

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

**Bremsstrahlung Termica
e Studio dell’Intracuster Medium
in un Ammasso di Galassie**

Relatore:
Prof.ssa Myriam Gitti

Presentata da:
Matteo Grilli

Correlatore:
Dott. Francesco Ubertosi

Anno Accademico 2024/2025

Sommario

Gli ammassi di galassie sono le strutture legate gravitazionalmente più massicce dell'Universo e rappresentano laboratori fondamentali per lo studio della fisica del plasma caldo che costituisce la componente dominante della materia barionica degli ammassi: l'*Intracluster Medium* (ICM). Tale gas caldo risulta essere quasi completamente ionizzato con temperature dell'ordine di 10^7 – 10^8 K, ed emette principalmente radiazione X attraverso il processo di *bremsstrahlung termica*. L'osservazione di tale radiazione consente lo studio della struttura dinamica del gas caldo e dei suoi processi di regolazione termica.

In questa tesi viene presentata una descrizione del fenomeno dell'emissione per *bremsstrahlung termica* (capitolo 1), seguita da una breve introduzione generale sulla composizione degli ammassi di galassie e sul *cooling flow problem* (capitolo 2). Infine è presentata un'analisi morfologica dell'emissione X dell'ICM nel *cool-core cluster* Zw1742+3306, utilizzando dati osservativi acquisiti dal telescopio spaziale *Chandra* (capitolo 3).

L'obiettivo principale dello studio è la ricerca di possibili cavità X (*X-ray cavities*) prodotte dall'interazione tra il plasma relativistico emesso dal Nucleo Galattico Attivo (AGN) centrale e il gas caldo dell'ammasso. L'identificazione di tali strutture rappresenta un importante indizio dell'azione del cosiddetto *AGN feedback*, meccanismo ritenuto fondamentale per compensare il raffreddamento radiativo del gas negli ammassi di galassie.

I risultati ottenuti mostrano una correlazione tra la posizione delle depressioni di emissione X osservate e la morfologia dei lobi radio associati all'AGN centrale, suggerendo un collegamento diretto tra l'attività del nucleo galattico e la struttura dell'ICM. Questo studio contribuisce quindi alla comprensione dei processi di interazione tra AGN e ICM e del loro ruolo nella regolazione termica dei *cool-core clusters*.

Indice

1	Emissione per Bremsstrahlung	4
1.1	Considerazioni preliminari sul modello fisico della bremsstrahlung	4
1.2	Emissione per un campione a velocità iniziale fissata	5
1.3	Bremsstrahlung termica	9
1.4	Assorbimento free-free della bremsstrahlung termica	12
1.5	Tempo di raffreddamento	14
2	Ammassi di Galassie	18
2.1	Definizione e proprietà generali di un ammasso di galassie	19
2.2	Brightest Cluster Galaxy	20
2.3	Intracluster Medium	23
2.4	Cooling flow problem ed AGN feedback	25
3	Analisi morfologica dell'ICM di Zw1742	30
3.1	Presentazione dell'ammasso	30
3.2	Osservazioni X con Chandra	31
3.3	Analisi dei dati	33
3.4	Risultati dell'analisi	40

*«ex Caligine Chaos.
ex Chao et Caligine Nox Dies Erebus Aether.»
-Igino*

Capitolo 1

Emissione per Bremsstrahlung

La radiazione di *bremsstrahlung*¹, detta anche emissione *free-free*, è uno dei principali processi radiativi osservabili in astrofisica. L'importanza della conoscenza di tale meccanismo fisico, nell'ambito dell'osservazione di corpi celesti, risiede nel fatto che esso è generato tipicamente da gas caldo. Conoscere le leggi che regolano tale fenomeno ci permette di ottenere misure di grandezze fisiche di strutture, come gli ammassi di galassie, appartenenti allo spazio profondo, che emettono secondo tale processo, e una maggiore comprensione degli oggetti che costituiscono l'universo. Nel dettaglio la *bremsstrahlung* riguarda l'emissione di fotoni da parte di una particella carica (un elettrone) che viene rallentata dall'interazione con il campo coulombiano di una particella di carica di segno opposto (un atomo completamente ionizzato).

Nelle seguenti sezioni, verranno presentate le descrizioni del processo secondo la trattazione classica per elettroni con velocità iniziale fissa, per poi estendere il concetto al modello più affine alle condizioni realmente osservate in un gas all'equilibrio termico. I risultati quantistici saranno trattati in termini correttivi rispetto alla fisica classica, mediante i fattori di Gaunt. La trattazione proposta in questo capitolo segue la struttura del testo *Radiative Processes in Astrophysics* (Rybicki - Lightman) [23].

1.1 Considerazioni preliminari sul modello fisico della bremsstrahlung

Il fenomeno della *bremsstrahlung* è tipico dell'interazione tra due particelle di carica di segno opposto. Infatti, considerando l'interazione tra due particelle identiche nell'approssimazione di dipolo (vale a dire il caso di collisioni elettrone-elettrone o ione-ione), date la carica elettrica e_i , il vettore posizione $\mathbf{r}_i$ e la massa m_i della i -esima particella del sistema, il momento di dipolo $\mathbf{d} = \sum_i e_i \mathbf{r}_i$, è proporzionale al centro di massa del sistema

¹Il termine *bremsstrahlung* deriva dal tedesco e significa "di frenamento".

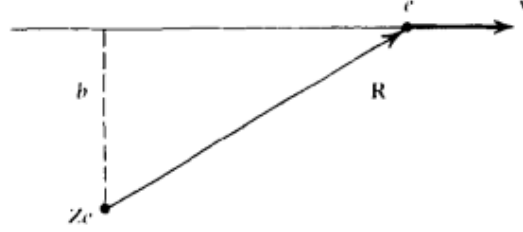


Figura 1.1: Rappresentazione del modello di un elettrone, di carica elettrica e , in approssimazione di *scattering a piccoli angoli* che collide con uno ione di carica elettrica Ze , con un parametro di impatto b . e è la carica elementare, Z il numero atomico dello ione, $\mathbf{v}$ e $\mathbf{R}$ indicano rispettivamente la velocità e la posizione dell'elettrone rispetto allo ione. Immagine estratta da [23].

$\mathbf{r}_{cm} = \sum_i m_i \mathbf{r}_i$, il quale è a sua volta una costante del moto. Vien da sé che la derivata seconda del momento di dipolo $\ddot{\mathbf{d}}$, in tal caso, è nulla, per cui segue che l'interazione avviene solo per particelle di carica in segno opposta, cioè per un sistema elettrone-ione. E' ragionevole pensare che i principali emettitori per *bremsstrahlung* siano gli elettroni, poiché questi hanno una massa di gran lunga inferiore a quella degli ioni, a fronte di una carica in modulo identica; ciò comporta che, durante l'interazione, l'elettrone subisca una variazione della propria velocità molto maggiore di quella dello ione, che risulta trascurabile. Per questo motivo di qui in avanti si considererà il sistema composto da elettroni in moto in un campo coulombiano fisso degli ioni.

1.2 Emissione per un campione a velocità iniziale fissata

Si consideri in prima analisi il caso particolare di un insieme di elettroni con la stessa energia cinetica iniziale, cioè con velocità in modulo identiche. Si considerino inoltre valori sufficientemente elevati di velocità da poter considerare ragionevole l'approssimazione di *scattering a piccoli angoli*, cioè l'approssimazione per cui l'elettrone si muove a velocità tali da non subire una deviazione significativa dalla traiettoria rettilinea per via della collisione con lo ione. Sia quindi $-e$ la carica dell'elettrone che si muove verso lo ione di carica Ze ; b è il parametro di impatto del sistema, definito come la distanza minima tra la traiettoria imperturbata dell'elettrone dal campo dello ione e lo ione stesso.

Per studiare l'emissione energetica del sistema per *bremsstrahlung*, si considera lo spettro di emissione nell'approssimazione di dipolo, che vale²:

²Come spiegato nel *Rybicki - Lightman* [23].

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} \left| \tilde{\mathbf{d}}(\omega) \right|^2 \quad (1.1)$$

dove ω è la pulsazione della radiazione emessa, c è la velocità della luce nel vuoto e $\tilde{\mathbf{d}}(\omega)$ rappresenta la trasformata di Fourier del momento di dipolo del sistema. Si può osservare che lo spettro $dW/d\omega$ è strettamente correlato al momento di dipolo e alla sua frequenza di oscillazione, dato che quest'ultima corrisponde nell'approssimazione di dipolo con la sopracitata ω . Per ottenere un'equazione per il sistema in analisi, si considererà la particella nelle approssimazioni di alta e bassa frequenza, utilizzando come tempo scala dell'approssimazione il tempo di collisione stimato come il tempo di interazione tra l'elettrone e lo ione $\tau = \frac{b}{v}$, espresso come il rapporto tra la il parametro di impatto b e la velocità della particella durante la collisione v . Il parametro di impatto è la minima distanza che intercorre tra lo ione e la traiettoria dell'elettrone nell'approssimazione di *scattering a piccoli angoli*, come illustrato in figura Fig. 1.1, in cui è rappresentata la modellizzazione del sistema in studio.

Il momento di dipolo del sistema vale $\mathbf{d} = -e\mathbf{R}$, la sua derivata seconda $\ddot{\mathbf{d}}$, invece:

$$\ddot{\mathbf{d}} = -e\dot{\mathbf{v}} \quad (1.2)$$

con $\dot{\mathbf{v}}$ che indica l'accelerazione dell'elettrone.

Per semplicità di trattazione degli andamenti asintotici del momento di dipolo per alte e basse frequenze, si userà in seguito la trasformata di Fourier dell'equazione (1.2). Noto il fatto che la trasformata di Fourier di $\ddot{\mathbf{d}}$ è $-\omega^2 \tilde{\mathbf{d}}(\omega)$, allora la trasformata della (1.2) vale:

$$-\omega \tilde{\mathbf{d}}(\omega) = -\frac{e}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\mathbf{v}} e^{i\omega t} dt \quad (1.3)$$

A questo punto si possono studiare gli andamenti asintotici di $\tilde{\mathbf{d}}(\omega)$ per alte e basse frequenze, cioè per $\omega\tau \gg 1$ e $\omega\tau \ll 1$:

- per $\omega\tau \gg 1$, il termine $e^{i\omega t}$ oscilla rapidamente rispetto alla variazione di $\dot{\mathbf{v}}(t)$ e, per il lemma di Riemann-Lebesgue (come espresso in [7]), la trasformata di Fourier in questo limite si annulla: $\tilde{\mathbf{d}}(\omega \rightarrow \infty) \rightarrow 0$;
- per $\omega\tau \ll 1$, il termine $e^{i\omega t} \rightarrow 1$, per cui la trasformata di Fourier nel limite di basse frequenze tende asintoticamente al valore $\tilde{\mathbf{d}}(\omega) \sim \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta\mathbf{v}$;

Vale allora che il comportamento asintotico del momento di dipolo assume la forma:

$$\tilde{\mathbf{d}}(\omega) \sim \begin{cases} \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta\mathbf{v} & \text{per } \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \text{per } \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (1.4)$$

inoltre, dalla (1.1) e dalla (1.4) segue che:

$$\frac{dW}{d\omega} = \begin{cases} \frac{2e^2}{3\pi c^3} |\Delta \mathbf{v}|^2 & \text{per } \omega\tau \ll 1 \\ 0 & \text{per } \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (1.5)$$

cioè l'intensità della radiazione dipende dalla variazione della velocità dell'elettrone, da cui il nome di "radiazione di frenamento", dato che l'elettrone nel campo coulombiano dello ione perde energia e viene di conseguenza rallentato.

Si vuole effettuare una stima dei valori possibili di $\Delta \mathbf{v}$. Grazie all'approssimazione di *scattering a piccoli angoli*, si può assumere la variazione di velocità diretta solo lungo la componente normale al moto dell'elettrone:

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{Ze^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{b}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} dt \quad (1.6)$$

dove Ze rappresenta la carica dello ione, con Z che è il suo numero atomico ed e è la carica elementare, m è la massa dell'elettrone, v la velocità iniziale dell'elettrone e t il tempo; l'integrale è l'espressione della variazione della velocità trasversale dell'elettrone per via dell'interazione con il campo coulombiano dello ione.

Inserendo la (1.6) nella (1.5), si ottiene l'emissione radiativa data da una collisione in approssimazione di *scattering a piccoli angoli*:

$$\frac{dW}{d\omega} = \begin{cases} \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m^2 v^2 b^2} & \text{per } b \ll \frac{v}{\omega} \\ 0 & \text{per } b \gg \frac{v}{\omega} \end{cases} \quad (1.7)$$

Grazie al precedente risultato, si può determinare lo spettro emissivo degli elettroni liberi, con una velocità iniziale unica v , in un gas di ioni. Sia dunque un gas di densità ionica n_i e densità elettronica n_e ; il flusso di elettroni incidenti su uno ione è $n_e v$ e l'elemento d'area per un singolo ione vale $dA = 2\pi b db$. L'emissione per unità di volume, di frequenza e temporale è dunque:

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = 2\pi n_e n_i v \int_{b_{min}}^{\infty} \frac{dW(b)}{d\omega} b db \quad (1.8)$$

dove b_{min} è il parametro d'impatto minimo, al di sotto del quale la trattazione considerata cessa di essere valida.

Nella (1.8) non è possibile inserire la (1.5) per determinare lo spettro energetico, poiché non è specificato quando cessa di essere valido il regime di basse frequenze $b \ll \frac{v}{\omega}$ e come si comporta la funzione nella regione tra i due regimi di alte e basse frequenze; per cui si utilizza l'approssimazione della forma asintotica a basse frequenze, sancendo l'estremo di integrazione superiore della (1.8) come un qualche b_{max} oltre cui si fuoriesce

dalle condizioni di validità del regime. Sostituendo la formulazione della (1.7) per basse frequenze nella equazione (1.8) si ottiene:

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3m^2 c^3 v} n_e n_i Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (1.9)$$

Il valore di b_{max} non è ben definito, ma, poiché compare solo all'interno di un logaritmo, il valore esatto è ben poco interessante rispetto al suo ordine di grandezza. Siccome il suo valore si aggira attorno a $\frac{v}{\omega}$, è possibile assumere, commettendo un errore piccolo, che $b_{max} = \frac{v}{\omega}$.

La stima di b_{min} può essere effettuata mediante due metodi derivanti da due considerazioni distinte. Una prima stima può essere ottenuta tramite l'approssimazione di *scattering a piccoli angoli*, la quale è valida al più fino a che $\Delta v \sim v$, per cui:

$$b_{min}^{(1)} = \frac{4Ze^2}{\pi m v^2} \quad (1.10)$$

Una seconda stima di b_{min} può essere ottenuta tenendo conto del limite quantistico dato dal principio di indeterminazione di Heisenberg, per cui, al di sotto di un dato valore del parametro d'impatto, la trattazione classica della collisione non è più valida e si deve assumere un approccio quantistico al problema. Tale limite coincide con la formulazione del principio per l'indeterminazione su posizione e quantità di moto di una particella: $\Delta x \Delta p \sim \hbar$, per cui, posto $\Delta x \sim b$ e $\Delta p \sim mv$, si ottiene:

$$b_{min}^{(2)} = \frac{\hbar}{mv} \quad (1.11)$$

Ovviamente nella (1.9) va inserita la b_{min} dal valor più elevato tra le due formulazioni (1.10), (1.11), così da evitare di tener conto di valori che non appartengono al regime considerato. Nel dettaglio si pone $b_{min} = b_{min}^{(1)}$ qualora l'energia cinetica iniziale dell'elettrone sia molto inferiore dell'energia minima di ionizzazione dell'atomo di idrogeno $R_y = \frac{me^4}{2\hbar^2} \simeq 13.6 \text{ eV}$, detta energia di Rydberg: $\frac{1}{2}mv^2 \ll Z^2 R_y$. Se invece, l'energia cinetica iniziale dell'elettrone fosse molto elevata, tale che $\frac{1}{2}mv^2 \gg Z^2 R_y$, allora sarà rilevante il principio di indeterminazione e la miglior stima di b_{min} sarà fornita dalla (1.11).

A prescindere dal regime in cui ci si trova, si esprime l'equazione (1.9) in funzione di un termine $g_{ff}(v, \omega)$, noto come *fattore di Gaunt*, tale per cui valga la relazione seguente:

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}m^2 c^3 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (1.12)$$

che, confrontata con la (1.9), permette di ottenere una stima del fattore di Gaunt stesso:

$$g_{ff}(v, \omega) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (1.13)$$

Il fattore di Gaunt è un termine correttivo adimensionale dovuto ad effetti quantistici. Questo fattore è una funzione dell'energia dell'elettrone e della frequenza dell'emissione, i cui valori sono tabulati in vari articoli, quali [5] e [14]. Valori tipici del fattore di Gaunt per plasmi caldi si aggirano attorno a valori unitari $g_{ff} \sim 1$ o di qualche unità.

1.3 Bremsstrahlung termica

Nel caso reale, un gas di ioni generalmente non è composto di soli elettroni con la stessa velocità, bensì da elettroni con velocità appartenenti ad uno spettro. È interessante considerare il caso in cui gli elettroni e gli ioni siano all'equilibrio termodinamico; in tal caso le velocità degli elettroni non saranno identiche le une alle altre, ma avranno una probabilità statistica descritta da una funzione di probabilità. In questo caso si parla di emissione per *bremsstrahlung termica*.

Nel sistema così descritto, gli elettroni hanno una probabilità statistica di assumere un qualche valore della velocità, data dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann, nota altresì come distribuzione termica di velocità. La probabilità dP che una particella si trovi in un intervallo d^3v di velocità è allora $dP \propto e^{-E/kT} d^3v$, dove k è la costante di Boltzmann³, T la temperatura del gas ed E l'energia cinetica degli elettroni nel range considerato. Tuttavia per distribuzioni isotropiche di velocità si può ridurre il numero di gradi di libertà del sistema da tre a uno considerando che $d^3v = 4\pi v^2 dv$, per cui vale che:

$$dP \propto v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (1.14)$$

Nota la distribuzione delle velocità, ora è ragionevole voler conoscere lo spettro emissivo del sistema. Per far ciò è sufficiente integrare lungo la distribuzione di velocità l'equazione (1.12). Nasce spontaneo il quesito su quali possano essere gli estremi di integrazione. L'intervallo considerato per l'integrazione avrà un limite inferiore di velocità v_{min} dato dal fatto che l'energia cinetica dell'elettrone deve essere sufficientemente elevata da consentire la creazione di un fotone di energia $h\nu$, vale a dire tale che $h\nu \leq \frac{1}{2}mv^2$. Questo fenomeno di *cutoff* inferiore è detto effetto di quantizzazione del fotone. Eseguendo l'integrale della (1.12) per distribuzioni di velocità come quella espressa nella (1.14) normalizzato sull'intera distribuzione delle velocità, si trova:

$$\frac{dW(T, \omega)}{dV dtd\omega} = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW}{dV dtd\omega} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv}{\int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv} \quad (1.15)$$

dove, sostituendo $v_{min} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m}}$ e $d\omega = 2\pi d\nu$ si sopraggiunge all'energia irradiata per *bremsstrahlung termica* nell'unità di volume, di tempo e di frequenza, cioè alla luminosità

³la costante di Boltzmann nel sistema CGS possiede un valore di $k \simeq 1.38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹.

monocromatica:

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 m c^3} \left(\frac{2\pi}{3 k m} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff} \quad (1.16)$$

Nel dettaglio la (1.16) espressa nel sistema di misura CGS (in termini di unità di $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-3} \cdot Hz^{-1}$) assume la seguente forma:

$$\epsilon_\nu^{ff} \equiv \frac{dW}{dV dt d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff} \quad (1.17)$$

con $\bar{g}_{ff}(T, \nu)$ che è il fattore di Gaunt medio delle velocità, per cui dipendente dalla temperatura del gas.

Nella (1.17) la dipendenza della luminosità da $T^{-1/2}$ deriva dal fatto che la (1.12) abbia un andamento proporzionale a v^{-1} e che, per un gas all'equilibrio termico, la velocità media delle particelle sia proporzionale alla radice quadrata della temperatura del sistema $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$. Il termine esponenziale, invece, deriva dalla distribuzione di Maxwell per le velocità e, il numeratore dell'esponente, è determinato dal limite inferiore di *cutoff* dell'integrazione nella (1.14).

Se si traccia un grafico logaritmico frequenza-luminosità monocromatica $\log \nu - \log \epsilon_\nu$, come in figura Fig. 1.4, si ottiene un andamento quasi piatto per un'ampia regione dello spettro emissivo, fino a raggiungere il termine di *cutoff* $h\nu \sim kT$. Ciò è vero fintanto che si considera la sorgente *otticamente sottile*, ovvero se si trascura l'assorbimento dei fotoni da parte degli elettroni liberi, fenomeno che verrà analizzato nella prossima sezione.

Il fattore di Gaunt $\bar{g}_{ff}$ è dipendente dal regime in cui si trova il sistema. Il suo valore può essere stimato mediante approssimazioni analitiche diverse a seconda che avvenga lo *scattering a piccoli o grandi angoli*, a seconda che sia rilevante o meno, nella determinazione del parametro di impatto minimo, il principio di indeterminazione di Heisenberg e da altri fattori. I vari regimi, con i rispettivi valori utilizzati, sono riportati in figura Fig.1.3. In particolare, come illustrato in Fig.1.2, si può considerare l'entità di $\bar{g}_{ff}$ dipendente dal parametro $u \equiv \frac{h\nu}{kT}$: per $u \gg 1$ lo spettro emesso si annulla per via del termine di *cutoff*, per cui si può trascurare il valore di $\bar{g}_{ff}$; per $10^{-4} < u < 1$, $\bar{g}_{ff}$ assume valori nell'intervallo tra 1 e 5; per $u \sim 1$, si ha che $\bar{g}_{ff} \rightarrow 1$.

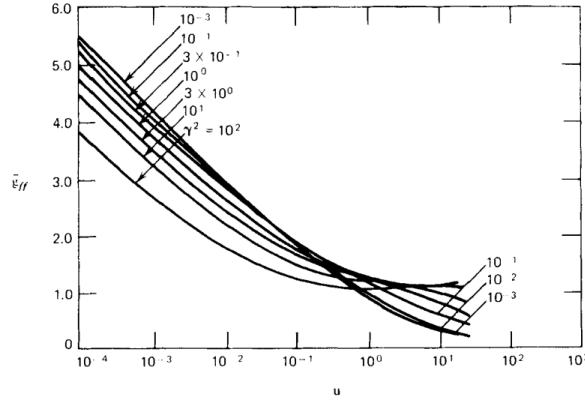


Figura 1.2: Valori numerici assunti dal fattore di Gaunt, al variare di $u = 4.8 \times 10^{11} \nu / T$ in frequenza e di $\gamma^2 = 1.58 \times 10^3 Z^2 / T$ in temperatura. Immagine estratta da [23].

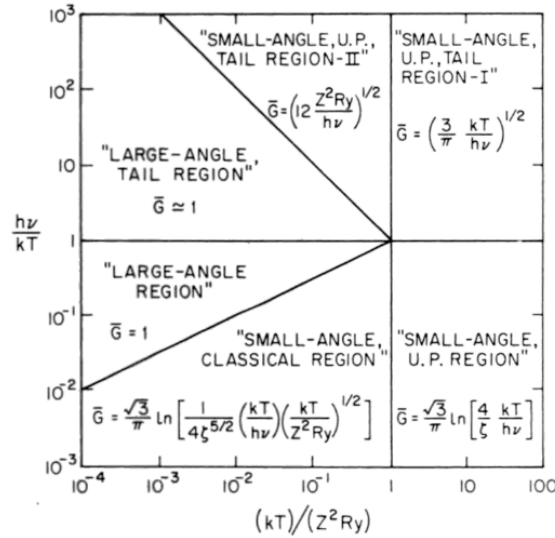


Figura 1.3: Approssimazione analitica delle formule dei fattori di Gaunt medi per *bremsstrahlung*, indicati con $\bar{G}$, a frequenza ν emessa da collisioni di elettroni con un plasma a temperatura T ; l'unità di energia R_y su cui è scalata l'energia termica vale $R_y = 13.6$ eV. Immagine estratta da [21].

Dalla (1.12) e dalla (1.17) si è ottenuta la relazione che regola l'emissione per *bremsstrahlung* per un gas all'equilibrio termico per un dato intervallo di frequenze $d\nu$. È interessante esplicitare allora la luminosità bolometrica, cioè appartenente all'intero spettro di frequenze. Per far ciò è sufficiente integrare in $d\nu$:

$$\frac{dW}{dV dt} = \left(\frac{2\pi kT}{3m} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3 h m c^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B \quad (1.18)$$

che in CGS, espresso in $erg\ s^{-1}\ cm^{-3}$, assume la forma:

$$\epsilon^{ff} = \frac{dW}{dVdt} = 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i Z^2 \bar{g}_B \quad (1.19)$$

dove $\bar{g}_B(T)$ è il fattore di Gaunt mediato sulla frequenza, dipendente dalla velocità media degli elettroni, il cui valore rientra nell'intervallo 1.1-1.5. Il valore tipicamente considerato per $\bar{g}_B(T)$ è 1.2, il quale consente una buona accuratezza ($\sim 20\%$).

Si ritiene opportuno fare un accenno al fatto che esiste anche un tipo di *bremsstrahlung non termica*, cioè tale per cui la distribuzione di velocità delle particelle del gas non segue una maxwelliana. Ovviamente per trattare questa eventualità è necessario conoscere la distribuzione delle velocità delle particelle del gas e i fattori di Gaunt associati. La trattazione di queste casistiche esula dall'obiettivo di questa tesi.

1.4 Assorbimento free-free della bremsstrahlung termica

In un gas di elettroni liberi, i fotoni emessi per *bremsstrahlung* possono essere riassorbiti dagli elettroni stessi. Poiché gli elettroni, prima e dopo l'assorbimento di un fotone, restano in uno stato non legato, si parla di *emissione free-free*. Di seguito si analizzerà l'entità di questo genere di assorbimento per la radiazione di *bremsstrahlung*.

Si consideri un elettrone in moto in un campo coulombiano di uno ione. Si chiami $B_\nu(T)$ la luminosità monocromatica del gas per *bremsstrahlung termica* ad una temperatura di equilibrio T , il cui spettro è illustrato in Fig.1.4, j_ν^{ff} e α_ν^{ff} siano rispettivamente il coefficiente di emissione e di assorbimento *free-free*. La legge di Kirchhoff afferma che:

$$j_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu(T) \quad (1.20)$$

ma dato che j_ν^{ff} è legato alla potenza irradiata dalla *bremsstrahlung* secondo la relazione $4\pi j_\nu^{ff} = \frac{dW}{dV dtd\nu}$, nota la (1.12) e la funzione di Plank $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1}$, si ottiene un valore per il coefficiente di assorbimento α_ν^{ff} :

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^6}{3mhc} \left(\frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \quad (1.21)$$

che in CGS, in unità di cm^{-1} , assume la forma:

$$\alpha_\nu^{ff} = 3.7 \times 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \quad (1.22)$$

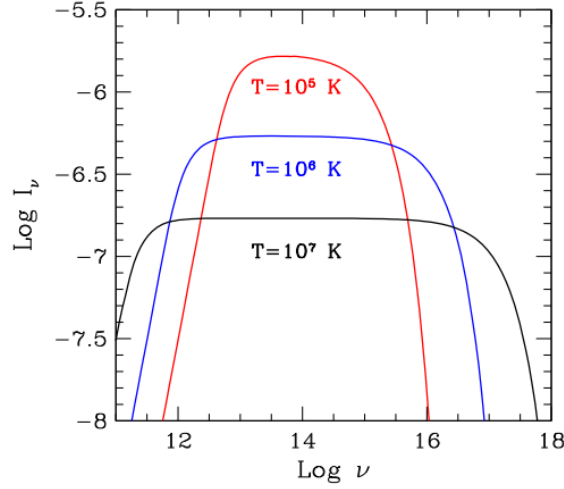


Figura 1.4: Esempio di intensità di bremsstrahlung per una sorgente a diverse temperature, indicata con I_ν . Per temperature più basse si ha una profondità ottica più bassa e quindi una maggiore intensità, ma uno spettro di frequenze meno ampio. Immagine estratta da [11].

Sono particolarmente interessanti due regimi per il coefficiente di assorbimento *free-free*: i regimi ad alte e a basse frequenze. Nel regime ad alte frequenze $h\nu \gg kT$, il termine esponenziale della (1.21) è trascurabile, per cui $\alpha_\nu^{ff} \propto \nu^{-3}$. Il regime a basse frequenze prende il nome di *regime di Rayleigh-Jeans*, la (1.21) e la (1.22) vengono rimodellate come segue:

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^6}{3mkc} \left(\frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} \bar{g}_{ff} \quad (1.23)$$

$$\alpha_\nu^{ff} = 0.018 T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} \bar{g}_{ff} \quad (1.24)$$

La dipendenza di α_ν da ν^{-3} , lascia intendere che il fenomeno dell'autoassorbimento della radiazione emessa per *bremsstrahlung* sia maggiore per basse frequenze. Il fenomeno dell'autoassorbimento avviene quando la profondità ottica $\tau_\nu \gg 1$, cioè quando il mezzo è considerevolmente opaco per la frequenza della radiazione in esame. Aumentando la densità degli elettroni e degli ioni nel gas studiato, si può facilmente intuire dalla (1.23) che il coefficiente di assorbimento, relativo ad una data frequenza, aumenti con la densità. Se ciò è vero per ogni valore di ν , allora significa che, all'aumentare di n_e , si può considerare una profondità ottica maggiore dell'unità, e quindi il mezzo opaco, per frequenze via via più elevate, fino a comprendere l'intero spettro emissivo.

Quando tutto lo spettro è autoassorbente e se le particelle appartengono ad una Maxwelliana, allora ci si trova nelle condizioni che definiscono un corpo nero: il modello

di un corpo perfettamente assorbente ed emittente su tutto lo spettro. Raggiunto questo stadio, l'aumento della densità delle particelle non causa più l'aumento della luminosità del corpo, poiché la componente autoassorbente è compensata dall'assottigliamento della regione del gas di cui si osserva la luminosità, ovvero lo strato in cui la profondità ottica è circa uno $\tau_\nu \sim 1$. In figura Fig.1.5 è illustrato l'andamento dell'intensità della radiazione al variare della densità del gas, evidenziando il limite di corpo nero.

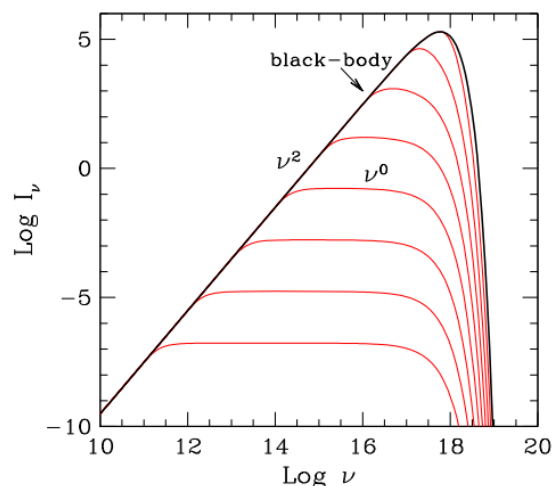


Figura 1.5: Andamento dell'intensità della bremsstrahlung per un gas a volume e temperatura fissi. Le linee rappresentano le curve di intensità sullo spettro all'aumentare (dal basso verso l'alto) della densità $n_e = n_i$ del gas. Il limite indicato con la linea nera è relativo all'autoassorbimento di corpo nero da parte del gas, nonché l'autoassorbimento massimo del gas stesso. Immagine estratta da [11].

1.5 Tempo di raffreddamento

Un gas astrofisico può essere soggetto a fenomeni di riscaldamento o di raffreddamento, dovuti a processi adiabatici, gravitazionali o radiativi, cioè all'assorbimento, emissione o diffusione di radiazione. In questa tesi si vuole studiare un modello di plasma emittente per *bremsstrahlung termica* e quindi ci si vuole concentrare sul fenomeno di raffreddamento di suddetto gas per via di emissione di energia. Un gas che emette radiazione va incontro al fenomeno del raffreddamento radiativo: l'energia trasportata dai fotoni è sottratta dall'energia cinetica delle particelle del gas, abbassando la temperatura del sistema. Si considera allora il modello di un gas otticamente sottile, cioè tale per cui i fenomeni di autoassorbimento del gas possano essere trascurati, di temperatura molto superiore a 10^4 K, che rappresenta la temperatura che separa il regime ionizzato da quello neutrale per un gas di atomi di idrogeno. Si vuole prendere cioè in esame un

gas totalmente ionizzato che si raffredda per emissione di *bremsstrahlung termica*. Una grandezza in grado di fornire una scala caratteristica dei tempi di raffreddamento del gas è per l'appunto il tempo di raffreddamento t_{cool} espresso come in [6]:

$$t_{cool} = \frac{\varepsilon}{|d\varepsilon/dt|} \quad (1.25)$$

dove si è indicato con ε la densità volumetrica di energia interna del gas, considerato approssimativamente come formato da due gas monoatomici rispettivamente di elettroni e nuclei di idrogeno, ciascuno con energia interna $\varepsilon_i = 3/2 n_i kT$, dove con n_i è indicata la densità del gas considerato. La derivata temporale di ε altro non è che la luminosità bolometrica $\epsilon^{ff}(T)$ nota dalla (1.19). Seguendo la formulazione proposta da [10], e in seguito supponendo che il gas in questione sia composto circa dalla stessa densità di protoni ed elettroni $n_e \sim n_p$, si ha che:

$$t_{cool} \sim \frac{3/2(n_e + n_p)kT}{\epsilon^{ff}(T)} \sim \frac{3n_e kT}{\epsilon^{ff}(T)} \quad (1.26)$$

Considerando un gas dalla distribuzione degli ioni simile ai valori dell'abbondanza cosmica dei vari elementi, ovvero con una prevalenza di ioni di atomi di idrogeno e elio, si può considerare un valore mediato⁴ di $\bar{Z} \simeq 1.3$. Si può allora riscrivere il valore di ϵ^{ff} come $\epsilon^B(T) \simeq 2.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e^2 \bar{g}_B \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, dove $\bar{g}_B \sim 1.2$ con un errore del $\sim 20\%$. Allora la (1.26) diventa:

$$t_{cool} \sim \frac{1.5 \times 10^{11}}{n_e} T^{1/2} \text{ (CGS)} \quad (1.27)$$

da cui risulta evidente che il tempo di raffreddamento dipenda più significativamente dalla densità del gas che dalla temperatura dello stesso. Inoltre, da questa formulazione appare chiaro come il tempo di raffreddamento a temperatura T e a metallicità del gas Z fissate sia inversamente proporzionale alla densità del gas $t_{cool} \propto n_e^{-1}$, per cui gas più densi si raffreddano più rapidamente.

L'emissione per *bremsstrahlung* in gas caldi (a temperatura $T \gtrsim 10^7 K$) è la principale concorrente al valore del tempo di raffreddamento. Negli ammassi di galassie, dove la densità degli elettroni è $n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ e la temperatura è $T \approx 10^8 K$, il tempo di raffreddamento stimato è dell'ordine di $t_{cool} \approx 10^{10} \text{ yr}$, con la equazione (1.27) che assume i valori seguenti in termini di miliardi di anni (Gyr):

$$t_{cool} \sim 5 \times 10^{10} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 K} \right)^{1/2} [\text{yr}] \quad (1.28)$$

⁴Il valore di $\bar{Z}$ è considerato come quello proposto dal [10]; valori simili sono proposti da altri articoli, come per esempio in [12] si considera un valore di $\bar{Z} = 1.2$.

Il valore ottenuto per t_{cool} è confrontabile con il tempo di Hubble $t_H \sim 13$ Gyr, che fornisce una stima dell'età dell'Universo. Ciò indica che, nelle regioni meno dense degli ammassi, il raffreddamento radiativo del gas è generalmente inefficiente su scale cosmologiche. Tuttavia, nelle regioni centrali degli ammassi, dove la densità del gas è maggiore, il tempo di raffreddamento può scendere fino a $10^8 - 10^9$ yr, rendendo il raffreddamento radiativo molto più efficiente.

Capitolo 2

Ammassi di Galassie

A partire dagli anni '30 del XX secolo, grazie agli sviluppi tecnologici nell'ambito dei telescopi, si è iniziato a studiare strutture cosmiche estese e lontane come le galassie, giungendo alla conclusione che la loro distribuzione non è casuale. Infatti, sin dalle prime evidenze fotografiche, si è iniziato a pensare al fatto che le galassie potessero aggregarsi in strutture gravitazionali più estese, note come *ammassi di galassie*. Nel dettaglio, si può considerare il 1958 come l'anno dell'inizio dello studio degli ammassi di galassie, anno della pubblicazione del catalogo di Abell [1], in cui venivano catalogati per la prima volta ben 2712 ammassi di galassie sulla base delle immagini acquisite in banda ottica dallo *Schmidt telescope*.

Grazie alle evidenze osservative del satellite Uhuru, il primo esemplare capace di catturare immagini in banda X, all'inizio degli anni '70 si è capito che gli ammassi di galassie sono le sorgenti luminose principali emettitrici di raggi X, per via della presenza di un gas caldo diffuso nell'intero ammasso che emette per il meccanismo della *bremssstrahlung termica*. Le osservazioni in banda X hanno aperto una nuova frontiera nello studio degli ammassi di galassie, dato che consentono di studiare le proprietà del gas caldo, che rappresenta la componente barionica principale degli ammassi.

Oggi, uno dei principali argomenti di ricerca sugli ammassi riguarda i flussi di raffreddamento nelle loro regioni centrali, anche noti come *cooling flows*, e la presenza o meno di depressioni e *shocks* nel gas caldo, che mettono in crisi il modello esclusivamente gravitazionale degli ammassi di galassie.

In questo capitolo verranno analizzate le caratteristiche generali e la composizione degli ammassi di galassie, facendo un focus sul problema dei flussi di raffreddamento, così da introdurre lo studio presentato nel prossimo capitolo sulla presenza di bolle radio e shock nell'ICM¹ dell'ammasso Zw1742 mediante l'analisi di alcune immagini acquisite dal telescopio Chandra.

¹ICM è l'acronimo di *Intracluster Medium*, cioè il gas caldo intergalattico presente negli ammassi di galassie.

2.1 Definizione e proprietà generali di un ammasso di galassie

Un ammasso (in inglese *cluster*) di galassie è un aggregato di galassie di numero compreso tra le ≈ 50 e l'ordine delle migliaia, legate tra loro gravitazionalmente e con una velocità di dispersione dell'ordine delle centinaia di chilometri al secondo ($\sim 500 - 2000 \text{ km s}^{-1}$). Aggregati di galassie più piccoli, dell'ordine della decina di galassie, prendono invece il nome di gruppi di galassie, di cui un esempio è il Gruppo Locale al quale appartiene la Via Lattea.

Tipicamente i *clusters of galaxies* sono considerati sistemi viriali, ovvero vicini all'equilibrio dinamico. Ciò permette di sfruttare il teorema del viriale² (meglio descritto in [6] e [2]) per effettuare una stima della loro massa viriale, che comprende non solo la massa delle stelle che contengono, ma di tutti gli oggetti di cui sono composti, come per esempio gas caldo e materia oscura. Gli ordini di grandezza della massa degli ammassi di galassie sono $\gtrsim 10^{14} M_{\odot}$.³ Nonostante in banda visibile gli ammassi di galassie siano stati scoperti grazie all'osservazione delle galassie di cui sono composti, oggi si sa che la loro massa è composta solo in minima parte da stelle. Infatti, le stelle compongono solo una frazione dell'1 – 5% della massa viriale di un ammasso, il 10 – 15% è composto dalla massa barionica, prevalentemente sottoforma di gas caldo e la maggior parte della massa è data da materia oscura ($\sim 80 - 85\%$).

Le dimensioni spaziali degli ammassi di galassie si possono misurare mediante il raggio viriale che è $\gtrsim 1 \text{ Mpc}$.⁴ Già dal catalogo di Abell è stato introdotto un raggio osservativo standard, detto raggio di Abell R_A , pari a 2 Mpc, utilizzato per caratterizzare gli ammassi più massicci. Dimensioni dell'ordine di 1-2 Mpc sono infatti tipiche degli ammassi ricchi con masse $M \gtrsim 5 \times 10^{14} M_{\odot}$.

Gli ammassi di galassie vengono classificati in due macro categorie: ammassi regolari, i quali assumono una forma approssimativamente a simmetria sferica, e ammassi irregolari, che hanno forme per l'appunto meno regolari. Gli ammassi regolari sono caratterizzati da una presenza maggiore di galassie ellittiche rispetto a quelle a spirale e da una struttura interna pressoché omogenea. Gli ammassi irregolari presentano invece più galassie a spirale e una struttura interna importante. Esempi delle due tipologie

²Il teorema del viriale afferma che, per un sistema autogravitante in equilibrio dinamico, l'energia potenziale gravitazionale W e l'energia cinetica totale T soddisfano la relazione: $W + 2T = 0$. Sfruttando la conoscenza della distribuzione delle velocità delle varie galassie, ottenibile attraverso le misure del loro *redshift*, è possibile stimare la massa totale del sistema.

³Con $M_{\odot}$ si intende una grandezza espressa in unità di masse solari, per cui $1M_{\odot} \simeq 1.99 \times 10^{33} \text{g}$, come citato in [2].

⁴Un parsec (pc) è l'unità di misura di distanza astronomica definita come la distanza alla quale un'unità astronomica ($1 \text{ UA} \simeq 1.50 \times 10^{13} \text{cm}$) sottende un angolo di un secondo d'arco. Allora, come espresso in [2], $1 \text{ Mpc} \simeq 3.09 \times 10^{24} \text{cm}$.

di ammassi sono rispettivamente l'Ammasso della Chioma e della Vergine, riportati in Fig.2.1.

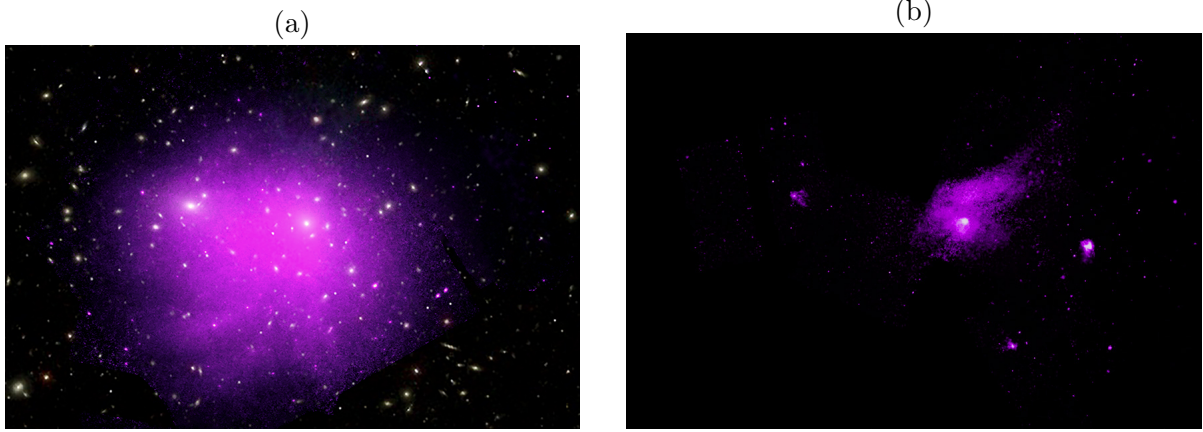


Figura 2.1: Immagini dell'emissione in banda X (in viola) sovrapposte alle immagini ottiche dell'Ammasso della Chioma (a) e dell'Ammasso della Vergine (b). Si può notare la morfologia più regolare dell'Ammasso della Chioma rispetto a quello della Vergine (immagini estrapolate da [17]).

Come già accennato gli ammassi di galassie non sono composti unicamente da galassie, ma presentano più componenti. Importanti per lo studio della tesi sono la *Brightest Cluster Galaxy*, nota anche come BCG, e l'*Intracuster Medium*, il cui acronimo è ICM, che verranno discussi nei prossimi capitoli.

2.2 Brightest Cluster Galaxy

La BCG è la galassia più luminosa dell'ammasso ed è solitamente posizionata al centro della buca di potenziale dell'ammasso stesso⁵. Si tratta di una galassia ellittica gigante con una luminosità anche $10^{12}L_{\odot}$ (dove $1L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ e una massa viriale maggiore di $10^{13}M_{\odot}$, (ben più grande di una galassia media dalla massa di circa $\sim 10^{12}M_{\odot}$, come suggerisce Cimatti [6]). La massa stellare e del gas caldo interstellare sono rispettivamente degli ordini di $\sim 10^{11} - 10^{12}M_{\odot}$ e $10^{10}M_{\odot}$, anche se si deve tenere in considerazione che la misura della massa della BCG è ardua, per via della difficoltà nel separare la galassia dal resto del *cluster*, data la sua posizione centrale. Molte BCG presentano inoltre più picchi di luminosità superficiali nelle regioni centrali, suggerendo la presenza di doppi o addirittura multipli nuclei. Ciò può essere dovuto al fenomeno

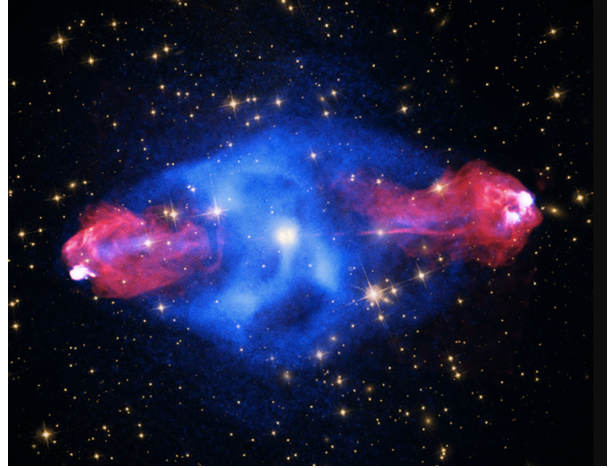
⁵In questa tesi si considerano solo ed esclusivamente ammassi rilassati, cioè tali per cui, almeno in maniera approssimativa, è valido il teorema del viriale. La centralità della BCG è di fatto una caratteristica tipica di questa tipologia di ammassi di galassie.

noto come cannibalismo galattico, secondo il quale le BCG si siano formate per attrito dinamico tramite l'accrescimento di altre galassie appartenenti all'ammasso.

Negli ammassi regolari, quasi sempre la BCG è una *radiogalassia*, cioè una galassia che emette una gran quantità di energia nella banda radio, per via dell'attività del suo buco nero supermassiccio attivo centrale, noto come AGN (*Active Galactic Nucleus*). Secondo la classificazione di Fanaroff-Riley (FR), le radiogalassie possono essere di due categorie distinte a seconda che la luminosità della sorgente alla frequenza di 178 MHz sia maggiore o inferiore a $2 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$: luminosità critica per cui cambia la morfologia dell'emissione radio. In particolare, mentre le FR I hanno una morfologia variabile, le FR II sono ben riconoscibili per via del fatto che le emissioni assumono la forma di lobi allungati con degli *hot spots*: regioni con una spiccata luminosità superficiale, collegati al centro del nucleo galattico attivo tramite deflussi collimati di elettroni relativistici, noti sotto al nome di *jets*, che fuoriescono dal nucleo stesso, come rappresentato in figura 2.2b in rosso. Le dimensioni di questi *jets* possono variare dalla scala delle decine di kpc a quella dei Mpc.



(a) Immagine composta dalla sovrapposizione di fotografie in banda X, visibile e radio acquisite rispettivamente dai telescopi Chandra, Canada-France-Hawaii e VLA, raffigurante la radiogalassia FR I dell' Hydra A. In azzurro è rappresentato il gas caldo acquisito mediante il telescopio Chandra, in rosso i *jets* emessi dalla radiogalassia, acquisiti tramite il VLA e in giallo le sorgenti emittenti in banda visibile acquisite dal telescopio Hubble. A differenza delle FR II, non sono presenti i lobi radio tipici degli *hot spots* (crediti: [17]).



(b) Immagine composta dalla sovrapposizione di fotografie in banda X, visibile e radio acquisite rispettivamente dai telescopi Chandra, Hubble e VLA, raffigurante la radiogalassia FR II del Cygnus A. In azzurro è rappresentato il gas caldo acquisito mediante il telescopio Chandra, in rosso i lobi radio o *hot spots* emessi dalla radiogalassia, acquisiti tramite il VLA e in giallo le sorgenti emittenti in banda visibile acquisite dal telescopio Hubble (crediti: [18]).

Figura 2.2: Nelle immagini 2.2a e 2.2b sono raffigurate le due tipologie di radiogalassie secondo la classificazione di Fanaroff-Riley. In 2.2b la presenza dei lobi radio è evidente, nella 2.2a invece gli *hot spots* sono completamente assenti.

Nonostante gli AGN siano tipicamente presenti nelle BCG, anche altre galassie non centrali nell'ammasso possono presentare strutture analoghe, tuttavia queste altre radiogalassie presentano a volte una morfologia a testa-coda, dovuta all'interazione con l'*intracluster medium*.

2.3 Intracluster Medium

La massa barionica, come accennato all'inizio del capitolo, è dominata dall'*intracluster medium*, noto anche come ICM. Tale mezzo è costituito da un gas caldo pressoché completamente ionizzato, con una temperatura viriale di circa $10^7 - 10^8$ K, che permea l'intera buca di potenziale in cui giace l'ammasso di galassie. Dal momento in cui la densità del gas cala leggermente spostandosi dal centro dell'ammasso verso le zone più periferiche (si parla di un range di $10^{-3} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ secondo il [6]) e poiché la temperatura varia radialmente ancor meno rispetto alla densità, si può considerare il gas come isotermico. Si parla allora di β -model come del modello che descrive il profilo di densità radiale dell'ammasso, considerando la distribuzione di galassie e dell'ICM come isoterme, in equilibrio nella buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso stesso. Come riportato nell'articolo [12], la densità radiale $\rho(r)$ dell'ICM nel *cluster* è espressa bene dalla approssimazione di King, per cui si considera l'ammasso come una sfera isoterma:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{core}} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.1)$$

in cui ρ_0 è la densità del gas al centro dell'ammasso, entro un raggio r_{core} in cui la densità può essere considerata come costante. Il coefficiente adimensionale β è un indice che descrive la rapidità di decrescita della densità con il raggio ed è descritto come segue:

$$\beta = \frac{\sigma_r^2}{kT/\mu m_p} \quad (2.2)$$

dove al numeratore vi è indicato il quadrato della velocità di dispersione delle galassie lungo la linea di vista, che rappresenta il rapporto tra le energie cinetiche delle galassie e del gas; μ è il peso molecolare medio delle particelle del gas, che dal momento in cui si tratta di un gas quasi completamente ionizzato, può essere assunto di valori simili all'abbondanza solare $\mu \sim 0.6$.

Questo modello idrostatico è largamente diffuso in astrofisica per parametrizzare la densità dell'ICM in un *cluster*, a partire dalla sua luminosità superficiale in banda X, dato che $\epsilon_X^{ff} \propto n_e^2$, come si evince dalla (1.17) nell'approssimazione $n_e \sim n_i$. Infatti l'ICM è il responsabile della grande quantità di raggi X emessi da un ammasso, con la sua luminosità tipicamente risiedente nel range dei $10^{43} \lesssim L_X \lesssim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Il meccanismo mediante il quale il gas caldo emette energia ad alte frequenze è principalmente la *bremsstrahlung termica* descritta nel capitolo 1.3, in particolare mediante la legge per l'emissione bolometrica (1.17). L'osservazione dei raggi X provenienti dagli ammassi di galassie è di per sé la riprova della presenza dell'ammasso stesso e della sua buca di potenziale gravitazionale in cui è confinato l'ICM; data la scarsità di altre sorgenti di raggi X altrettanto luminose, le immagini raccolte in banda X permettono di studiare la forma della buca di potenziale e la struttura degli ammassi nel dettaglio, minimizzando

l'inquinamento delle immagini per via della raccolta di dati provenienti da sorgenti non appartenenti all'ammasso.

Nonostante il β -model rappresenti una buona approssimazione iniziale, nella realtà dei fatti il mezzo intergalattico presenta un gradiente di temperatura radiale. Vengono chiamati *cool-core clusters* gli ammassi che presentano una diminuzione di temperatura verso la regione centrale. Tale fenomeno segue quanto espresso nel capitolo 1.5 sulla proporzionalità del tempo di raffreddamento dall'inverso della densità del gas, infatti questi ammassi di galassie perdono energia per via della *bremsstrahlung termica* che, come espresso dalla (1.17), è proporzionale alla densità del gas, che è maggiore verso il centro del *cluster*. Ciò giustifica la presenza del gradiente di temperatura radiale nei *cool-core clusters*.

Un fenomeno caratteristico dell'*intracluster medium* è quello dei fronti freddi (*cold front*). Come spiegato in [8], i fronti freddi tracciano discontinuità in densità del gas e sono visibili come nette variazioni nella brillantezza superficiale in banda X. Essi sono interpretati come superfici di contatto tra regioni di gas con entropia differente, caratterizzate da un aumento della densità accompagnato da una diminuzione della temperatura, mentre la pressione rimane approssimativamente continua attraverso la discontinuità. Nei cluster con *cool core* tali strutture sono frequentemente associate a moti di *sloshing* del gas nel potenziale gravitazionale dell'ammasso, innescati da interazioni o fusioni minori. Questo processo genera una sequenza di fronti freddi che possono propagarsi radialmente nel core del cluster e manifestarsi come archi o spirali nella distribuzione dell'emissione X, come risulta ben visibile nell'Ammasso di Perseo in figura Fig. 2.3.

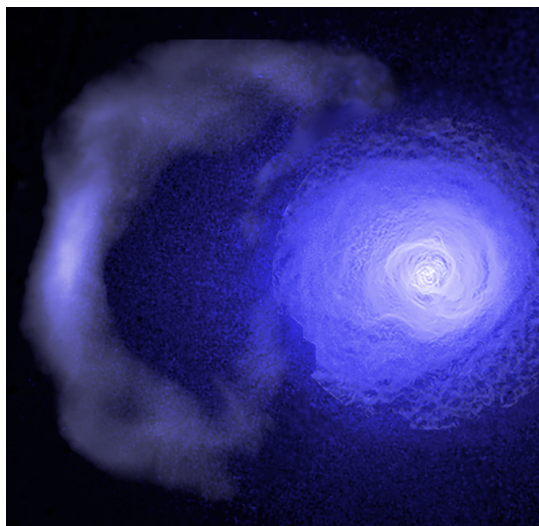


Figura 2.3: Immagine dell'Ammasso di Perseo in banda X, in cui è particolarmente visibile la struttura arcuata del *cold front*. L'immagine è stata ottenute dai dati raccolti dai telescopi Chandra [17], XMM-Newton [9] e ROSAT [15].

2.4 Cooling flow problem ed AGN feedback

Il gas caldo dell'*intracluster medium*, emettendo radiazione per *bremsstrahlung termica*, perde energia, raffreddandosi nel tempo di conseguenza. Entra in gioco allora il tempo di raffreddamento t_{cool} , definito come il tempo impiegato dal plasma a dissipare la propria energia termica per emissione radiativa, discusso nel capitolo 1.5 ed espresso per il sistema in esame dall'equazione (1.28).

Dallo studio delle immagini a raggi X di diversi ammassi di galassie si possono osservare dei picchi di luminosità superficiale nelle regioni centrali degli ammassi. Secondo la descrizione del modello di *cooling flow*, questi picchi sono dovuti ad una maggiore produzione di raggi X emessi via *bremsstrahlung*. Ciò fa sì che il gas nelle regioni centrali si raffreddi più velocemente rispetto alle zone periferiche dell'ammasso, per cui la sua densità aumenta, in modo da mantenersi ad una pressione tale da sostenere il gas sovrastante. Il risultato è un lento flusso di porzioni del gas, che si dirigono verso le regioni più interne dell'ammasso. Tale fenomeno è noto sotto il nome di *cooling flow* e, secondo il modello, sarebbe confinato all'interno del cosiddetto *cooling radius* r_{cool} , delimitante la regione entro cui il tempo di raffreddamento è inferiore al tempo in cui il sistema è considerevole viriale. Il tempo di raffreddamento spesso viene associato ad un valore standard $t_{cool} \sim 7.7 \times 10^9$ yr, associato al *lookback time* a *redshift* $z = 1$ (epoca di formazione degli ammassi), cioè al tempo trascorso tra l'istante in cui una sorgente a *redshift* $z = 1$ emette della luce e l'istante in cui la osserviamo oggi.

In un ammasso, il *cooling flow* può essere espresso tramite il tasso di massa che fluisce verso il centro (in inglese *mass inflow rate*), cioè la quantità di massa che attraversa il *cooling radius* verso il centro del *cluster* M . Il valore di questa grandezza può essere ricavato dalla luminosità di *bremsstrahlung* bolometrica L_{cool} della regione interna al *cooling radius* detta regione di raffreddamento e assumendo che al suo valore concorrano soltanto l'energia termica E_{th} e il lavoro del gas a pressione costante. Per cui, come riportato in [12], dato $L_{cool} = \frac{dE}{dt}$, e noto $dE = dE_{th} + p dV = \frac{\gamma}{\gamma-1} p dV$, con $\gamma = \frac{5}{3}$ indice adiabatico di un gas monoatomico, $p dV = (dM kT)/(\mu m_p)$ lavoro a pressione costante, si può ottenere la relazione tra il tasso di influsso di massa e la luminosità della regione centrale dell'ammasso:

$$L_{cool} = \frac{5}{2} \frac{\dot{M}}{\mu m_p} kT \quad (2.3)$$

con T che è la temperatura a r_{cool} . La luminosità L_{cool} rappresenta tipicamente circa il $\sim 10\%$ della luminosità totale dell'ammasso e suoi valori ruotano attorno ai $\sim 10^{42} - 10^{44}$ erg s $^{-1}$, per cui la quantità di massa che attraversa il *cooling radius* si aggira attorno all'ordine del centinaio di masse solari all'anno.

Ad oggi le osservazioni effettuate mediante i telescopi Chandra [17] e XMM-Newton [9] hanno mostrato la presenza effettiva di brevi tempi di raffreddamento, delle elevate densità e delle basse temperature nelle regioni centrali degli ammassi, ma hanno anche evidenziato il fatto che la quantità di gas che si raffredda, mediante il processo sopra

descritto, è drasticamente inferiore a quella attesa, si parla di circa uno o due ordini di grandezza in meno rispetto ai valori previsti [22]. Il motivo per cui il gas caldo non si raffredda fino a temperature molto basse nelle quantità che ci si aspetta, è ad oggi un quesito aperto che prende il nome di *cooling flow problem*. Tra le ipotesi più accreditate atte a spiegare questo fatto, vi è quella per cui possa esistere un meccanismo di iniezione di energia nell'ICM che bilanci la perdita di energia per raffreddamento. Tra i vari meccanismi presi in analisi, quello più accreditato è l'*AGN feedback*.

Si parla di *AGN feedback* come della interazione tra il SMBH⁶ al centro della BCG, con il gas circostante, incluso il gas in accrescimento attorno al buco nero stesso, che ne alimenta l'attività. Gli effetti dell'*AGN feedback* influenzano drasticamente l'evoluzione della galassia in cui avviene, tant'è che si può parlare di *AGN feedback* positivo o negativo, a seconda che questo promuova o inibisca la produzione stellare nella galassia, rispettivamente compattando le nubi fredde di gas fino a provocarne il collasso (nel caso di *AGN feedback positivo*), o scaldando o espellono il gas freddo (per l'*AGN feedback negativo*). Infine il *feedback* può essere radiativo o meccanico, nel primo caso riguarda l'emissione di fotoni da parte del SMBH, nel secondo l'emissione di elettroni e protoni principalmente. In questa tesi si ha l'interesse di trattare il *feedback* meccanico, in un particolare regime tipico delle radiogalassie, vale a dire il *radio mode feedback*.

Il *radio mode feedback* avviene quando il tasso di accrescimento di un buco nero è basso, cioè quando la densità del gas che si accumula attorno al buco nero non è sufficientemente elevata per generare un'efficiente radiazione, per cui l'energia rilasciata viene incanalata in *jets* e lobi radio. Queste due strutture spesso si dispongono simmetricamente a coppie, agli estremi del SMBH e sono composte da plasma relativistico. Ne consegue che il *radio mode feedback* è dominato da una componente meccanica, cioè di produzione di particelle ionizzate, mentre la componente radiativa è pressoché trascurabile. I *jets* sono flussi di particelle estremamente collimati fuoriuscenti dalla regione centrale della radiogalassia, il cui meccanismo di produzione non è ad oggi totalmente chiaro. Tuttavia, ciò che è noto è che questi flussi interagiscono meccanicamente con il gas che li circonda: in particolare i *jets* gonfiano i lobi, fino a formare dei bozzoli di emissione radio emessi dagli elettroni relativistici per sincrotrone.

I *jets* e i lobi interagiscono con l'ICM e l'atmosfera di gas caldo che circonda la galassia, i quali emettono in banda X. Dalle osservazioni di diverse radiogalassie al centro di ammassi effettuate tramite i telescopi sensibili ai raggi X, emergono delle disomogeneità nell'emissione del gas caldo, dovute proprio all'interazione sopra citata. In particolare emergono figure di cavità o bolle, note sotto il nome di *X-ray cavities* da un lato, e di *shocks* dall'altro, entrambe emergenti dall'interazione con il gas rigettato dall'AGN. Un catalogo di qualche decina di sistemi in cui si segnala la possibile presenza di cavità e *shocks* è presentato nell'articolo [4] e nell'immagine in Fig. 2.4 è riportato un esempio

⁶La sigla SMBH sta per *Supermassive Black Hole*.

di interazione tra i lobi e l'ICM in un ammasso di galassie.

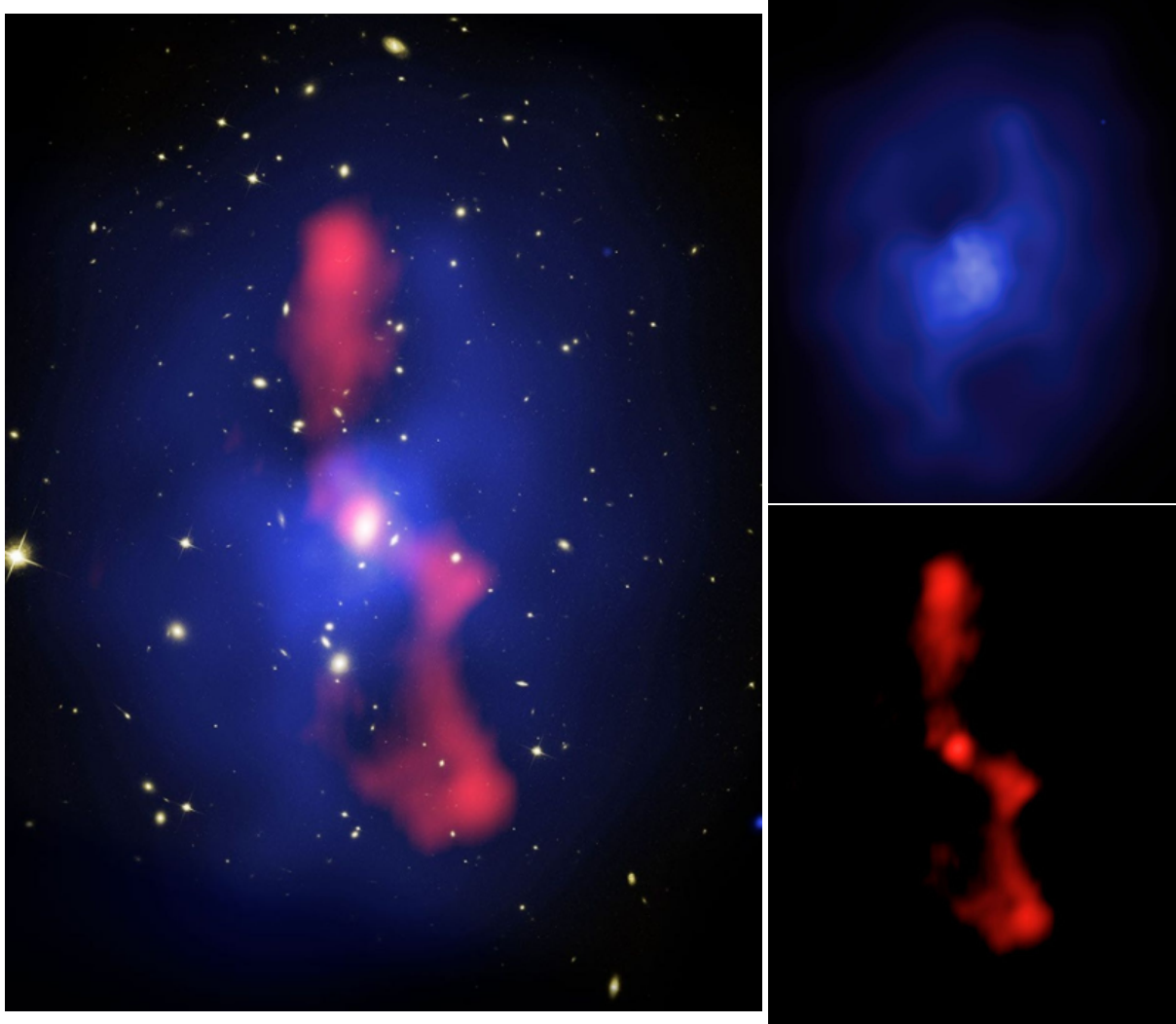


Figura 2.4: Immagine composta dell'ammasso di galassie MS0735.6+7421. Le immagini rappresentano in rosso l'emissione radio generata dai *jets*, catturata dal *Very Large Array telescope*, di cui è ben visibile la forma quasi simmetrica rispetto al centro della galassia centrale, la forma allungata dei *jets* che gonfiano i due lobi radio. In blu è immortalato l'ICM, tramite il telescopio Chandra e in giallo è raffigurata la fotografia nel visibile scattata dal telescopio Hubble. Si può notare come i lobi radio spostino l'ICM, creando le cavità in banda X (immagini estratte da [16]).

L'osservazione delle cavità, che si ricorda non essere effettivamente vuote, ma riempite

da plasma relativistico contenuto dalla pressione esercitata dal gas caldo che lo circonda, consente di stimare l'energia meccanica trasferita dai *jets* all'ambiente: vale a dire di stimare la portata del *feedback* meccanico nel regime *radio mode*. Come descritto in [12], l'energia dissipata dall'AGN, e di conseguenza il riscaldamento del sistema, sono dovuti alla dissipazione dell'entalpia H delle cavità e agli *shocks*. L'energia per creare una cavità di volume V sotto una pressione p , è data dal lavoro pV svolto dal *jet* per gonfiare la bolla dentro il gas caldo, sommato all'energia interna della bolla $U = \frac{1}{\gamma-1}pV$:

$$E_{cav} \equiv H = U + pV = \frac{\gamma}{\gamma-1}pV \quad (2.4)$$

dove γ è l'indice adiabatico del plasma interno alle cavità (tipicamente si assume $\gamma = 4/3$ per la presenza di gas relativistico).

Studi sulle *X-ray cavities* mostrano come il riscaldamento dovuto alle cavità sia più rilevante per le galassie al centro della buca di potenziale dell'ammasso. Nelle regioni centrali dei *cool-core clusters* la densità dell'ICM è maggiore e, di conseguenza, il tempo di raffreddamento del gas è più breve. È proprio in queste condizioni che assume un maggior importanza l'*AGN feedback*, poiché serve un meccanismo di riscaldamento efficiente che compensi la perdita di energia più elevata. Per cui si ritiene che questo sia il fenomeno principale che regola i *cooling flows* nei *cool-core clusters*.

Capitolo 3

Analisi morfologica dell'ICM di Zw1742

In questo capitolo viene presentato uno studio morfologico dell'emissione dell'ICM nel *cool-core cluster* Zw1742+3306, mostrato in Fig. 3.1. Lo scopo dell'analisi è valutare la possibile presenza di depressioni nella brillantezza superficiale X, al fine di verificare l'ipotesi della presenza di *X-ray cavities*, introdotte nel capitolo precedente nella sezione 2.4.

A questo scopo sono state analizzate immagini in formato FITS ottenute dal *Chandra X-ray Observatory* [17], utilizzando il software SAOImageDS9 [13]. I dati in banda X sono stati successivamente confrontati con osservazioni radio che mostrano l'attività dell'AGN centrale, responsabile della produzione di *jets* e lobi radio. Tali dati radio provengono da osservazioni effettuate con diversi radiotelescopi, tra cui il *Very Large Array* (VLA) [20] e il *LOw Frequency ARray* (LOFAR) [3].

3.1 Presentazione dell'ammasso

Come riportato in [8], Zw1742+3306 è un ammasso di galassie situato a *redshift* $z = 0.0757$ (corrispondente ad una distanza da noi ~ 340 Mpc). L'ammasso è caratterizzato dalla presenza di un *cool-core* ben sviluppato ed è dominato da un intenso picco centrale di luminosità superficiale in banda X, associato alla posizione della *Brightest Cluster Galaxy* (BCG).

In ammassi di questo tipo l'ICM possiede tempi di raffreddamento radiativo relativamente brevi, tali da favorire processi di raffreddamento e condensazione del gas verso il centro della buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso, con tassi di raffreddamento di massa stimati, secondo l'equazione (2.3), dell'ordine di $10^2 - 10^3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Osservazioni moderne mostrano tuttavia che il raffreddamento del gas risulta in parte compensato dall'attività dell'AGN presente nella galassia centrale, come descritto nella sezione 2.4. Il cosiddetto *AGN feedback* può manifestarsi attraverso getti radio

relativistici e bolle di plasma che interagiscono con il gas dell'ICM, producendo cavità nella distribuzione di luminosità superficiale X e contribuendo al riscaldamento del gas circostante.

Zw1742+3306 rappresenta quindi un esempio particolarmente interessante di *cool-core cluster*, caratterizzato da un'intensa emissione in banda X prodotta principalmente dal processo di *bremsstrahlung termica* dell'ICM, analizzato nel capitolo 1.3. Nella banda energetica 0.1 – 2.4 keV la luminosità X del sistema è pari a circa $2.3 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ [8]. La BCG centrale presenta inoltre un'emissione significativa, con luminosità $\gtrsim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, in H α : una riga di emissione dell'atomo di idrogeno appartenente alla lunghezza d'onda di 656.28 nm, associata alla transizione elettronica dal livello energetico $n = 3$ al livello $n = 2$. Nel contesto degli ammassi di galassie essa traccia gas ionizzato con temperatura tipica $T \sim 10^4 \text{ K}$, molto più freddo rispetto al plasma dell'ICM. La BCG ospita una sorgente radio compatta con spettro piatto, caratteristica che suggerisce la presenza di un nucleo galattico attivo (AGN), il quale può svolgere un ruolo fondamentale nella regolazione termica del gas dell'ICM.

3.2 Osservazioni X con Chandra

Il telescopio *Chandra* possiede una risoluzione angolare di circa $0.5''$: la più elevata nel dominio delle osservazioni X. Questa caratteristica rende lo strumento particolarmente adatto allo studio della morfologia dell'emissione dell'ICM nelle regioni centrali degli ammassi di galassie, dove è possibile identificare strutture come *shock*, fronti freddi e cavità associate all'attività dell'AGN.

Le immagini analizzate sono state acquisite dal telescopio *Chandra* e sono mostrate in Fig. 3.1. In particolare sono state considerate due immagini corrispondenti ai seguenti intervalli energetici: rispettivamente 0.5 – 7 keV e 0.5 – 2 keV. Questi intervalli appartengono allo spettro dei raggi X, a cui emette l'ICM per *bremsstrahlung*.

Al *redshift* dell'ammasso, utilizzando i parametri cosmologici riportati in Tab. 3.1, è possibile ricavare la scala di conversione tra l'angolo osservato e la distanza fisica nel piano dell'ammasso. In particolare si ottiene la relazione:

$$1'' \simeq 1.44 \text{ kpc}.$$

H_0	$70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.7
Ω_m	0.3

Tabella 3.1: Valori dei parametri cosmologici adottati in questa tesi. Con H_0 si indica la costante di Hubble, ovvero il tasso di espansione dell’Universo al tempo presente, con Ω_Λ è indicata la frazione della densità di materia oscura dell’Universo, mentre Ω_m rappresenta la frazione della densità critica dell’Universo costituita da materia (barionica e oscura).

L’elevata risoluzione angolare del telescopio *Chandra* consente di studiare nel dettaglio la morfologia dell’emissione X dell’ICM nelle regioni centrali dell’ammasso. Nei rilevatori del *Chandra telescope*, i fotoni incidenti vengono convertiti in cariche elettroniche e registrati come eventi discreti. Di conseguenza, a ciascun pixel dell’immagine è associato un conteggio di fotoni rilevati, che fornisce una misura dell’intensità dell’emissione X nella direzione della linea di vista, permettendo di tracciare la distribuzione del mezzo intra-ammasso (ICM). In particolare, la distribuzione della brillantezza superficiale mostrata in Fig. 3.1 permette di individuare eventuali strutture non uniformi nel gas caldo, come asimmetrie o regioni di emissione ridotta che potrebbero essere associate alla presenza di cavità prodotte dall’attività dell’AGN centrale.

L’analisi di queste immagini rappresenta quindi il punto di partenza per la ricerca sistematica di possibili *X-ray cavities*. Nel seguito verranno analizzati i conteggi dei fotoni nelle diverse regioni dell’immagine e verrà descritto il metodo utilizzato per identificare eventuali deficit locali di emissione X nella distribuzione del gas dell’ICM.

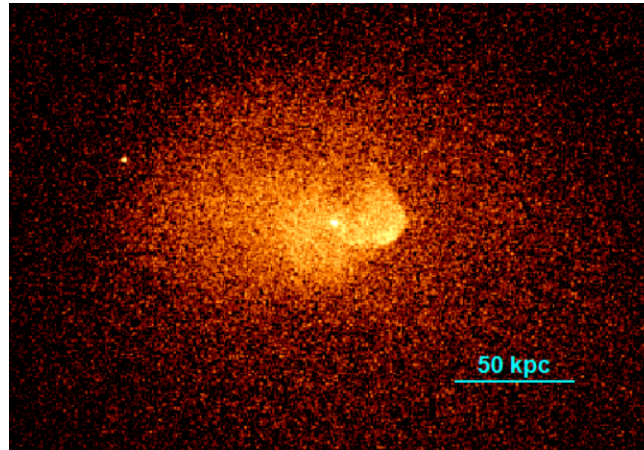


Figura 3.1: Immagine dell’ammasso di galassie Zw1742+3306 nella banda energetica 0.5 – 7 keV. La scala di lunghezza mostrata in basso a destra indica la dimensione fisica al *redshift* dell’ammasso. La scala cromatica rappresenta l’intensità dell’emissione X, con colori più chiari corrispondenti a regioni di maggiore brillantezza superficiale.

3.3 Analisi dei dati

In primo luogo si vogliono mostrare in Fig. 3.2 l'immagine radio associati all'emissione di sincrotrone del plasma relativistico nei lobi prodotti dall'attività dell'AGN centrale dell'ammasso Zw1742+3306 (l'immagine è presente in letteratura nell'articolo [4]). I dati radio sono stati ottenuti dal radio interferometro LOFAR¹ [3]. Come si può osservare, i lobi radio si estendono verticalmente nell'immagine e risultano quasi simmetrici rispetto alla sorgente centrale. L'AGN è chiaramente visibile nelle immagini in banda X, dove è identificabile come il picco di emissione centrale mostrato in Fig. 3.1.

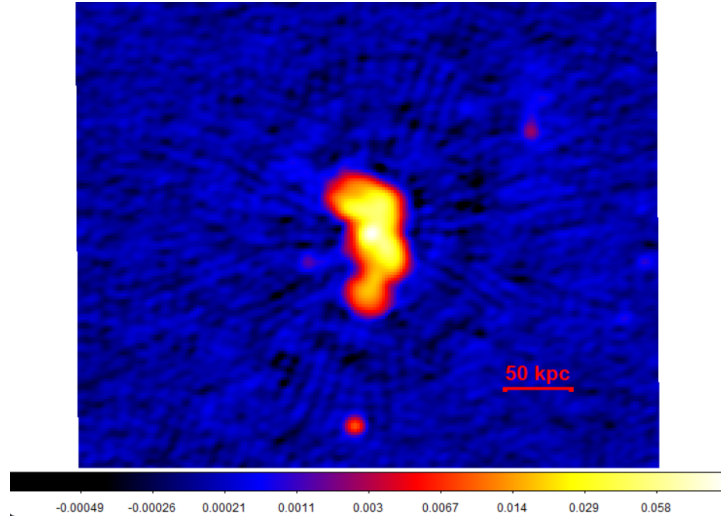


Figura 3.2: Dati radio dell'ammasso ottenuti con il radio interferometro LOFAR alla frequenza di 144 MHz. La scala cromatica indica la distribuzione della brillantezza radio: il blu corrisponde a regioni a bassa brillantezza, mentre rosso, giallo e bianco indicano regioni a brillantezza progressivamente maggiore. È possibile distinguere chiaramente la morfologia dei lobi radio associati all'AGN centrale.

L'osservazione della emissione radio mostrata in Fig. 3.2 fornisce una guida per l'identificazione di possibili cavità nell'*intracluster medium* nelle immagini in banda X.

Per l'identificazione delle possibili cavità nell'emissione X dell'ICM è stata effettuata un'analisi della distribuzione della brillantezza superficiale nelle immagini acquisite dal telescopio *Chandra*. In particolare sono state definite, tramite il software SAOImageDS9, regioni di tipo panda e panda ellittiche², costituite da regioni anulari concentriche che

¹LOFAR (*Low Frequency Array*) è un radiotelescopio interferometrico europeo che osserva il cielo a basse frequenze radio ($\sim 10 - 240$ MHz).

²La selezione panda in SAOImageDS9 definisce una griglia di regioni composta da settori anulari concentrici, caratterizzati da un raggio interno ed esterno e da un intervallo angolare, utilizzati per campionare la distribuzione spaziale della luminosità superficiale in coordinate polari.

suddividono l'immagine in intervalli angolari attorno all'AGN . Nel dettaglio, la quantità analizzata è la brillantezza superficiale S , definita come il numero di conteggi rilevati normalizzato all'area della regione considerata ed espressa in px^{-1} . Tale grandezza è proporzionale alla luminosità superficiale dell'emissione X dell'ICM lungo la linea di vista.

Si è cercata la presenza di eventuali cavità confrontando la brillantezza superficiale di ciascun settore con quella dei settori adiacenti, appartenenti alla stessa corona anulare. In questo modo è stato possibile identificare eventuali deficit di emissione X, che rappresentano una evidenza osservativa delle *X-ray cavities*. Per quantificare la significatività statistica della depressione di luminosità è stato introdotto un parametro di significatività σ , definito come

$$\sigma = \frac{S_{ref} - S_f}{\sqrt{\delta S_{ref}^2 + \delta S_f^2}}, \quad (3.1)$$

dove S_f rappresenta la brillantezza superficiale del settore analizzato in termini di conteggi, mentre S_{ref} indica la brillantezza superficiale media dei settori circostanti utilizzati come ambiente. Un valore di σ positivo corrisponde allora ad un deficit di conteggi rispetto all'ambiente, un valore negativo ad un eccesso degli stessi. Gli errori associati alle misure sono stati stimati assumendo che il conteggio dei fotoni segua una distribuzione di Poisson, per cui l'incertezza sul numero di fotoni rilevati C è data da $\delta C = \sqrt{C}$. Questo approccio consente di identificare in modo quantitativo eventuali depressioni di emissione nell'ICM compatibili con la presenza di cavità prodotte dall'attività dell'AGN centrale.

Significativa è risultata la selezione raffigurata in Fig. 3.3a, in cui l'ICM è stato suddiviso in quattro settori a due a due equisuperficiali mediante una selezione panda ellittica. Le varie sezioni sono state etichettate secondo i punti cardinali: Nord (verso l'alto dell'immagine), Ovest (verso il lato destro dell'immagine), Sud (verso il basso dell'immagine) ed Est (verso il lato sinistro). Si noti che le immagini sono specchiate lungo l'asse verticale, per cui l'Est appare a sinistra dell'immagine e l'Ovest a destra. I dati ottenuti da questa selezione sono riportati in Tab. 3.2.

Un secondo tipo di selezione utilizzata è la panda circolare illustrata in Fig. 3.3b. In questo caso la regione in esame è stata suddivisa in sei settori equisuperficiali. La selezione è stata opportunamente ruotata in modo da far coincidere il settore Nord con la regione che, da un'osservazione preliminare dell'immagine, appariva presentare un possibile deficit di conteggi. I risultati ottenuti da questa selezione sono riportati in Tab. 3.4. Infine nei grafici in Fig. 3.4a e 3.4b sono rappresentate le distribuzioni angolari della brillantezza superficiale, che consentono una visualizzazione grafica della variazione dei conteggi nei vari settori.

Per evitare che il forte picco di emissione X associato all'AGN nella BCG influenzasse il conteggio dei fotoni, il centro del cluster è stato escluso dalle regioni analizzate. In

questo modo si evita che l'eccesso di emissione proveniente dal nucleo della galassia produca un bias nella misura della della brillantezza superficiale dell'ICM.

Brillantezza superficiale - sel. panda ellittica				
Immagine	S_N	S_E	S_S	S_W
(0.5 – 7) keV	3.24 ± 0.06	4.72 ± 0.05	4.07 ± 0.06	5.38 ± 0.05
(0.5 – 2) keV	2.61 ± 0.05	3.78 ± 0.05	3.25 ± 0.06	4.57 ± 0.05

Tabella 3.2: Conteggi di fotoni nei quattro settori angolari delle regioni panda ellittiche illustrate in Fig. 3.3a, definite nelle immagini X di *Chandra*. La prima riga riguarda i dati raccolti per l'immagine sensibile ai fotoni con energia compresa tra (0.5 – 7) keV, la seconda l'immagine sensibile ai (0.5 – 2) keV. I parametri riportati sono le brillanze superficiali nei settori Nord, Est, Sud e Ovest, espresse in conteggi/px.

Significatività - sel. panda ellittica				
Immagine	σ_N	σ_E	σ_S	σ_W
(0.5 – 7) keV	22.5 ± 0.7	-8.1 ± 0.7	5.3 ± 0.7	-21.4 ± 0.7
(0.5 – 2) keV	21.3 ± 0.7	-5.5 ± 0.7	6.4 ± 0.7	-23.4 ± 0.7

Tabella 3.3: Valori della significatività statistica σ per i quattro settori della selezione panda ellittica mostrata in Fig. 3.3a. La significatività è stata calcolata confrontando la brillantezza superficiale di ciascun settore con quella media dei settori circostanti.

Brillantezza superficiale - sel. panda circolare						
Immagine	S_N	S_{NE}	S_{SE}	S_S	S_{SW}	S_{NW}
(0.5 – 7) keV	3.30 ± 0.06	4.22 ± 0.07	5.30 ± 0.08	4.35 ± 0.07	4.73 ± 0.08	6.69 ± 0.09
(0.5 – 2) keV	2.64 ± 0.06	3.38 ± 0.06	4.26 ± 0.07	3.42 ± 0.06	3.98 ± 0.07	5.79 ± 0.08

Tabella 3.4: Brillantezza superficiale nei sei settori angolari delle regioni panda circolari illustrate in Fig. 3.3b, definite nelle immagini X di *Chandra*. La prima riga riguarda i dati raccolti per l'immagine sensibile ai fotoni con energia compresa tra (0.5 – 7) keV, la seconda l'immagine sensibile ai (0.5 – 2) keV. I parametri riportati sono le brillanze superficiali S delle varie sezioni, nei settori Nord, Nord-Est, Sud-Est, Sud, Sud-Ovest, Nord-Ovest, espresse in conteggi/px.

Significatività - sel. panda circolare						
Immagine	σ_N	σ_{NE}	σ_{SE}	σ_S	σ_{SW}	σ_{NW}
(0.5 – 7) keV	24.4 ± 0.7	8.3 ± 0.7	-7.4 ± 0.8	6.26 ± 0.8	0.5 ± 0.8	-24.0 ± 0.8
(0.5 – 2) keV	23.7 ± 0.7	8.9 ± 0.7	-5.3 ± 0.8	8.3 ± 0.7	-1.1 ± 0.8	-25.3 ± 0.8

Tabella 3.5: Valori della significatività statistica σ per i sei settori della selezione panda circolare mostrata in Fig. 3.3b. La significatività quantifica la deviazione della brillantezza superficiale di ciascun settore rispetto all’ambiente circostante.

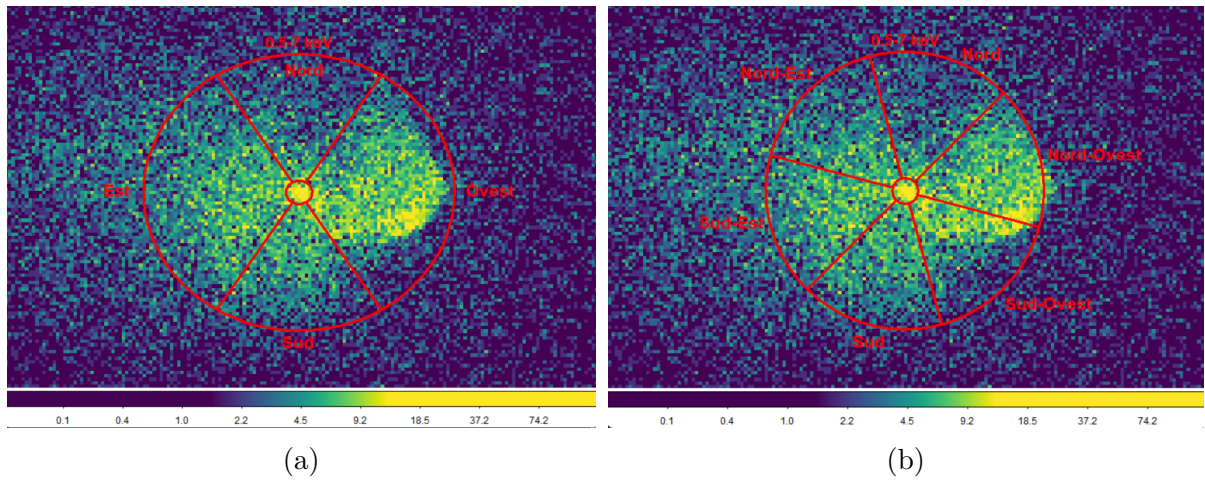


Figura 3.3: In figura è rappresentata l’immagine Chandra dell’ammasso Zw1742+3306 suddiviso in settori. Dai settori è escluso il conteggio dei fotoni provenienti dalla BCG. L’ammasso è suddiviso in:

- (a) quattro quadranti di una ellisse, etichettati partendo dall’alto in senso orario Nord, Ovest, Sud, Est.
- (b) sei quadranti di una selezione panda, inclinata così da far combaciare lo spicchio a Nord con la regione con meno conteggi. I quadranti sono stati etichettati con i punti cardinali, a partire dall’alto in senso orario, Nord, Nord-Ovest, Sud-Ovest, Sud, Sud-Est, Nord-Est.

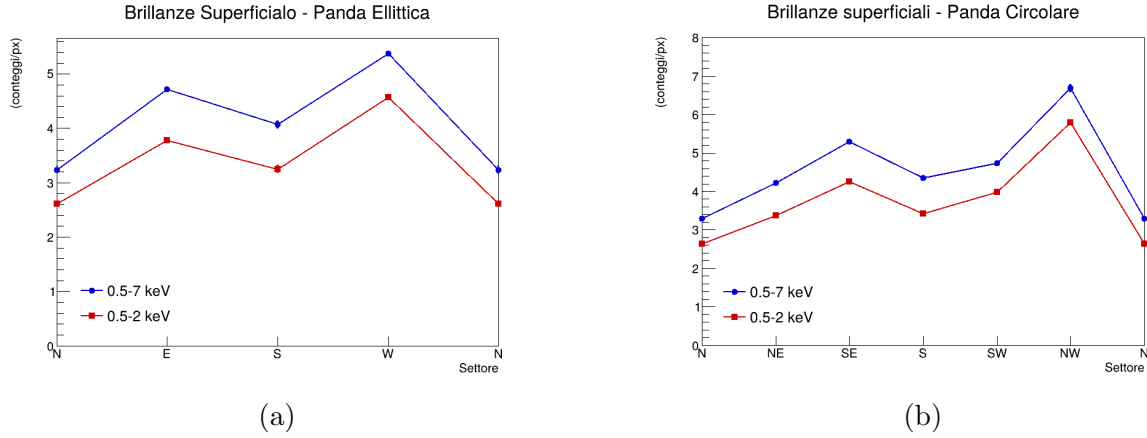


Figura 3.4: Distribuzione angolare della brillanza superficiale ottenuta da due diverse selezioni di regioni nell'immagine X di *Chandra*. (a) Andamento della brillanza superficiale nei quattro settori principali (N, E, S, W) ottenuto dalla selezione ellittica. (b) Distribuzione angolare della brillanza superficiale nei sei settori (N, NE, SE, S, SW, NW) ottenuta dalla selezione circolare. In entrambi i grafici sono mostrati i risultati nelle bande energetiche $(0.5 - 7)$ keV e $(0.5 - 2)$ keV.

Un ulteriore figura geometrica, utilizzata per studiare la presenza di cavità senza il vincolo di simmetria centrale rispetto all'AGN, è l'ellisse. Come illustrato in figura Fig. 3.5 è stato considerato come ambiente la superficie che contiene l'intera regione densa dell'ICM (in magenta), esclusa una regione circondante l'AGN, per le stesse motivazioni considerate per le precedenti sezioni; dopodiché sono state adattate delle ellissi, in modo da ricalcare e contenere le regioni in cui si potevano riconoscere ad occhio nudo le diminuzioni di emissione del gas caldo. Nel dettaglio si segnalano sull'immagine l'ellisse in rosso come la presunta cavità a Nord dell'AGN e in azzurro quella a Sud-Ovest. Le brillanze superficiali, in termini di conteggi/px, sono riportate in Tab. 3.6. Le superfici contenute all'interno delle regioni sotto esame sono state escluse dal conteggio dell'ambiente.

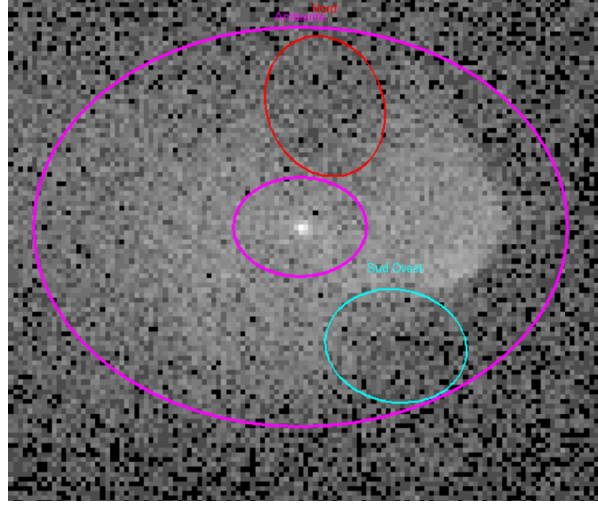


Figura 3.5: Nella figura sono rappresentati sull’ammasso Zw1742+3306, le selezioni ellittiche della presunta cavità a Nord (in rosso), di quella a Sud-Ovest (in azzurro) e dell’ambiente (compresa tra le due ellissi magenta).

Brillanza superficiale - selezioni ellittiche		
Regione	$S(0.5 - 7) \text{ keV}$	$S(0.5 - 2) \text{ keV}$
cavità Nord	3.14 ± 0.02	2.44 ± 0.07
cavità Sud-Ovest	2.91 ± 0.07	2.30 ± 0.07
Ambiente	4.42 ± 0.17	3.61 ± 0.15

Tabella 3.6: Brillanza superficiale S misurata nelle regioni ellittiche illustrate in figura Fig 3.5 per campionare l’emissione diffusa dell’ICM. I valori sono espressi in conteggi/px e sono riportati per le bande energetiche $(0.5 - 7) \text{ keV}$ e $(0.5 - 2) \text{ keV}$.

Significatività - selezioni ellittiche		
Regione	σ_N	σ_{SO}
$(0.5 - 7) \text{ keV}$	6.9 ± 0.9	6.2 ± 0.8
$(0.5 - 2) \text{ keV}$	5.4 ± 0.8	6.1 ± 0.8

Tabella 3.7: Valori della significatività statistica σ per le regioni ellittiche utilizzate per campionare la distribuzione della brillanza superficiale dell’ICM. La significatività è stata calcolata confrontando la brillanza superficiale di ciascuna regione con quella dell’ambiente circostante.

Nell’articolo *”Cold fronts and metal anisotropies in the X-ray cool core of the galaxy cluster Zw 1742+3306”* [8], vengono osservati due fronti freddi. Di seguito è presentato

lo studio di uno dei due fronti, individuato dall'osservazione delle immagini Fig. 3.1, a circa 23 kpc ad Ovest rispetto alla BCG. La possibile presenza del fronte freddo è stata ricercata definendo delle regioni panda non complete e decentrate rispetto alla posizione dell'AGN. Questa scelta è stata effettuata al fine di adattare la geometria delle regioni all'andamento curvilineo della struttura osservata nell'immagine X, così da campionare correttamente la distribuzione della luminosità superficiale attraverso il presunto fronte.

La regione contenente il possibile fronte è stata quindi confrontata con l'ambiente circostante, considerato come la somma degli archi della sezione panda immediatamente adiacenti lungo la stessa corona anulare e di due strette regioni laterali alla sezione analizzata, poste ai lati della struttura (non illustrate nelle immagini). In questo modo è stato possibile ottenere una misura di riferimento della densità superficiale di conteggi del gas *intracluster* nelle regioni circostanti. In figura Fig. 3.6 è illustrata la sezione considerata.

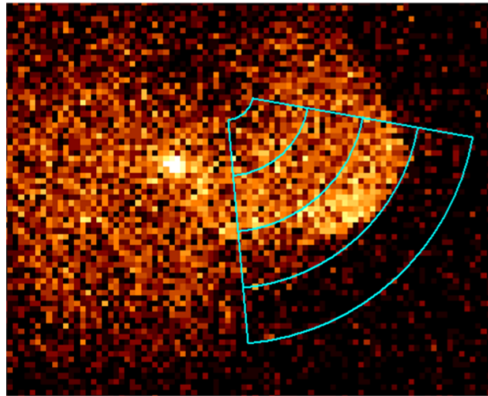


Figura 3.6: Nell'immagine è illustrata la sezione panda considerata per lo studio del fronte freddo ad Ovest della BCG. Nella tabella Tab.3.8 sono etichettate le regioni a spicchio dalla più ristretta alla più esterna.

Brillanza superficiale - cold front				
Regione	$S(0.5 - 7 \text{ keV})$	$S_{\text{amb}}(0.5 - 7 \text{ keV})$	$S(0.5 - 2 \text{ keV})$	$S_{\text{amb}}(0.5 - 2 \text{ keV})$
1	6.6 ± 0.2	7.2 ± 0.4	5.7 ± 0.2	6.3 ± 0.4
2	7.6 ± 0.2	7.0 ± 0.6	6.7 ± 0.2	6.0 ± 0.6
3	7.0 ± 0.1	4.0 ± 0.4	6.1 ± 0.1	3.3 ± 0.4
4	2.1 ± 0.1	6.1 ± 0.6	1.7 ± 0.1	5.3 ± 0.5

Tabella 3.8: Brillanza superficiale S nelle regioni selezionate lungo il fronte e nei rispettivi ambienti circostanti S_{amb} . I valori sono espressi in conteggi/px e sono stati ottenuti mediante selezioni panda decentrate rispetto all'AGN per seguire l'andamento curvilineo della struttura osservata. Le sezioni sono etichettate con numeri crescenti con la superficie della loro area.

Significatività - cold front				
Regione	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4
(0.5 – 7) keV	0.9 ± 0.7	-0.8 ± 0.8	-5.3 ± 0.8	6.0 ± 0.9
(0.5 – 2) keV	1.1 ± 0.7	-1.0 ± 0.8	-5.3 ± 0.8	6.1 ± 0.9

Tabella 3.9: Significatività statistica della variazione della brillantezza superficiale nelle regioni selezionate lungo il presunto fronte. I valori sono stati ottenuti confrontando la sezione contenente la struttura con le regioni circostanti utilizzate come ambiente di riferimento.

Il confronto tra la brillantezza superficiale della sezione contenente il presunto fronte e quella delle regioni limitrofe consente di individuare eventuali discontinuità nell'emissione X. Tali discontinuità rappresentano un'evidenza osservativa di strutture dinamiche dell'ICM, quali *cold fronts* o onde d'urto generate dall'attività dell'AGN o da moti dinamici del gas all'interno dell'ammasso [8].

3.4 Risultati dell'analisi

L'analisi della distribuzione della brillantezza superficiale nelle immagini X di *Chandra* ha permesso di individuare alcune strutture significative nell'*intracluster medium* dell'ammasso Zw1742+3306. In particolare, il confronto tra i diversi settori angolari definiti mediante selezioni panda ha evidenziato la presenza di variazioni locali della brillantezza superficiale, che possono essere interpretate come possibili cavità X e come discontinuità nella distribuzione del gas.

I risultati ottenuti dalle selezioni panda ellittiche e circolari sono riportati nelle Tabelle 3.2 e 3.4. E il confronto tra le diverse sezioni mostra che alcune regioni presentano una brillantezza superficiale inferiore rispetto ai settori circostanti. In particolare, il settore Nord risulta sistematicamente caratterizzato da una densità di conteggi minore rispetto alle regioni limitrofe, con significatività dai valori compresi tra i 20–25, per le selezioni panda, e tra i 5 – 6 per le selezioni ellittiche, suggerendo la presenza di un deficit di emissione X. Questo comportamento è compatibile con la presenza di cavità nell'ICM, prodotte dall'interazione tra il gas *intracluster* e il plasma relativistico contenuto nei lobi radio dell'AGN centrale. La cavità a Sud dell'AGN risulta meno visibile: nel dettaglio non risulta tanto evidente quanto per il settore Nord la sua presenza secondo le suddivisioni panda dell'immagine, dati i valori della significatività σ compresi nel range 5 – 8, ma appare più vistosa dallo studio mediante l'uso delle forme ellittiche con σ , simili a quelle della regione Nord.

Un'ulteriore analisi è stata effettuata per lo studio della presenza di una discontinuità nella distribuzione dell'ICM. I valori delle significatività presentate nelle Tabelle 3.3 e 3.5 delle due selezioni panda mostrano un eccesso di conteggi significativo nelle regioni ad

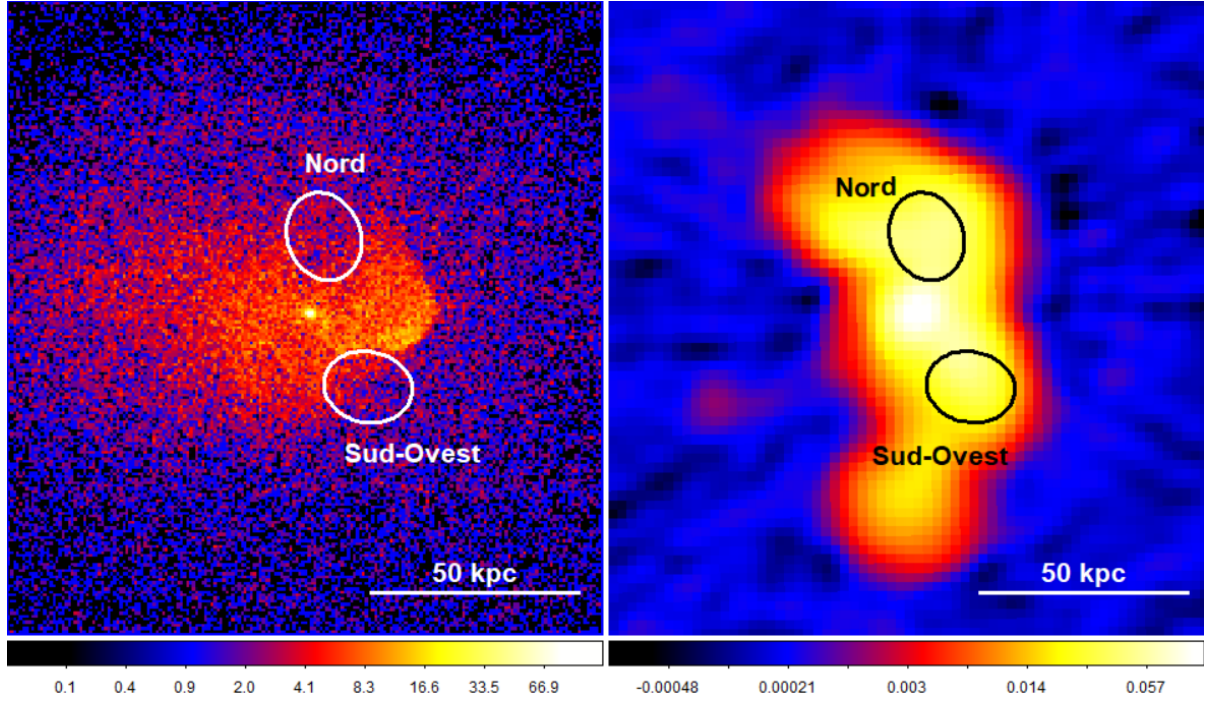


Figura 3.7: Confronto tra l'immagine dell'ICM in banda X (a sinistra) e dei lobi in banda radio (a destra). Sulle due immagini sono sovrapposte le regioni ellittiche associate ai dati riportati in 3.6. Si può notare come le zone più brillanti in banda radio coprano le regioni considerate, estendendosi poi ulteriormente verso le regioni più esterne dell'ammasso. In basso è riportata la scala cromatica dei conteggi di fotoni nelle due immagini.

Ovest, pur più contenuto rispetto all'analisi delle cavità, in linea con quanto esposto in [8], circa la presenza di un *cold front* a 23 kpc ad Ovest rispetto alla BCG. Dall'analisi delle selezioni panda non complete e decentrate rispetto alla posizione dell'AGN raffigurate in Fig. 3.6, sono emersi i valori di brillantezza superficiale riportati in Tab. 3.8. Nel dettaglio la significatività negativa $\sigma_3^{(0.5-7) \text{ keV}} \simeq -5.3$ è indice di una increspatura nella distribuzione della luminosità superficiale e i valori di $\sigma_2^{(0.5-7) \text{ keV}} \simeq -0.8$ e $\sigma_4^{(0.5-7) \text{ keV}} \simeq 6.0$ suggeriscono un calo dei conteggi nelle regioni immediatamente adiacenti a quella analizzata. Tale comportamento è compatibile con la presenza di una discontinuità nella distribuzione dell'ICM, interpretabile come un possibile fronte freddo.

Infine, la distribuzione delle cavità osservate nelle immagini X risulta coerente con la morfologia dei lobi radio evidenziati nelle osservazioni LOFAR (Fig. 3.2), quantomeno per le regioni più vicine alla galassia centrale, come mostrato in figura Fig. 3.7. In particolare, i deficit di emissione X appaiono allineati con l'estensione dei lobi radio prodotti dall'AGN centrale, suggerendo un collegamento diretto tra l'attività del nucleo galattico e le strutture osservate nell'ICM.

Bibliografia

- [1] George O Abell. «The distribution of rich clusters of galaxies.» In: *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 3, p. 211 (1958) 3 (1958), p. 211.
- [2] David John Adams. *An introduction to galaxies and cosmology*. Cambridge University Press, 2004.
- [3] ASTRON - Netherlands Institute for Radio Astronomy. *LOFAR: The Low Frequency Array*. 2026. URL: <https://www.astron.nl/telescopes/lofar/> (visitato il giorno 07/03/2026).
- [4] L Birzan et al. «LOFAR observations of X-ray cavity systems». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 496.3 (2020), pp. 2613–2635.
- [5] PJ Brussaard e HC Van de Hulst. «Approximation formulas for nonrelativistic bremsstrahlung and average Gaunt factors for a Maxwellian electron gas». In: *Reviews of Modern Physics* 34.3 (1962), p. 507.
- [6] Andrea Cimatti, Filippo Fraternali e Carlo Nipoti. *Introduction to galaxy formation and evolution: from primordial gas to present-day galaxies*. Cambridge University Press, 2019.
- [7] RL Cooke. «The Cantor-Lebesgue theorem». In: *The American Mathematical Monthly* 86.7 (1979), pp. 558–565.
- [8] S Ettori et al. «Cold fronts and metal anisotropies in the X-ray cool core of the galaxy cluster Zw 1742+ 3306». In: *Astronomy & Astrophysics* 555 (2013), A93.
- [9] European Space Agency. *XMM-Newton*. 2026. URL: https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/XMM-Newton (visitato il giorno 05/03/2026).
- [10] Carla Fanti e Roberto Fanti. «Una finestra sull’Universo” Invisibile”». In: *Lezioni di radioastronomia* (2012).
- [11] Gabriele Ghisellini. *Radiative processes in high energy astrophysics*. Vol. 873. Springer, 2013.
- [12] Myriam Gitti, Fabrizio Brighenti e Brian R McNamara. «Evidence for AGN feedback in galaxy clusters and groups». In: *Advances in Astronomy* 2012.1 (2012), p. 950641.

- [13] W A Joye e E Mandel. «New features of SAOImage DS9». In: *Astronomical data analysis software and systems XII*. Vol. 295. 2003, p. 489.
- [14] WJ Karzas e Richard Latter. «Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field.» In: *Astrophysical Journal Supplement*, vol. 6, p. 167 6 (1961), p. 167.
- [15] NASA. *ROSAT (Röntgensatellit)*. 2026. URL: <https://science.nasa.gov/mission/rosat/> (visitato il giorno 07/03/2026).
- [16] NASA, ESA e B. McNamara. *Galaxy Cluster MS 0735.6+7421*. Image from the Hubble Space Telescope. 2006. URL: <https://science.nasa.gov/asset/hubble/galaxy-cluster-ms-0735/> (visitato il giorno 06/03/2026).
- [17] NASA/Smithsonian's Chandra X-ray Center. *Chandra X-ray Observatory*. 2026. URL: <https://chandra.si.edu/> (visitato il giorno 27/02/2026).
- [18] NASA/Smithsonian's Chandra X-ray Center. *Cygnus A: Composite X-ray and Multiwavelength Image*. 2015. URL: https://chandra.si.edu/photo/2015/iyl/iyl_cyga.jpg (visitato il giorno 27/02/2026).
- [19] NASA/Smithsonian's Chandra X-ray Center. *Hydra A: Composite X-ray and Multiwavelength Image*. 2009. URL: <https://chandra.si.edu/photo/2009/hydra/> (visitato il giorno 02/03/2026).
- [20] National Radio Astronomy Observatory. *Karl G. Jansky Very Large Array (VLA)*. 2026. URL: <https://public.nrao.edu/telescopes/vla/> (visitato il giorno 06/03/2026).
- [21] Igor D Novikov e Kip S Thorne. «Astrophysics of black holes». In: *Black holes (Les astres occlus)* 1 (1973), pp. 343–450.
- [22] John R Peterson e Andrew Christopher Fabian. «X-ray spectroscopy of cooling clusters». In: *Physics reports* 427.1 (2006), pp. 1–39.
- [23] George B Rybicki e Alan P Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons, 2024.

Ringraziamenti

Arrivato alla fine di questo ciclo di studi, desidero fermarmi per qualche istante, voltarmi e ringraziare coloro che mi hanno accompagnato fin qua e che han creduto in me, a volte molto più del sottoscritto, prima di gettarmi nella prossima avventura.

Dapprima penso sia doveroso porgere i miei ringraziamenti alla Professoressa Myriam Gitti e al Dottor Francesco Ubertosi per essersi prestati a guidarmi in questo percorso di tesi, con dedizione e disponibilità.

Tra i miei affetti voglio ringraziare per primi i miei genitori: mia madre, che ha sempre cercato di mostrarmi una via anche quando non volevo sentir ragioni, e mio padre, che con la sua curiosità e pazienza mi ha sempre sorretto. Un grazie speciale va anche a mia sorella, che in un modo o nell'altro, nonostante la distanza, è sempre riuscita a prestarmi ascolto quando lo richiedevo.

Voglio ringraziare Sara, compagna fidata e sostegno di tutti i giorni. Perché ho potuto aver la certezza del fatto che se mi fossi voltato, l'avrei sempre trovata al mio fianco, in qualsiasi istante.

Ringrazio i miei amici dell'università, per aver reso questo viaggio, pur disperato, leggero e carico di momenti felici. Ringrazio Kommu per le mille storie create insieme, Giulio per le gare a partite a prato fiorito, Inno delle chiacchiere infinite e poi Campa, Tala, Doni, Laura, Dado e tutti gli altri amici delle serate passate assieme.

Ringrazio i miei coinquilini: Rocco per tutte le volte in cui mi ha intimato di smettere di studiare (per salvaguardare la mia salute) e per aver sopportato tutti i miei deliri, Seba per i momenti di follia totale, Poli per essere stato l'unico amico a separarmi dalla solitudine nelle infernali estati bolognesi, Nicorossi per avermi sempre tranquillizzato prima degli esami e per aver sopportato tutti i miei dispetti.

Ringrazio gli altri amici di casa, per avermi fatto sentire sempre e comunque a Casa quando tornavo, come se non fosse passato un istante dalla volta precedente.

Avrei mille altri ringraziamenti da fare, troppi per scriverli su carta e troppo sentiti per tenermeli in petto, per cui, nell'attesa di farveli personalmente, non posso che concludere con il mio più semplice:

Grazie a tutti, di tutto.