

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:
Patrick Bigi

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Anno Accademico 2018-2019

Sommario

Gli ammassi di galassie sono i sistemi gravitazionalmente legati più grandi che si possano studiare in astrofisica. Essi giocano un ruolo fondamentale nella cosmologia essendo, di fatti, i luoghi di maggiore concentrazione di materia, sia barionica che oscura. Quest'ultima può essere studiata a fondo negli ammassi, nei quali rappresenta l'80% della massa totale e produce le lenti gravitazionali più grandi che esistono. Poichè ospitano decine, a volte centinaia di galassie, offrono l'ambiente perfetto per indagare la dinamica e l'evoluzione di questi sistemi, nonchè il modo in cui questi interagiscono con un mezzo nel quale sono immersi, il mezzo intra-cluster, il quale determina alcune caratteristiche peculiari nell'emissione e nella struttura di questi giganteschi oggetti.

Indice

1	Introduzione storica	1
2	Criteri, componenti e classificazione	1
2.1	Criteri	1
2.2	Componenti	2
2.2.1	Galassie	2
2.2.2	ICM	2
2.2.3	Materia Oscura	3
2.3	Classificazione	3
3	Proprietà	5
3.1	Funzione di luminosità	5
3.2	Distribuzione della materia	6
3.2.1	Distribuzione delle galassie	6
3.2.2	Distribuzione del gas	7
3.3	Massa dinamica dell'ammasso	8
3.4	Relazione massa-temperatura	9
4	Processi radiativi	10
4.1	Bremsstrahlung	10
4.2	Riga a 7keV del Fe	11
4.3	Sincrotrone	11
4.4	Effetto Sunyaev-Zeldovich	12
4.5	Cooling Flow	14

1 Introduzione storica

Il primo riferimento ad un ammasso di galassie risale al 1784, quando Charles Messier pubblicò un catalogo di quelle che al tempo venivano chiamate *nebulæ*, notandone una concentrazione nella costellazione della Vergine che corrisponde, di fatti, all'omonimo ammasso di galassie. L'anno successivo, Friedrich Herschel suggerì la possibilità che il sistema solare si trovasse a sua volta in un sistema non dissimile dalle migliaia di *nebulæ* che avrebbe catalogato negli anni successivi della sua vita. Tra queste erano annoverate le due Nubi di Magellano, M31 (Andromeda) e altri due sistemi che fanno parte del Gruppo Locale, un gruppo di circa 30 galassie nel quale risiede la Via Lattea. Tuttavia il dibattito sulla natura galattica/extragalattica di questi oggetti si trascinò per oltre un secolo, durante il quale vennero catalogate altre decine di *nebulæ*, senza mai capire la vera natura di questi oggetti.

Quando nel 1936 Edwin Hubble scoprì le cefeidi, trovando un modo per determinare la distanza delle *nebulæ*, si poterono finalmente distinguere sorgenti dentro e fuori dalla nostra galassia. Così quelle che prima venivano identificate come concentrazioni di nebulose, presero il nome di ammassi o di gruppi a seconda del numero di elementi. La comunità scientifica acquisì interesse nei confronti degli ammassi, che vennero classificati e studiati sempre più a fondo, nella loro composizione e nei fenomeni che ne derivano. Oggi sappiamo che gli ammassi sono i sistemi autogravitanti più grandi che esistano, con masse di $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ confinate in volumi tipicamente del diametro di $1 Mpc$ nei quali decine/centinaia di galassie orbitano l'una l'altra facendosi strada in un plasma ad altissima temperatura. Nei prossimi capitoli cerco riassumere alcune delle proprietà più importanti di questi sistemi.

2 Criteri, componenti e classificazione

Per poter studiare gli ammassi fu necessario innanzitutto darne una precisa definizione e distinguere le galassie che vi appartengono da quelle dette "di campo", ovvero che non appartengono a nessun gruppo.

2.1 Criteri

I due principali criteri di identificazione sono dovuti a George Abell (1958) e Fritz Zwicky (1961).

- *Criterio di Abell* : un addensamento di galassie per chiamarsi ammasso deve contenere almeno 50 elementi di magnitudine m compresa tra quella della terza più luminosa m_3 e $m_3 + 2$. Le 50 galassie devono essere contenute nel Raggio di Abell:

$$\theta_A = \frac{1.7}{z} \text{ arcmin} \quad (1)$$

- *Criterio di Zwicky* : un addensamento di galassie per chiamarsi ammasso deve contenere almeno 50 elementi di magnitudine m compresa tra quella della più

luminosa m_1 e $m_1 + 2$. Le 50 galassie devono essere contenute nell'isopleta di densità doppia rispetto alla densità delle galassie di background.

Se quello di Zwicky produce cataloghi più ampi di ammassi, quello di Abell è più accurato e fornisce un numero più preciso di galassie contenute poichè tiene conto della distanza dell'ammasso tramite il redshift z . Gli insiemi di galassie gravitazionalmente legate che non rispettano questi criteri vengono generalmente chiamati *Gruppi*.

2.2 Componenti

Non di sole galassie è composto un ammasso, anzi, rispetto alla massa totale, la componente galattica si ferma al 5%. Un altro 15% è dato dal gas diffuso e ad alta temperatura che permea l'ammasso, chiamato *Intra-Cluster Medium* (ICM), invisibile agli occhi dei primi studiosi di questi oggetti. Il restante 80% è Materia Oscura che interagisce solo per forza gravitazionale e che quindi non emette/assorbe a nessuna frequenza.

2.2.1 Galassie

Le galassie in un ammasso formano un sistema virializzato (se parliamo di ammassi regolari) con dispersioni di velocità comprese tra 300 e 1200 Km/s. Rispetto alla loro tipologia, risulta che negli ammassi regolari le galassie sono per lo più early type (ellittiche e lenticolari) e che le poche spirali presenti sono povere di gas. La causa di questa discrepanza rispetto alle galassie di campo ha diverse spiegazioni. Per esempio, l'alta concentrazione di galassie causa fenomeni di interazione e merging che strappano il gas dalle spirali. Anche il movimento della galassia nell'ICM fa perdere gas a causa della pressione di ariete

$$P = \rho v^2 \quad (2)$$

efficace però solo ad alte velocità. Inoltre, essendo il mezzo intra-cluster molto più caldo del mezzo interstellare, quest'ultimo viene scaldato per conduzione e tende ad "evaporare" dalla galassia.

Esiste una categoria di galassie tipica degli ammassi, denominata *cD* o *central dominant*. Le cD sono enormi galassie ellittiche poste al centro di alcuni ammassi regolari, hanno una massa di circa $10^{13} M_\odot$ e possiedono un alone molto esteso; la loro origine sarebbe dovuta alla fusione di più galassie più piccole (Sarazin, 1958) oppure al processo di *Cooling Flow* dell'ammasso che verrà discusso nel capitolo 4.5.

2.2.2 ICM

L'Intra-Cluster Medium è gas molto rarefatto ($n_e = 10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) ad alte temperature ed alto grado di ionizzazione. Perchè sia in equilibrio idrostatico, il mezzo deve avere velocità del suono

$$c_s = \sqrt{\Gamma \frac{kT}{\mu}} \quad (3)$$

pari alla dispersione di velocità delle galassie, per cui, per gas monoatomico ($\Gamma = 5/3$), $\sigma_g = 1000 \text{ Km/s}$ e massa molecolare media $\mu = 0.63$ come quella solare, otteniamo temperature $T = 10^7 - 10^8 \text{ K}$, confermate dalle osservazioni in banda X dell'emissione di Bremsstrahlung. Sempre in banda X si possono osservare righe di emissione dovute al ferro altamente ionizzato che indicano un'abbondanza di questo elemento pari a circa un terzo di quella solare. Questo implica che il mezzo non può essere primordiale e che è stato arricchito nell'evoluzione dell'ammasso, dopo che una prima popolazione di stelle nelle galassie ha prodotto gli elementi pesanti. Questi sarebbero poi stati espulsi nel mezzo intra-cluster tramite esplosioni di supernova.

2.2.3 Materia Oscura

La presenza di Materia Oscura è stata dedotta a seguito del problema della massa mancante (vedi capitolo 3.3) e, non interagendo con alcun tipo di radiazione, se ne possono misurare gli effetti solo tramite la sua influenza gravitazionale. In molti ammassi, come quello in figura 1, si osservano archi di luce attorno al core dell'ammasso. Effettuando analisi spettroscopiche si scopre che questi archi sono molto più distanti dell'ammasso; sono infatti galassie lontanissime la cui radiazione viene amplificata e distorta dall'effetto dell'enorme massa, dovuta per lo più appunto alla materia oscura. Questo fenomeno, spiegato dalla relatività generale, è conosciuto come lente gravitazionale e gli ammassi ne sono l'esempio più potente.



Figura 1: L'ammasso MACSJ0717.5+3745, catturato dall'Hubble Space Telescope [NASA/ESA]. Questo è uno degli ammassi più massicci conosciuti e infatti genera la più potente lente gravitazionale mai osservata.

2.3 Classificazione

Una prima classificazione, basata sulla morfologia degli ammassi, fu elaborata da George Abell nel 1958, distinguendo tra i già citati *ammassi regolari* e gli *ammassi*

irregolari. I primi, simmetrici e concentrati nel nucleo, possiedono soprattutto galassie E ed S0 e si pensa siano dinamicamente più evoluti dei secondi che possiedono galassie a spirale e hanno sottostrutture asimmetriche (*subclustering*). Lo stesso anno, Abell propose 3 parametri distintivi:

- *Parametro di Ricchezza* : basato sul numero di galassie nell'ammasso, contando dalla terza più luminosa fino a due magnitudini superiori, si distinguono sei gruppi

Gruppo	N galassie	N ammassi (Abell catalog)
0 (gruppi)	< 50	> 1000
1	50-79	1224
2	80-129	383
3	130-199	68
4	200-299	6
5	> 300	1

- *Parametro di Compattezza* : valuta la distanza delle galassie dal centro gravitazionale, quando ce ne sono almeno 50 entro un raggio di 1-2 Mpc.
- *Parametro di Distanza* : dato dalla distanza dell'ammasso dalla Terra, si hanno valori tipici tra 30 e 900 Mpc ma ne sono stati osservati di molto più lontani.

Dalla tabella del parametro di ricchezza notiamo come siano molto comuni ammassi di poche decine di galassie mentre quelli più numerosi sono piuttosto rari.

Se invece ci si basa sulla luminosità dell'ammasso, si può far riferimento a due classificazioni. La prima, presentata Bautz e Morgan nel 1970 distingue 3 tipologie di ammasso:

- **Tipo I** ammassi con una galassia cD al centro che domina in luminosità
- **Tipo II** se c'è una ellittica luminosa ma non dominante
- **Tipo III** se non ci sono galassie particolarmente luminose

La classificazione di Rood-Sastry (1971) è più complessa e tiene conto non solo della luminosità delle galassie centrali ma anche della loro distribuzione nel piano del cielo. Si distinguono in questo caso sei classi:

- **cD** : ammassi dominati da una galassia cD
- **B (binary)** : due grandi ellittiche dominanti
- **L (line)** : ci sono almeno 3 galassie brillanti allineate
- **C (core)** : almeno 4 galassie delle 10 più brillanti formano un nucleo compatto
- **F (flat)** : distribuzione uniforme delle galassie
- **I (irregular)** : non ci sono galassie particolarmente brillanti ed è morfologicamente irregolare

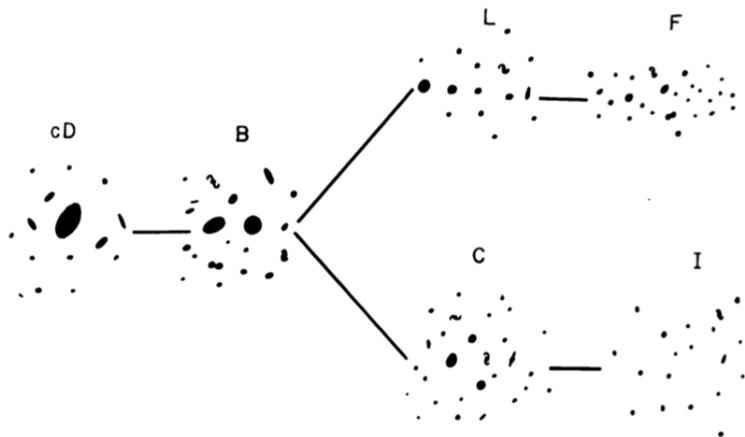


Figura 2: La "Tuning Fork" di Rood-Sastry.

Gli stessi autori di questa classificazione proposero una schematizzazione di queste categorie a "Tuning Fork" (figura 2) che riflette alcune proprietà delle diverse classi.

La prima considerazione, ovvia, è che le dimensioni e la luminosità della galassia più brillante sono massime per ammassi cD e sempre meno rilevanti spostandosi verso le I-F. Le classi del braccio superiore hanno una distribuzione più appiattita di quelle del braccio inferiore, forse sintomo di differenze nel momento angolare o nell'angolo di inclinazione rispetto alla linea di vista. Infine, guardando agli ammassi vicini, le classi "preferite" sembrano essere cD, I ed F, a discapito dei più rari B, C, L.

3 Proprietà

3.1 Funzione di luminosità

La funzione di luminosità è in generale definita come la densità numerica di una certa classe di oggetti (in questo caso le galassie) che abbiano luminosità compresa tra L ed $L + \delta L$. Di per se quindi per costruire una funzione di luminosità basta contare, in un dato intervallo di luminosità, quante galassie dell'ammasso corrispondono a tale intervallo. Si incorre tuttavia in una serie di problemi. Per ottenere la luminosità di una galassia non basta misurare il flusso, è necessario determinare anche la distanza o tramite il redshift cosmologico (galassie lontane) o tramite le candele standard (galassie vicine). Inoltre, per sorgenti lontane, si va incontro al *Malmquist bias*: se una galassia è troppo debole e/o nascosta da una più luminosa non verrà osservata per cui c'è sempre una sottostima del numero di galassie poco luminose di cui tenere conto.

La funzione che riproduce meglio le osservazioni è la *funzione di luminosità di Schechter*:

$$\Phi(L) = \left(\frac{\Phi^*}{L^*}\right) \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp(-L/L^*) \quad (4)$$

dove Φ^* specifica la normalizzazione. Come si può vedere in figura 3, a basse luminosità la funzione decresce (in termini logaritmici) con pendenza α mentre oltre una certa L^* il numero di galassie crolla esponenzialmente.

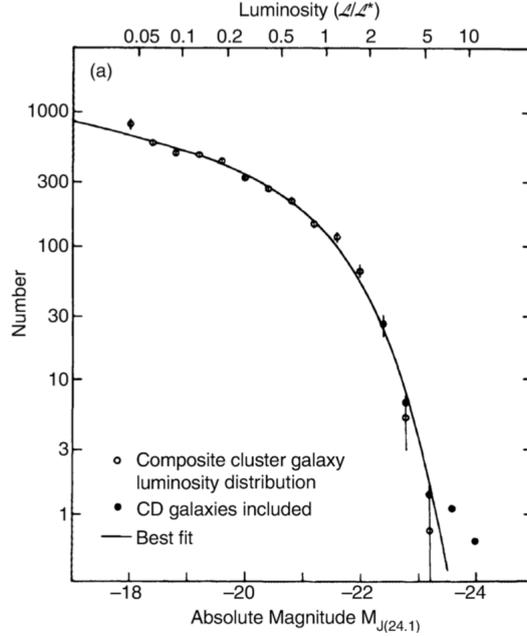


Figura 3: Funzione di Schechter per una serie di dati. Si nota come, se si tiene conto delle galassie cD, il numero di galassie ad alta luminosità devia dalla funzione.

3.2 Distribuzione della materia

3.2.1 Distribuzione delle galassie

Se supponiamo di avere un ammasso regolare di forma sferica, assumiamo che ci sia simmetria centrale e chiamiamo $n(r)$ la densità numerica di galassie. Questa risulta aumentare nelle regioni centrali degli ammassi. Per ottenere $n(r)$ è necessario osservare la proiezione sul piano del cielo

$$\Sigma(R) = 2 \int_R^{R_{max}} \frac{rn(r)dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (5)$$

e quindi, tramite la formula di inversione di Abel, otteniamo la densità in funzione della distanza dal centro:

$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d\Sigma}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad (6)$$

Tuttavia la $\Sigma(R)$ che osserviamo non è una funzione analitica ma una serie di punti a cui corrispondono le galassie. È quindi necessario assumere un modello che

ci fornisca una forma analitica di $n(r)$. Ad esempio, assumendo che il sistema sia virializzato, deve essere soddisfatta l'equazione di equilibrio idrostatico

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2} \quad (7)$$

e le velocità delle galassie devono seguire la distribuzione di Maxwell-Boltzmann con $\sigma_v^2 = kT/m$. Differenziando la (6) ed esplicitando la $M(r)$ si ottiene

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2 dP}{\rho dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0 \quad (8)$$

Dalla legge dei gas perfetti si ha che $P = \frac{kT}{m} \rho = \sigma_v^2 \rho$ per cui la (7) diventa

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\sigma_v^2 r^2 d\rho}{\rho dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0 \quad (9)$$

che non è risolvibile analiticamente ma possiede una soluzione particolare che viene chiamata *sfera isoterma singolare*:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2} \quad (10)$$

Dove la divergenza per $r = 0$ viene risolta imponendo la condizione al contorno $\rho(0) = \rho_0$, cioè una densità piatta al centro dell'ammasso. Rimane il problema di una massa $M(r) \propto r$ che tende all'infinito. Seguendo un altro modello largamente utilizzato, il *modello di King*, abbiamo delle distribuzioni (valide nelle regioni centrali dell'ammasso)

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (11)$$

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (12)$$

dove n_0 e Σ_0 sono le densità al centro dell'ammasso e r_c è il raggio del core che ha tipicamente valore di $0.1 - 0.2 Mpc$. Anche questa soluzione genera una divergenza di massa ma di tipo logaritmico che viene eliminata introducendo dei cut-off superiori per la distribuzione di velocità delle galassie.

3.2.2 Distribuzione del gas

La distribuzione del gas è strettamente legata a quella delle galassie tanto che si suppone che il gas sia isotermico e in equilibrio idrostatico come già assunto per le galassie. Allora, chiamando ρ_g la densità del gas per distinguerla dalla ρ delle galassie, scriviamo

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)}{r^2} \quad (13)$$

Svolgendo calcoli analoghi a quelli effettuati nella sezione precedente otteniamo che

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{k T_g} \frac{GM}{r^2} \quad (14)$$

dove m_p è la massa del protone e T_g la temperatura del gas. Analogamente, per le galassie

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{GM}{\sigma_v^2 r^2} \quad (15)$$

Combinando le ultime due scopriamo che

$$\rho_g(r) \propto [\rho(r)]^\beta \quad (16)$$

dove $\beta = \mu m_p \sigma_v^2 / k T_g$ che esprime il rapporto tra temperatura cinetica delle galassie e temperatura del gas. Ora basta inserire questa dipendenza nel modello di King per ottenere una distribuzione del gas (valido sempre per le regioni centrali dell'ammasso):

$$\rho_g(r) = \rho_{g,0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (17)$$

3.3 Massa dinamica dell'ammasso

Sfruttando i profili di densità appena discussi è possibile risalire alla massa totale dell'ammasso. Calcolando il tempo dinamico, cioè il tempo che impiegherebbe una galassia ad attraversare l'intero ammasso, con $\sigma_v = 1000 \text{ Km/s}$ e $R_a = 1 \text{ Mpc}$ otteniamo

$$t_{dyn} = \frac{2R_a}{C_s} \simeq 10^9 \text{ yr} \quad (18)$$

che è minore del tempo di Hubble e quindi, come già fatto in precedenza, assumiamo il sistema virializzato e possiamo sfruttare il Teorema del Viriale, utilizzando

$$T = \frac{M}{2} \langle v^2 \rangle \quad (19)$$

$$U = -\frac{GM^2}{r_G} \quad (20)$$

dove $\langle v^2 \rangle$ è la dispersione di velocità media sulla massa e r_G il raggio gravitazionale. Da $2T + U = 0$ si ottiene quindi

$$M = \frac{r_G \langle v^2 \rangle}{G} \quad (21)$$

Questa può essere scritta in termini di quantità proiettate sostituendo

$$\sigma_v^2 = \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \quad (22)$$

$$R_G = \frac{2}{\pi} r_G \quad (23)$$

otteniamo una stima della massa data da quantità osservabili

$$M = \frac{3\pi R_G \sigma_v^2}{2G} \quad (24)$$

Inserendo i valori tipici $\sigma_v^2 = 1000 \text{ km}^2/\text{s}^2$ e $R_G = 1 \text{ Mpc}$ si ottiene una massa totale di $M = 10^{15} M_\odot$ per ammassi ricchi. Dividendo per il numero di galassie N (~ 100), troviamo una massa media delle galassie di $10^{13} M_\odot$. Se confrontiamo il rapporto massa-luminosità dato da questi numeri, lo troviamo in disaccordo con quello tipico delle galassie early type di almeno un fattore 10. Fu questa discrepanza a far concludere a Zwicky (1933) che gli ammassi dovevano possedere una sostanziale quantità di massa non visibile che fu in seguito identificata nella Materia Oscura.

3.4 Relazione massa-temperatura

Possiamo utilizzare un'altra applicazione del Teorema del Viriale per ottenere una relazione di scala empirica (come per esempio la Faber-Jackson per la relazione $L - \sigma_v$ delle galassie ellittiche) tra la massa e la temperatura dell'ammasso. Si definisce anzitutto il raggio viriale r_{vir} come il raggio che contiene una densità di materia

$$\rho \geq 200\rho_c \quad (25)$$

dove ρ_c è la densità che in cosmologia è necessaria per avere un universo di tipo chiuso. Allora la massa contenuta in questo raggio, detta massa viriale, è

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} 200\rho_c r_{vir}^3 \quad (26)$$

Ora, in un sistema all'equilibrio ci aspettiamo che l'energia termica del gas eguagli il potenziale gravitazionale, per cui possiamo scrivere la relazione di proporzionalità

$$T \propto \frac{M}{r} \quad (27)$$

Combinando le ultime due relazioni, troviamo che

$$T \propto \frac{M_{vir}}{r_{vir}} \propto M_{vir}^{2/3} \quad (28)$$

Si può verificare questa relazione se troviamo metodi indipendenti di stimare massa dell'ammasso e temperatura del gas. Per il primo si può utilizzare la massa dinamica presentata nel capitolo precedente, per quanto riguarda la temperatura, vedremo nel capitolo successivo che può essere ottenuta dalle osservazioni in banda X dell'emissione di Bremsstrahlung. I tentativi effettuati forniscono risultati che seguono una legge di potenza

$$M = 3.57 \cdot 10^{13} M_\odot \left(\frac{kT}{1 \text{ keV}} \right)^{1.58} \quad (29)$$

in buonissimo accordo con la relazione (28).

4 Processi radiativi

4.1 Bremsstrahlung

L'emissione di Bremsstrahlung è la radiazione di particelle cariche accelerate dal campo Coulombiano di altre cariche. La potenza emessa è proporzionale all'inverso del quadrato della massa per cui gli elettroni risultano almeno un milione di volte più efficienti di altre particelle. La potenza dipende anche dalla velocità iniziale dell'elettrone. In un plasma termico abbiamo continue interazioni tra e^- e protoni/nuclei le cui velocità seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann per cui integrando su tutte le velocità traduciamo la dipendenza in termini di temperatura e otteniamo l'emissività specifica di Bremsstrahlung

$$J(\nu, T) = (6.8 \cdot 10^{-38}) T^{-1/2} n_e n_z Z^2 e^{-h\nu/kT} g_{ff}(\nu, T) \frac{erg}{s Hz cm^3} \quad (30)$$

dove n_e ed n_z sono le densità di elettroni e protoni (per idrogeno ionizzato si può scrivere n_e^2) e Z è il numero atomico degli ioni attrattori. Lo spettro di Bremsstrahlung è quindi piatto, poichè non dipende dalla frequenza se non per il cut-off esponenziale e per il fattore di Gaunt $g_{ff}(\nu, T)$, una correzione quantistica che tiene conto, tra l'altro, della distanza a cui avviene l'interazione tra le cariche. L'ICM degli ammassi di galassie è un plasma altamente ionizzato e ad alta temperatura per cui emette per Bremsstrahlung termica. La sua frequenza di cut-off

$$\nu_c = \frac{kT}{h} = \frac{(1.38 \cdot 10^{-16})(10^8)}{6.6 \cdot 10^{-27}} \simeq 10^{18} Hz \quad (31)$$

cade nei raggi X, rendendo gli ammassi di galassie grandi emettitori in questa banda con luminosità

$$L_X = \int_V \int_X J(\nu, T) d\nu dV \quad (32)$$

che raggiunge valori di $10^{45} erg/s$. Le osservazioni ad alta risoluzione degli ammassi non rilevano particolari variazioni di cut-off e/o di luminosità, confermando l'ipotesi che l'ICM abbia una temperatura uniforme e sia quindi all'equilibrio termico.

La Bremsstrahlung rappresenta di gran lunga il meccanismo più efficiente di raffreddamento dell'ICM. Per stimare il tempo di raffreddamento del gas di un ammasso basta dividere la densità di energia degli elettroni per l'emissività di Bremsstrahlung:

$$t^* = \frac{\frac{3}{2}(n_e + n_p)kT}{J_{br}(T)} \simeq \frac{(1.8 \cdot 10^3)}{n_e \bar{g}(T)} T^{1/2} yr \quad (33)$$

che, per temperature di $10^8 K$ e densità $n_e = 10^{-3} cm^{-3}$ fornisce un tempo di raffreddamento superiore all'età dell'universo, motivo per cui tutti gli ammassi di galassie, anche i più antichi, emettono ancora per Bremsstrahlung.

4.2 Riga a 7keV del Fe

Proprio grazie all'equilibrio termico è possibile osservare una serie di righe di emissione dovute alle transizioni bound-bound di atomi altamente ionizzati di ferro. In particolare, gli ioni $FeXXV$ e $FeXXVI$ effettuano transizioni di energia compresa tra 6.5 e $7keV$ a cui per semplicità ci si riferisce parlando di riga a $7keV$ del Fe. Fu osservata per la prima volta nell'ammasso di Perseo (vedi figura 4) ed è risultata di grande utilità nello studio degli ammassi: oltre a confermare la natura termica dell'emissione X dell'ICM, ci indica (tramite la larghezza equivalente della riga) una abbondanza relativa di ferro di circa $[Fe]/[H] = 2 \cdot 10^{-5}$, poco inferiore a quella solare per cui il gas dell'ICM non può essere primordiale. Inoltre questa riga permette di stimare il redshift dell'ammasso e quindi, tramite la legge di Hubble-Lemaitre

$$D = H_0 v_r \simeq H_0 \frac{\Delta\nu}{\nu} c \quad (34)$$

dove $H_0 = 70 Km/s/Mpc$, ottenere una stima della distanza dell'ammasso.

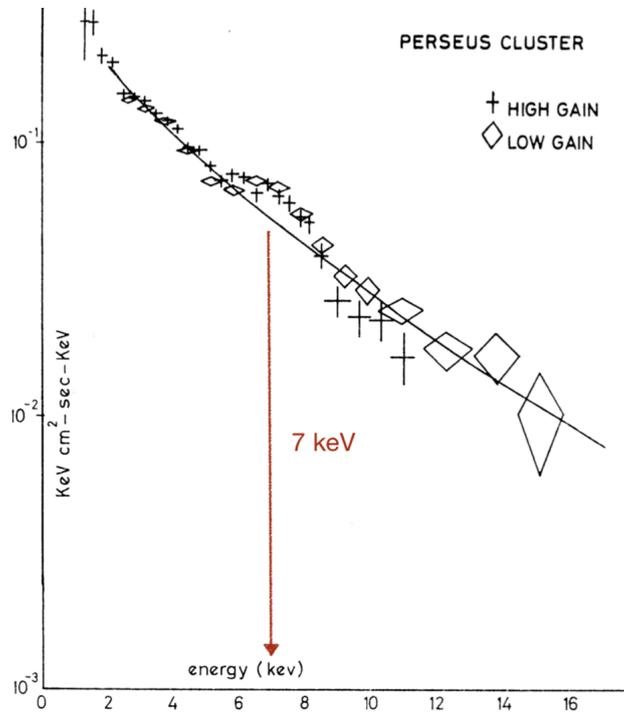


Figura 4: Spettro dell'ammasso di Perseo tra 3 e 16 keV, dati del satellite UHURU. Mitchell et al. (1976).

4.3 Sincrotrone

Quando una popolazione di elettroni relativistici interagisce con un campo magnetico si ha radiazione di sincrotrone. Ogni elettrone (relativistico) emette ad una frequenza caratteristica proporzionale al quadrato della sua energia:

$$\nu_s = (4.2 \cdot 10^{-9}) \gamma^2 \left(\frac{H}{[\mu G]} \right) GHz \quad (35)$$

Se prendiamo valori tipici di γ (10^4) e di campo magnetico ($\sim 1\mu G$), otteniamo una $\nu_s \simeq 0.4GHz$ che inquadra questo tipo di emissione nel dominio radio. Così come la distribuzione energetica degli elettroni, lo spettro di sincrotrone segue una legge di potenza

$$I(\nu) \propto N_0 H^{\alpha-1} \nu^{-\alpha} \quad (36)$$

con indice spettrale tipicamente di $\alpha = 0.8$. Negli ammassi si osserva radiazione di sincrotrone ma questa è data per lo più dalla sovrapposizione degli spettri singole componenti, le galassie. In particolare sono le grandi radiogalassie ellittiche che si collocano preferenzialmente nel centro dell'ammasso (comprese le cD) a dare il contributo maggiore. Inoltre per le radiosorgenti di ammasso si misurano indici spettrali più ripidi, tipicamente di $\alpha = 1$.

Solitamente le radiogalassie presentano una struttura simmetrica, con un core che corrisponde al centro della galassia e due lobi opposti e similmente brillanti nel radio, allineati con il core. Le radiosorgenti di ammasso perdono questa simmetria a causa del movimento della galassie nel mezzo intra-cluster e la conseguente pressione d'ariete che spazza i lobi nella direzione opposta a quella del moto. Le radiogalassie assumono una forma più o meno allungata a seconda della loro velocità nel mezzo (figura 5).

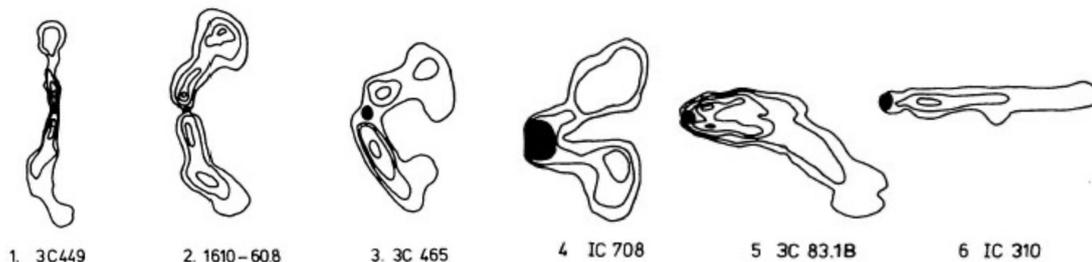


Figura 5: Questa *Bending Sequence*, presa da un lavoro di Miley et al. (1980), riporta sei radiosorgenti con crescente piegamento dei lobi. Le più allungate vengono chiamate *Head-Tail* (HT) e quelle intermedie *Wide Angle Tails* (WAT).

Un'altra sorgente radio può essere, in alcuni ammassi, identificata nell'*Halo*, cioè un alone delle dimensioni poco più grandi del centro dell'ammasso, dal quale si rileva uno spettro ancora più ripido ($\alpha \simeq 1.2$) di sincrotrone. Si pensa che anche questa emissione sia dovuta ad elettroni provenienti dalle radiogalassie più grandi che, incontrando un campo magnetico diffuso di circa $1\mu G$, emettono per sincrotrone.

4.4 Effetto Sunyaev-Zeldovich

L'interazione fra fotoni ed elettroni liberi produce fenomeni di scattering (diffusione) nella radiazione ben conosciuti. Nel mezzo intra-cluster degli ammassi c'è concorrenza tra due processi in qualche modo opposti, lo *Scattering Compton* (C) e il *Compton Inverso* (IC). Nel primo, fotoni molto energetici (X o γ) urtano gli elettroni e gli

forniscono energia, aumentando la propria lunghezza d'onda mentre nell'IC, sono gli e^- energetici a cedere energia ai fotoni. In questo modo, il bilancio energetico totale dal punto di vista dei fotoni, considerando entrambi i fenomeni, risulta

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{C+IC} = \frac{4kT - h\nu}{mc^2} \quad (37)$$

Se questo bilancio è positivo si ha una modifica dello spettro dei fotoni incidenti detta *Comptonizzazione* la cui trattazione è basata sul *parametro Compton* y :

$$y = \frac{kT}{mc^2} \tau \quad (38)$$

dove τ è lo spessore ottico e può essere scritto come $\tau = n_e \sigma_T D$ ($\sigma_T = 6.5 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$ è la sezione d'urto Thomson e D è la dimensione lineare dell'ammasso). In un tipico ammasso con $n_e = 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ e $D = 1 \text{Mpc}$ si ottiene $\tau = 10^{-2}$, cioè solo un fotone su 100 interagisce con gli elettroni. Questo tuttavia è sufficiente a per avere effetti osservabili.

L'effetto Sunyaev-Zeldovich (SZ) consiste nella comptonizzazione dei fotoni della CMB (*Cosmic Microwave Background*) da parte dei fotoni termici ad alta temperatura dell'ICM. Essendo la CMB isotropa lo scattering non riduce il numero di fotoni che arrivano all'osservatore ma causa uno spostamento dello spettro a frequenze leggermente superiori. La radiazione di CMB è radiazione di corpo nero, quindi la temperatura definisce univocamente lo spettro tramite una plankiana. Poichè ci troviamo a basse frequenze possiamo utilizzare l'approssimazione di Reyleigh-Jeans

$$I_{RJ}(\nu) = 2kT_{CMB} \frac{\nu^2}{c^2} \quad (39)$$

con $T_{CMB} = 2.73 \text{K}$ temperatura di brillantezza della radiazione cosmica di fondo. Possiamo esprimere l'effetto SZ tramite la variazione di temperatura di brillantezza, definendo una frequenza adimensionale $x = h\nu/kT_{CMB}$:

$$\frac{\Delta T_{SZE}}{T_{CMB}} = f(x)y \quad (40)$$

dove $f(x)$ è una funzione che esprime la complicata dipendenza della distorsione dello spettro al variare della frequenza; basti sapere che esiste una frequenza di turn-off fissa a 217GHz al di sopra della quale la variazione di temperatura ΔT_{SZE} (nell'ordine dei μK) è positiva e quindi lo spettro di CMB sembra più caldo mentre, come si può vedere in figura 6, a frequenze minori lo spettro è raffreddato.

L'effetto SZ combinato con le osservazioni in banda X permette inoltre di ottenere una stima della distanza. Essendo intrinsecamente legata alla temperatura di brillantezza, anche la variazione d'intensità è proporzionale al parametro Compton y e quindi

$$\frac{\Delta I_{RJ}(\nu)}{I_{RJ}(\nu)} \propto n_e D T \quad (41)$$

Le osservazioni nei raggi X ci forniscono la temperatura T e la brillantezza superficiale in tale banda

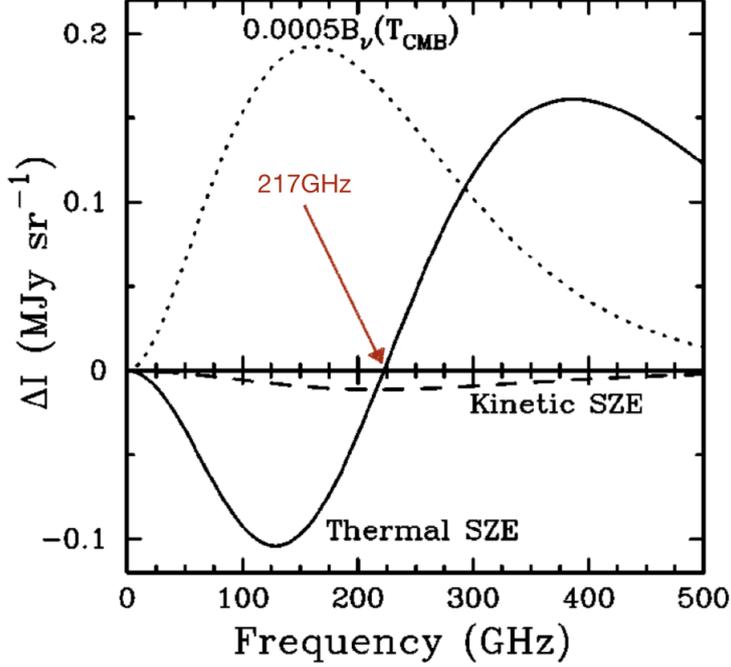


Figura 6: Il grafico mostra la variazione di intensità dello spettro di CMB in funzione della frequenza (linea continua), confrontato con la plankiana della stessa CMB scalata di un fattore $5 \cdot 10^{-4}$ (linea tratteggiata). Quello indicato come "Kinetic SZE" è un effetto del secondo ordine dovuto al movimento dell'intero ammasso rispetto alla CMB.

$$I_X \propto n_e^2 D \quad (42)$$

Combinando le due dipendenze e approssimando il diametro lineare dell'ammasso come $D = \theta/r$, otteniamo la distanza r dell'ammasso:

$$r \simeq \frac{D}{\theta} \propto \left(\frac{\Delta I_{RJ}(\nu)}{I_{RJ}(\nu)} \right)^2 \frac{T^2}{\theta I_X} \quad (43)$$

4.5 Cooling Flow

Nella sezione 4.1 abbiamo visto come l'emissione di Bremsstrahlung abbia tempi di raffreddamento t^* , in condizioni standard, dell'ordine del tempo di Hubble. Nella sezione 3.2 si è discusso come la materia sia più concentrata nelle zone centrali degli ammassi. Questo vuol dire che il tempo di raffreddamento delle zone centrali è inferiore rispetto alle regioni più esterne. A queste condizioni, t^* può scendere sotto il tempo di Hubble e iniziare a raffreddarsi in maniera considerevole. Abbassandosi la temperatura del gas, per rimanere in equilibrio di pressione si forma un flusso (Cooling Flow) di materia verso l'interno che aumenta la densità del mezzo e quindi accorcia ulteriormente il tempo di raffreddamento (si ricorda che $t^* \propto T^{1/2} n_e$). Questo meccanismo si autoalimenta e il gas centrale può diventare talmente denso da generare una popolazione stellare e si pensa possa essere uno dei meccanismi di

formazione di grandi galassie. Tuttavia le osservazioni spesso ci segnalano che il mezzo delle regioni centrali si raffredda ma non alla velocità che ci aspetteremmo. Questo è imputabile a meccanismi che invece scaldano il gas come, per esempio, l'attività di nuclei galattici attivi (AGN) all'interno delle grandi galassie nei centri degli ammassi.

Riferimenti bibliografici

- [1] PETER SCHNEIDER. *Extragalactic Astronomy and Cosmology, an Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2006.
- [2] CRAIG L. SARAZIN. *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies*. Cambridge University Press. 1988.
- [3] A. BIVIANO. *From Messier to Abell: 200 Years of Science with Galaxy Clusters*. arXiv:astro-ph/0010409v1. 2000.
- [4] HERBERT J. ROOD, GUMMULURU N. SASTRY. “*Tuning Fork*” *Classification of Rich Clusters of Galaxies* Bibcode: 1971PASP...83..313R. 1971.
- [5] JOHN E. CARLSTROM. *Cosmology with the Sunyaev-Zel’dovich Effect*. ARAA, vol 40, p.643-680. 2002.
- [6] MITCHELL ET AL. *Ariel 5 observations of the X-ray spectrum of the Perseus cluster*. Bibcode: 1976MNRAS.175P..29M. 1976
- [7] *Appunti personali del corso di Processi di Radiazione e MHD*, presieduto dal Prof. Daniele Dallacasa. A.A 2018/2019