie sono strutture gigantesche legate gravitazionalmente composte da galassie, gas denominato ICM (intra cluster medium) e da materia oscura, queste tre componenti costituiscono rispettivamente il 5% , il 15% e l'80% della massa totale dell'ammasso, la maggior parte degli ammassi ha una massa totale pari a  $M_{tot} \geq 10^{14} - 10^{15} M_{sun}$  .

## ***Indice***

|   |                  |
|---|------------------|
| <b><i>Capitolo 1 Gli ammassi di Galassie.....</i></b>     | <b><i>1</i></b>  |
| 1.1 Ammassi di Galassie.....                              | 1                |
| 1.2 Identificazione degli ammassi .....                   | 1                |
| <b><i>Capitolo 2 Le componenti di un ammasso.....</i></b> | <b><i>3</i></b>  |
| 2.1 I tipi di Galassie .....                              | 4                |
| 2.2 Intra Cluster Medium.....                             | 4                |
| 2.3 Materia oscura .....                                  | 4                |
| 2.4 Classificazione degli ammassi .....                   | 4                |
| <b><i>Capitolo 3 Le proprietà.....</i></b>                | <b><i>6</i></b>  |
| 3.1 La funzione di luminosità delle galassie .....        | 6                |
| 3.2 La distribuzione spaziale delle galassie .....        | 7                |
| 3.3 Calcolo della massa di un ammasso .....               | 9                |
| 3.4 Distribuzione del gas in un ammasso .....             | 10               |
| <b><i>Capitolo 4 Processi di emissione .....</i></b>      | <b><i>11</i></b> |
| 4.1 Bremsstrahlung .....                                  | 11               |
| 4.2 Sincrotrone.....                                      | 12               |
| 4.3 Effetto Sunyaev-Zel'dovich.....                       | 14               |
| <b><i>Riferimenti Bibliografici .....</i></b>             | <b><i>16</i></b> |

# Capitolo 1

## 1.1 Ammassi di galassie

Gli ammassi di galassie sono delle strutture molto estese legate gravitazionalmente ed in una condizione di equilibrio dinamico (vengono considerati dinamicamente rilassati) nell'universo. Questi sono composti da galassie, ICM (Intra Cluster Medium) e materia oscura, questi tre elementi costituiscono rispettivamente il 5%, il 15% e l'80% della massa totale di un ammasso. Gli ammassi hanno una dimensione che varia da 1 Mpc a 10 Mpc, con una massa complessiva di circa  $10^{15}$  masse solari ed una luminosità pari a  $10^{13}$  luminosità solari.

## 1.2 Identificazione degli ammassi

Vi sono due criteri principali per riconoscere un ammasso di galassie dalla fluttuazione statistica nel numero di galassie di sfondo per unità di cielo, le galassie di sfondo si possono trovare sia dietro che davanti ad un ammasso, background per quelle poste dietro e foreground per quelle davanti.

Il primo criterio venne ideato da Abell nel 1958 in cui un gruppo di galassie per poter essere identificato come ammasso deve soddisfare due condizioni:

- 1) deve contenere almeno cinquanta galassie con una magnitudine compresa tra quella della terza galassia più luminosa e la magnitudine di quella più debole di due magnitudini.
- 2) Le cinquanta galassie devono essere distribuite all'interno del raggio di Abell

$$R_{Abell} = \frac{17}{z} \text{ arcmin} = 3 * h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$$

dove  $z$  è il red-shift con un valore compreso tra 0,02 e 0,2,  $h_{50}$  è il valore del parametro di Hubble rapportato a 50 Km/s/Mpc.

Il secondo criterio si deve a Zwicky (ed altri) tra il 1961 e il 1968, questo richiede che vengano soddisfatte le seguenti condizioni:

- 1) Il confine spaziale dell'ammasso deve essere determinato dalla curva che unisce le zone dello spazio con

lo stesso numero di elementi per unità di superficie (definita isopleta), dove la densità superficiale delle galassie scende al doppio del numero delle galassie di sfondo.

2) L'isopleta deve contenere almeno cinquanta galassie entro due magnitudini da quella più brillante.

Quest'ultimo criterio dovuto a Zwicky risulta essere meno restrittivo rispetto al criterio di Abell, infatti i cataloghi di Zwicky contengono molti più ammassi meno ricchi (dove il termine ricchi si riferisce alla ricchezza di un ammasso ossia il contenuto galattico dell'ammasso). Il criterio di Abell permette di valutare più correttamente la ricchezza di un ammasso che è indipendente dalla distanza dall'osservatore, perché viene fissato un raggio apparente entro il quale poter conteggiare le galassie che dipende dalla distanza dell'ammasso stesso.

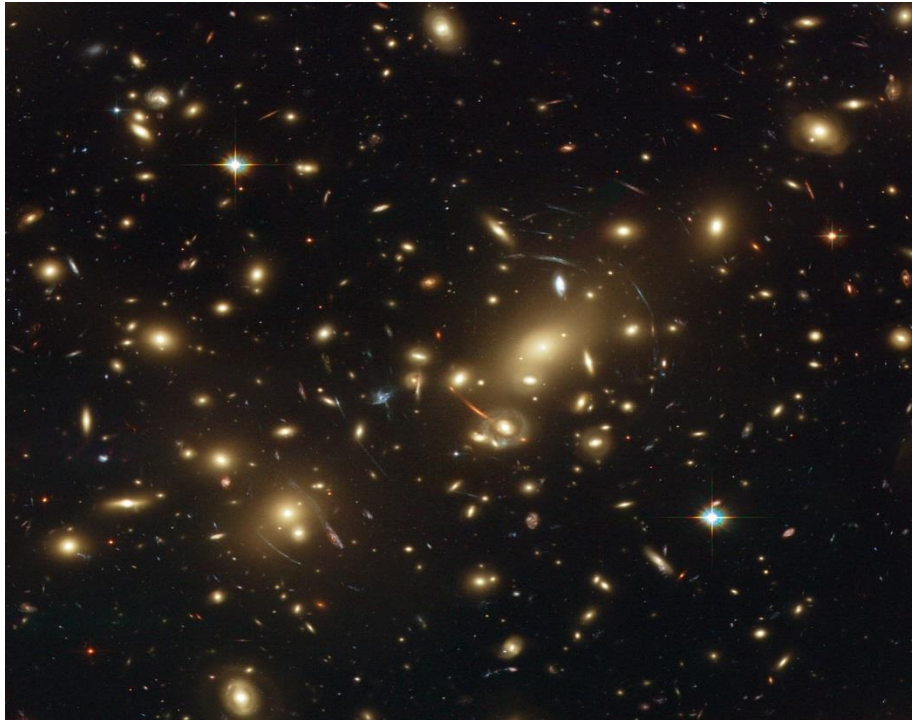


Figura 1: Abell 2218 ripreso dal telescopio spaziale Hubble, situato a circa 2,1 miliardi di anni luce dalla Terra. Credit: NASA, ESA, and Johan Richard (Caltech, USA).

## Capitolo 2

### Le Componenti di un ammasso

#### 2.1 I tipi di Galassie

Le galassie che compongono un ammasso risultano essere differenti rispetto alle galassie di sfondo, ossia quelle che non appartengono ad un sistema gravitazionalmente legato. Questa differenza è dovuta alla percentuale del numero di galassie di un certo tipo che si trovano nell'ammasso e alla morfologia delle galassie. In un ammasso essendo un raggruppamento di galassie ovviamente possiamo trovare diversi tipi di strutture galattiche.

**Le galassie ellittiche, S0 (lenticolari) ed Sp (spirali):** sono le componenti più comuni rispetto a quelle a spirale (Sp) nelle regioni interne degli ammassi regolari (ammassi con simmetria sferica), mentre negli ammassi irregolari prevalgono le galassie a spirale.

Mediante gli studi della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro nelle galassie a spirale degli ammassi si è notato che il gas presente al loro interno risulta essere molto meno rispetto a quello delle Spirali di campo, inoltre anche i loro bracci sono poco definiti ed il loro colore è intermedio tra quello delle S0 e quello delle spirali di campo, questo indica una minore attività di formazione stellare. Van den Bergh nel 1976 definì le galassie a spirale degli ammassi come spirali "anemiche". La teoria che sta alla base di questa suddivisione è dovuta a Spitzer e Baade nel 1951 parte dalla constatazione che le galassie a spirale abbiano molto più gas e tramite la perdita di questo stesso gas queste si trasformino in galassie ellittiche ed S0.

La perdita del gas potrebbe essere dovuta alla collisione tra spirali o in maniera molto più efficace per effetto della *ram pressure* (pressione d'ariete) sull'ICM, è la pressione che risente un corpo che si trova in moto relativo rispetto al fluido in cui è immerso,

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

Con  $\rho$  densità del fluido e  $v$  è la velocità del corpo rispetto al fluido. Un altro meccanismo con la quale avviene la perdita del gas è l'evaporazione, questo meccanismo funziona anche a basse velocità a differenza della ram pressure che è proporzionale al quadrato della velocità.

**Galassie Central Dominant (cD):** vengono chiamate in questo modo nonostante il loro nome è dovuto alla classificazione di

Morgan dove D sta per diffuse. Queste sono galassie ellittiche gigantesche che si trovano principalmente al centro della buca di potenziale dell'ammasso perlopiù ferme e dominano la dinamica dell'ammasso, possono avere due o più nuclei e se si trovano nello stesso alone si parla di galassia a manubrio (*dumbell galaxy*).

## 2.2 Intra Cluster Medium (Gas Intergalattico)

Il gas intergalattico denominato anche ICM è il gas che si trova all'interno di un ammasso di galassie, è costituito principalmente da idrogeno ionizzato HII ed elio, rappresenta la maggior parte del materiale barionico negli ammassi di galassie. Questo gas emette principalmente nella banda X tramite il processo di emissione di Bremsstrahlung. La sua massa è pari a circa il 15 % della massa totale dell'ammasso, ha una temperatura pari a  $T \approx 10^{7-8} K$  ed una densità pari a  $10^{-2} \div 10^{-4} cm^{-3}$ , conoscendo la temperatura e la densità possiamo ricavare il libero cammino medio delle particelle che costituiscono il plasma ossia ioni ed elettroni questo è dato da:

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

Essendo che il libero cammino medio di ioni ed elettroni è minore rispetto alle dimensioni dell'ammasso l'ICM può essere considerato come un fluido collisionale e quindi utilizzare le equazioni dell'idrodinamica per poter descrivere la distribuzione della materia al suo interno. Nell'ICM si ha un'abbondanza di metalli (ossia elementi più pesanti dell'elio) che è pari a un terzo delle abbondanze solari e questo ci induce a pensare che buona parte di questo gas venga prodotto dalle stelle e poi rilasciato mediante le esplosioni di supernovae.

## 2.3 Materia oscura

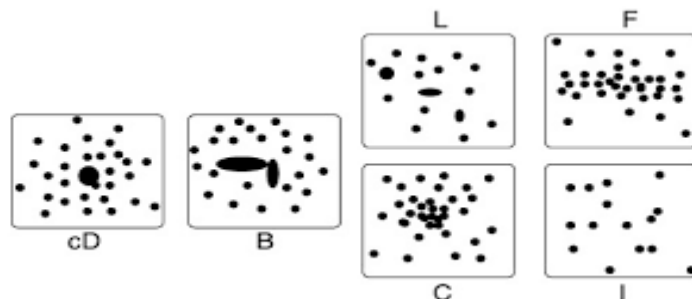
La materia oscura è composta da particelle che sono rilevanti dal punto di vista gravitazionale ma elusive dal punto di vista della radiazione. Tramite le osservazioni in banda X, gli effetti di lensing gravitazionale e le considerazioni dinamiche sul gas è stato trovato che questa costituisce circa l'80 % della massa di un ammasso di galassie essa infatti domina nella massa totale.

## 2.4 Classificazione degli ammassi

Esistono diversi sistemi di classificazione degli ammassi di galassie:

- 1) Classificazione ottica dovuta a George Abell (1958), si ha una distinzione tra ammassi regolari e irregolari. L'ammasso regolare ha una forma simmetrica composto da un nucleo con un'alta concentrazione di galassie (ellittiche ed S0), l'ammasso irregolare ha una scarsa simmetria sferica composto da un nucleo con una bassa concentrazione di galassie e con la presenza di sottostrutture.

- 2) Il sistema di Zwicky et al 1968 studia l'aspetto dell'ammasso e li suddivide in ammassi Compatti, medio-compatti e aperti. Compatti caratterizzati da una singola concentrazione costituita dai membri più brillanti dove almeno dieci appaiono in contatto tra loro, medio-compatti caratterizzati da un'unica concentrazione dove la distanza tra le galassie risulta essere maggiore del loro diametro, negli ammassi aperti invece non compare nessuna concentrazione.
  
- 3) Sistema di Bautz e Morgan 1970 suddividono gli ammassi in Tipo I con una galassia di tipo cD, Tipo II dove le galassie più brillanti sono di tipo intermedio tra le cD e le ellittiche giganti e di Tipo III quelli senza galassia dominante.
  
- 4) Rood e Sastry 1971 classificano gli ammassi giudicando l'aspetto delle galassie centrali più luminose, essi li suddividono in:
  - cD che contengono una galassia cD al centro.
  - Binary che contengono nel loro centro due galassie brillanti che formano un sistema binario.
  - Line con le galassie più luminose allineate.
  - Core dove la distribuzione delle galassie è condensata centralmente.
  - Flat dove le galassie più luminose hanno una distribuzione uniforme.
  - Irregular dove le galassie hanno una distribuzione irregolare
  
- 5) Morgan e Oemler 1974 suddividono gli ammassi di galassie in funzione del loro diverso contenuto di galassie a spirale, S0 ed ellittiche: tipo I ammassi ricchi di spirali, tipo II ammassi poveri di spirali dove sono presenti S0 ed ellittiche, ed infine la classe cD dove al centro si trovano galassie cD.



*Figura 2: Classificazione morfologica ammassi di galassie di Rood e Sastry.*



## Capitolo 3

### Le Proprietà

#### 3.1 La funzione di luminosità delle Galassie

La funzione di luminosità delle galassie descrive la distribuzione delle galassie in un ammasso in funzione della loro luminosità. La funzione di luminosità  $N(>L)$  integrata, fornisce il numero di elementi con una luminosità maggiore di  $L$  mentre quella differenziale  $n(L)dL$  esprime il numero di galassie con una luminosità compresa tra  $L$  e  $L + dL$ . Il suo integrale risulta essere il seguente:

$$N(L) = \int_L^{+\infty} n(L)dL$$

Esistono varie forme funzionali, queste vennero proposte da vari autori per rappresentare l'andamento della funzione  $N(>L)$ . Abell nel 1975 propose la seguente forma:

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

Dove l'indice di potenza ha un valore  $\alpha=5/8$  per  $L < L^*$  e un valore di  $\alpha=15/8$  per  $L > L^*$ .

Un'altra funzione di luminosità ricavata analiticamente venne proposta da Schechter nel 1976, questa è la funzione più usata e si accorda meglio con le osservazioni degli ammassi di galassie, la formula di Schechter è la seguente:

$$N_{Sche}(\geq L) = N^* \cdot \int_0^{\infty} \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} e^{-\left(\frac{L}{L^*}\right)} d\left(\frac{L}{L^*}\right)$$

Dove  $L^*$  è una luminosità caratteristica mentre  $\alpha$  è l'indice spettrale della curva con un valore di 1,2-1,3 per  $L < L^*$ , ed  $L^* = 10^{11} L_{sun}$ .  $N^*$  invece ha le dimensioni di una densità e rappresenta il numero di galassie con  $L > L^*$  e viene utilizzato per la normalizzazione della funzione, che come abbiamo visto è una legge di potenza con indice  $\alpha$  con un cut-off esponenziale ad alte luminosità.

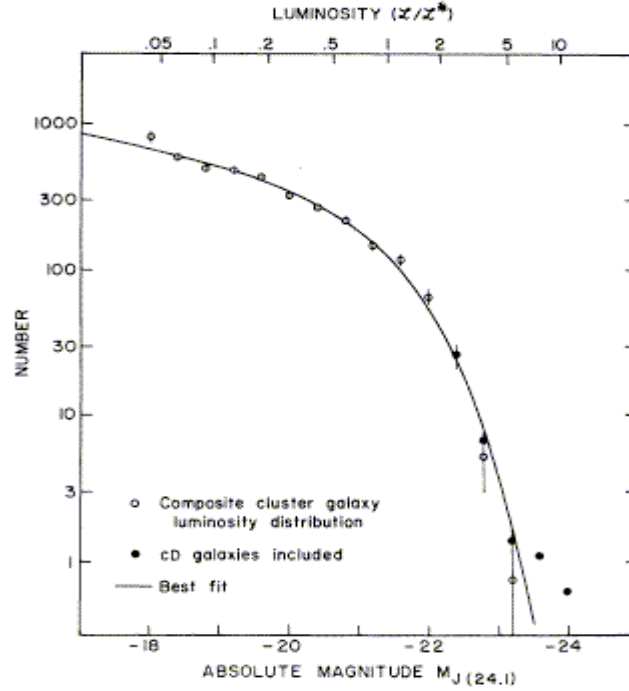


Figura 3: Fitting dei dati sperimentali della funzione di Schechter.

### 3.2 La distribuzione spaziale delle Galassie

La maggior parte degli ammassi di galassie regolari presenta una distribuzione di densità concentrata nel nucleo dell'ammasso, infatti avvicinandosi verso il centro dello stesso si ha un aumento della densità numerica di galassie. Se l'ammasso non ha una simmetria molto ellittica possiamo supporre una distribuzione delle galassie a simmetria sferica. Possiamo osservare solo la distribuzione di densità proiettata sulla volta celeste questa è data da:

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

Dove  $n(r)$  è la densità numerica delle galassie,  $R$  è la distanza dal centro della proiezione  $N(R)$  ed  $R_{max}$  è il raggio dell'alone dell'ammasso che solitamente tende ad infinito. Mediante l'utilizzo della formula di inversione di Abell possiamo ottenere la densità  $n(r)$  data la proiezione sulla volta celeste:

$$n(r) = \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int_r^\infty \frac{dN}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

Noi non possiamo osservare nessuna funzione della proiezione ma semplicemente osserviamo dei punti lungo la linea di vista in cui sono localizzate le galassie. Per poter

definire la distribuzione spaziale delle galassie di un ammasso si utilizzano principalmente due modelli dinamici. Modelli isotermi ed il modello di King.

**Modelli isotermi:** questi modelli sono basati sull'assunzione che la distribuzione delle velocità delle particelle massive di un ammasso segua la distribuzione di Maxwell, ossia che il sistema sia in equilibrio dinamico e che la temperatura non dipenda dal raggio quindi la distribuzione spaziale delle galassie segue un *modello di sfera isoterma*. All'equilibrio dinamico il gradiente della pressione è uguale all'accelerazione gravitazionale questo è dato da:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}$$

Dove  $\rho(r)$  è la distribuzione di densità che mette in relazione la massa media  $\langle m \rangle$  delle particelle con la densità numerica dell'ammasso;  $M(r)$  è la massa dell'ammasso con raggio pari ad  $r$ . differenziando la formula scritta pocanzi otteniamo la formula di Lane-Emden:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0$$

La pressione e la densità sono legate tra loro dalla legge dei gas perfetti  $P=nkT$ , dove  $k$  è la costante di Boltzmann. La temperatura invece è legata alla dispersione di velocità delle particelle

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

Dove  $\langle v^2 \rangle$  rappresenta la velocità media. Se  $T$  o  $\langle v^2 \rangle$  sono indipendenti dal raggio si ha:

$$\frac{dP}{dr} = \frac{kT}{\langle m \rangle} \frac{d\rho}{dr} = \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \frac{d\rho}{dr} = \sigma_v^2 \frac{d\rho}{dr}$$

Con  $\sigma_v^2$  dispersione della velocità unidimensionale. Questa va sostituita nell'equazione di Lane-Emden e si ha:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2 \sigma_v^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0$$

Una particolare soluzione analitica di quest'ultima equazione è la distribuzione di densità denominata *sfera isoterma singolare*:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2}$$

Questa densità diverge per  $r$  che tende a zero ed una massa totale infinita.

**Modello di King:** questo è un modello semplice ed è valido nelle regioni centrali degli ammassi ricchi e si compone di due semplici equazioni:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}$$

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1}$$

Dove  $r_c$  è il raggio del nucleo dell'ammasso, questo è definito come il raggio al quale la densità proiettata risulta essere la metà di quella centrale ed ha una dimensione di circa 0,2 Mpc, mentre  $\Sigma_0 = 2\rho_0 r_c$ .

In questo caso la massa totale dell'ammasso e quindi il numero di galassie divergono logicamente.

### 3.3 Calcolo della massa di un ammasso

Per poter calcolare la massa di un ammasso di galassie si deve valutare se l'ammasso si trova in equilibrio idrostatico. Per prima cosa calcoliamo la velocità del suono indicata con  $C_s$ , questa rappresenta la velocità di propagazione di una perturbazione nell'ICM, questa è data da

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma kT}{\mu m_p}} \sim 1000 \frac{km}{s}$$

Dove abbiamo considerato che la temperatura dell'ICM è circa pari a  $10^8 K$  e  $\mu \approx 0.63$  è la massa molecolare media considerando che l'ICM ha una mistura simile a quella solare, infine  $\gamma = 4/3$  per un gas monoatomico relativistico. Avendo calcolato la velocità del suono possiamo ora calcolare il tempo scala dinamico, ossia l'intervallo di tempo necessario alla perturbazione per attraversare l'ammasso, questo è:

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

Dove  $2R_a = 1Mpc$  è il diametro dell'ammasso, questo tempo risulta essere molto minore rispetto all'età dell'universo quindi gli ammassi possono essere considerati come sistemi all'equilibrio.

Dal tempo scala dinamico possiamo anche ricavare il tempo di rilassamento a due corpi nel caso in cui si abbia una simmetria sferica considerando il numero di galassie N:

$$t_{ril} = t_{cross} \frac{N}{\ln N}$$

Il tempo di rilassamento risulta essere molto maggiore rispetto all'età dell'universo quindi possiamo considerare gli ammassi come sistemi non collisionali all'equilibrio.

Considerando le ipotesi di un sistema a simmetria sferica isoterma, autogravitante quindi in equilibrio, mediante il teorema del viriale  $2T+W=0$ , possiamo ottenere una stima della massa dinamica totale, dove T rappresenta l'energia cinetica del sistema e la W l'energia potenziale.

L'energia cinetica è data da:

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

In cui  $\sigma_v$  è la dispersione di velocità viriale. Per un sistema isoterma la distribuzione di velocità è rappresentata da una maxwelliana senza correlazione tra le componenti delle velocità e per il teorema dell'equipartizione si ha che le componenti spaziali delle velocità sono uguali:

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

con  $\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$  la dispersione di velocità radiale.

L'energia potenziale è data da:

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

In cui  $r_g = 2(\sum_i m_i)^2 \left( \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1}$  è il raggio gravitazionale, qui compaiono  $m_i, m_j$  che rappresentano le masse delle galassie mentre  $r_{ij}$  rappresenta la separazione tra le galassie proiettata sulla volta celeste.

Tramite queste formule otteniamo la massa totale di un ammasso:

$$M_{tot} = \frac{3r_g \sigma_r^2}{G} \approx 10^{15} M_{sun} \left( \frac{\sigma_r}{1000 \text{ Km/s}} \right)^2 \left( \frac{r_g}{\text{Mpc}} \right)$$

Confrontando la massa appena ottenuta con la luminosità ottica Zwicky trovò che la maggior parte della massa non è dovuta alle galassie ma alla materia oscura.

### 3.4 Distribuzione del gas in un ammasso

La distribuzione del gas viene spesso descritta dai  $\beta$ -model, questi partono dalle assunzioni che il profilo di densità della materia totale contenuta in un ammasso sia descritta da una distribuzione isoterma (temperatura del gas indipendente dal raggio) e che siano in equilibrio idrostatico come verificato nel paragrafo 3.3 per il calcolo della massa totale.

Considerando il modello isoterma a simmetria sferica per gli ammassi di galassie abbiamo tutte le quantità dipendenti dal raggio, quindi avremo:

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}$$

Dove  $\Phi$  rappresenta il potenziale gravitazionale,  $\rho_g$  la densità del gas presente nell'ammasso, ed  $M(r)$  è la massa contenuta nel raggio  $r$ .

Essendo all'equilibrio termico l'energia delle particelle in relazione alla temperatura è data da:

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

con  $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_v^2$ .

Per la densità totale si ha che:  $\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{1}{\sigma_v^2} \left( \frac{GM}{r^2} \right)$ .

Ora esprimendo la pressione in funzione della temperatura mediante l'equazione dei gas perfetti dove  $P = \frac{\rho_g kT}{\mu m_p}$  otteniamo la massa in funzione della distanza radiale  $M(r)$ :

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

Essendo  $T$  costante si ottiene:

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{kT_g} \frac{GM}{r^2}$$

Se mettiamo a confronto quest'equazione con quella relativa alla densità totale otteniamo  $\rho_g(r) \propto [\rho(r)]^\beta$  dove

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_v^2}{kT_g}$$

L'indice  $\beta$  dipende dal rapporto tra la temperatura dinamica misurata tramite la dispersione delle velocità, e la temperatura del gas stesso. Infine inserendo questo risultato nell'approssimazione di King per la distribuzione di massa isoterma otteniamo:

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

Con  $\rho_g(0)$  densità del gas centrale.

## Capitolo 4

### Processi di emissione

#### 4.1 Bremsstrahlung

Gli ammassi di galassie sono le sorgenti extragalattiche più luminose nella banda dei raggi X, con una frequenza compresa tra  $10^{16}$  e  $10^{19}$  Hz questi hanno una luminosità caratteristica pari a  $L_X \approx 10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ . Questa emissione X essendo estesa spazialmente possiamo affermare che non proviene dalle singole galassie dell'ammasso, infatti essa è dovuta all'ICM diffuso che ha una temperatura  $T = 10^8 \text{ K}$  ed una densità di atomi pari a  $n \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ . Queste caratteristiche descrivono l'emissione di Bremsstrahlung termica denominata anche emissione free-free perché si hanno cariche libere sia prima che dopo l'emissione. Il processo di Bremsstrahlung è dovuto all'accelerazione degli elettroni nel campo coulombiano di un'altra carica solitamente uno ione di carica positiva. L'interazione tra elettrone e ione fa perdere parte dell'energia cinetica all'elettrone che decelerando emette un fotone. L'emissività specifica, ossia l'energia che viene emessa nell'unità di tempo, di volume e di frequenza, a causa della bremsstrahlung è:

$$J_{br}(\nu, T) = \frac{32\pi e^6}{3 m_e c^3} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}(\nu, T)$$

Questa numericamente sarà pari a:

$$J_{br}(\nu, T) = 6,8 \cdot 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}(\nu, T)$$

Dove  $n_e$  ed  $n_i$  sono rispettivamente le densità numeriche degli elettroni e degli ioni,  $g_{ff}(\nu, T)$  è il fattore di Gaunt dovuto alla meccanica quantistica. L'emissività bolometrica è data da:

$$J(T) = \int J_{br}(\nu, T) d\nu \propto T^{\frac{1}{2}} n_e n_i$$

Quest'emissione implica che l'ICM si trovi in equilibrio termico ossia abbia una temperatura costante, questo ci viene confermato anche dall'osservazione di forti righe di emissione in banda X soprattutto di Fe a circa 7KeV, questa riga viene osservata grazie alle abbondanze chimiche dei metalli simili a quelle solari e all'equilibrio termico. La presenza dei metalli nell'ICM è dovuta alle stelle in quanto queste li espellono mediante le esplosioni di supernovae (SNIa).

Il tempo scala di raffreddamento dell'ICM dovuto alla bremsstrahlung è:

$$t_{cool} = 8.5 \cdot 10^{10} \left( \frac{n_e}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^8 \text{K}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Questo tempo nella maggior parte dei casi è maggiore rispetto all'età dell'universo, quindi permette l'equilibrio idrostatico.

Quando il tempo di raffreddamento risulta minore del tempo di Hubble si ha un fenomeno denominato cooling flow. Nelle regioni centrali quando il gas si raffredda diminuisce la sua pressione, quindi il gas esterno che risulta più caldo fluisce verso l'interno aumentandone la densità del gas. Per la maggior parte dei casi il cooling flow non è verificato e si suppone che il gas al centro dell'ammasso venga riscaldato dagli AGN (Active Galactic Nuclei).

## 4.2 Sincrotrone

Osservando gli ammassi di galassie in banda radio ossia una frequenza compresa tra  $10^7$  e  $10^{11}$  Hz, quello che vediamo è principalmente emissione di sincrotrone. Questa è dovuta all'interazione di particelle relativistiche non termiche con un campo magnetico. L'emissione di sincrotrone ha una distribuzione a legge di potenza  $J_s(\nu) \approx N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha}$  dove  $\alpha$  è l'indice spettrale che indica la pendenza della distribuzione, le sorgenti radio extragalattiche hanno un indice  $\alpha \approx 0.8$  mentre per gli ammassi di galassie questo tende ad irripidirsi dove  $\alpha \geq 1$ .

L'emissione di sincrotrone è dovuta alle singole galassie che compongono l'ammasso. Le più potenti sorgenti di radiazione radio si trovano spesso al centro degli ammassi spesso associate con le galassie dominanti nell'ottico soprattutto le cD. Le galassie isolate hanno un'emissione compatta associata al nucleo della galassia ed una più estesa e diffusa, quest'ultima solitamente ha la forma di due lobi equidistanti dal nucleo stesso. Mentre negli ammassi di galassie si hanno delle strutture radio più complesse e asimmetriche, e si dividono in base alla posizione dei lobi rispetto al nucleo galattico:

Sorgenti in cui i due lobi non sono allineati con il nucleo (*wide-angle-tails*) queste sono più frequenti nelle cD. Poi si hanno le sorgenti (*head tail*) che presentano una coda come le comete che parte dal nucleo, queste sono radio-galassie che si muovono ad alta velocità in un gas statico, muovendosi ad alta velocità si ha che i getti radio a causa



della ram pressure vengono decelerati formando la coda della galassia.

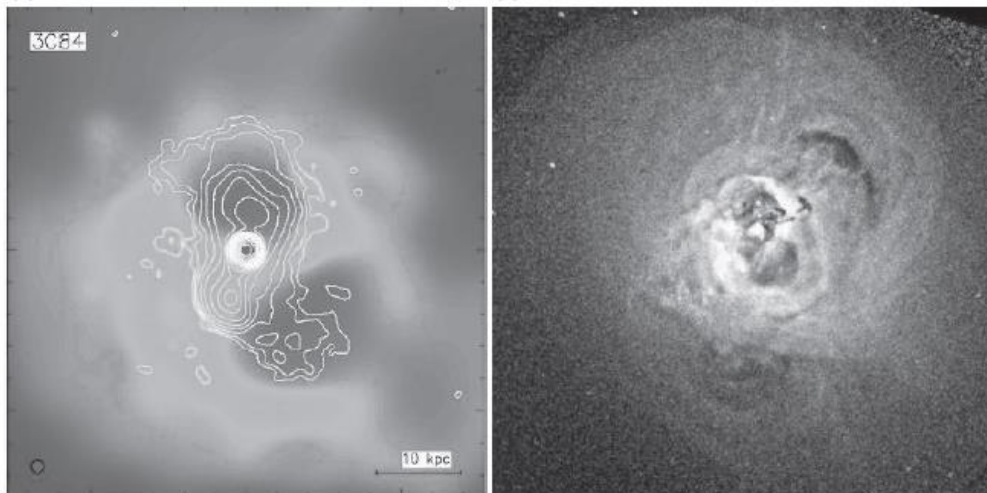
Un ulteriore aspetto dell'emissione radio degli ammassi sono le sorgenti radio diffuse queste vengono classificate in tre categorie principali:

**Aloni:** sorgenti radio diffuse con una bassa brillantezza superficiale presenti nella regione centrale degli ammassi,

**Relitti:** sono sorgenti simili agli aloni e situati nelle regioni periferiche degli ammassi e fortemente polarizzati.

**Mini-aloni:** sorgenti radio diffuse con dimensioni ridotte situate al centro del nucleo di raffreddamento e circondano una potente radiogalassia.

Le emissioni radio diffuse provengono dalle sorgenti radio più potenti dell'ammasso muovendosi in un campo magnetico di circa  $1\mu G$  consistente con le osservazioni in banda X.



(A)

(B)

Figura 4: regione centrale dell'ammasso di Perseo osservata dal telescopio Chandra X-ray. (A) le regioni centrali dell'ammasso mostrano le cavita create dai lobi radio. (B) si osservano i vari aspetti causati dall'espansione dei lobi radio(Fabian et al.2000)

### 4.3 Effetto Sunyaev-Zel'dovich

L'effetto Sunyaev-Zel'dovich è dovuto all'interazione degli elettroni altamente energetici dell'ICM con i fotoni della CMB (Cosmic Microwave Background) tramite il processo di scattering Inverse Compton, causando uno shift dello spettro di corpo nero della CMB ad energie superiori. La CMB corrisponde ad una radiazione di corpo nero con una temperatura  $T=2,73K$ .

Questo effetto può essere utilizzato per la stima della distanza di un ammasso in combinazione con l'analisi

dell'emissione X, e per determinare la costante di Hubble per bassi redshift. Lo spettro della CMB è dato da:

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

Questo misurato nella direzione del centro dell'ammasso risulta essere modificato rispetto a quello di Planck questa modifica dipende dalla temperatura e dalla densità del gas dell'ammasso.

Nel regime di Rayleigh-Jeans ossia a basse frequenze i fotoni guadagnano energia dagli elettroni e si spostano a frequenze maggiori, il cambiamento di frequenza è dato da:

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

In questo regime quindi si ha la modifica dello spettro di corpo nero della CMB, la frequenza di crossover si trova nella regione delle microonde dove  $\nu \approx 218 \text{ GHz}$ .

La variazione dell'intensità di radiazione nella CMB è:

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

Dove L è la dimensione dell'ammasso lungo la linea di vista e considerando che la brillantezza superficiale lungo la linea di vista della radiazione X è:

$$I_X \propto L n_e^2$$

Possiamo ottenere la distanza dell'ammasso ipotizzando che esso abbia una simmetria sferica dove L è uguale alla dimensione trasversale  $R = \theta D_A$  quindi otteniamo:

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

Se siamo a basso redshift si ha  $D_A \approx cz/H_0$  dove  $H_0$  è la costante di Hubble.

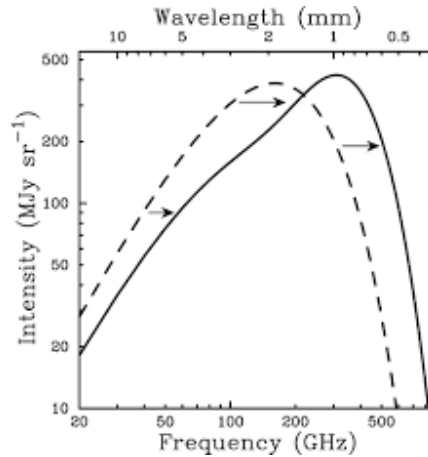


Figura 5: distorsione dello spettro di corpo nero della CMB causato dall'effetto Sunyaev-Zel'dovich

## **Riferimenti Bibliografici**

- [1] Daniele Dallacasa, Processi di radiazione & MHD, Dispense.
- [2] Peter Schneider, Extragalactic Astronomy and Cosmology, 2006, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg
- [3] M. S. Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press, Third Edition 2011
- [4] L.S. Sparke and J. Gallagher, Galaxies in the Universe:an introduction, Second edition 2007, Cambridge University Press
- [5] Carla & Roberto Fanti, Una finestra sull'universo "Invisibile", Bologna 2012