

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Astronomia

**PROPRIETÀ DEGLI
AMMASSI DI
GALASSIE**

Tesi di Laurea in Astronomia

Relatore:
Chiar.mo Prof.
DANIELE DALLACASA

Presentata da:
NICOLA RIGHETTO

Sessione II
Anno Accademico 2018/2019

Introduzione

Gli ammassi di galassie sono sistemi gravitazionalmente legati, tra i piú grandi nell'universo. Essi non contengono solo galassie, ma anche gas, comunemente noto come ICM o Intra-Cluster Medium e materia oscura, che costituiscono rispettivamente il 15 e l'80 per cento della massa totale, lasciando quindi un "misero" 5 per cento alla materia stellare. L'universo é costellato di ammassi galattici, la Via Lattea stessa é parte del Gruppo Locale, che incorpora oltre ad essa M31 (Andromeda), M33 (Triangolo), le Nubi di Magellano e altre galassie piú piccole.

Data la natura complessa delle interazioni gravitazionali, la loro enorme dimensione e le peculiaritá spettrali, i relativi processi di emissione e la dinamica interna degli ammassi sono accuratamente studiati da molti anni dal punto di vista osservativo e simulativo, dal momento che un'analisi approfondita del comportamento degli ammassi galattici é fondamentale per la realizzazione e la taratura degli attuali modelli cosmologici, dal momento che gli ammassi sono un ottimo indice della distribuzione di materia barionica e oscura nell'universo, la cui comprensione su larga scala permette di ricavare informazioni su come si é evoluto l'universo fino ad oggi e come si comporterá in futuro.

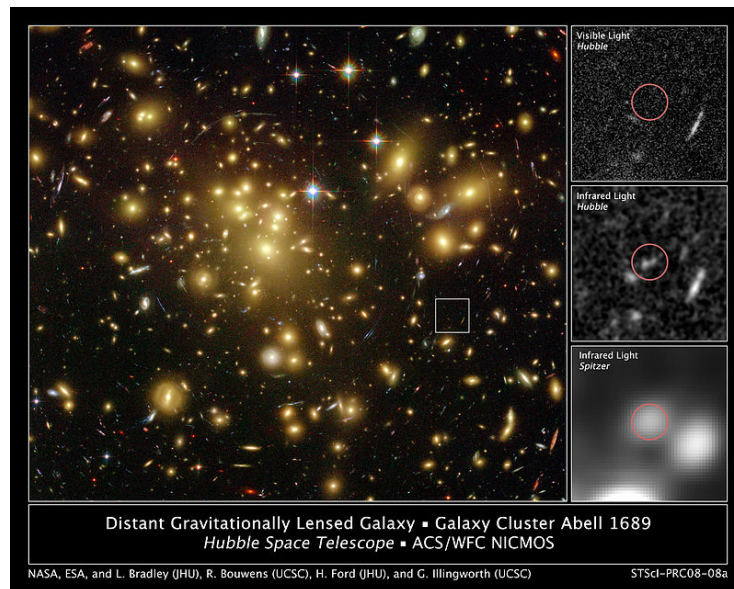


Figura 1: Immagine ottica dell'ammasso Abell 1689, in cui si puó notare la presenza di una debole galassia, A1689-zD1, le cui misurazioni spettroscopiche hanno determinato un redshift fotometrico $z \approx 7.6$, uno dei piú grandi mai osservati. Tale galassia risulta visibile grazie all'effetto di lensing gravitazionale dovuto all'enorme massa del cluster ($\approx 10^{14-15} M_{\odot}$), che ha "piegato" e amplificato la debolissima radiazione proveniente da essa, emessa appena qualche centinaio di milioni di anni dopo il big bang.

Indice

Introduzione	i
1 Gli Ammassi di galassie	1
1.1 Cenni sugli ammassi galattici	1
1.2 Criteri di identificazione	1
1.2.1 Criterio di Abell	1
1.2.2 Criterio di Zwicky	1
2 Componenti degli ammassi	2
2.1 Galassie	2
2.1.1 Galassie ellittiche, S0 e a spirale	2
2.1.2 Galassie central dominant (cD)	3
2.2 Gas intergalattico (ICM)	3
2.3 Materia oscura	4
3 Classificazione degli Ammassi	4
3.1 Morfologia	4
3.1.1 Parametri di Abell	4
3.1.2 Categorie di Zwicky	5
3.1.3 Rapporti di Oemler	5
3.2 Classificazione di luminosità	5
3.2.1 Classificazione di Bautz-Morgan (1970)	6
3.2.2 Classificazione di Rood-Sastry (1971)	6
4 Proprietá degli ammassi	7
4.1 Funzione di luminosità	7
4.2 Distribuzione delle galassie	8
4.2.1 Modello isoterma	8
4.2.2 Modello di King	8
4.3 Stima della massa: Metodo dinamico	9
4.3.1 Massa mancante	10
4.4 Stima della distanza: Effetto Sunyaev-Zel'dovich	10
4.5 Distribuzione del gas intergalattico	11
4.6 Distribuzione della materia oscura	13
4.7 Processi di emissione	14
4.7.1 Emissione termica	14
4.7.2 Emissione non termica	14

4.7.3 Cooling flows	15
Bibliografia	16

Capitolo 1

Gli Ammassi di galassie

1.1 Cenni sugli ammassi galattici

Gli ammassi di galassie, come brevemente riportato nell'introduzione precedente, sono le strutture piú grandi osservate nell'universo. Si tratta di sistemi legati dalla forza di gravitá e in larga parte all'equilibrio, caratterizzati da tre componenti principali:

- Galassie
- ICM (Intra-Cluster Medium)
- Materia oscura

Queste tre componenti costituiscono rispettivamente il 5, il 15 e l'80 % della massa totale del sistema.

1.2 Criteri di identificazione

Per catalogare correttamente gli ammassi galattici senza confondersi con eventuali galassie poste molto avanti o indietro (foreground e background) rispetto all'ammasso preso in esame esistono due criteri, elaborati da Abell e da Zwicky. Per essere classificato come ammasso, é richiesto che l'addensamento rispetti le condizioni seguenti, a seconda del criterio usato:

1.2.1 Criterio di Abell

1. Contenere almeno 50 galassie di magnitudine compresa tra quella della terza galassia piú luminosa e quella piú debole di due magnitudini;
2. Contenere le sopracitate 50 galassie entro il *Raggio di Abell*

$$R_a = \frac{1.7}{z} \text{ arcmin} \quad (1.1)$$

1.2.2 Criterio di Zwicky

1. Il confine dell'ammasso deve essere determinato dall'isopleta corrispondente a una densitá di galassie doppia alla densitá delle galassie di background;

2. Tale confine deve contenere almeno 50 galassie di luminosità compresa entro due magnitudini da quella della più luminosa.

Il criterio di Zwicky fornisce cataloghi più ampi, ma quello di Abell permette di valutare in maniera più esatta il numero di galassie contenute negli ammassi, essendo una caratteristica indipendente dalla distanza dell'ammasso stesso, di cui la condizione del Raggio di Abell tiene conto.

Capitolo 2

Componenti degli ammassi

2.1 Galassie

Le galassie di ammasso, essendo contenute in un sistema gravitazionalmente legato, presentano delle caratteristiche morfologiche e dinamiche ben definite che le distinguono nettamente da quelle libere di back/fore ground, inoltre anche le percentuali di galassie di un certo tipo sono diverse tra ammassi e sistemi non legati.

2.1.1 Galassie ellittiche, S0 e a spirale

Negli ammassi regolari, le galassie ellittiche e lenticolari (S0) sono molto comuni nelle regioni centrali degli ammassi, più delle galassie a spirale, mentre vale il contrario fuori dagli ammassi e per ammassi irregolari. Mediante analisi spettroscopica della riga 21 cm dell'idrogeno neutro, si è osservato che il gas presente nelle galassie a spirale da ammasso è sensibilmente meno di quello presente nelle galassie a spirale standard. Inoltre, nelle galassie a spirale di ammasso, i bracci a spirale sono poco definiti e il loro colore è meno blu delle spirali di campo, ciò è sinonimo di scarsa formazione stellare in questo tipo di galassie. Secondo una teoria (Spitzer, Baade, 1951), le galassie a spirale hanno molto più gas all'inizio, nel momento in cui lo perdono, evolvono in S0 o ellittiche. La perdita di gas potrebbe verificarsi in presenza di urti tra galassie o, più frequentemente, dall'effetto della pressione d'ariete (ram pressure) sul mezzo intergalattico, ovvero la pressione subita da un corpo (galassia) in moto relativo rispetto al fluido (ICM) in cui è immerso

$$P_{ram} = \rho v^2 \quad (2.1)$$

dove ρ é la densit  del mezzo e v la velocit  relativa della galassia rispetto al mezzo. Tale mezzo di rimozione funziona prevalentemente ad alte velocit , ma ne esiste un altro, efficiente anche a basse velocit , dato dall'evaporazione. Infatti, l'ICM ha mediamente una temperatura di $\approx 10^{7\div 8}$ K, di molto superiore a quella dell'ISM (10^2 nelle regioni HI e 10^4 K nelle regioni HII), di conseguenza, il mezzo interstellare, immerso nell'ICM, viene riscaldato per conduzione molto pi  velocemente di quanto non possa raffreddarsi, perci  la sua temperatura e l'energia aumentano notevolmente e i gas tendono a fuggire dalla galassia.

2.1.2 Galassie central dominant (cD)

Le galassie cD sono una sottocategoria delle BCG, consistono in enormi galassie ellittiche circondate da un alone molto esteso. Sono molto brillanti e massicce. Esse non sono modellizzabili da nessuna funzione di luminosit  generale che descrive il profilo di luminosit  delle galassie standard. Inoltre, mediante analisi cinematica delle galassie satelliti, si é stimato che la massa tipica di questa classe di BCG é nell'ordine di $M_{cD} \approx 10^{13} M_{\odot}$. Secondo alcune teorie (Sarazin, 1958), la formazione delle cD é imputabile a fenomeni di fusione/cannibalismo tra galassie pi  piccole oppure a fenomeni di alimentazione da flussi di gas verso il centro, denominati "Cooling Flows". Le galassie cD appartengono a una famiglia pi  numerosa, chiamata BCG (Brightest Cluster Galaxies), ovvero galassie giganti che occupano il centro della buca di potenziale degli ammassi compatti e regolari e sono le pi  luminose dell'intero sistema. Un esempio é dato da M87 (Virgo A), la colossale galassia ellittica che domina il vicino ammasso della Vergine.

2.2 Gas intergalattico (ICM)

Il mezzo intergalattico é il gas che rappresenta il 15 % della massa di un tipico ammasso galattico e costituisce la maggior parte di materia barionica del sistema. É dominato da fenomeni di emissione di bremsstrahlung in banda X. Da misurazioni effettuate in questa banda spettrale e dalla sua distribuzione, si é dimostrato che la temperatura media dell'ICM si attesta, come gi  citato in precedenza, attorno a $\approx 10^{7\div 8}$ K (equivalente ad un'energia termica di $E_t \approx 8 \div 10$ KeV). Queste considerazioni ci permettono di affermare che il gas intergalattico sia un plasma termico composto da ioni ed elettroni, di densit  nell'ordine di 10^{-3} cm^{-3} , da cui si pu  stimare il libero cammino medio delle particelle:

$$l_e = l_i \approx 23 \text{ kpc} \left(\frac{T_g}{10^8 \text{ K}} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (2.2)$$

Si osserva che con i parametri sopra definiti, l_e é minore delle dimensioni dell'ammasso, quindi l'ICM pu  essere trattato come un plasma collisionale e descritto dalle equazioni dell'idrodi-

namica per trattare la sua distribuzione di materia interna. L'abbondanza di metalli nell'ICM é pari a circa $\frac{1}{3}$ di quella solare, per cui si suppone che il gas, in larga parte, abbia origine galattica, a seguito di esplosioni di *supernova*. Una parte dell'ICM potrebbe anche essere stato catturato dalla buca di potenziale dell'ammasso nelle regioni circostanti all'ammasso.

2.3 Materia oscura

La maggior parte della materia che compone gli ammassi ($\approx 80\%$) non é mai stata osservata in nessuna banda spettrale, tuttavia la sua influenza é ben osservabile in fenomeni come il *lensing gravitazionale*. Tale materia é detta *materia oscura* in quanto non emette alcun tipo di radiazione elettromagnetica, ma conserva tuttavia gli effetti gravitazionali della materia barionica. La materia oscura rappresenta quindi una percentuale considerevole della massa di un ammasso galattico.

Capitolo 3

Classificazione degli Ammassi

3.1 Morfologia

3.1.1 Parametri di Abell

George Abell, nel 1958, propose una prima classificazione morfologica degli ammassi, distinguendo tra ammassi regolari, simmetrici e con nucleo molto concentrato, ricco di galassie ellittiche e lenticolari (S0) e ammassi irregolari, asimmetrici con nucleo molto rado e soggetto a sub-clustering. Definí i seguenti parametri:

- **Parametro di Ricchezza:** Dato dal numero di galassie fino a due magnitudini di distanza dalla terza galassia piú brillante. Comprende sei gruppi di ricchezza, da 0 a 5, caratterizzati dal numero di galassie:
 - Gruppo 0: 30 – 49
 - Gruppo 1: 50 – 79
 - Gruppo 2: 80 – 129
 - Gruppo 3: 130 – 199

- *Gruppo 4*: 200 – 299
- *Gruppo 5*: > 300

- **Parametro di Compattezza**: Dato dalla distanza delle galassie dal centro gravitazionale, considerando che devono esserci almeno 50 galassie entro 1 – 2 Mpc dal centro
- **Parametro di Distanza**: Dato dalla distanza dell'ammasso dall'osservatore, che tipicamente si attesta nel range compreso tra 30 e 900 Mpc, anche se diverse osservazioni astronomiche hanno confermato l'esistenza di ammassi di distanza superiore a 1.5 Gpc.

3.1.2 Categorie di Zwicky

Fritz Zwicky invece, nel 1968, definisce tre categorie di ammassi:

- **Compact Clusters**: Costituiti da galassie brillanti molto concentrate, con almeno dieci elementi in contatto visivo tra loro;
- **Medium-open Clusters**: Costituiti da galassie concentrate, con separazione confrontabile ai diametri delle galassie stesse;
- **Open Clusters**: Costituiti da galassie senza alcuna concentrazione evidente.

3.1.3 Rapporti di Oemler

Augustus Oemler, nel 1974, classificò i cluster secondo il rapporto tra galassie ellittiche (E), lenticolari (S0) e spirali (S) contenute in essi. Definì tre classi, in base al rapporto E:S0:S, come segue:

- **cD**: Caratterizzati da un rapporto 3:4:2
- **Spiral-rich**: Caratterizzati da un rapporto 1:2:3
- **Spiral-poor**: Caratterizzati da un rapporto 1:2:1

3.2 Classificazione di luminosità

La distribuzione delle luminosità ottica degli ammassi è catalogata secondo due criteri, in base alle proprietà delle galassie contenute.

3.2.1 Classificazione di Bautz-Morgan (1970)

La classificazione B-M é basata sulle proprietà della galassia piú luminosa dell'ammasso, in relazione alle altre galassie presenti, e opera una suddivisione in tre tipi principali, piú altri intermedi:

- **Tipo B-M I:** Ammassi che contengono al centro una galassia cD che domina in luminosità;
- **Tipo B-M II:** Ammassi che contengono una galassia dominante dalle caratteristiche intermedie tra cD ed ellittiche di grandi dimensioni;
- **Tipo B-M III:** Ammassi senza galassie dominanti, in cui figurano diverse tipologie intermedie.

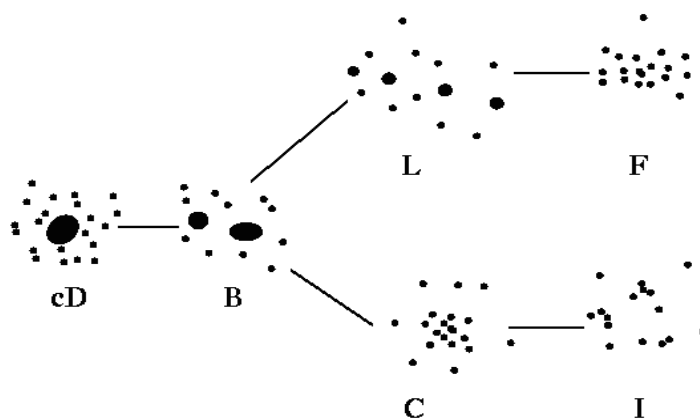


Figura 3.1: Classificazione di Rood-Sastry

3.2.2 Classificazione di Rood-Sastry (1971)

La classificazione R-S, mostrata in figura 3.1, si basa sulle dieci galassie piú luminose dell'ammasso e sulla loro distribuzione spaziale, suddividendo gli ammassi in sei categorie:

- **Tipo cD:** Ammassi che contengono al centro una galassia cD dominante (*supergiant*);
- **Tipo B:** Ammassi in cui é presente un sistema binario di galassie dominanti;
- **Tipo L:** Caratterizzati da tre galassie dominanti disposte in linea retta;

- **Tipo C:** Presenza di almeno quattro galassie tra le piú dominanti al centro dell'ammasso, in una struttura a nucleo;
- **Tipo F:** Ammassi con distribuzione piatta delle galassie;
- **Tipo I:** Caratterizzati da una distribuzione irregolare della materia, senza strutture definite.

Capitolo 4

Proprietá degli ammassi

4.1 Funzione di luminositá

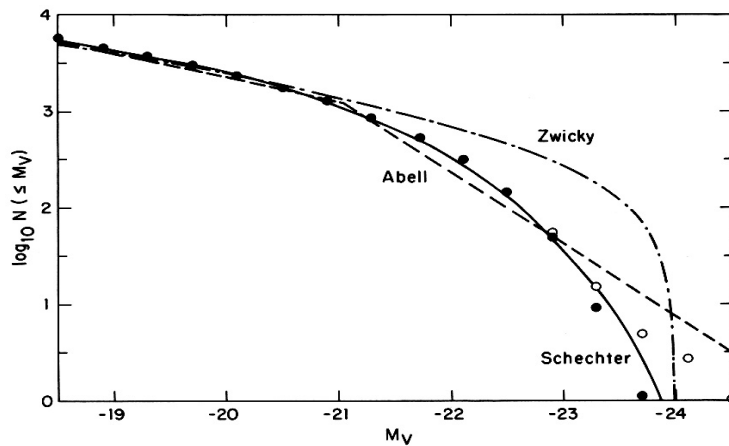


Figura 4.1: Profili di luminositá degli ammassi galattici. Il profilo di Schechter é dato dalla linea nera continua

In astronomia, la funzione di luminositá definisce la distribuzione numerica delle galassie in base alla loro luminositá. Scritta in forma differenziale $n(L)dL$, rappresenta il numero di galassie di luminositá compresa in $[L, L + dL]$. Esistono alcune relazioni storiche, proposte da Abell (1957) e Zwicky (1975), tuttavia la relazione piú comunemente usata oggi é data dalla *funzione di Schechter*, nella forma $n(x)dx = \phi^* x^\alpha e^{-x} dx$

$$n(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha e^{-\left(\frac{L}{L^*}\right)} \left(\frac{dL}{L^*} \right) \quad (4.1)$$

dove, per un campo di galassie, Φ^* rappresenta la densità numerica di normalizzazione e α rappresenta l'indice della distribuzione. Rispettivamente hanno valori tipici di $\Phi^* = 1.2 \times 10^{-2} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ e $\alpha = -5/4$. Se ne può osservare l'andamento in figura 4.1.

4.2 Distribuzione delle galassie

Tipicamente, le galassie tendono ad addensarsi nelle regioni interne degli ammassi, la loro distribuzione si può approssimare in buona misura a una distribuzione sferica. Conoscendo il profilo di densità numerica $\rho(r)$, la sua proiezione bidimensionale nel cielo è data da

$$\Sigma(R) = 2 \int_R^{R_{max}} \frac{r \rho(r) dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (4.2)$$

Viceversa, conoscendo la proiezione celeste e la simmetria sferica della distribuzione, mediante la formula di inversione di Abel, si può scrivere

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d\Sigma}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad (4.3)$$

Non esiste alcuna funzione $\Sigma(R)$ analitica, si può solo definirla nei punti dove si trovano le singole galassie, per cui è necessario adottare modelli che descrivano le distribuzioni di densità sotto opportune assunzioni. Due modelli che spiegano la distribuzione della materia sono quello *isotermo* e quello di *King*.

4.2.1 Modello isotermo

Il modello isotermo assume che le particelle che compongono il sistema (le galassie, nel nostro caso), siano termalizzate, ovvero che seguano una distribuzione di velocità di tipo Maxwelliana. Dall'osservazione delle velocità radiali delle componenti mediante analisi spettroscopica, si è osservato che tale assunzione è corretta. Si assume inoltre che la temperatura delle galassie non dipenda dalla distanza dal centro, ottenendo quindi un modello di *sfera isoterma*.

4.2.2 Modello di King

Il modello di King fornisce un'ottima approssimazione analitica della distribuzione di galassie nelle regioni centrali degli ammassi ricchi e compatti, è costituito da due equazioni

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (4.4)$$

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.5)$$

ρ_0 corrispondente alla densità nel centro del cluster, r_c è il raggio del core, definito come il raggio per cui il valore della densità proiettata corrisponde alla metà del valore proiettato nel centro ($\rho(r_c) = \frac{1}{2}\Sigma_0$). per r_c si hanno tipicamente valori di $0.1 \div 0.2$ Mpc.

Per grandi distanze, si osserva che $\rho(r) \approx \rho_0 \left(\frac{r}{r_c}\right)^{-3}$, per cui la massa diverge con andamento logaritmico. Per ovviare a questa seppur lenta, ma inesorabile divergenza, il modello deve essere troncato ad un raggio finito.

4.3 Stima della massa: Metodo dinamico

Per calcolare la massa complessiva del sistema, bisogna verificare l'ipotesi di equilibrio idrostatico calcolando la velocità del suono e verificando che sia compatibile con la trasmissione di perturbazioni in tutto il sistema in tempi accettabili. Per l'ICM assumiamo i seguenti valori: $T = 10^8$ K, $\mu \approx 0.63$ (approssimativamente simile alla composizione solare), $\gamma = 4/3$ (gas monoatomico relativistico) e verifichiamo che:

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma k_b T}{\mu m_p}} \approx 10^3 \text{ Km s}^{-1} \quad (4.6)$$

calcolando ora il tempo dinamico che la perturbazione impiega ad attraversare l'ammasso

$$t_{dyn} = \frac{2R_a}{C_s} \approx 10^9 \text{ yrs} \quad (4.7)$$

che essendo minore del tempo di Hubble, è compatibile con l'assunzione di sistema omogeneo in equilibrio idrostatico indipendente dalle condizioni iniziali. Calcolando ora il tempo di rilassamento gravitazionale a due corpi, osserviamo che:

$$t_{2b} = t_{dyn} \frac{N}{12 \ln N} \quad (4.8)$$

per cui possiamo dire che per la tipica abbondanza di galassie negli ammassi, il t_{2b} è superiore all'età dell'universo e fa degli ammassi dei sistemi non collisionali all'equilibrio. Assumendo ora che il sistema sia a simmetria sferica, autogravitante, isoterma, in cui la distribuzione di massa è la stessa delle galassie, dal Teorema Viriale $2T + W = 0$ possiamo stimare la massa. Scriviamo l'energia cinetica:

$$T = \frac{1}{2} M_{cl} \sigma_v^2 \quad (4.9)$$

La dispersione di velocità viriale, dall'assunzione di modello isoterma, si può scrivere $\sigma_v^2 = 3\sigma_r^2$, essendo il sistema governato da una distribuzione di velocità Maxwelliana e valendo il teorema di equipartizione. σ_r è la misura della dispersione delle velocità radiali. Vediamo ora l'energia potenziale:

$$W = -\frac{GM_{cl}^2}{r_g} \quad (4.10)$$

$$r_g = 2 \left(\sum_i m_i \right)^2 \left(\sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right) \quad (4.11)$$

con m_i la massa di una galassia e r_{ij} la separazione tra due galassie. Dalle precedenti equazioni si ricava infine

$$M_{cl} = \frac{3R_g \sigma_r^2}{G} = 7 \times 10^{14} M_\odot \left(\frac{\sigma_v}{10^3 \text{ Km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{R_g}{1 \text{ Mpc}} \right) \quad (4.12)$$

che per i parametri assunti in precedenza ($\sigma_r \approx 10^3 \text{ Km s}^{-1}$ e $R_g \approx 1 \text{ Mpc}$), fornisce una massa di $M_{cl} \approx 10^{15} M_\odot$

4.3.1 Massa mancante

Calcolando la massa media delle singole componenti, per il valore tipico del numero N di galassie per ammasso, si ottiene $m = M_{cl}/N \approx 10^{13} M_\odot$, che è notevolmente grande. Facendo il rapporto massa - luminosità, per una luminosità di ammasso tipica di $L \approx 10^{13} L_\odot$, tale rapporto supera quello delle galassie ellittiche di un ordine di grandezza. Nel 1933, Zwicky concluse che tutta questa materia non può essere contenuta nelle galassie, ponendo il problema della materia mancante. tale materia è appunto la materia oscura, l'80 % dell'intero ammasso.

4.4 Stima della distanza: Effetto Sunyaev-Zel'dovich

L'effetto Sunyaev-Zel'dovich è il risultato della *comptonizzazione* (interazione per scattering Inverse Compton) della CMB, la radiazione cosmica di microonde. L'interazione con gli elettroni del gas intergalattico ad alta temperatura cinetica provoca lo spostamento dello spettro di corpo nero della CMB verso energie superiori. Questo effetto, combinato con le analisi in banda X, permette di stimare la distanza dell'ammasso in esame. Un fotone scatterato da un elettrone per Inverse Compton cambia la sua frequenza secondo la relazione

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{4k_b T_e}{m_e c^2} \quad (4.13)$$

Lo spettro quindi si impoverisce a bassa energia e diventa piú popolato a energie maggiori, conservando il numero di fotoni. Tale shifting avviene in regime Raileigh-Jeans, il crossover tra i due spettri, per temperature tipiche dell'ICM, avviene alla frequenza di 217 GHz. Data I_ν^{RJ} l'intensitá di corpo nero della CMB a $T = 2.725$ K, nella forma

$$I_\nu^{RJ} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{k_b T} - 1} \quad (4.14)$$

la sua variazione é data da

$$\frac{|\Delta I_\nu^{RJ}|}{I_\nu^{RJ}} \propto n_e L T_g \quad (4.15)$$

dove L rappresenta la dimensione dell'ammasso lungo la linea di vista. La brillanza superficiale X lungo la linea di vista é data da

$$I_X \propto L n_e^2 \quad (4.16)$$

Approssimando l'ammasso come una distribuzione sferica, in cui L corrisponde alla dimensione trasversale $R = \theta D_A$, si ricava

$$D_A = \frac{R}{\theta} \approx \frac{L}{\theta} \propto \left(\frac{\Delta I_\nu^{RJ}}{I_\nu^{RJ}} \right)^2 \frac{1}{I_X} \quad (4.17)$$

Misurando quindi l'effetto SZ, la brillanza superficiale X dell'ammasso e conoscendo la temperatura dell'ICM, si puó stimare la distanza dell'ammasso galattico.

4.5 Distribuzione del gas intergalattico

Mediante l'analisi delle emissioni in banda X, tramite opportuna modellizzazione, é possibile mappare la distribuzione dell'ICM all'interno degli ammassi compatti e regolari, in cui si ha un picco nel centro dell'ammasso, per poi calare gradualmente verso le regioni periferiche. Ció diventa piú difficile per ammassi irregolari, data la presenza di diverse regioni di addensamento, dove il gas é soggetto a riscaldamento per onde d'urto, con relativi picchi di luminositá X. Un modello utile a studiare la distribuzione di materia é il cosiddetto *β model*, secondo cui tutte le tre componenti di un ammasso si distribuiscono in equilibrio idrostatico e isotermicamente nella buca di potenziale associata. Assumendo la simmetria sferica e data ρ la densitá complessiva, scriviamo l'equazione di equilibrio idrostatico:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = - \frac{d\phi}{dr} = - \frac{GM}{r^2} \quad (4.18)$$

In equilibrio isotermico, le velocità seguono una distribuzione Maxwelliana, per cui vale $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_r^2$, per cui l'energia media delle particelle é data da $\frac{3}{2}k_bT = \frac{1}{2}\langle m \rangle \langle v^2 \rangle$. Sostituendo la derivata rispetto a r dell'equazione dei gas perfetti in (4.18), si ottiene

Sostituendo la derivata rispetto a r dell'equazione dei gas perfetti in (4.18), si ottiene

$$\frac{d \ln p}{dr} = -\frac{1}{\sigma_r^2} \frac{GM}{r^2} \quad (4.19)$$

Sostituendo invece direttamente l'equazione dei gas perfetti in (4.18), si ottiene

$$M(r) = -\frac{k_b T r^2}{G \mu m_p} \left(\frac{d \ln \rho_g}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right) \quad (4.20)$$

che fornisce, data T costante,

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{k_b T} \frac{GM}{r^2} \quad (4.21)$$

Alla fine di tutto, osserviamo che

$$\rho_g(r) \propto \rho(r)^\beta \quad (4.22)$$

dove β , che rappresenta il rapporto tra la temperatura dinamica delle galassie e quella del gas, vale

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{k_b T g} \quad (4.23)$$

possiamo ora inserire questi parametri nel modello di King, per ottenere le equazioni

$$\rho_g(r) = \rho_{g0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (4.24)$$

$$\Sigma(R) \propto \left[1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad (4.25)$$

Il parametro β , calcolato dai parametri di temperatura e velocità osservati, per $r_c \approx 0.1$ Mpc, vale $\beta \sim 1$, mentre se tarato appositamente per fittare le osservazioni X, vale $\beta \sim 0.65$, il che é una discrepanza non del tutto, trascurabile, ma che comunque consente misurazioni di massa dei gas intergalattici con un'accuratezza del 20%.

4.6 Distribuzione della materia oscura

Navarro, Frenk e White (1997), mediante l'utilizzo di simulazioni *N-body* ad alta risoluzione, dimostrarono che gli aloni di materia oscura che avvolgono galassie e clusters sono universalmente descritti con ottima precisione da un profilo a doppia legge di potenza a simmetria sferica, il *Profilo NFW*. Tale profilo ha la seguente formula analitica:

$$\rho(r) = \rho_{crit} \frac{\delta_{char}}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (4.26)$$

dove $r_s = R_{200}/c$ é il raggio scala dell'ammasso, con R_{200} definito come il raggio viriale, a cui corrisponde una densitá 200 volte superiore alla densitá critica dell'universo al tempo del collasso dell'alone, data da $\rho_{crit} = \frac{3H(z)^2}{8\pi G}$ e δ_{char} é la sovradensitá caratteristica, parametro adimensionale definito come

$$\delta_{char} = \frac{\Delta_{vir}(z)\Omega_m}{3} \frac{c^3}{(\ln(1+c) - c/(1+c))} \quad (4.27)$$

c é il *parametro di concentrazione*, che vale $c = 20 \div 40$ per aloni intergalattici, Δ_{vir} un parametro in funzione di $\Omega_m(z)$, il parametro di densitá di materia al redshift z (tale per cui $\Omega_m(0) = \Omega_m$), fittato dalla relazione

$$\Delta_{vir}(z) = \frac{18\pi^2 + 82(\Omega_m(z) - 1) - 39(\Omega_m(z) - 1)^2}{\Omega_m(z)} \quad (4.28)$$

La massa dell'alone é calcolabile mediante il seguente integrale, sostituendo in $\rho(r)$ e in δ_{char} la (4.26) e la (4.28) e utilizzando il raggio viriale dell'alone

$$M = \int_0^{R_{200}} 4\pi r^2 \rho(r) dr = 4\pi \rho_{crit} \delta_{char} r_s^3 \left[\ln(1+c) - \frac{c}{1+c} \right] = \frac{4}{3} \pi \Delta_{vir} \Omega_m \rho_{crit} R_{200}^3 \quad (4.29)$$

ricordando che $R_{200} = c \cdot r_s$. Si puó quindi definire il potenziale gravitazionale dell'alone

$$\Phi_{NFW}(r) = -\frac{4\pi G \rho_{crit} r_s^3}{r} \ln \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) \quad (4.30)$$

Il profilo NFW presenta alcuni punti tutt'oggi ancora dubbi, tra cui il problema della *cusp-slope* per piccoli valori di r ($\rho \propto r^{-1}$ dal modello, ma osservate pendenze superiori in alcuni casi), ma resta il modello piú adottato per la caratterizzazione degli aloni di materia oscura galattici e intergalattici.

4.7 Processi di emissione

Grazie alle osservazioni con il satellite UHURU, lanciato in orbita nel 1970, si é scoperta l'emissione in banda X nei clusters, motivo per cui oggi gli ammassi galattici sono le piú note sorgenti X di tutto l'universo, con una luminositá X di $\sim 10^{44}$ erg s $^{-1}$.

4.7.1 Emissione termica

Tale emissione nel continuo é data dal gas dell'ICM, che alla temperatura e densitá atomiche viste in precedenza, emette principalmente per *bremssstrahlung termica*, essendo l'ICM un plasma termico (vedi 2.2). La *bremssstrahlung*, altresí detta radiazione di frenamento, si ha quando gli elettroni del plasma vengono frenati dal campo coulombiano di ioni o protoni del plasma stesso, la sua emissivitá specifica in forma numerica é data da:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} Z^2 T^{-1/2} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k_b T}\right) g_{ff}(\nu, T) \quad (4.31)$$

dove n_e e n_i sono le densitá rispettivamente di elettroni e ioni, Z il numero atomico degli ioni e g_{ff} il fattore di gaunt, approssimabile a 1 per frequenze elevate. tale emissivitá (monocromatica) ha come unitá di misura erg s $^{-1}$ cm $^{-3}$ Hz $^{-1}$, ovvero di una luminositá per unitá di volume e per frequenza. In forma bolometrica, integrando la (4.31), diventa:

$$J_{br}(T) = \int_0^\infty J_{br}(\nu, T) d\nu \propto T^{1/2} n_e n_i \quad (4.32)$$

Una prova forte del fatto che l'ICM sia un plasma all'equilibrio termico che emette per *bremssstrahlung* é data dall'osservazione di forti righe in emissione X di metalli ionizzati, in particolare la riga FeXXVI, che dimostra inoltre la natura stellare del gas intergalattico, data l'abbondanza metallica molto simile a quella delle stelle. Ciò permette di supporre che tale gas abbia avuto origine da fenomeni di supernova.

4.7.2 Emissione non termica

Negli ammassi galattici si osservano, oltre alle emissioni X, delle emissioni in banda radio. Esse sono compatibili con processi di *sincrotrone*, dovuti alla presenza di una popolazione di elettroni relativistici (non termica) interagenti con dei campi magnetici diffusi. L'emissivitá di sincrotrone di una popolazione di elettroni relativistici N_0 a una data frequenza ν e campo magnetico H é caratterizzata da uno spettro a legge di potenza di indice α , del tipo:

$$J_s(\nu) \propto N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (4.33)$$

negli ammassi, le radiosorgenti hanno indici spettrali molto ripidi ($\alpha \geq 1$). Le principali radiosorgenti di ammasso sono le singole galassie, che possono essere caratterizzate da un nucleo attivo (AGN), di cui spesso le galassie cD fanno parte. Normalmente, queste galassie hanno una struttura radio semplice, con una sorgente associata al nucleo e due lobi estesi, simmetrici e opposti, che talvolta appaiono deformati per effetto della ram pressure (vedi 2.1). Oltre alle radiogalassie, negli ammassi si trovano anche le cosiddette radiosorgenti *diffuse*, classificate in tre categorie:

- *Halos*: Caratterizzati da bassa brillantezza superficiale, popolano le regioni centrali degli ammassi;
- *Mini halos*: Circondano radiogalassie molto potenti e si trovano solitamente nei core cluster in raffreddamento. Di piccola estensione, comparabile alla regione di raffreddamento che li contiene;
- *Relics*: Simili agli halos nelle dimensioni e nella brillantezza, caratterizzati da forte polarizzazione della radiazione ($\approx 20\%$), si trovano nelle regioni esterne degli ammassi.

4.7.3 Cooling flows

L'emissione di bremsstrahlung comporta il raffreddamento dell'ICM, per cui non si può dire di avere equilibrio idrostatico per tempi indefiniti. Conoscendo i parametri di densità e temperatura e Gaunt introdotti in 2.2, si può definire il tempo di raffreddamento come

$$t_{br} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e g_B} T^{1/2} \text{ yrs} \approx 6 \times 10^{10} \text{ yrs} \quad (4.34)$$

da cui si osserva che, nonostante le perdite energetiche, un ammasso di galassie non si raffredda praticamente mai. Tuttavia, nelle regioni ad alta densità, il tempo di raffreddamento risulta inferiore anche al tempo di Hubble, per cui queste regioni si raffreddano più velocemente e la loro pressione interna diminuisce, permettendo al gas circostante più caldo di fluire nelle regioni interne dell'ammasso, aumentando nuovamente la densità e alimentando il processo in un ciclo a feedback positivo. Non sempre però le osservazioni combaciano con questa spiegazione, a volte non si osservano questi flussi, perché le regioni interne non sono così fredde. Si suppone quindi che ci sia un meccanismo di riscaldamento dell'ICM, potenzialmente dovuto a getti radio emessi dalla materia del disco di accrescimento che circonda un buco nero supermassivo di massa paragonabile a $\approx 10^{9 \div 10} M_{\odot}$.

Bibliografia

- [1] Daniele Dallacasa, *Processi di Radiazione e MHD*, Dispense.
- [2] Hannu Karttunen, Pekka Kroger, Heikki Oja, Markku Poutanen, Karl Johan Donner, *Fundamental Astronomy*, 2016, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [3] Peter Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology, an Introduction*, 2006, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [4] Craig L. Sarazin, *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies*, 1988, Cambridge University Press.
- [5] Julio F. Navarro, Carlos S. Frank, Simon D.M. White, *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*, 1997, Max Planck Insitute Press.