

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**DETERMINAZIONE DELLA MASSA E RELAZIONE
TRA MASSA E PROPRIETÀ NON TERMICHE IN
AMMASSI DI GALASSIE**

Relatore:
Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:
Massimo Cau

Sessione I
Anno Accademico 2014/2015

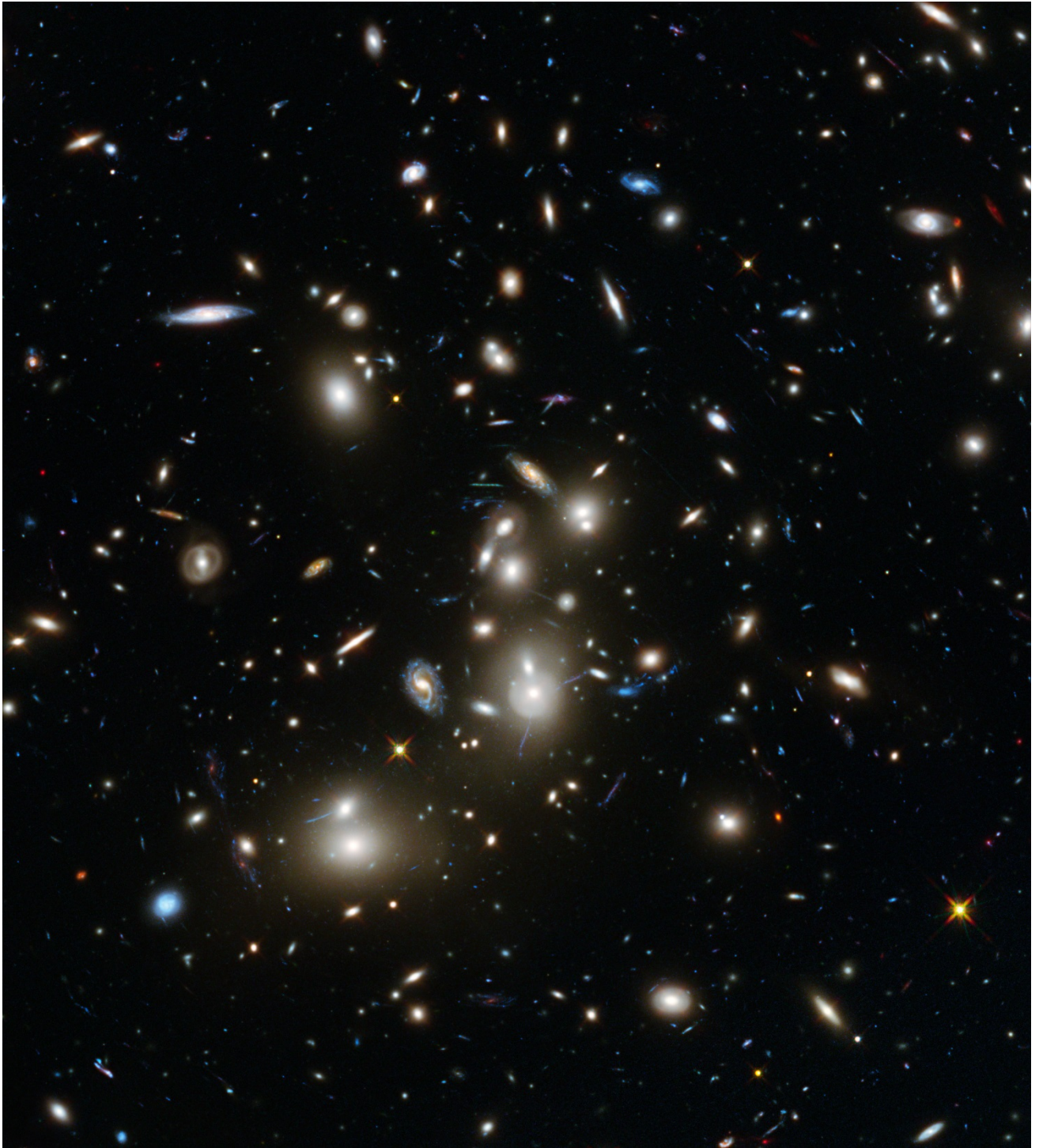
Abstract

Nella presente tesi, di argomento astrofisico, sono esaminati gli ammassi di galassie (*galaxy clusters*), ovvero gli oggetti virializzati più grandi dell'Universo. Attraverso una introduttiva analisi morfologica vengono descritte le proprietà di luminosità in banda X e radio dovute alle galassie che li compongono ed al caldo gas intergalattico (ICM *IntraCluster Medium*) tra queste interposto. In particolare è presa in esame l'emissione radio diffusa di natura non termica di sottostrutture del gas, note con il nome di *Aloni, relitti e mini-aloni*.

Nei capitoli II e III l'attenzione si concentra sul non facile problema della determinazione della massa di un ammasso, proprietà che costituisce il principale oggetto di studio del presente lavoro, passando in rassegna e descrivendo i metodi più utilizzati: analisi dinamica delle galassie (equazione di Jeans ed equazione del viriale), osservazioni in banda X dell'ICM, weak lensing (WL), strong lensing (SL) ed infine WL e SL accoppiati.

Una analisi critica ed un confronto tra questi metodi sono sviluppati nel capitolo IV, prendendo in considerazione l'ammasso RCS2327.

Il conclusivo capitolo V racchiude e collega gli argomenti delle sezioni precedenti cercando una possibile correlazione tra le proprietà emissive non termiche (in banda radio) e le masse di un campione di 28 ammassi, determinate mediante tecniche di weak lensing e strong lensing accoppiate.



Ammasso di galassie Abell 2744

Indice

Abstract

iii

1	Ammassi di galassie	1
1.1	Generalità e classificazione	1
1.2	La funzione di luminosità delle galassie negli ammassi	4
1.3	Osservazione nella banda X: introduzione	7
1.3.1	Origine della emissione X: meccanismi proposti	7
1.3.2	Intra Cluster Medium (ICM): il caldo gas intergalattico	8
1.3.3	Relazione massa – luminosità X	11
1.4	Emissioni non termiche: gli ammassi come radiosorgenti	12
1.4.1	Emissione radio discreta: galassie attive e radiogalassie	12
1.4.2	Emissione radio diffusa	15
1.4.2.1	Emissione radio: interazione tra campi elettromagnetici ed e^- relat.	15
1.4.2.2	Sorgenti ed emissione radio diffusa: aloni, relitti e mini aloni	16
2	Determinazione della massa nei cluster di galassie I: metodi dinamici	19
2.1	Introduzione: metodi per determinare la massa di un cluster	19
2.2	Masse di un cluster basate sulla dinamica delle galassie	20
2.2.1	Massa derivata dalla equazione di Jeans	20
2.2.2	Massa derivata dal teorema del viriale	21
2.2.2.1	Teorema del viriale: forma classica per un sistema a N corpi	21
2.2.2.2	Teorema del viriale: derivazione dell'equazione di Jeans	23
2.2.2.3	Teorema del viriale: calcolo semplificato della massa di un cluster	24
2.2.3	Limiti del metodo e confronto tra massa viriale e massa di Jeans	26
2.3	Determinazione della massa da osservazioni in banda X dell'ICM	27
3	Determinazione della massa nei cluster di galassie II: lensing gravitazionale	29
3.1	Lensing gravitazionale: introduzione	29
3.2	Lensing gravitazionale: generalità	30
3.3	Lensing gravitazionale: approssimazione di lente sottile	31
3.4	Lensing gravitazionale: lente massiva puntiforme	34
3.5	Regimi di lensing gravitazionale. Strong, weak e microlensing: aspetti generali	35
3.6	Lensing gravitazionale applicato agli ammassi di galassie	37
3.7	Il modello di lente isoterma singolare (SIS)	38
3.8	Il modello di lente NWF	39
3.9	Strong e weak lensing accoppiati	41
4	Confronto tra metodi di misura della massa di un cluster: l'ammasso RCS2327	45
4.1	Introduzione	45
4.2	Stima dinamica dalla dispersione di velocità	45
4.3	Stima della massa dagli spettri X	47
4.4	Stima della massa dal weak lensing	48
4.5	Stima della massa dallo strong lensing	48
4.6	Confronto metodi	49

5	Correlazione massa e fenomeni non termici: raccolta e analisi dei dati	51
5.1	Scopo della tesi	51
5.2	Il campione di 28 ammassi	51
5.3	Estrazione dai dati di archivio delle mappe radio dei 28 cluster	52
5.3.1	Il database NED	53
5.3.2	L'NVSS	53
5.4	Elaborazione dei flussi radio degli ammassi mediante AIPS	53
5.5	Analisi e fit dei dati	54
5.5.1	Relazione massa – potenza	57
	Conclusioni	60
A	Meccanismi di emissione I	62
A1	Bremsstrahlung termica	62
B	Meccanismi di emissione II	65
B1	Effetto Compton inverso	65
C	Meccanismi di emissione III	67
C1	Radiazione di sincrotrone	67
	Bibliografia	70

Capitolo 1

Gli ammassi di galassie

1.1 Generalità e classificazione

La distribuzione della massa nell'universo non è omogenea. Essa è composta da materia stellare e non stellare condensata in varie forme. Le strutture più grandi che abbiano raggiunto l'equilibrio gravitazionale in un tempo inferiore all'età dell'universo sono classificate con il nome di **ammassi di galassie** (*galaxy cluster*), formati generalmente da un numero di galassie di alta luminosità superiore a 50.

Possiedono una estensione spaziale di ca. 10^{25} cm ovvero compresa tra 1 – 10 Mpc* ed una luminosità dell'ordine di 10^{13} L_⊙ con L_⊙ luminosità solare pari a $3.83 \cdot 10^{33}$ erg/s. La massa totale è dell'ordine dei 10^{48} g cioè circa 10^{15} M_⊙ con M_⊙ = $1.989 \cdot 10^{33}$ g, massa solare.

Il potenziale gravitazionale degli ammassi di galassie è determinato, oltre che dalle galassie stesse, anche da una grande quantità di gas (ICM), comparabile e spesso maggiore dell'intera massa delle galassie. Tuttavia la componente di massa percentualmente più significativa è quella dovuta alla materia oscura.

Particolarmente difficile è riuscire a definire quando un insieme di galassie formi una struttura aggregata. Si possono seguire diversi criteri. Tra questi particolarmente importanti sono il **criterio osservativo** e il **criterio fisico**. Secondo il criterio osservativo un ammasso può essere circoscritto considerando una regione nella quale, seguendo una legge di distribuzione di luminosità tipo di De Vaucouleurs†, è concentrato un numero minimo di galassie per un raggio fissato; in tal modo si ottiene che il raggio tipico di un ammasso è dell'ordine dei 2 ÷ 5 Mpc. Il criterio fisico invece definisce un cluster come un gruppo di galassie in equilibrio viriale, tali cioè che soddisfino l'equazione:

* Un parsec (pc), parallasse al secondo, corrisponde a circa 3.26 anni luce. Un megaparsec (Mpc) corrisponde quindi a 3.26×10^6 anni luce

† Per una galassia ellittica normale la distribuzione di brillantezza superficiale $\mu(r)$, in magnitudini per arcosecondo quadrato, misurata rispetto alla distanza dal nucleo lungo l'asse maggiore, segue la legge di de Vaucouleurs:

$$\mu_B(r) = \mu_e + 8.3268 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

$$2T + U = 0 \quad (1.1)$$

dove T è l'energia cinetica e U l'energia potenziale gravitazionale negativa.

Storicamente la prima classificazione ottica degli ammassi risale all'astronomo George Abell che nel 1958, in un catalogo di oltre 2000 ammassi (oggi comprendente 5250 oggetti) propose alcuni parametri caratterizzanti:

- **parametro di ricchezza:** rappresenta il numero di galassie con valore di magnitudine compreso tra quello della terza galassia più luminosa, indicato con m_3 , e quella più debole di due magnitudini a sua volta indicata con m_{3+2} . Si ottengono in questo modo sei gruppi di ricchezza numerati da 0 a 5:
 - § Gruppo 0 con 30 ÷ 49 galassie;
 - § Gruppo 1 con 50 ÷ 79 galassie;
 - § Gruppo 2 con 80 ÷ 129 galassie;
 - § Gruppo 3 con 130 ÷ 199 galassie;
 - § Gruppo 4 con 200 ÷ 299 galassie;
 - § Gruppo 5 con più di 300 galassie;
- **parametro di compattezza:** un ammasso deve contenere almeno 50 membri entro il cosiddetto *raggio di Abell*, $R_{Abell} = 1.72/z \text{ arcmin} = 1.5h^{-1} \text{ Mpc}$, con z redshift e $h = H_0/100$ e H_0 valore attuale della costante di Hubble. Un raggio tipico, come indicato sopra è stimato in 2-3 Mpc ;
- **parametro di distanza:** sono considerati ammassi insieme di galassie con redshift compreso tra 0.02 e 0.2 corrispondenti a distanze di 30 e 900 Mpc rispettivamente. Si osservano attualmente ammassi con $z=0.4$ ad una distanza quindi fino a 1700 Mpc .

Importanti sono anche le classificazioni basate sui tipi morfologici che distinguono gli ammassi in:

- **ammassi regolari:** caratterizzati da una forma simmetrica e dalla presenza di un nucleo con una elevata concentrazione di galassie al centro. Il numero di galassie presenti è dell'ordine del migliaio con densità crescente verso il nucleo dove prevale la presenza di galassie ellittiche e lenticolari S0. Scarsa o nulla è la presenza di sottostrutture (subclustering);
- **ammassi irregolari:** presentano forma irregolare senza una specifica simmetria, hanno bassa densità e sono privi di un nucleo centrale ma si osserva l'esistenza di sottostrutture (subclustering). Il numero di galassie varia da una decina a un migliaio circa e sono dominanti le galassie a spirale e irregolari.

Altra importante **classificazione morfologica è quella di Zwicky**, proposta negli anni '60, secondo la quale il confine del cluster è individuato dall'isopleta (curva che unisce zone formate da un uguale numero di elementi per unità di superficie) che racchiude una densità di galassie maggiore di due volte le galassie di fondo. L'isopleta deve inoltre contenere almeno 50 galassie aventi magnitudine compresa entro due unità rispetto alla galassie più brillante. Si distinguono:

- **ammassi compatti (early):** presentano una singola concentrazione formata da almeno 10 tra le galassie più luminose parzialmente sovrapposte;
- **ammassi medio compatti (mid compact):** sono presenti una o anche più concentrazioni la cui distanza è dello stesso ordine di grandezza del loro diametro (non si ha sovrapposizione);
- **ammassi aperti:** non appare nessuna concentrazione evidente.

Anche le **classificazioni di Bautz & Morgan (BM, 1970) e di Rood & Sastry (RS, 1971)** seguono un criterio morfologico utilizzando come parametro di riferimento le proprietà ottiche di emissione.

In particolare quella BM si basa su una gradazione che tiene conto della tipologia delle galassie che dominano l'ammasso in luminosità, distinguendo pertanto:

- **ammassi BM I (Tipo I):** domina una unica galassia centrale cD (*central Dominant*), caratterizzata da un nucleo molto luminoso circondato da un esteso alone di gas;
- **ammassi BM II (Tipo II)** le galassie più luminose sono di tipo intermedio tra le cD e quelle gE (*giant Elliptical*);
- **ammassi BM III (Tipo III)** nessuna tipologia di galassia risulta dominante;

mentre la classificazione RS si basa sulla natura e la distribuzione delle galassie più luminose dell'ammasso, distinguendo a sua volta:

- **ammassi cD (*supergiant*):** caratterizzati da una unica galassia cD, tre volte maggiore di ogni altra galassia dell'ammasso;
- **ammassi B (*binary*):** è presente una coppia di galassie supergiganti che condividono il centro dell'ammasso;
- **ammassi L (*line*):** sono presenti almeno tre galassie tra le dieci più luminose disposte in linea retta;
- **ammassi F (*flat*):** le galassie più luminose hanno una disposizione planare;
- **ammassi C (*core-halo*):** quattro o più tra le galassie dominanti in luminosità sono posizionate al centro a formare un *cluster core*;
- **ammassi I (*irregular*):** i membri dell'ammasso sono distribuiti irregolarmente.

E' stato notato che tra i diversi sistemi di classificazione esiste una correlazione, così come c'è una correlazione tra le classificazioni morfologiche e il grado di evoluzione dell'ammasso. Infatti gli ammassi regolari tendono ad essere di tipo BM I o II, di tipo RS cD o B e sono poveri di galassie a spirali e ricchi di galassie ellittiche. Questi elementi fanno ritenere che gli ammassi regolari siano evoluti e dinamicamente rilassati. Gli ammassi irregolari al contrario sono dinamicamente meno evoluti e contengono un numero maggiore di galassie a spirale.

1.2 La funzione di luminosità delle galassie negli ammassi

Abbiamo visto come i criteri di classificazione introdotti nel precedente paragrafo si basino sulle proprietà di luminosità delle galassie di un cluster. In tali raggruppamenti esse presentano differenze in magnitudine rilevanti la cui distribuzione non è casuale, come dimostrano i grafici luminosità-abbondanza, ma seguono una relazione statistica analitica detta **funzione di luminosità**. Quest'ultima esprime il numero di galassie più luminose di una certa magnitudine[‡] assoluta $N(>L)$ in funzione della magnitudine assoluta stessa. Esistono numerose relazioni funzionali con cui essa può essere rappresentata. Abell (1975) ha proposto la seguente forma:

$$N_{Abell}(\geq L) = N^* \cdot \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} \quad (1.2)$$

con α indice della legge di potenza tale che $\alpha = 5/8$ per $L < L^*$ e $\alpha = 15/8$ per $L > L^*$. Le due leggi di potenza che si ottengono si intersecano sul valore L^* . N^* è il numero atteso di galassie per $L \geq L^*$. In forma logaritmica si esplicita la dipendenza dalla magnitudine:

$$\text{Log}N(\leq m) = \begin{cases} K_1 + s_1 m & \text{per } m \leq m^* \\ K_2 + s_2 m & \text{per } m \geq m^* \end{cases} \quad (1.3)$$

in cui K_1 e K_2 sono costanti. Le pendenze sono $s_1 \approx 0.75$ e $s_2 \approx 0.25$. Confrontando la funzione di Abell (vedi grafico di Fig. 1) con la distribuzione sperimentale si osserva un buon accordo in corrispondenza della fascia di debole luminosità e meno buono per la fascia più brillante. Questa forma della funzione di luminosità è comunque un adattamento matematico: infatti la funzione reale ha derivata continua, ciò che la (1.3) non possiede.

In precedenza (1957) Zwicky propose la forma:

$$N(\leq m) = K(10^{0.2(m-m_1)} - 1) \quad (1.4)$$

con K una costante e m_1 la magnitudine della galassia più brillante. Sfortunatamente la funzione di Zwicky si adegua bene alla fascia delle luminosità più deboli (vedi grafico fig. 1.1) ma non si abbassa abbastanza rapidamente per fittare l'andamento delle galassie più luminose. Nel 1976, infine, Schechter ha proposto la seguente relazione per esprimere la funzione di luminosità differenziale:

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} e^{-\left(\frac{L}{L^*}\right)} d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1.5)$$

[‡] Se ℓ è la luminosità di un oggetto, si definisce **magnitudine apparente** m la relazione: $m = -2.5 \log_{10} \ell + \text{cost}$.

Si definisce invece **magnitudine assoluta** \mathcal{M} la magnitudine apparente di una sorgente portata alla distanza di 10 pc ovvero: $\mathcal{M} = -2.5 \log_{10} \ell_{10} + \text{cost}$ con ℓ_{10} luminosità alla distanza di 10 pc.

La relazione tra m e \mathcal{M} è data da: $\mathcal{M} - m = -2.5 \log_{10} \ell_{10}/\ell_d$ con ℓ_{10} luminosità alla distanza di 10 pc e ℓ_d luminosità alla distanza d (in parsec). La relazione che lega infine magnitudine assoluta, apparente e distanza in parsec è data da:

$$\mathcal{M} - m = 5 - 5 \log_{10} d$$

con L^* luminosità caratteristica, indipendente dalla ricchezza dell'ammasso. Il corrispondente valore Φ^* è il numero di galassie con $L > L^*$. Schechter derivò per la pendenza della fascia debole i seguenti valori dei parametri α e Φ^* :

$$\alpha \cong \frac{5}{4} \quad ; \quad \Phi^* = 0.005 \left[\frac{H_0}{50} \right]^3 \text{ Mpc}^{-3}$$

Rispetto alle equazioni (1.2), (1.3) e (1.4), la funzione (1.5) ha il vantaggio di essere analitica, continua e soprattutto di essere una reale distribuzione statistica che non richiede la conoscenza della magnitudine della galassia più brillante. Nella figura seguente è riportato l'andamento delle 3 funzioni rispetto ai dati sperimentali.

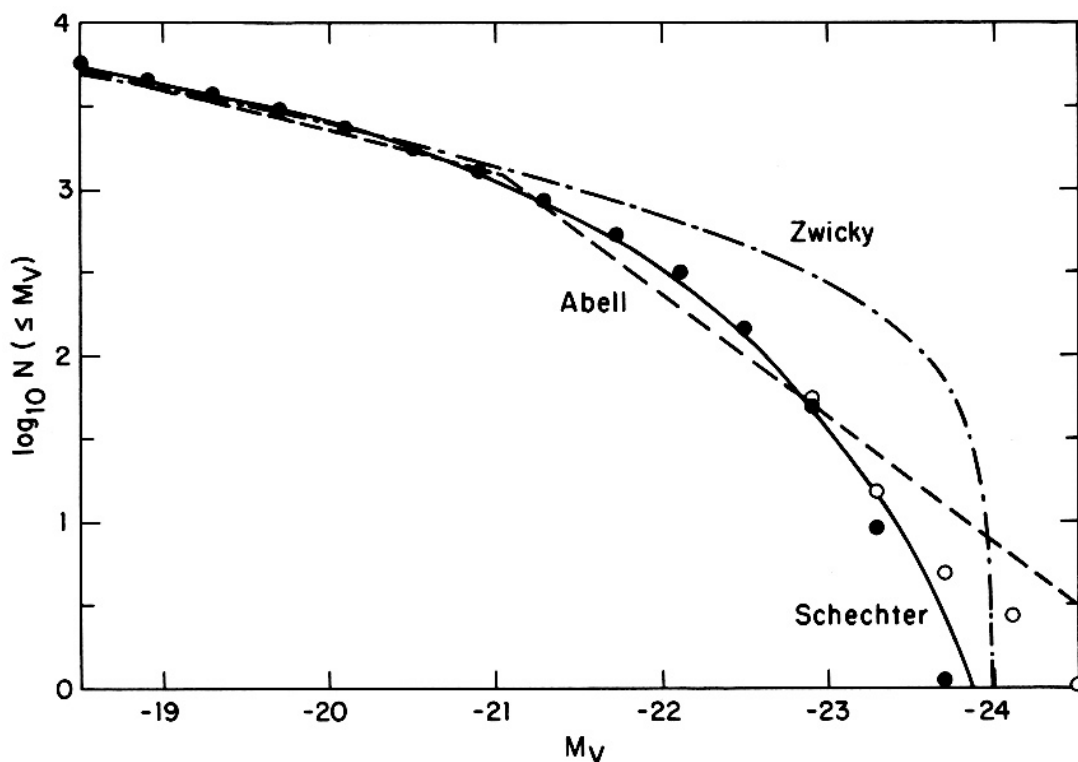


Figura 1.1 Confronto tra funzioni di luminosità

1.2.1 La distribuzione spaziale delle velocità delle galassie in un cluster

I modelli che, a partire dall'immagine ottica di un ammasso, ne descrivono la distribuzione in galassie, utilizzano i seguenti 5 parametri:

- » due relativi alle coordinate del baricentro del cluster;
- » uno relativo alla densità superficiale di galassie al centro dell'ammasso;
- » uno relativo al raggio del nocciolo o "core" R_c , definito come il raggio entro il quale la densità di galassie è doppia rispetto alle galassie di sfondo;

» uno relativo al raggio dell'alone R_A che misura la massima estensione radiale dell'ammasso ed è la distanza dal centro per cui la densità di galassie è il doppio della densità di galassie di sfondo.

Nell'ipotesi di una simmetria sferica, la densità superficiale proiettata sulla sfera celeste in funzione di b , distanza proiettata dal centro dell'ammasso, è data da:

$$\rho(b) = 2 \int_b^{R_A} \frac{n(r)rdr}{(r^2 - b^2)^{1/2}} \quad (1.6)$$

con $n(r)$ densità di galassie alla distanza r dal centro. Nel caso invece di forma ellittica si devono considerare altri due parametri: il rapporto tra semiasse maggiore e semiasse minore e l'orientazione del semiasse maggiore.

Tra i vari modelli sviluppati, particolarmente semplice è il **modello di King** (1972) che si applica nelle regioni centrali degli ammassi ricchi e che utilizza le seguenti due funzioni analitiche:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (1.7)$$

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (1.8)$$

in cui $\rho_0 = 2n_0R_c$. A distanze molto grandi (ovvero per $r \gg R_c$), risulta $n(r) \cong n_0(R_c/r)^3$; ciò comporta che la massa del cluster e il numero delle galassie divergono come $\log(r/R_c)$. Sebbene questa sia una lenta divergenza, il modello analitico di King deve essere troncato ad un raggio finito R_A .

Per quanto riguarda la distribuzione di velocità delle galassie in un cluster, secondo il modello della sfera isoterma di un gas autogravitante in equilibrio idrostatico, queste si muovono indipendentemente all'interno di una buca di potenziale, ciascuna con una propria velocità radiale v_r . Le velocità sono distribuite attorno al loro valore medio con dispersione radiale σ_r data da:

$$\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{1/2} \quad (1.9)$$

Indicando con $p(v_r)dv_r$ la probabilità che una singola galassia dell'ammasso abbia una velocità radiale compresa tra v_r e $v_r + dv_r$ quando la dispersione ha andamento gaussiano essa caratterizza completamente la funzione di distribuzione di velocità.

1.3 Osservazioni nella banda X: introduzione

I primi telescopi operanti nei raggi X hanno mostrato che gli ammassi di galassie sono sorgenti intense in questa banda spettrale. Le prime sorgenti ad essere rivelate furono in direzione dell'ammasso della Vergine (1966), Perseo e Coma (1971). L'ipotesi che la emissione X fosse una caratteristica comune degli ammassi di galassie fu confermata dalle misure del satellite Uhuru (Giacconi et al. 1972) che permise di ottenere un primo catalogo completo in X del cielo. Le misure compiute da Uhuru stabilirono che gli ammassi di galassie sono le sorgenti X più comuni tra quelle extragalattiche con valori di energia di emissione molto elevata $L_X \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Tali sorgenti possiedono estese dimensioni, comprese tra 200 e 3000 *kpc*, e non sono quindi associate ai singoli componenti dell'ammasso e non presentano variabilità. Migliore sensibilità e risoluzione angolare delle misure sono state ottenute successivamente con strumenti come Einstein, ROSAT, ASCA, Chandra e XMM-Newton.

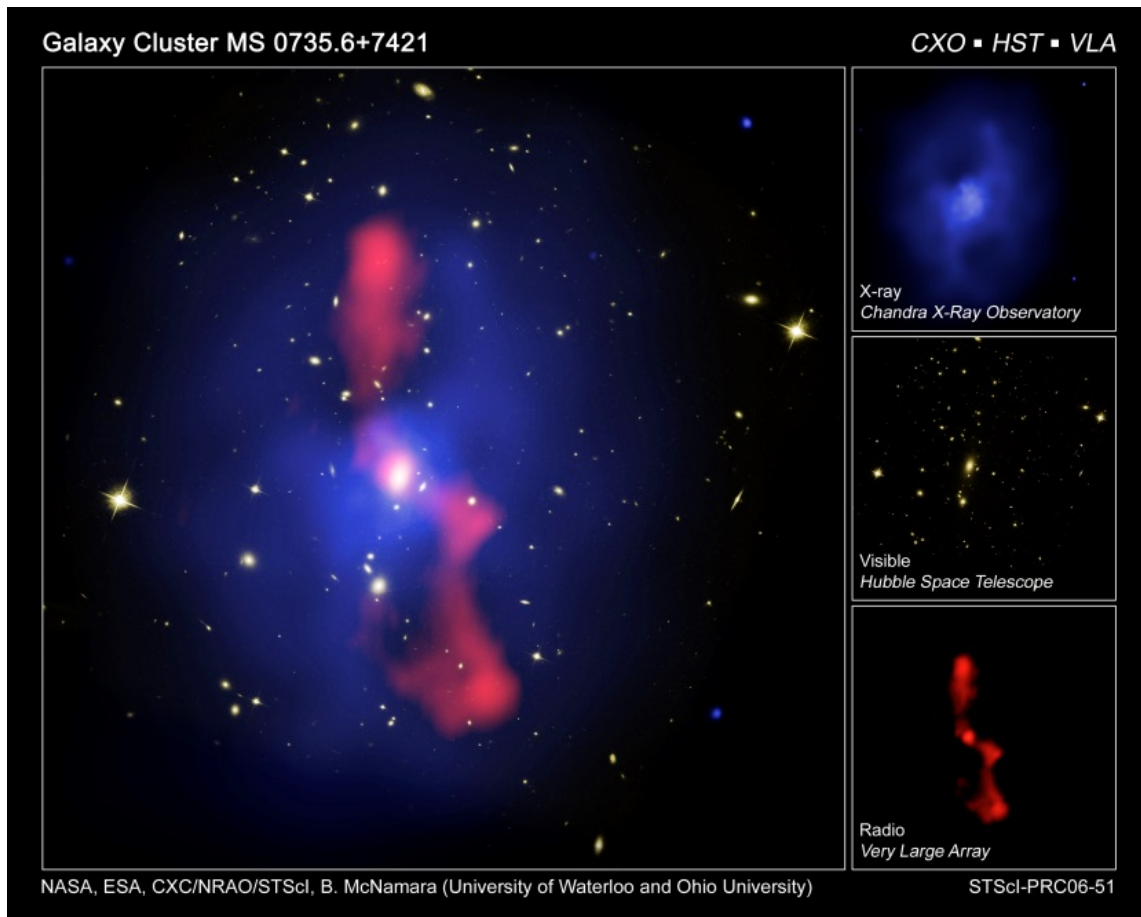


Figura 1.2 Emissioni X, visibile e radio di un ammasso

1.3.1 Origine della emissione X: meccanismi proposti

Una questione fondamentale è quella riguardante l'origine dell'emissione X osservata: le prime misure, a causa delle incertezze sui dati che non consentivano un'analisi spettrale dettagliata, non permettevano di discriminare tra i vari meccanismi proposti:

- a) emissione termica da bremsstrahlung (vedi appendice A) da parte di un caldo e diffuso gas intergalattico;
- b) emissione non termica per effetto Compton inverso (vedi appendice B) dovuto allo scattering da parte di elettroni relativistici su fotoni della radiazione di fondo;
- c) emissione da popolazione di stelle individuali.

I dati osservativi hanno dato sostegno al modello di bremsstrahlung termico a discapito degli altri due: infatti la conferma dell'andamento esponenziale dell'intensità della radiazione e la presenza di elementi pesanti nel gas (linea emissione K del ferro a 6.7 keV) hanno confermato l'origine termica della emissione X. L'interpretazione dell'emissione X come emissione termica implica che lo spazio compreso tra le galassie in un ammasso deve essere riempito da un gas caldo ($T \sim 10^8 \text{ °K}$) e di bassa densità $n \cong 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ con una massa complessiva superiore a quella della materia luminosa contenuta nelle galassie. Questo gas è quello che viene comunemente chiamato Intra Cluster Medium (ICM).

1.3.2 Intra Cluster Medium (ICM): il caldo gas intergalattico

L'ICM è principalmente costituito da un gas distribuito più o meno omogeneamente che occupa lo spazio tra le galassie, riempiendo la buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso. Se è in equilibrio idrostatico in tale potenziale, la sua temperatura deve essere:

$$kT \approx \frac{GM_{tot}m_p}{2R_v} \approx 7 \left(\frac{M_{tot}}{3 \cdot 10^{14} M_{\odot}} \right) \left(\frac{R_v}{Mpc} \right)^{-1} \text{ keV} \quad (1.10)$$

L'origine del gas è incerta. La presenza di metalli richiede che il gas non sia primordiale: si può supporre infatti che sia stato iniettato nello spazio intra-cluster da esplosioni di supernova di una primitiva popolazione di stelle, oppure che sia stato strappato alle galassie durante la formazione dell'ammasso. Esso è costituito da plasma, quindi da atomi ionizzati, composto per lo più da idrogeno ed elio, ma anche da elementi pesanti, la cui abbondanza è definita *metallicità*. Gli atomi sono quasi completamente ionizzati a causa delle altissime temperature che raggiungono decine di milioni di gradi Kelvin, generate dal collasso gravitazionale dell'ammasso.

Le osservazioni X permettono di circoscrivere le proprietà dell'ICM. L'emissività di bremsstrahlung da parte di un plasma alla temperatura T con densità n è proporzionale all'espressione:

$$j(\nu, r) \propto T^{-1/2} n^2(r) g(\nu, T) e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.11)$$

in cui la quantità $g(\nu, T)$ è un fattore di correzione detto fattore di Gaunt. La misura della forma spettrale dell'emissione X permette di ricavare la temperatura dell'ICM, mentre la normalizzazione dell'emissione misurata fornisce la densità del gas. Da misure spazialmente risolte dell'emissione X è inoltre possibile ricavare il profilo di densità del gas caldo.

Le misure della morfologia X in ammassi regolari evidenziano che l'emissione ha una distribuzione regolare con un picco nel centro, piatta all'interno di una regione centrale (core) e decrescente verso le regioni esterne. Un modello che ha mostrato di approssimare bene l'andamento di gas caldo è il **modello β isoterma** (Cavaliere e Fusco Fermiano – 1976) nel quale si assume che la temperatura del gas sia costante e che la densità del gas abbia un profilo radiale con simmetria sferica data da:

$$n_{gas}(r) = n_{gas}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (1.12)$$

in cui $n_{gas}(0)$ è la densità al centro dell'ammasso, r_c è il raggio del core e β è il parametro che esprime la pendenza nella discesa del profilo radiale del gas per $r > r_c$. Assumendo che le galassie dell'ammasso siano in equilibrio con il gas caldo, il parametro β , che in corrispondenza di uguali raggi di core correla la distribuzione di gas a quella delle galassie tramite la relazione $n_{gas}(r) \propto n_{galassie}^\beta(r)$, è legato alla dispersione delle velocità delle galassie σ_v ed alla temperatura del gas dalla relazione:

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT} \quad (1.13)$$

nella quale μ è il peso molecolare medio e m_p la massa del protone.

Jones e Forman (1984), applicando l'equazione della densità del gas ad un campione di 46 ammassi di galassie, hanno ricavato che in circa 2/3 dei casi considerati il profilo angolare di brillantezza superficiale X del gas caldo, dato dall'integrale lungo la linea di vista dell'emissività, è espresso dalla seguente relazione:

$$S(\theta) = S_0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad (1.14)$$

nella quale $\theta_c = r_c/D$ con D distanza dell'ammasso e θ_c espresso in radianti.

Jones e Forman hanno poi mostrato che nei casi rimanenti, circa 1/3 di quelli considerati, la forma del profilo di brillantezza dell'emissione X può essere ben rappresentata da una espressione come l'eq. 1.11 solo all'esterno di una regione centrale, all'interno della quale il profilo della brillantezza appare invece deviare da quella distribuzione. Questa discrepanza può essere bene interpretata assumendo la presenza di un **cooling flow**, cioè un flusso di gas in raffreddamento spinto verso le regioni centrali dell'ammasso. Per effetto dell'attrazione gravitazionale infatti il mezzo intergalattico tende a collassare verso il centro del cluster con conseguente aumento della densità e della emissione X per bremsstrahlung. La perdita di energia provoca un raffreddamento e quindi un ulteriore addensamento di gas nel nucleo, che prende ora il nome di **cooling core**, con richiamo, per mantenere l'equilibrio idrostatico, di ulteriore plasma dalle regioni più esterne e la conseguente generazione di un flusso continuo. La velocità di

raffreddamento dell'ICM è uguale alla velocità con cui lo stesso cade nel centro gravitazionale dell'ammasso ed è espressa dalla relazione:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2 L \mu m_p}{5 kT} \quad (1.15)$$

dove L è la luminosità bolometrica (cioè riferita all'intero spettro elettromagnetico) del cluster core ed μm_p la massa molecolare media. La variazione di massa dell'ICM causata dal cooling può variare da 10 a 500 M_\odot ogni anno. Il tempo di raffreddamento per il gas racchiuso dentro il nucleo dell'ammasso è dato dal rapporto tra l'energia termica interna e l'energia irradiata per bremsstrahlung J :

$$t \cong \frac{3/2 (n_e + n_z)}{J} \quad (1.16)$$

Poiché $t \propto (n, T)$, più ci si avvicina al centro dell'ammasso o, equivalentemente, verso temperature più basse più il tempo necessario al gas per raffreddarsi diminuisce.

Le osservazioni X permettono infine di evidenziare fenomeni importanti ai quali sono interessati gli ammassi di galassie ovvero i fenomeni di **merger**. Possiamo tradurre il verbo inglese "to merge" con fusione o collasso riferendoci allo scontro tra galassie o altro materiale cosmico e anche alla fusione tra ammassi di galassie. Sarazin (2002) ha definito i **cluster mergers** come gli eventi più energetici dell'universo dopo il Big Bang.



Figura 1.3 Ammassi di galassie in fase di merging

I subcluster collidono a velocità di ca. 2000 km s^{-1} , rilasciando una energia di legame gravitazionale $\geq 10^{64} \text{ erg}$ e producendo onde d'urto (**shock**) che si propagano attraverso l'ICM dissipando energie dell'ordine di grandezza di $3 \cdot 10^{63} \text{ erg}$. Tali onde d'urto sono la principale fonte di riscaldamento e compressione del gas intergalattico e sono dunque responsabili di una parte della sua emissione X e dell'aumento della entropia. I merger hanno l'effetto di distruggere i cooling flow, come è dimostrato dal fatto che esiste una anticorrelazione tra presenza di cooling flow ed evidenza di merger in corso.

Simulazioni numeriche (Ricker & Sarazin 2001; Randall, Sarazin & Ricker 2002) mostrano che nel corso di un merger tra due ammassi il riscaldamento causato dalla compressione adiabatica può produrre, nella zona in cui le regioni centrali dei due ammassi vengono in contatto, un innalzamento della luminosità X di un fattore ~ 10 e della temperatura di un fattore ~ 3 ed una successiva discesa di queste due quantità in un tempo scala dell'ordine di quello necessario ad attraversare l'ammasso alla velocità del suono ($t \sim 1 - 2 \text{ Gyr}$), quando le regioni centrali dei due ammassi si allontanano. Un altro effetto degli shock prodotti nei merger è quello di accelerare particelle relativistiche, di provocare turbolenze in grado di scaldare l'ICM e di accelerare ulteriormente le particelle relativistiche su scala diffusa. Questi fenomeni conducono a considerare la possibilità di un'abbondante presenza nell'ICM di componenti che non sono in equilibrio termico con il gas caldo: le cosiddette **componenti non termiche** che esamineremo in dettaglio nei prossimi paragrafi.

1.3.3 Relazione massa – luminosità X

La luminosità X degli ammassi di galassie presenta forti correlazioni con alcune proprietà dell'ammasso quali: la ricchezza di galassie, la temperatura del gas ICM e la dispersione di velocità. In particolare la quantità definita emissione integrale EI, data da:

$$E.I = \int n_p n_e dV \quad (1.17)$$

con n_p densità di protoni e n_e densità di elettroni, è proporzionale alla luminosità L_X la quale a sua volta è fortemente correlata alla temperatura del gas T_{gas} :

$$L_X \sim T_{gas}^3$$

Forte correlazione è stata dimostrata esistere anche tra la luminosità L_X e la dispersione di velocità lungo la linea di vista σ_r nella fascia tra 1 e 10 keV:

$$L_X(1 - 10 \text{ keV}) \cong 4.2 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \times \left[\frac{\sigma_r}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right] \quad (1.18)$$

(per valori di energia più bassi la potenza dell'equazione è vicina a 3).

La luminosità X degli ammassi è correlata anche al tipo di contenuto galattico: nei cluster più luminosi in X è presente una frazione piccola di galassie a spirale. Queste ultime aumentano all'aumentare del raggio dell'ammasso ed il loro numero è inversamente proporzionale alla dispersione di velocità. Ciò è coerente con la teoria secondo la quale le galassie a spirale formate nei cluster vengono impoverite di gas per effetto della interazione con il gas ICM trasformandosi in galassie S0, anche se ciò non costituisce prova che ciò sia effettivamente avvenuto. Diagrammando la frazione f_{sp} delle galassie a spirale in funzione della luminosità X, la correlazione può essere espressa dalla seguente relazione:

$$f_{sp} \approx 0.37 - 0.26 \ln \left[\frac{L_X}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right] \quad (1.19)$$

Infine, considerando i meccanismi di riscaldamento del gas, la sua temperatura è legata alla velocità di dispersione:

$$T_g \approx 7 \cdot 10^7 \text{ K} \left[\frac{\sigma_r}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 \quad (1.20)$$

In definitiva, nell'ipotesi di equilibrio idrostatico ed assumendo valida l'equazione di stato dei gas perfetti, la massa totale di un cluster entro un dato raggio r risulta:

$$M(r) = - \frac{kT}{\mu m_p G} r \left(\frac{\partial \log \rho}{\partial \log r} + \frac{\partial \log T}{\partial \log r} \right) \quad (1.21)$$

dove le quantità al secondo membro sono osservabili dall'emissione X (intensità e spettro).

1.4 Emissioni non termiche: gli ammassi come radiosorgenti

Oltre che nel visibile e in X, gli ammassi di galassie emettono anche in banda radio. L'origine di tale emissione è dovuta alla interazione tra elettroni relativistici, principalmente di origine non termica, con campi magnetici su larga scala ed è costituita dalla cosiddetta **radiazione di sincrotrone** (vedi appendice C). Possiamo distinguere principalmente due componenti radio negli ammassi: una **discreta**, legata a singoli oggetti ed una **diffusa** associata a vaste aree intergalattiche che esaminiamo nel dettaglio nei paragrafi che seguono.

1.4.1 Emissione radio discreta: galassie attive e radiogalassie

Una **galassia attiva** è una galassia il cui nucleo è caratterizzato da una luminosità molto maggiore rispetto alle altre galassie. Circa il 10% di tali oggetti emette in banda radio. Sono tra gli oggetti più brillanti del cosmo in grado di generare ingenti quantità di radiazione associata, secondo certi modelli teorici, alla presenza nel core di un buco nero supermassivo che attira materiale interstellare formando un disco di accrescimento la cui elevata energia causa

espulsione di materia con formazione di getti caratteristici perpendicolari al piano della galassia (vedi Fig. 1.3).



Figura 1.4 Getti radio-galassia FR II

Tale materia si trova ad elevatissima temperatura (maggiore di quella dell'ICM) ed essendo ionizzata produce una intensa radiazione sia in radio che in X dovuta ai forti attriti che si realizzano nella zona del disco di accrescimento. Tali oggetti sono spesso indicati e con il termine di **AGN** (**A**ctive **G**alactic **N**uclei) e rappresentano una stadio a vita breve del processo evolutivo di galassie aventi particolari strutture che si trasformano in poco tempo in oggetti più freddi. A seconda dell'angolo di visuale e della potenza emessa si distinguono le seguenti tipologie di oggetti AGN:

- a) galassie di Seyfert
- b) quasar
- c) radiogalassie

Le **galassie di Seyfert**, che devono il nome al loro scopritore (1943), sono galassie caratterizzate da un nucleo centrale molto compatto, molto luminoso e con spettro ricco di righe di emissione da atomi ad alta eccitazione, eccezionalmente larghe ed interpretabili come prodotte da nuvole di gas dense ad alto grado di ionizzazione in moto a grandi velocità. Sulla base degli spettri sono classificate di tipo 1 e di tipo 2: le **Seyfert 1** presentano larghezza di riga cui si associa velocità tipiche dell'ordine di $10^4 km s^{-1}$ mentre le **Seyfert 2** possiedono righe relativamente strette con velocità $< 10^3 km s^{-1}$. Le Seyfert risolte angularmente mostrano una struttura a spirale, sono forti sorgenti IR e X ma deboli sorgenti radio se confrontate con gli altri tipi di AGN.

I **quasar**, acronimo di **QUASi stellAR** radio source, sono oggetti scoperti alla fine degli anni '50 come sorgenti radio compatte e molto potenti. In banda ottica appaiono fortemente luminosi e puntiformi tanto che si è creduto per un certo periodo che fossero stelle. Dalle misure di redshift si è compreso invece che la natura puntiforme, rilevata utilizzando telescopi terrestri, dipende dalla loro estrema lontananza di ordine cosmologico. Inoltre, se confrontata alla stessa distanza, la luminosità risulta circa 1000 volte maggiore di quella delle normali galassie. Il picco di emissione caratteristico si trova nell'ultravioletto e solo una frazione delle quasar conosciute emette in radio; di queste alcune presentano una attività radio molto ridotta e sono pertanto denominati con l'acronimo di **QSO** ovvero di Quasi Stellar Object.

Le **radiogalassie** sono sorgenti caratterizzate da una forte emissione in radio che ne rivela la peculiare morfologia: si tratta di galassie ellittiche che hanno in comune i seguenti elementi strutturali:

- § **nucleo (o core)** costituito dalla regione centrale della radiosorgente la cui emissione è dovuta alla attività del buco nero che si trova nel centro della galassia secondo la teoria del modello unificato che generalizza e accomuna la descrizione degli AGN. Il contributo all'emissione radio totale è minoritario rispetto a quello delle altre componenti;
- § **lobi** formati da 2 estese strutture radio, simmetriche ed opposte rispetto al nucleo la cui brillantezza superficiale varia dalla periferia al centro;
- § **hot spots** sono aree di piccole dimensioni angolari, estremamente brillanti, collocate nelle zone periferiche all'interno dei lobi. Sono dovute ai fenomeni di decelerazione per effetto dell'urto tra il materiale trasportato dai getti e il mezzo intergalattico circostante;
- § **getti (jets)** rappresentano i canali di collegamento tra il corpo centrale ed i lobi attraverso i quali il materiale espulso dal core è immesso nelle zone radio periferiche.

Nel 1974 **Fanaroff** e **Riley** classificarono le radiogalassie in due categorie distinguendole, a seconda della potenza radio, delle dimensioni e della morfologia, in:

- » **radiogalassie FR I:** hanno bassa potenza radio emissiva ($P_{1.4\text{GHz}} < 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) visibile essenzialmente nei getti, senza hot-spots. I lobi sono irregolari e molto estesi rispetto alle dimensioni totali della sorgente. La brillantezza è maggiore verso il centro e diminuisce gradualmente allontanandosi da questo;
- » **radiogalassie FR II:** la potenza radio emissiva di questi oggetti è più elevata delle FRI ($P_{1.4\text{GHz}} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$). I lobi sono ben separati, di forma ellissoidale con dimensioni longitudinali maggiori di quelle trasverse. Le emissioni sono concentrate nei lobi, sono presenti hot-spots e spesso è presente un solo getto.

Esiste anche una sottoclasse delle galassie radio attive: le cosiddette **radiogalassie testacoda HT** (**Head Tail**) a loro volta suddivise in **WAT** (**Wide Angle Tail**) e **NAT** (**Narrow Angle Tail**). In esse i getti radio sono curvati indietro in modo da sembrare una sorta di coda con brillantezza radio che diminuisce in modo irregolare, mentre la galassia ottica appare come la testa. Tale forma peculiare è associata ad una forte interazione di questi oggetti con il mezzo intergalattico e la loro presenza è particolarmente significativa in ammassi non rilassati in

direzione del centro della buca di potenziale o nelle regioni ad alta emissione X. In particolare le HT-WAT hanno morfologia intermedia tra FR I e FR II e sono associate a galassie cD poste nel centro del cluster: i getti sono efficienti con lunghe code ricurve formanti angoli ampi tra loro. Le HT-NAT hanno luminosità simili alle FR I e sono associate a galassie anche in posizione non centrale. La coda è fortemente curvata e, in caso sia presente una doppia coda, il loro sviluppo è parallelo.

1.4.2 Emissione radio diffusa

L'emissione radio diffusa, cioè non legata a sorgenti singole, degli ammassi di galassie è strettamente correlata all'esistenza del mezzo intergalattico (ICM vedi par. 1.3.2). La sua esistenza dimostra che il plasma del mezzo intergalattico possiede anche componenti emissive non termiche. Tali componenti, come già anticipato, si ritiene siano dovute alla interazione tra **campi magnetici** a larga scala ed **elettroni relativistici** che permeano il volume del cluster. L'emissione radio è essenzialmente radiazione di sincrotrone (vedi appendice C).

1.4.2.1 Emissione radio: interazione tra campi magnetici ed elettroni relativistici

Il **campo magnetico** presente nello spazio intergalattico viene analizzato mediante la cosiddetta misura della rotazione di Faraday (o effetto Faraday) che consiste nell'esaminare la radiazione di sincrotrone delle sorgenti radio poste sullo sfondo dei cluster o negli ammassi stessi. Tale radiazione risulta essere polarizzata linearmente per cui un'onda di lunghezza λ che viaggia proveniente da una radiosorgente attraverso un mezzo magnetizzato subisce uno sfasamento del fronte d'onda con rotazione del piano di polarizzazione dato da:

$$\Delta\chi = RM\lambda^2 \quad (1.22)$$

in cui RM è la misura della rotazione di Faraday definita come:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e \vec{B} d\vec{l} \quad (1.23)$$

Il valore medio e la distribuzione di RM e quindi del campo magnetico si ottengono misurando l'angolo di polarizzazione in funzione della lunghezza d'onda. Tenendo conto di altri effetti (struttura filamentosa campo magnetico, effetto Compton inverso, teorema di equipartizione) l'ordine di grandezza per \vec{B} è di qualche μG . L'intensità dei campi magnetici nell'ICM non è uniforme ma decresce con la distanza dal centro del cluster a causa del fatto che il moto del plasma verso il centro dell'ammasso trascina le linee del campo comprimendole. Per la conservazione del flusso si ha $B \propto \rho^{2/3}$.

Varie sono le ipotesi circa l'origine dei campi magnetici nell'ICM, ma principalmente si sviluppano lungo due linee principali: la prima considera i campi generati dai forti getti relativistici, costituiti da particelle cariche in movimento, provenienti dagli AGN (vedi par. 1.4.1), mentre la seconda identifica nelle fasi di formazione dei cluster la genesi dei campi che,

nel corso della evoluzione dell'ammasso, subiscono un processo di amplificazione legati a fenomeni di merger e di collasso che coinvolgono l'ICM.

Per quanto riguarda gli **elettroni relativistici**, diffusi in tutto l'ICM, possiamo distinguere due diverse tipologie: **elettroni primari** ed **elettroni secondari**:

- gli *elettroni primari* sono stati iniettati nel volume dell'ammasso dall'attività degli AGN (quasar, radiogalassie, ecc.) o durante la formazione stellare in galassie normali (supernove, venti galattici, ecc.) nelle fasi della storia dinamica del cluster. Tale popolazione subisce forti perdite di energia principalmente a causa delle emissioni di sincrotrone e di Compton inverso cosicché è necessaria una ri-accelerazione per mantenere la loro energia ad un livello necessario per continuare la generazione di una emissione radio. Dallo studio delle proprietà degli aloni radio (vedi paragrafo che segue) sembra che nella ri-energizzazione degli elettroni giochino un ruolo fondamentale fenomeni di merger recenti. L'energia prodotta viene trasferita dalle componenti termiche dell'ICM a quelle non termica attraverso due meccanismi: 1) accelerazione degli elettroni da parte di onde d'urto; 2) interazione risonante o non risonante con turbolenze magnetoidrodinamiche (MHD);
- Gli *elettroni secondari* sono invece prodotti da collisioni nucleari anelastiche tra protoni relativistici e gli ioni termici presenti nell'ambiente del mezzo intergalattico. I protoni che diffondono su larga scala a causa della trascurabile perdita di energia (l'emissione di sincrotrone è inversamente proporzionale alla massa della particella, vedi appendice C) generano in situ elettroni che risultano così distribuiti per tutto il volume del cluster. Non ci si aspetta correlazione tra questi elettroni e i fenomeni di merger che coinvolgono gli elettroni primari a causa del fatto che i protoni da cui sono generati si sono accumulati durante la storia evolutiva del cluster.

La differenza tra questi due tipi di elettroni può essere evidenziata dalla diverse componenti spettrali degli aloni radio (vedi oltre).

1.4.2.2 Sorgenti della emissione radio diffusa: aloni, relitti e mini-aloni

Le sorgenti della emissione radio diffusa sono generalmente distinte in tre gruppi: **aloni**, **relitti** e **mini aloni**. Tutti e tre hanno caratteristiche simili ma si distinguono principalmente per posizione all'interno dei cluster, conformazione ed altri fattori. Hanno spettri di emissione ripidi con valore dell'indice spettrale $\alpha \geq 1$.

§ ***Gli aloni*** sono radiosorgenti diffuse caratterizzate da bassa brillantezza superficiale ($\sim 1 \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ a 1.4 GHz) che permeano il volume centrale degli ammassi. Le loro dimensioni sono superiori a 1 Mpc, presentano una morfologia regolare, non appaiono polarizzati e subiscono tutti processi di merger. Sono oggetti piuttosto rari da osservare: la probabilità di rilevarne la presenza cresce con la luminosità X dell'ammasso ed è pari al 25 ÷ 30 % nei cluster con luminosità $L_X > 5 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$. I parametri fisici degli aloni possono essere stimati assumendo condizioni di equipartizione di energia tra protoni ed elettroni relativistici, un coefficiente di

riempimento pari a 1, un cut-off a bassa frequenza di 10 MHz ed un cut-off ad alta frequenza di 10 GHz . La densità di energia è dell'ordine di $10^{-14} - 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$ mentre l'intensità del campo magnetico varia tra $0.1 - 1 \mu\text{G}$. I modelli che spiegano l'origine degli elettroni responsabili dell'emissione di sincrotrone negli aloni coinvolgono elettroni primari ed elettroni secondari (vedi par. 1.4.2.1) con processi di riaccelerazioni locali. I valori degli indici spettrali α , ammettendo un andamento della intensità in funzione della frequenza $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, risultano maggiori di 1 e sono tipici di sorgenti non recenti. La correlazione tra l'indice spettrale e la temperatura degli ammassi, nel range $0.3 - 1.4 \text{ GHz}$, segue l'andamento:

$$T_{cluster} < 8 \text{ keV} \quad \rightarrow \quad \alpha = 1.7 \pm 0.2$$

$$T_{cluster} = 8 - 10 \text{ keV} \quad \rightarrow \quad \alpha = 1.4 \pm 0.4$$

$$T_{cluster} > 10 \text{ keV} \quad \rightarrow \quad \alpha = 1.2 \pm 0.2$$

che evidenzia come ammassi più caldi ospitino aloni con spettri più piatti cioè con maggiori guadagni di energia. Altra importante correlazione si ha tra potenza radio di un alone e la luminosità X dell'ammasso. Poiché quest'ultima dipende dalla massa, si può dimostrare una dipendenza tra l'emissione radio e massa secondo la relazione:

$$P_{1.4\text{GHz}} \propto M^\alpha \quad (1.24)$$

dove $\alpha \cong 2.3$, il che indicherebbe che la massa dei cluster sia un parametro cruciale nella formazione di aloni suggerendo che le distribuzioni dei campi magnetici e degli elettroni relativistici mutano in relazione ad essa.

§ ***I relitti*** sono estese radiosorgenti diffuse che, come gli aloni, presentano una bassa brillantezza superficiale, uno spettro ripido, una forma allungata o comunque irregolare e si estendono su scale del Mpc . Le principali differenze tra aloni e relitti consistono nel fatto che mentre i primi sono posizionati nella parte centrale, i secondi si trovano sempre nelle regioni periferiche degli ammassi e che contrariamente agli aloni, i relitti hanno emissione radio polarizzata. E' possibile classificare i relitti in base alla loro morfologia. Si distinguono pertanto: relitti allungati e relitti arrotondati.

I relitti allungati sono oggetti estesi siti nelle parti periferiche dei cluster con forma allungata perpendicolare alla direzione del raggio dell'ammasso. Non mostrano sottostrutture evidenti e, in alcuni casi, le dimensioni trasversali sono molto ridotte. La morfologia conferma l'ipotesi di una origine derivante da onde d'urto su larga scala prodotte durante fenomeni di merger, le quali propagandosi con velocità molto elevate possono accelerare elettroni ad alte energie e comprimere i campi magnetici dando origine a grandi regioni che emettono in sincrotrone. Le particelle accelerate hanno distribuzione di energia e campo magnetico parallelo al fronte d'onda. L'indice spettrale ha valori compresi tra 1 e 1.6.

I relitti arrotondati hanno struttura più regolare ma presentano una sottostruttura filamentosa e spettri più ripidi ($1.1 \leq \alpha \leq 2.9$). Una possibile

spiegazione della loro presenza è che si tratti di vecchi lobi radio originati dall'attività precedente di una AGN non più visibile a causa di forti perdite di energia e successivamente riaccesi per effetto di onde d'urto generate da fenomeni di merging. Analogamente agli aloni sono state evidenziate anche per i relitti correlazioni tra la potenza radio a 1.4 GHz e la luminosità X. Per i relitti allungati e quelli arrotondati si trova che $P_{1\text{GHz}} \propto L_X^{1.2}$. A differenza degli aloni i relitti si trovano anche in cluster caratterizzati da una bassa brillantezza X.

§ *I mini-aloni* sono sorgenti diffuse di piccole dimensioni (~ 500 kpc), situate al centro del nucleo di raffreddamento degli ammassi, che circondano di solito una potente radiogalassia. Presentano uno spettro di emissione ripido, paragonabile a quello di aloni e relitti, e bassa brillantezza superficiale. Esiste una importante anticorrelazione tra la presenza di un nucleo di raffreddamento (cooling flow) ed eventi di merger: i mini-aloni sono le uniche sorgenti diffuse non associate a merger tra ammassi. La correlazione invece tra potenza radio e potenza del flusso di raffreddamento dimostrerebbe come gli elettroni che danno emissione radio, forniti dalla radiogalassia centrale o da origine secondaria, vengano riaccelerati da turbolenze MHD connesse con i fenomeni di cooling flow.

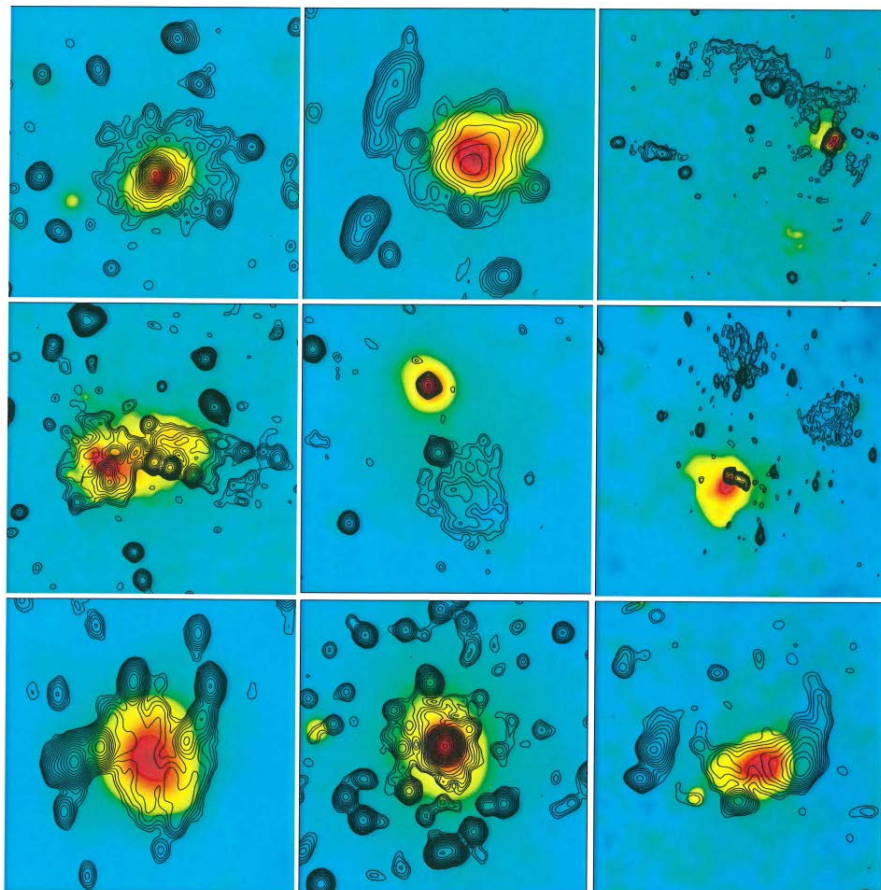


Figura 1.5 Collezione di clusters con numerosi tipi di emissioni radio. Da destra a sinistra e dall'alto al basso: alone (A2219), alone+relitto (A2744), relitto (A115), alone+relitto (A754), relitto (A1664), relitto (A584b), alone (A520), mini-alone (A2029), alone+doppio relitto (RXCJ1314.4-2515)

Capitolo 2

Determinazione della massa nei cluster di galassie I: metodi dinamici

2.1 Introduzione: metodi per determinare la massa di un cluster

La conoscenza delle proprietà degli ammassi di galassie gioca un ruolo importante nello studio della formazione delle strutture a larga scala. In particolare l'osservazione della distribuzione dell'abbondanza di ammassi in funzione della massa permette di introdurre delle forti limitazioni nei modelli cosmologici come la determinazione della massa barionica e la conseguente stima del valore di Ω_0 [§]. Tuttavia la stima delle masse dei cluster non è un compito facile nonostante esistano svariati metodi. Tra questi i più importanti e confrontabili sono:

- 1) **analisi dinamica basata sulla equazione di Jeans** o sue derivazioni, come il teorema del viriale. Mediante spettroscopia ottica si misurano i redshift, la dispersione di velocità delle galassie del cluster $\sigma_r^2 = \langle v^2 \rangle$ e da questa, assumendo l'ipotesi che i cluster siano sistemi in equilibrio dinamico, la cosiddetta massa viriale $M \cong R\sigma_r^2/G$;
- 2) **analisi dinamica di gas caldi che emettono in X**, dalla quale, mediante spettroscopia X, si ricavano informazioni sulla temperatura e la distribuzione del gas intergalattico (l'emissione X è proporzionale alla densità al quadrato del gas ρ_{gas}^2) e quindi sulla massa totale sempre nell'ipotesi di equilibrio idrostatico (vedi eq. 1.21);
- 3) **studio delle lenti gravitazionali** ed in particolare delle distorsioni delle immagini ottiche delle galassie di fondo;

Le stime di massa fatte utilizzando il moto degli ammassi di galassie richiede la formulazione di ipotesi circa la loro struttura orbitale e la geometria. Inoltre è fondamentale assumere la condizione di equilibrio viriale. Anche per la valutazione della massa totale attraverso misure in banda X è richiesta la condizione di equilibrio idrostatico. Purtroppo i modelli e le ipotesi necessarie non sempre sono validi e ciò causa complicazioni nello studio sistematico delle proprietà dei cluster.

[§] Ω_0 è detto parametro di densità attuale. E' espresso dal rapporto tra la densità della materia e la densità critica $\rho_c = 3H_0/8\pi G$. Il suo valore attuale è pari a 0.27: tenendo conto di vari fattori e della massa di materia oscura si può ammettere che il parametro di densità sia compreso tra 0.1 e 0.3 e che l'universo abbia quindi curvatura negativa.

Nel presente capitolo esamineremo i primi due metodi mentre lo studio del lensing gravitazionale, dal quale sono ottenute le masse dei cluster utilizzate per la ricerca delle correlazioni nei capitoli di analisi ed elaborazione dei dati di questa tesi di laurea, sarà affrontato in dettaglio nel capitolo III.

2.2 Masse dei cluster basate sulla dinamica delle galassie

Come già sottolineato nel paragrafo introduttivo, il metodo standard per stimare la massa dei cluster, prendendo in considerazione le galassie membro, richiede che tali galassie siano in equilibrio all'interno del potenziale dell'ammasso. La massa del cluster è quindi ricavata dalla conoscenza delle posizioni e delle velocità della stessa popolazione di galassie utilizzate come traccianti del potenziale del cluster.

2.2.1 Massa derivata dalla equazione di Jeans

L'equazione di Jeans, ottenibile dalla rielaborazione dell'equazione di Boltzmann non collisionale**, mette in relazione la densità ed il potenziale gravitazionale (e quindi la massa) con la dispersione di velocità.

In prima approssimazione si può stimare la massa di un cluster entro un certo raggio r , che indichiamo con $M_{Jeans}(< r)$, utilizzando l'equazione di Jeans accoppiata all'equazione che lega due quantità osservabili che sono il **profilo radiale della densità proiettata** di galassie $\Sigma(R)$ e **dispersione di velocità proiettata** $\sigma_p(R)$, entrambi funzioni del raggio proiettato R :

$$\frac{d[\rho(r)\sigma_r^2(r)]}{dr} + \frac{2\rho(r)\beta\sigma_r^2(r)}{r} = -\frac{G\rho(r)M_{Jeans}(< r)}{r^2} \quad (2.1)$$

$$\sigma_p^2(R)\Sigma(R) = 2 \int_R^\infty \rho(r)\sigma_r^2(r) \left(1 - \beta \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad (2.2)$$

con r la distanza dal centro dell'ammasso, $\rho(r)$ la densità spaziale delle galassie correlata a $\Sigma(R)$ mediante l'integrale di Abel, $\sigma_r(r)$ è la componente radiale della velocità di dispersione $\sigma(r)$ mentre $\beta = 1 - \sigma_\theta^2/\sigma_r^2$ è il parametro che misura l'anisotropia della velocità orbitali degli oggetti. Esplicitando il termine di massa si ottiene:

** Detta $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ la funzione di distribuzione o densità nello spazio delle fasi è soddisfatta la seguente all'equazione di evoluzione temporale detta equazione di Boltzmann non collisionale:

$$\nabla f \cdot \vec{v} - \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \cdot \nabla \Phi + \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

$\Phi(\vec{r}, t)$ è il potenziale gravitazionale.

$$M_{Jeans}(r) = -\frac{\sigma_r^2 r}{G} \left(\frac{d \log \rho(r)}{d \log r} + \frac{d \log \sigma_r^2}{d \log r} + 2\beta \right) \quad (2.3)$$

Sfortunatamente sono presenti tre incognite ($M_{Jeans}(< r)$, $\sigma(r)$, $\beta(r)$) e soltanto due equazioni. Per risolvere le equazioni (2.1) e (2.2) è necessario conoscere a priori o $\beta(r)$ o $M(r)$ e valutare le altre due grandezze in modo che siano consistenti con il profilo dispersione della velocità, osservato dai dati spettroscopici. Può accadere però che diverse combinazioni di $\beta(r)$ e $M(r)$ possano dar luogo allo stesso profilo radiale di dispersione di velocità lungo la linea di vista $\sigma_p(R)$. Assumendo un certo profilo di massa $M(r)$, i diversi profili radiali relativi a diversi $\beta(r)$ (es. $\beta = 0$, $\beta = \alpha/(r^2 + \alpha^2)$ e $\beta = \alpha/r$ con α costante positiva o negativa) convergono, a grandi distanze radiali proiettate, verso un unico valore che è la dispersione di velocità globale lungo la linea di vista come media spaziale fatta su tutto il sistema. Questo valore globale è quello che viene usato nella determinazione della massa viriale del sistema.

2.2.2 Massa derivata dal teorema del viriale

Il teorema del viriale è utilizzato per descrivere sistemi in equilibrio legati gravitazionalmente. Esso stabilisce che l'energia gravitazionale U è pari a meno due volte l'energia cinetica T , relazione che può essere dedotta in vari modi. Ne esaminiamo due.

2.2.2.1 Teorema del viriale: forma classica per un sistema di N corpi

Si consideri un sistema di masse puntiformi. Siano m_i , \vec{r}_i e \vec{f}_i rispettivamente la massa, il vettore posizione e la forza relative all'elemento i -esimo del sistema. Le equazioni Newtoniane del moto risultano:

$$\vec{p}_i = \frac{d(m_i v_i)}{dt} = \vec{f}_i \quad (2.4)$$

Si introduce ora la seguente grandezza:

$$\sum_i \vec{p}_i \cdot \vec{r}_i = \sum_i m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \cdot \vec{r}_i = \frac{1}{2} \sum_i m_i \frac{d(\vec{r}_i \cdot \vec{r}_i)}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i r_i^2 \right) = \frac{1}{2} \frac{dI}{dt} \quad (2.5)$$

Il termine $\sum_i m_i r_i^2$ è il momento di inerzia I rispetto all'origine del sistema di coordinate. Calcoliamo ora la derivata dell'espressione (2.5)

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \sum_i \vec{r}_i \cdot \vec{p}_i + \sum_i \vec{p}_i \cdot \vec{r}_i \quad (2.6)$$

in cui:

$$\sum_i \vec{r}_i \cdot \vec{p}_i = \sum_i m_i \vec{r}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i = \sum_i m_i v_i^2 = 2T \quad (2.7)$$

con T energia cinetica totale del sistema rispetto all'origine del sistema di coordinate. Combinando la (2.4) e la (2.7) nella (2.6) si ottiene:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + \sum_i \vec{f}_i \cdot \vec{r}_i \quad (2.8)$$

Il termine $\sum_i \vec{f}_i \cdot \vec{r}_i$ è chiamato *viriale di Clausius* e, mettendolo in relazione diretta con le forze gravitazionali newtoniane per coppie di corpi massivi, può essere riscritto nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \sum_i \vec{f}_i \cdot \vec{r}_i &= \sum_i \vec{r}_i \cdot \sum_{i \neq j} \vec{f}_{ij} = \sum_i \vec{r}_i \cdot \sum_{i \neq j} G m_i m_j \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{r_{ij}^3} = \\ \sum_{i > j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}^3} [\vec{r}_i \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i) + \vec{r}_j \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)] &= \sum_{i > j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}^3} [(\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)] = \\ - \sum_{i > j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}^3} &= U \end{aligned} \quad (2.9)$$

con U energia potenziale gravitazionale totale del sistema di masse. Possiamo quindi scrivere l'identità di Lagrange:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + U \quad (2.10)$$

Mediando nel tempo ed ipotizzando la limitatezza dei moti, la media del primo membro è nulla:

$$\left\langle \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} \right\rangle = 0 \quad (2.11)$$

e da qui si ottiene la espressione finale del teorema:

$$\langle 2T \rangle + \langle U \rangle = 0 \quad (2.13)$$

con $\langle 2T \rangle$ e $\langle U \rangle$ medie temporali dell'energia cinetica e potenziale rispettivamente. Se il sistema è stazionario, ovvero ha già raggiunto l'equilibrio viriale, è possibile togliere le medie temporali e scrivere semplicemente:

$$2T + U = 0 \quad (2.14)$$

Nell'applicare questo teorema a galassie e sistemi di galassie, si prendono i valori istantanei di T e U , il che equivale ad assumere che questi sistemi siano stazionari.

2.2.2.2 Teorema del viriale: derivazione dall'equazione di Jeans

Il teorema del viriale scalare può essere ottenuto dalla equazione di Jeans (2.1) che possiamo riscrivere nella seguente forma:

$$-\rho \frac{GM(r)}{r^2} = \frac{2\rho}{r} (\sigma_r^2 - \sigma_\theta^2) + \frac{d}{dr} (\rho \sigma_r^2) \quad (2.15)$$

moltiplicando per $4\pi r^3$ ed integrando da $r = 0$ fino al raggio r_T del sistema, valutando i singoli termini, si ottiene:

$$-\int_0^{r_T} \rho \frac{GM(r)}{r^2} 4\pi r^3 dr = -\int_0^{r_T} \frac{M}{4/3\pi r^3} \frac{GM(r)}{r^2} 4\pi r^3 dr = -3 \int_0^{r_T} \frac{GM(r)}{r^2} M dr =$$

i)

$$= -3 \left[-\frac{1}{r} GM(r)M \right]_0^{r_T} = 3 \left\langle \frac{GM(r)}{r} \right\rangle M$$

$$\int_0^{r_T} \frac{2\rho}{r} (\sigma_r^2 - \sigma_\theta^2) 4\pi r^3 dr = \int_0^{r_T} \rho (\sigma_r^2 - \sigma_\theta^2) 4\pi r^2 dr = 2 \left[\frac{M}{4/3\pi r^3} 4/3\pi r^3 (\sigma_r^2 - \sigma_\theta^2) \right]_0^{r_T} =$$

ii)

$$= 2[\langle \sigma_r^2 \rangle - \langle \sigma_\theta^2 \rangle]M$$

per valutare il terzo termine si ricorre all'integrazione per parti ed al teorema della divergenza^{††}:

^{††} Sia V un volume chiuso e $S = \partial V$; per il teorema della divergenza

$$\int_V \nabla \cdot \vec{F} dV = \int_S \vec{F} \cdot \hat{n} dA$$

dove \hat{n} è un versore ortogonale all'elemento di superficie dA diretto verso l'esterno, per cui indicato con g è uno scalare e \vec{F} un vettore:

$$\int g \nabla \vec{F} dV = \int g \vec{F} \cdot \hat{n} dA - \int (\vec{F} \cdot \nabla) g dV$$

$$\int_0^{r_T} \frac{d}{dr} (\rho \sigma_r^2) 4\pi r^3 dr = \int_0^{r_T} \frac{d}{dr} (\rho \sigma_r^2) r \cdot 4\pi r^2 dr = -4\pi r_T^3 \rho(r_T) \sigma_r^2(r_T) + \int_0^{r_T} 3 \rho \sigma_r^2 4\pi r^2 dr$$

iii)

$$= -4\pi r_T^3 \rho(r_T) \sigma_r^2(r_T) + 3 \langle \sigma_r^2 \rangle M$$

Mettendo assieme i tre termini si ottiene:

$$\left\langle \frac{GM(r)}{r} \right\rangle M = -4\pi r_T^3 \rho(r_T) \sigma_r^2(r_T) + M \sigma_V^2 \quad (2.16)$$

con σ_V^2 dispersione di velocità risultante dalla media spaziale su tutto il sistema, media estesa anche alle altre grandezze della (2.16). In maniera compatta la relazione può essere scritta come:

$$2T + U + C = 0 \quad (2.17)$$

con $C = -4\pi r_T^3 \rho(r_T) \sigma_r^2(r_T)$ piccolo termine correttivo (detto *termine di superficie*) che risulta nullo se viene osservata solo una piccola parte del sistema ovvero nel caso in cui $\rho(r_T) \neq 0$ e $\sigma_r^2(r_T) \neq 0$. Tale termine implica in genere una piccola riduzione della massa del sistema rispetto al caso $C = 0$.

2.2.2.3 Teorema del viriale: calcolo semplificato della massa di un cluster

Le galassie in un cluster sono distribuite nello spazio in modo tale da apparire in equilibrio stabile. Le masse delle galassie costituenti possono essere misurate a partire dalla loro luminosità mentre le dispersioni di velocità sono ricavate dalla misura spettroscopica dei redshift. Tali grandezze forniscono insieme una stima dell'energia cinetica totale $\sum T_i$ dell'ammasso, mentre le stesse masse e le posizioni forniscono l'energia potenziale $\sum U_i$ di tutte le galassie rispettivamente. In generale i valori calcolati non soddisfano il teorema del viriale, ma presentano un eccesso di energia cinetica per cui le galassie non dovrebbero essere gravitazionalmente legate. Purtroppo esse appaiono come se lo fossero il che ha portato ad ipotizzare che esista la presenza di ulteriore massa non visibile che è stata chiamata materia oscura (dark matter) che superi di $10 \div 50$ volte la quantità di materia visibile.



Figura 2.1 Simulazione presenza materia oscura in un cluster di galassie

Partendo dal teorema del viriale per un gruppo di punti massivi che interagiscono gravitazionalmente possiamo scrivere l'equazione (2.17) come somma sulle particelle singole e sulle coppie nel modo seguente:

$$2 \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2 - \sum_{i \neq j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} = 0 \quad (2.18)$$

in cui v_i è la velocità della particella i -esima e r_{ij} è la distanza tra la i -esima e la j -esima particella. Si può semplificare la trattazione considerando il caso di N galassie identiche in un ammasso, in cui ogni elemento ha massa m . Moltiplicando il primo termine della (2.18) per N/N ed il secondo per N^2/N^2 si ottiene:

$$\frac{Nm}{N} \sum_i v_i^2 - G \frac{(Nm)^2}{2N^2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.19)$$

dove il fattore $1/2$ evita il doppio conteggio delle coppie. La prima sommatoria contiene N termini, mentre la doppia sommatoria ha $N(N-1)$ elementi escludendo i termini con $i=j$. Per N molto grande è possibile approssimare $N(N-1) \approx N^2$. Considerando la definizione di dispersione di velocità $\sigma_r^2 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$ e che, per il tipo di sistema considerato, $\sum v_i = 0$ possiamo scrivere:

$$\sum_i v_i^2 = \langle v^2 \rangle = \sigma_r^2 \quad (2.20)$$

dove il simbolo $\langle \ \rangle$ rappresenta il valore medio. Indicando la massa totale con $M = Nm$ riscriviamo la (2.19) come segue:

$$M \sigma_r^2 - G \frac{M^2}{2} \langle r_{ij}^{-1} \rangle = 0 \quad (2.21)$$

Ricavando la massa:

$$M = \frac{2 \sigma_r^2}{G \langle r_{ij}^{-1} \rangle} \quad (2.22)$$

si giunge alla forma canonica della massa viriale:

$$M \approx \frac{R \sigma_r^2}{G} \quad (2.23)$$

in cui R è chiamato raggio viriale, approssimazione del raggio caratteristico dell'ammasso.

L'applicazione del teorema viriale per stimare la massa di un sistema si basa su tre assunzioni concettuali importanti che riassumiamo di seguito:

- » Il sistema viene considerato virializzato (in equilibrio viriale): tale assunzione è valida nelle singole galassie e nelle regioni centrali degli ammassi mentre è meno buona nelle regioni periferiche in quanto queste ultime risultano spesso essere ancora in fase di collasso gravitazionale. Gli effetti della non virializzazione possono essere stimati se si conosce, attraverso simulazioni ad N , la tipica evoluzione del sistema. Tali effetti possono poi essere utilizzati per correggere la massa viriale;
- » i moti dei corpi osservati sono buoni indicatori della energia cinetica T : in generale tale assunzione è quasi sempre ragionevole;
- » le posizioni dei corpi osservati sono buoni indicatori della distribuzione di tutte le masse del cluster (galassie+gas+materia oscura): assunzione valida per gli ammassi ma meno valida per le singole galassie nelle cui regione esterne sembra dominare un alone di materia oscura.

2.2.3 Limiti del metodo e confronto tra massa viriale e massa di Jeans

Abbiamo accennato nel paragrafo precedente che la stima delle masse ottenute dall'analisi dinamica dei gas o delle galassie membro di un ammasso basate sulla equazione di Jeans o sul teorema del viriale richiede l'assunzione che i cluster siano sistemi in equilibrio dinamico. Questa ipotesi però non è strettamente valida: infatti sebbene gli ammassi siano sistemi di galassie legate gravitazionalmente, il loro collasso risulta relativamente recente o addirittura in alcuni casi può essere appena all'inizio, come dimostra la presenza di sottostrutture. Tuttavia diversi studi hanno evidenziato come la stima viriale della massa risulti migliore nel caso in cui vi sia una piccola presenza di sottostrutture.

Dal punto di vista matematico abbiamo visto che la soluzione della equazione di Jeans dipende dal valore del parametro β , legato alla anisotropia della dispersione di velocità. Il teorema del viriale invece presenta il grande vantaggio che la dispersione globale della velocità proiettata σ_p e quindi la massa totale sono indipendenti da ogni possibile anisotropia della velocità delle galassie, essendo sempre verificato per sistemi sferici che $\sigma^2 = 3\sigma_p^2$. Inoltre come già evidenziato la presenza di 3 incognite e solo 2 equazioni, che compongono l'equazione di Jeans, rende necessario fare assunzioni ad hoc su β o su $M(r)$, ipotesi non richieste dal teorema viriale. Dal punto di vista osservazionale il teorema viriale ha inoltre il grande vantaggio rispetto all'equazione di Jeans di utilizzare valori più consistenti di σ_p , piuttosto che valori differenziali. Poiché il calcolo del profilo di dispersione $\sigma_p(R)$ richiede un elevato numero di galassie, questo si può ottenere soltanto combinando i dati di numerosi cluster, senza preservare l'individualità di ciascun cluster. Il modo di procedere consiste quindi nell'utilizzare il teorema viriale per calcolare la massa di ciascun cluster e di utilizzare poi l'equazione di Jeans per verificare i risultati ottenuti sulla media dei cluster.

2.3 Determinazione della massa da osservazioni in banda X dell'ICM

Abbiamo accennato nel I capitolo che lo spazio tra le galassie di un ammasso è riempito da un plasma formato da un gas fortemente ionizzato. Le osservazioni di tale gas in banda X permettono di ricavare la massa gravitazionale dell'ammasso direttamente dalla densità del gas e dal suo profilo di temperatura. Anche in tal caso è fondamentale assumere che il gas sia in equilibrio idrostatico: in tal modo la distribuzione di massa e la massa totale possono essere misurate. Nel caldo gas intergalattico il cammino libero medio di un elettrone è minore delle dimensioni della regione che emette in banda X e la velocità del suono è maggiore di quella del collasso dinamico, ragione per cui il gas può essere considerato in equilibrio idrostatico. Possiamo scrivere:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho_{gas} \frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.24)$$

$$P_{gas} = \rho_{gas} \frac{kT}{\mu m_p} \quad (2.25)$$

dove m_p è la massa del protone, $\mu \sim 0.6$ è il peso molecolare medio per le abbondanze cosmiche, k la costante di Boltzmann ed $M(r)$ è la massa dell'ammasso entro il raggio r . Differenziando la seconda equazione si ottiene:

$$\frac{dP_{gas}}{dr} = \frac{k}{\mu m_p} \left(T \frac{d\rho}{dr} + \rho \frac{dT}{dr} \right) \quad (2.26)$$

e combinando le due equazioni si ha che:

$$\frac{k}{\mu m_p} \left(T \frac{d\rho_{gas}}{dr} + \rho_{gas} \frac{dT}{dr} \right) = -\rho_{gas} \frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.27)$$

da cui:

$$M(r) = -\frac{kT}{\mu m_p G} \left(\frac{d \log \rho_{gas}}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} \right) \quad (2.28)$$

Determinando T e ρ come funzione di r , si può ottenere una determinazione della massa $M(r)$. Sfortunatamente fino a poco tempo fa non era facile misurare T come una funzione del raggio per cui si assumeva una temperatura media per il gas e si derivava $\rho(r)$ in una opportuna forma analitica dalla misura del profilo di brillantezza superficiale. Tali metodi sono ancor oggi usati in mancanza di dati nuovi.

La misura del profilo di temperatura richiede una dettagliata spettroscopia spaziale pertanto non sono stati determinati i profili per tutti gli ammassi. Nell'ipotesi che gas e galassie siano in equilibrio idrostatico nella buca di potenziale dell'ammasso e che la dispersione delle velocità delle galassie sia isotropa, si trova che:

$$\rho_{gas}(r) \propto \rho_{gal}^{\beta_{spec}}(r)$$

con β_{spec} parametro che esprime il rapporto tra l'energia cinetica delle galassie e l'energia cinetica specifica delle molecole del gas, secondo la seguente relazione:

$$\beta_{spec} \equiv \frac{\sigma_r^2}{kT_{gas}/\mu m_p}$$

E' noto che i conteggi di galassie si adattano bene ad una sfera isoterma autogravitante (Zwicky 1957) e che il profilo della distribuzione dei conteggi può essere approssimato dalla funzione di King:

$$\sigma(a) = \frac{\sigma_0}{1 + (a/r_c)^2}$$

dove r_c è il raggio del core dell'ammasso e σ_0 è la densità del core. La corrispondente distribuzione di densità è quindi:

$$\rho_{gal} = \frac{\rho_c}{[1 + (r/r_c)^2]^{3/2}}$$

dove $\rho_c = \sigma_0/2r_c$. In tal modo il gas segue una distribuzione del tipo:

$$\rho_{gas} = \frac{\rho_c}{[1 + (r/r_c)^2]^{3\beta/2}}$$

Tipicamente si ottiene che $\rho_{gas} \propto r^{-2}$, cioè $\beta = 2/3$. Tale metodo è applicabile solo entro una breve distanza dal centro dell'ammasso, dove il flusso X è sufficientemente intenso da poter essere rilevato e misurato.

Capitolo 3

Determinazione della massa nei cluster di galassie: lensing gravitazionale

3.1 Lensing Gravitazionale: introduzione

Nel capitolo II abbiamo esaminato criticamente due metodi di misura della massa di un cluster, basati su osservabili spettroscopici. In questo capitolo descriviamo un terzo metodo, indipendente dai primi che sfrutta la distorsione delle immagini ottiche degli oggetti di un ammasso così come previsto dalla relatività generale.

Il lensing gravitazionale è quel fenomeno che si osserva su scala cosmica relativo alla deflessione della luce da parte di campi gravitazionali. L'idea che la luce possa essere deviata da una massa gravitazionale fu per prima considerata da Newton e Laplace anche se una descrizione corretta del lensing è possibile solo nel contesto della teoria della relatività generale.

La prima osservazione di lensing gravitazionale è avvenuta nel 1979 quando l'immagine di due quasar molto vicini è stata identificata come l'immagine "lensata" di un singolo oggetto. Dopo questa prima osservazione le ricerche nel lensing gravitazionale si sono sviluppate sempre più, diventando un importante settore dell'astrofisica.



Figura 3.1 Lensing generato da una quasar

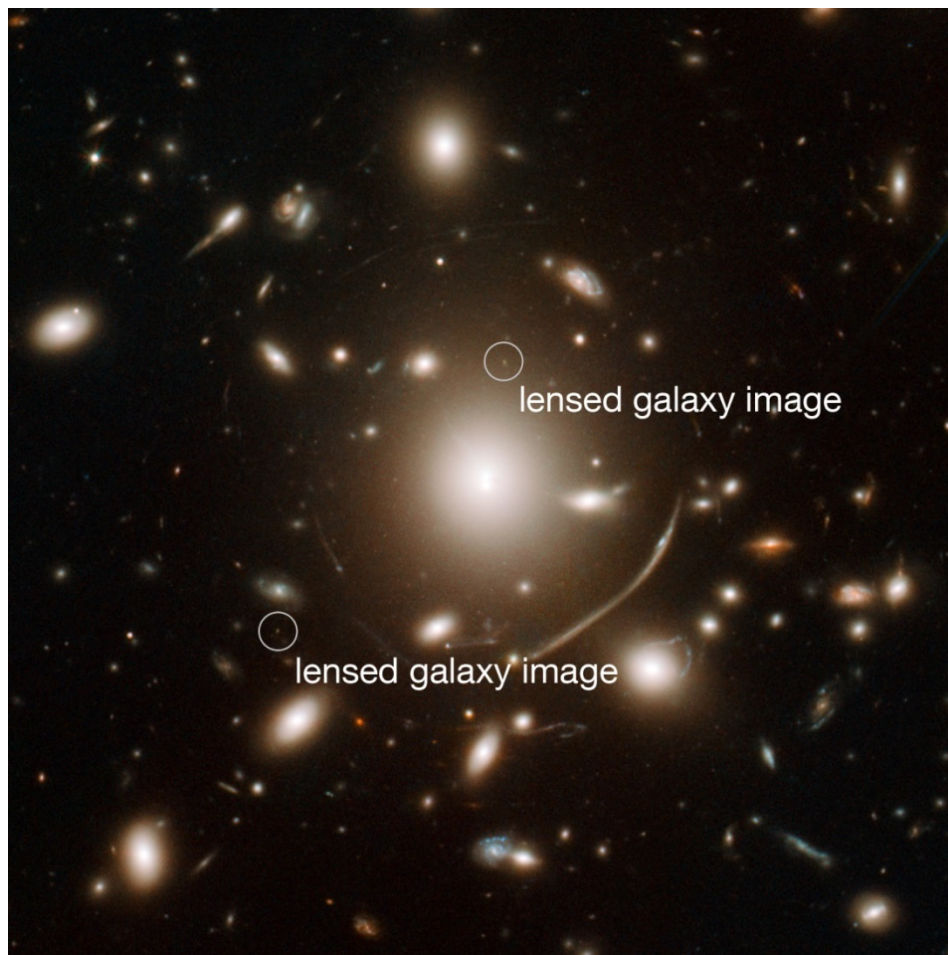


Figura 3.2 Lensing nell'ammasso Abell 383

3.2 Lensing gravitazionale: generalità

Per studiare la deflessione della luce vicino all'oggetto massivo che funge da lente si introducono alcune approssimazioni. Si assume innanzitutto che il potenziale gravitazionale newtoniano U , generato dalla distribuzione di massa della lente, sia tale per cui $|U| \ll c^2$ ovvero che la velocità della lente sia molto più piccola di c . In tal modo possiamo descrivere lo spazio vicino alla lente come piatto (spazio tempo di Minkowski) e ammettere che la perturbazione generata dal potenziale sia piccola. Possiamo inoltre trattare l'effetto della curvatura spazio-tempo sulla propagazione della luce in maniera analoga all'ottica geometrica introducendo un indice di rifrazione della lente:

$$n = 1 - \frac{2}{c^2} U = 1 + \frac{2}{c^2} |U| \quad (3.2)$$

da cui si può ricavare l'espressione per la velocità della luce in un campo gravitazionale:

$$v = \frac{c}{n} \cong c - \frac{2}{c} |U| \quad (3.3)$$

Nel caso del passaggio della luce attraverso un prisma, essendo quest'ultimo formato da un mezzo più denso, i raggi rallentano producendo un ritardo nel tempo di arrivo del segnale

luminoso rispetto ad un segnale che viaggia nel vuoto ad una velocità pari a c . Questo causa una notevole curvatura dei raggi soprattutto nelle vicinanze della punta del prisma. Analoghi effetti si osservano nel lensing gravitazionale: anche in tal caso i raggi di luce sono in ritardo rispetto alla propagazione nel vuoto. Il ritardo temporale Δt si ottiene integrando sul cammino ottico dalla sorgente all'osservatore:

$$\Delta t = \int_{sorgente}^{osservatore} \frac{2}{c^3} |U| dl \quad (3.4)$$

Come nel caso del prisma i raggi sono deflessi quando attraversano un campo gravitazionale. L'angolo di deflessione è uguale all'integrale, lungo il cammino ottico, del gradiente dell'indice di rifrazione n , perpendicolarmente al cammino stesso:

$$\vec{\alpha} = - \int \vec{\nabla}_{\perp} n dl = \frac{2}{c^2} \int \vec{\nabla}_{\perp} U dl \quad (3.5)$$

Per una distribuzione sferica di massa (calcolata da Einstein per la prima volta nel 1936) risulta:

$$\vec{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \xi} \quad (3.6)$$

dove M è la massa dell'oggetto che causa la deflessione, ξ è il parametro di impatto del raggio luminoso incidente, G la costante gravitazionale e c la velocità della luce.

Se si assume che il parametro di impatto sia molto maggiore del raggio di Schwarzschild ovvero che $\xi \gg R_S \equiv 2GMc^{-2}$, l'angolo di deflessione risulta piccolo, il campo gravitazionale debole e le equazioni di campo della relatività generale possono essere linearizzate. L'angolo di deflessione totale risulta quindi la semplice somma degli angoli di deflessione di un insieme di punti massivi.

3.3 Lensing gravitazionale: approssimazione di lente sottile

Una ulteriore approssimazione consiste nell'assumere che la regione nella quale la luce viene deflessa è molto più piccola della distanza che separa la lente dall'osservatore e la lente dalla sorgente. In altre parole la lente risulta essere sottile se paragonata all'intera lunghezza della traiettoria del raggio.

Consideriamo una distribuzione di massa con densità $\rho(\vec{r})$, suddivisa in elementi di volume infinitesimale dV , ciascuno con massa $m = \rho(\vec{r})dV$. Un raggio di luce che passa attraverso questa distribuzione di massa possiede una traiettoria che può essere espressa mediante una parametrizzazione affine del tipo $(\xi_1(\lambda), \xi_2(\lambda), r_3(\lambda))$, con λ parametro affine espresso in coordinate tali che il raggio si propaga lungo la direzione di r_3 quando viaggia lontano dalla distribuzione di massa.

Assumendo l'approssimazione di lente sottile risulta $\vec{\xi}(\lambda) \cong \vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$ ovvero l'indipendenza del parametro affine da λ . Possiamo esprimere il vettore di impatto $\vec{\xi}$ di un raggio luminoso, relativo ad un elemento di massa in $\vec{r}' = (\xi'_1, \xi'_2, r'_3)$, come $(\xi) - (\xi)'$ indipendente da r'_3 . In tal caso l'angolo totale di deflessione risulta:

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \int dr'_3 \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} \quad (3.7)$$

Introducendo la densità di massa superficiale $\Sigma(\vec{\xi})$, definita come la densità di massa della lente proiettata su un piano perpendicolare al raggio di luce, data da:

$$\Sigma(\vec{\xi}) \equiv \int dr_3 \rho(\xi_1, \xi_2, r_3) \quad (3.8)$$

l'angolo di deflessione risulta:

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \Sigma(\vec{\xi}') \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} \quad (3.9)$$

Una tipica situazione di lensing è rappresentata nella figura seguente (Fig. 3.3)

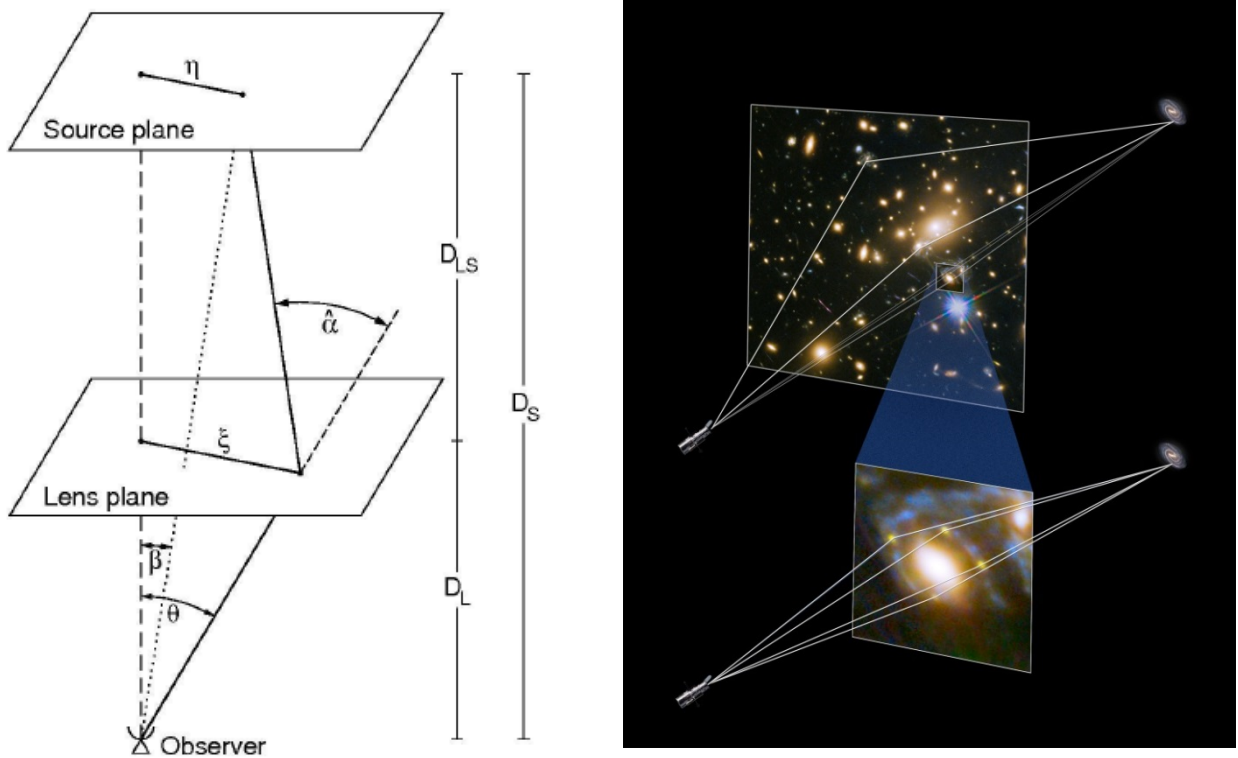


Figura 3.3 Schema di un tipico sistema di lente gravitazionale e di lensing di una supernova

dove sono rappresentate una lente ed una sorgente poste rispettivamente a distanza D_L e D_S dall'osservatore. Le distanze D_L , D_S e D_{LS} corrispondono quindi alle distanze (diametri) angolari: **osservatore-lente**, **osservatore-sorgente** e **lente-sorgente**. In analogia con l'ottica geometrica e nella approssimazione di lente sottile, il cammino di un raggio di luce proveniente dalla sorgente che viene deflesso dalla lente può essere rappresentato da due rette con il punto di deviazione vicino alla lente. $\hat{\alpha}$ è l'angolo di deflessione, β è la separazione angolare tra la sorgente e l'asse ottico mentre l'angolo θ è la separazione angolare tra l'immagine della sorgente e l'asse ottico, così come viste dall'osservatore.

La distanza trasversa $\vec{\eta}$ tra la sorgente e l'asse ottico è data da:

$$\vec{\eta} = \frac{D_S}{D_L} \vec{\xi} - D_{LS} \vec{\alpha}(\vec{\xi}) \quad (3.10)$$

usando la coordinata angolare $\vec{\eta} = D_S \vec{\beta}$ e $\vec{\xi} = D_L \vec{\theta}$ possiamo scrivere la cosiddetta **equazione della lente**:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{D_{LS}}{D_S} \vec{\alpha}(D_L \vec{\theta}) \equiv \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (3.11)$$

dove:

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} d^2 \theta' \kappa(\vec{\theta}') \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|^2} \quad (3.12)$$

è l'angolo di deflessione scalato con $\kappa(\theta) \equiv \Sigma(D_L \vec{\theta}) / \Sigma_{cr}$ e Σ_{cr} **densità superficiale di massa** data da:

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \cdot \frac{D_S}{D_L D_{LS}} \quad (3.13)$$

L'equazione della lente (3.11) mostra come la posizione osservata di una sorgente risulta essere correlata alla posizione reale della sorgente stessa e alla deflessione dovuta alla lente. Una distribuzione di massa che abbia $\Sigma \geq \Sigma_{cr}$ costituisce una cosiddetta **lente supercritica** e produrrà immagini multiple di una singola sorgente. Ad una tale lente ci si riferirà come **lente forte** e la (3.11) avrà per un fissato valore di β soluzioni multiple.

La distorsione di una immagine può essere descritta dal Jacobiano della equazione della lente:

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

dove $\gamma_1 = \frac{1}{2}(\psi_{11} - \psi_{12})$ ed è correlato a κ mediante il potenziale di deflessione ψ :

$$\nabla^2\psi = 2\kappa \quad (3.15)$$

Il fattore di ingrandimento può essere calcolato considerando il determinante dell'inverso dello Jacobiano:

$$\mu = \frac{1}{\det\mathcal{A}} \quad (3.16)$$

3.4 Lensing gravitazionale: lente massiva puntiforme

Possiamo applicare la teoria vista nei paragrafi precedenti al più semplice modello di lente gravitazionale: la **lente massiva puntiforme**. In questo caso tutta la massa è concentrata in un singolo punto. Si può facilmente dimostrare che una simile distribuzione ha simmetria sferica e che, per tale geometria, la parte attiva della lente è data dalla massa contenuta all'interno di un cerchio di raggio ξ . L'equazione della lente corrispondente risulta valida per qualunque regione esterna alla distribuzione sferica di massa.

La densità superficiale di massa è $\Sigma(\vec{\xi}) = M\delta_D(\vec{\xi})$ dove δ_D è la funzione delta di Dirac. Per cui l'angolo di deflessione risulta:

$$\vec{\alpha} = \frac{4GM}{c^2} \frac{\vec{\xi}}{|\vec{\xi}|^2} \quad (3.17)$$

e l'equazione della lente diventa:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{4GMD_{LS}}{c^2D_LD_S} \frac{\vec{\theta}}{|\vec{\theta}|^2} = \vec{\theta} - \theta_E^2 \frac{\vec{\theta}}{|\vec{\theta}|^2} \quad (3.18)$$

dove:

$$\theta_E = \frac{4GMD_{LS}}{c^2D_LD_S} \quad (3.19)$$

è il cosiddetto **raggio di Einstein** della lente. Questo raggio è la distanza tra il punto-massivo e la linea critica ovvero la linea lungo la quale l'ingrandimento tende ad infinito. Una sorgente che si trovi dietro il centro della lente risulterà allungata a formare un anello di raggio θ_E detto **anello di Einstein** (vedi Fig. 3.5).

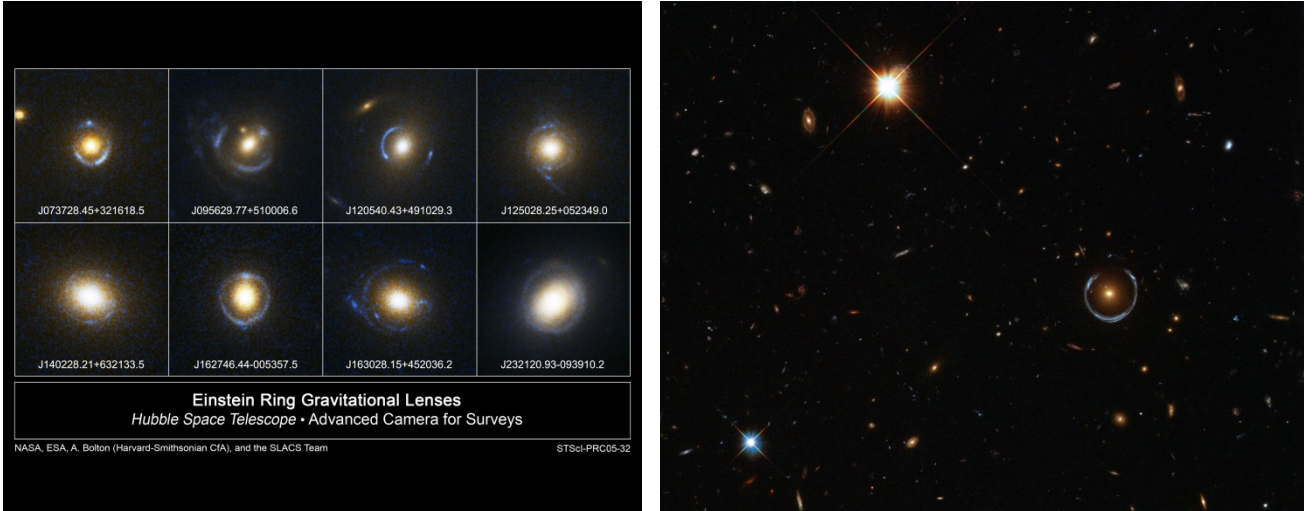


Figura 3.5 Anelli di Einstein

Considerando una sorgente posta sull'asse β positivo, anche $\vec{\theta}$ si trova sull'asse θ positivo e l'equazione della lente diventa monodimensionale:

$$x_{\pm} = \frac{1}{2} \left(y \pm \sqrt{y^2 + 4} \right) \quad (3.20)$$

dove $x = \theta/\theta_E$ e $y = \beta/\theta_E$ sono gli angoli riscalati. E' evidente che l'equazione ha due soluzioni per ogni arbitraria posizione y della lente, il che significa che la sorgente avrà due immagini una per ogni parte della lente. Calcoliamo ora l'ingrandimento per una massa puntiforme $m(\theta) = \theta_E^2$ e $\bar{\kappa}(\theta) = (\theta_E/\theta)^2 = x^{-2}$:

$$\mu = \frac{1}{\det \mathcal{A}} = \frac{1}{1 - \bar{\kappa}^2} = \left(1 - \frac{1}{x^4} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

L'equazione mostra chiaramente che l'ingrandimento diverge ad infinito quando x tende a 1 ovvero quando $\theta = \theta_E$ e l'immagine giace sulla linea critica.

3.5 Regimi di lensing gravitazionale. Strong, weak e microlensing: aspetti generali

A seconda della massa e forma della lente nonché della posizione reciproca tra sorgente, lente ed osservatore si distinguono tre diversi regimi di lensing: strong lensing, weak lensing e microlensing.

- 1) **Strong lensing:** la massima curvatura della luce si ha quando la lente è molto massiva e la sorgente si trova sufficientemente vicina ad essa. In questo caso la luce può percorrere diversi cammini rispetto all'osservatore ed apparirà a quest'ultimo più di una immagine della sorgente. Il primo esempio di una immagine doppia fu scoperto nel 1979. Il numero di lenti scoperte successivamente è stato utilizzato per stimare il volume dello spazio posto dietro alle sorgenti. Tale volume dipende fortemente dai parametri cosmologici ed in particolare

dalla costante cosmologica. Se la sorgente è variabile, variano corrispondentemente anche le immagini deflesse; tuttavia, a causa della curvatura spazio temporale, la luce proveniente dalle singole immagini non percorre la stessa distanza fino all'osservatore. Esistono quindi dei ritardi per la variazione delle immagini. Tali variazioni possono essere utilizzate per calcolare la costante di Hubble. Studi accurati permettono la costruzione di modelli della distribuzione di massa che formano le lenti. In alcuni casi l'allineamento tra sorgente e lenti è tale per cui la luce deflessa appare sotto forma di un anello detto anello di Einstein, visto nel paragrafo precedente nel caso della lente massiva puntiforme. In altri casi la luce della sorgente può essere distorta e curvata a formare un arco radiale o tangenziale. Per ottenere tali archi è necessaria una grande quantità di massa e le proprietà degli archi (numero, dimensioni e geometria) può essere spesso usata per studiare oggetti molto massivi come gli ammassi di galassie: infatti attraverso l'insieme delle immagini si può ricostruire la distribuzione di massa della lente.

- 2) **Weak lensing:** in molti casi la lente non è sufficientemente forte da formare immagini multiple o archi. Nondimeno l'immagine della sorgente apparirà distorta con la presenza contemporanea sia di allungamenti falciformi che di ingrandimenti. Se si conoscessero forma e dimensione di tutte le sorgenti sarebbe possibile usare tali distorsioni per dedurre le proprietà delle lenti. Purtroppo di solito le proprietà intrinseche delle sorgenti non sono note anche se si conoscono le proprietà medie. Ma è proprio attraverso le proprietà statistiche delle sorgenti che si possono ottenere informazioni sulle lenti. Ad esempio le galassie non sono in genere perfettamente sferiche e, dato un loro insieme, non ci si aspetta che siano allineate: se questo insieme mostra immagini mediamente distorte, statisticamente sarà presente per tutta la sua lunghezza un effetto di deformazione falciforme e di ingrandimento determinato dalla distribuzione degli oggetti. Da questo effetto è quindi possibile avere informazioni sulle caratteristiche della lente che causa le distorsioni. Distribuzioni di galassie lontane e, allo stesso modo, ammassi di galassie possono così essere "pesate" ovvero se ne può misurare la massa attraverso gli effetti di lensing. Il weak lensing è quindi un utile strumento complementare alle misure di distribuzione di massa luminosa e anche di quella oscura.
- 3) **Microlensing:** in generale quando la luce proviene da una sorgente molto piccola o debole, non è possibile risolvere le immagini multiple prodotte dalla presenza di un fenomeno di lensing gravitazionale, denominato microlensing. Nel microlensing l'immagine della sorgente appare più luminosa a causa del fatto che luce addizionale viene deflessa verso l'osservatore. La luminosità superficiale rimane invariata ma l'insieme delle immagini lensate e non risolte, forma un oggetto più grande e quindi più luminoso. L'effetto di amplificazione è da una parte molto utile poiché consente di vedere oggetti che altrimenti non sarebbero visibili in quanto troppo lontani, dall'altra può presentare l'inconveniente, quando si sta cercando di misurare insieme degli oggetti più brillanti di un certo riferimento, di introdurre elementi che non apparterebbero a tale insieme.

3.6 Lensing gravitazionale applicato agli ammassi di galassie: determinazione della massa di un cluster

Il modello di lente massiva puntiforme risulta adatto se applicato ad una stella o ad altri oggetti compatti, ma per le galassie o gli ammassi di galassie è necessario introdurre altri modelli teorici che tengano conto del fatto che la dimensione angolare della distribuzione di massa risulta dello stesso ordine di grandezza delle variazioni del potenziale di deflessione. Verso la metà degli anni '80, furono scoperte delle lunghe strutture a forma di arco in alcuni cluster, collocate nei pressi dei nuclei degli ammassi, con morfologia spesso fortemente incurvata. A seguito della misura della loro distanza si scoprì che tali archi risultano molto più lontani rispetto agli ammassi a cui sembrano appartenere e non sono fisicamente ad essi associati. Sono quindi interpretabili come immagini di galassie di fondo fortemente distorte dall'effetto di lente gravitazionale esercitato dall'ammasso.

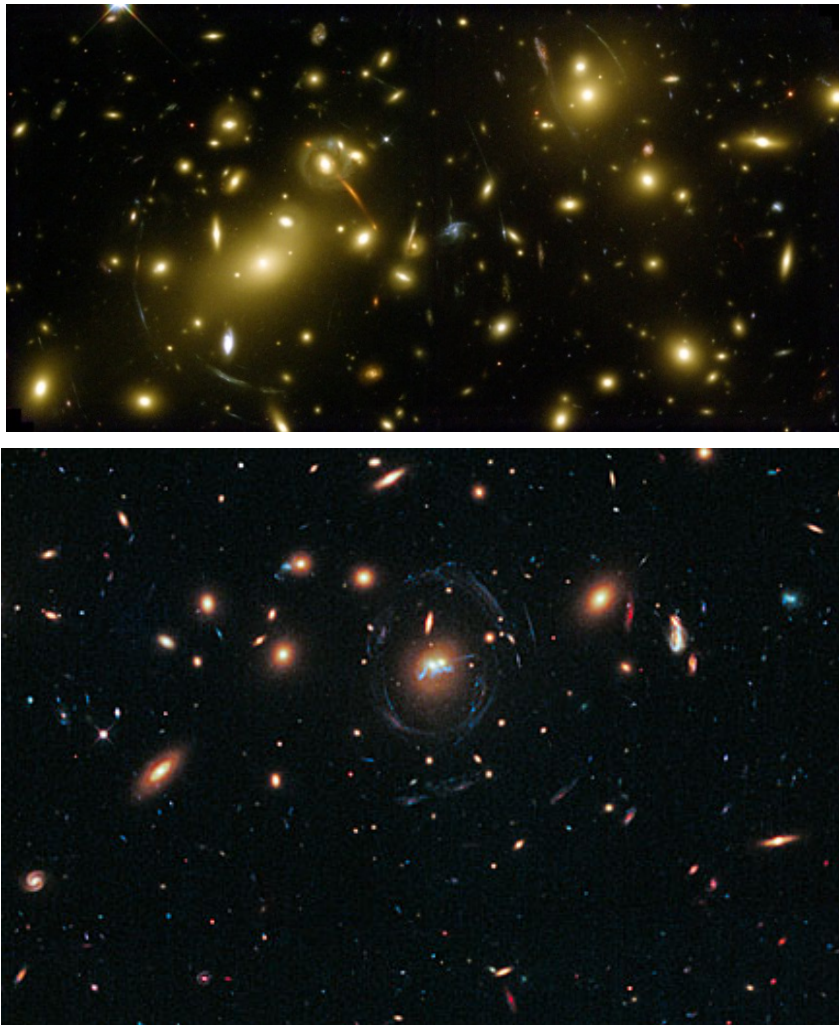


Fig. 3.6 Immagini di cluster di galassie con effetti di lensing

Anche per gli ammassi di galassie è possibile classificare la fenomenologia del lensing distinguendo lo **strong lensing** e il **weak lensing**, utili per misurare e mappare la distribuzione di massa. Nel caso dello strong lensing si studiano eventi di lensing drastici con la formazione di archi fortemente allungati o immagini multiple degli oggetti presenti nello sfondo, mentre nel

caso del weak lensing si procede ad una misura statistica di piccole distorsioni nella forma delle galassie dello sfondo, prodotte da un cluster in primo piano.

I due metodi misurano la distribuzione di massa a raggi di profondità differenti, ragion per cui la loro combinazione risulta particolarmente efficace ed essenziale per una piena comprensione e descrizione dei potenziali gravitazionali degli ammassi (vedi par. 3.9).

Nel caso del **lensing gravitazionale debole** l'ampiezza del segnale fornisce una misura diretta della densità di massa proiettata lungo la linea di vista, entro una data apertura, che può a sua volta essere direttamente confrontata con simulazioni numeriche. Per paragonare i risultati del weak lensing con altri indicatori di massa è necessario fare ipotesi sulla geometria dei cluster.

Esistono diversi modi per stimare la massa di un ammasso dal segnale del lensing osservato. Per esempio si può adottare un modello parametrizzato per il profilo di densità e sovrapporlo ai dati osservati. Possiamo considerare due di tali modelli:

1) **La sfera isoterma singolare (SIS)**

2) **Il profilo CDM (Cold dark Matter) NFW (Navarro, Frenk & White)**

che vengono esaminati nei paragrafi che seguono.

3.7 Il modello di lente a sfera isoterma singolare (SIS)

Galassie ed ammassi di galassie non possono essere considerate come masse puntiformi ed il modello di lente massiva puntiforme non è più adatto per dedurre le proprietà di lensing di tali oggetti. Un semplice modello in grado di descrivere approssimativamente gli effetti di lensing generati da galassie e cluster è il cosiddetto modello della sfera isoterma singolare (S.I.S. Singular Isothermal Sphere). La distribuzione di massa è sferica con il seguente profilo di densità:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi Gr^2} \quad (3.22)$$

dove σ_v è la distribuzione di velocità unidimensionale delle particelle auto-gravitanti che formano la lente. Tale distribuzione di velocità è Maxwelliana per tutti i raggi con curve di rotazioni piatte analoghe a quelle che si osservano per le galassie a spirale. La distribuzione di massa presenta una singolarità nel centro essendo $\rho \propto r^{-2}$ mentre la massa totale diverge per $r \rightarrow \infty$. La singolarità può essere superata introducendo un "core" di raggio finito dove la distribuzione viene troncata, mentre la divergenza è eliminata prendendo in considerazione gli effetti di lensing a raggi più piccoli. A seguito di tali approssimazioni, il modello SIS non è usato estesamente su galassie e ammassi di galassie ma comunque è utile per la sua semplicità qualora sia sufficiente una approssimazione grossolana.

La proiezione di densità superficiale di massa di un profilo SIS è data da:

$$\sum (\xi) \int_{-\infty}^{+\infty} dr_3 \rho \left(\sqrt{\xi^2 + r_3^2} \right) = \frac{\sigma_v^2}{2G} \xi^{-1} \quad (3.23)$$

con raggio di Einstein:

$$\theta_E = 4\pi \left(\frac{\sigma_v^2}{c} \right) \frac{D_{LS}}{D_S} \quad (3.24)$$

riscalando:

$$\alpha(\theta) = \theta_E \frac{\theta}{|\theta|} \quad ; \quad \kappa(\theta) = \bar{\kappa} = \frac{\theta_E}{|\theta|}$$

si ottiene l'equazione delle lenti per la SIS:

$$\beta = \theta - \theta_E \frac{\theta}{|\theta|} \quad (3.25)$$

Introducendo gli angoli scalati $x = \theta/\theta_E$ e $y = \beta/\theta_E$ e:

$$y = x - \frac{x}{|x|} \quad (3.26)$$

mentre l'ingrandimento risulta:

$$\mu = \frac{1}{\det \mathcal{A}} = \frac{1}{1 - \bar{\kappa}} = \frac{|x|}{|x| - 1} \quad (3.27)$$

con la presenza di linee critiche in corrispondenze di $|x| = 1$.

3.8 Il modello di lente NWF (Navarro-Frenk-White)

Come già accennato, il modello SIS ha il vantaggio di essere semplice ma i limiti che esso presenta ha orientato gli studiosi a utilizzare in lavori recenti, compreso quello dal quale sono stati tratti i valori di massa utilizzati nella presente tesi [1], un altro modello detto NWF dal nome dei loro ideatori. La simulazione ad N-corpi nel clustering di aloni di materia oscura (dark matter) permette di ottenere un certo profilo di massa denominato **profilo NWF** di Navarro Frenk White (Navarro e al. 1997). Il profilo NWF è a simmetria sferica e la sue densità è espressa dalla seguente relazione:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(cr/r_{vir})(1 + cr/r_{vir})^2} \quad (3.28)$$

dove r_{vir} è il raggio viriale e c il parametro di concentrazione dell'alone. Il raggio viriale r_{vir} è collegato alla supradensità viriale Δ_c e alla densità critica $\rho_{crit}(z)$ espressa in funzione del redshift z :

$$r_{vir} = \left(\frac{3M_{vir}}{\rho_{crit}(z)4\pi\Delta_c} \right)^{1/3} \quad (3.29)$$

dove, per un universo piatto:

$$\rho_{crit}(z) = \rho_{crit}(0) \frac{H^2(z)}{H_0^2} = \rho_{crit}(0) [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\lambda(1+z)^{3(1+\omega)}] \quad (3.30)$$

mentre Δ_c viene stimato mediante fit su simulazione numerica:

$$\Delta_c = 18\pi^2 + 82x - 39x^2 \quad (3.31)$$

con $x = \omega_m(z) - 1$ e $\omega_m(z) = \Omega_m(1+z)^3 H_0^2/H^2(z)$. Il parametro di concentrazione c_{vir} può essere calcolato utilizzando la massa viriale calcolata anch'essa mediante fit su simulazione numerica (Bullock et al. 2001):

$$c_{vir}(M_{vir}, z) = \frac{9}{1+z} \left(\frac{M_{vir}}{M_*} \right)^{-0.13} \quad (3.32)$$

posto: $M_* = 1.5 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ e $h = H/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$. Il profilo della superficie di densità del modello NWF risulta (Takada & Jain 2003):

$$\Sigma(\theta) = \int_{-r_{vir}}^{r_{vir}} dr_{\parallel} \rho(r) = \frac{M_{vir} f c^2}{2\pi r_{vir}^2} F(c_{vir}, \theta_{vir}) \quad (3.33)$$

con:

$$F(x) = \begin{cases} -\frac{\sqrt{c_{vir}^2 - x^2}}{(1+x^2)(1+c_{vir})} + \frac{1}{(1-x^2)^{3/2}} \operatorname{arcosh} \frac{x^2 + c_{vir}}{x(1+c_{vir})}, & (x < 1) \\ \frac{\sqrt{c_{vir}^2 - 1}}{3(1+c_{vir})} \left[1 + \frac{1}{c_{vir} + 1} \right], & (x = 1) \\ -\frac{\sqrt{c_{vir}^2 - x^2}}{(1-x^2)(1+c_{vir})} + \frac{1}{(x^2 - 1)^{3/2}} \operatorname{arccos} \frac{x^2 + c_{vir}}{x(1+c_{vir})}, & (x = 1) \\ 0, & (x > c_{vir}) \end{cases}$$

e $f = (\ln(1+c) - c/(1+c))^{-1}$, $\theta_{vir} = \frac{c_{vir}}{D_A}$. D_A è la distanza diametro angolare. In modo analogo viene stimata la deformazione falciforme:

$$\gamma(\theta) = \frac{M_{vir} f c_{vir}^2}{2\pi r_{vir}^2} \cdot \frac{G(c_{vir}\theta/\theta_{vir})}{\Sigma_{cr}} \quad (3.34)$$

dove:

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2(1+c_{vir})} \left[\frac{(2-x^2)\sqrt{c_{vir}^2 - x^2}}{(1-x^2)} - 2c_{vir} \right] + \frac{2}{x^2} \log \frac{x(1+c_{vir})}{c_{vir} + \sqrt{c_{vir}^2 - x^2}} + \frac{2-3x^2}{x^2(x^2-1)} \operatorname{arcosh} \frac{x^2 + c_{vir}}{x(1+c_{vir})}, & (x < 1) \\ \frac{1}{3(1+c_{vir})} \left[\frac{(11c_{vir} - 10)\sqrt{c_{vir}^2 - 1}}{(1+c_{vir})} - 6c_{vir} \right] + \log \frac{1+c_{vir}}{c_{vir} + \sqrt{c_{vir}^2 - 1}}, & (x = 1) \\ \frac{1}{x^2(1+c_{vir})} \left[\frac{(2-x^2)\sqrt{c_{vir}^2 - x^2}}{(1-x^2)} - 2c_{vir} \right] + \frac{2}{x^2} \log \frac{x(1+c_{vir})}{c_{vir} + \sqrt{c_{vir}^2 - x^2}} + \frac{2-3x^2}{x^2(x^2-1)} \operatorname{arccos} \frac{x^2 + c_{vir}}{x(1+c_{vir})}, & (1 < x < c_{vir}) \\ \frac{2f^{-1}}{x^2}, & (x > c_{vir}) \end{cases}$$

3.9 Strong e weak lensing accoppiati

L'applicazione del weak lensing al calcolo della massa di un cluster si basa, allo scopo di determinare la forma della lente gravitazionale, sullo studio delle variazioni di ellitticità (shear) del profilo tangenziale così come lo strong lensing impone vincoli nel prendere in esame le immagini multiple di una sorgente dalle quali derivare l'espressione del raggio di Einstein della lente. Combinando le tecniche di modellizzazione dei due metodi è possibile ottenere un unico parametro, indicato con χ^2 , che accorpi le variabili da cui dipendono lo strong lensing (SL) e il weak lensing (WL).

Considerando i vincoli dati dal raggio di Einstein e dal redshift dell'arco luminoso per lo strong lensing si definisce il seguente parametro:

$$\chi_{SL}^2 = \frac{[\bar{\theta}_E - \theta_E(M_{vir}, c_{vir})]^2}{\sigma_E^2} \quad (3.35)$$

Dove $\bar{\theta}_E$ e σ_E sono il raggio di Einstein ottenuto con il miglior fit a $z_s = z_{arc}$ ed il rispettivo errore, mentre $\theta_E(M_{vir}, c_{vir})$ è il raggio di Einstein previsto assumendo un profilo NFW.

I vincoli imposti dal modello del weak lensing provengono invece dalle misure di ellitticità tangenziale e forniscono l'espressione del seguente parametro:

$$\chi_{WL}^2 = \sum_i \frac{[\bar{g}_{+,i} - g_+(\theta_i; M_{vir}, c_{vir})]^2}{\sigma_i^2} \quad (3.36)$$

nel quale $\bar{g}_{+,i}$ e σ_i sono il valore di ellitticità osservato ed il rispettivo errore alla distanza i -esima, $-g_+(\theta_i; M_{vir}, c_{vir})$ è l'ellitticità prevista secondo il modello NFW.

Come riportato nel precedente paragrafo (3.7) il profilo NFW è adottato come modello di distribuzione di massa radiale con profilo di densità tridimensionale:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + cr/r_s)^2} \quad (3.37)$$

dove:

$$\rho_s = \frac{\Delta_{vir}(z)\bar{\rho}_m(z)c_{vir}^3}{3[\log(1 + c_{vir}) - c_{vir}/(1 + c_{vir})]} \quad (3.38)$$

$\Delta_{vir}(z)$ è la sovra densità non lineare predetta dal modello sferico di collasso. Parametrizzando il profilo con due parametri, la massa viriale M_{vir} risulta:

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} r_{vir}^3 \Delta_{vir}(z) \bar{\rho}_m(z) \quad (3.39)$$

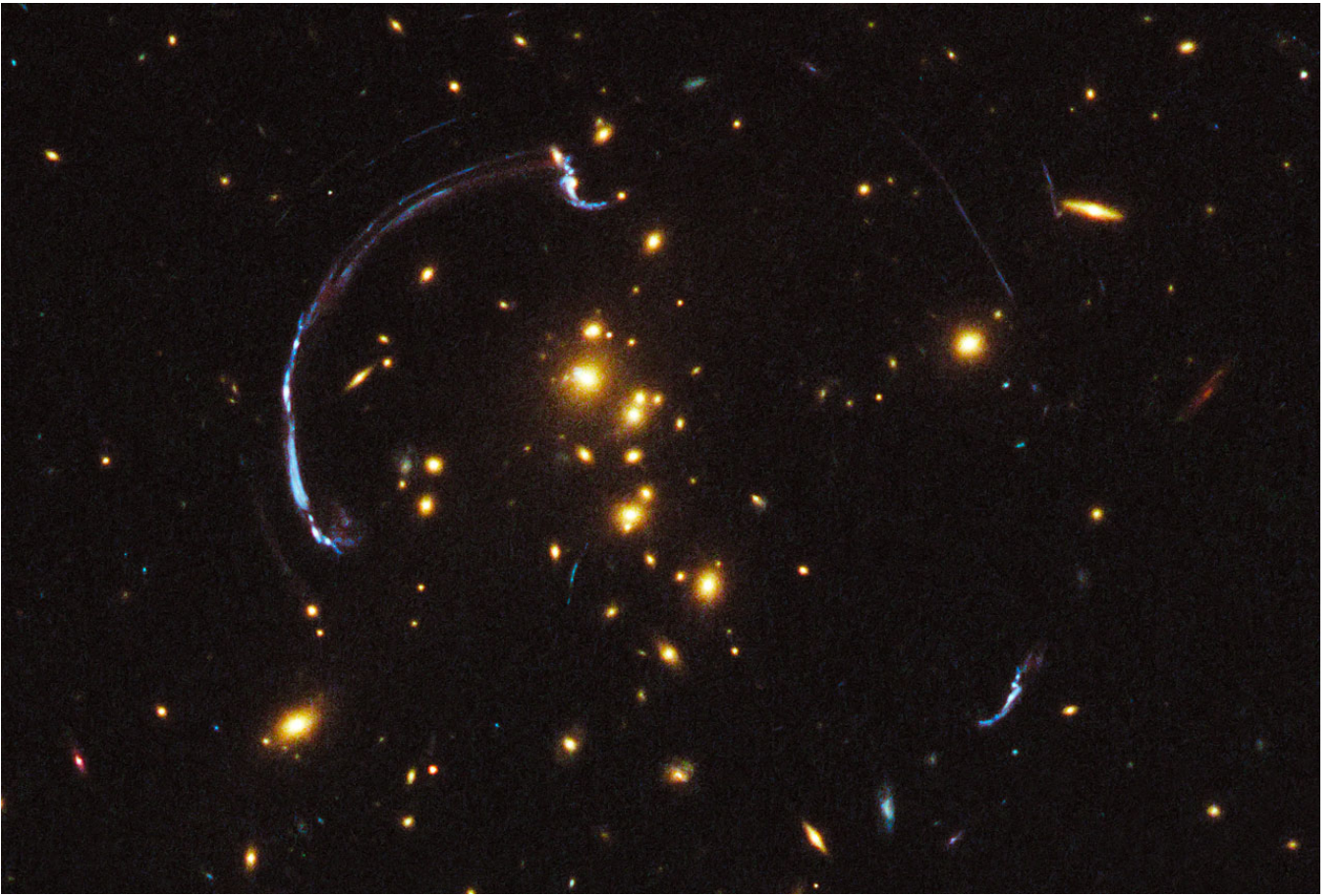
mentre il parametro di concentrazione c_{vir} è dato da:

$$c_{vir} = \frac{r_{vir}}{r_s} \quad (3.40)$$

I dati ottenuti di M_{vir} e c_{vir} per un campione di 28 ammassi [1] sono riportati nella tabella 5.2 del capitolo 5. Nella figura seguente è rappresentata la mappatura della massa del cluster J0416+2403, utilizzando le tecniche del WL e SL accoppiate



Figura 3.7 Mappatura massa WL+SL cluster J0416+2403



Ammasso RCS2 J232727.6-020437 ($z=0.7$)

Capitolo 4

Confronto tra metodi di misura della massa di un cluster: l'ammasso RCS2327.

4.1 Introduzione

Nei capitoli II e III abbiamo esaminato in dettaglio la teoria riguardante i metodi con cui è possibile misurare la massa di un cluster: dinamica delle galassie, spettri X dell'ICM, weak e strong lensing. Le diverse approssimazioni della massa ottenibili con i vari metodi misurano la densità di massa sferica oppure quella proiettata lungo la linea di vista (quest'ultima indicata con il nome di **(densità di) massa cilindrica** o **(densità di) massa di apertura**). In ogni caso ciascuna approssimazione di massa è sensibile a come questa risulti distribuita alle diverse distanze radiali:

- § lo strong lensing misura la densità di massa proiettata nelle parti più interne dell'ammasso, fino a ~ 100 kpc e non dipende dalla distribuzione di massa delle zone più esterne;
- § la misura in banda X del gas intracluster permette la stima della massa a raggi più ampi, ma perde di risoluzione nelle zone centrali dell'ammasso;
- § il weak lensing ricostruisce la densità di massa proiettata oltre R_{200}^{\ddagger} con bassa risoluzione nel centro del cluster;
- § la massa dinamica, ottenuta dalla distribuzione di velocità delle galassie del cluster, stima la massa viriale con le assunzioni viste nel cap. II.

Esaminiamo brevemente le misure di massa effettuate con i diversi metodi elencati per l'ammasso RCS2327, confrontando i valori ottenuti per evidenziare differenze e similitudini.

4.2 Stima dinamica della massa dalla dispersione di velocità

Utilizzando il telescopio Magellano (Fig. 4.1) sono stati registrati spettri con diversi filtri per selezionare le bande con i massimi di emissione e ricavare in questo modo il valore di circa 350 red-shift [2].

^{††} R_{200} è il raggio, in corrispondenza del red-shift z , entro cui la densità del cluster è 200 volte quella critica ($\rho_{crit} = 3H_0/8\pi G$): esso è uguale al prodotto tra il parametro di concentrazione c_{200} e il raggio di scala r_s : $R_{200} = c_{200} \times r_s$. Utilizzando un profilo NWF il valore stimato per $R_{200} = 1.78_{-0.43}^{+1.24} h_{70}^{-1} Mpc$.



Figura 4.1 Sonda Magellano sganciata dallo Space Shuttle Atlantis nel 1989

La dispersione media di velocità ottenuta per le galassie del cluster RCS2327 è pari a $1757 \pm 139 \text{ km s}^{-1}$. A rigore la dispersione di velocità delle galassie membro è una funzione del raggio proiettato: per un raggio medio di 0.27 Mpc la dispersione è pari a $1626 \pm 127 \text{ km s}^{-1}$, risulta uguale a $1268 \pm 147 \text{ km s}^{-1}$ a 0.71 Mpc e $1034 \pm 201 \text{ km s}^{-1}$ a 1.27 Mpc . La dispersione di velocità osservata è convertita ad un valore di massa mediante la relazione viriale scalata a $200h_{70}^{-1} \text{ kpc}$:^{§§}

$$M_{200} = \frac{10^{15}}{h(z)} \left(\frac{\sigma_{oss}}{\sigma_{15}} \right)^\alpha M_\odot \quad (4.1)$$

dove σ_{oss} è la dispersione di velocità del cluster osservata, σ_{15} è la velocità di dispersione normalizzata per un cluster di $10^{15} M_\odot$ e α la pendenza della relazione di scala. La massa del cluster RCS2327 stimata con tale metodo risulta:

$$M_{200} (disp_vel) = 29.7_{-9.5}^{+14} h_{70}^{-1} M_\odot$$

^{§§} La costante di Hubble può essere parametrizzata secondo la seguente relazione: $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, con H_0 costante di Hubble al tempo attuale. Si definisce anche $h(z) = H(z)/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$: **parametro di Hubble** normalizzato, al red-shift z .

h_{70} è il **parametro di Hubble** in corrispondenza di un red-shift $z = 0.7$ che è il valore di z del centro dell'ammasso RCS2327.

4.3 Stima della massa dagli spettri X

In banda X, il cluster RCS2327 è stato osservato impiegando il satellite Chandra. Dalle misure si sono ricavati: il profilo di brillanza, quindi la brillanza superficiale, e i profili di temperatura e di metallicità fino a ~ 840 kpc nella banda $0.7 \div 5$ keV.

Utilizzando un primo modello β isoterma modificato (v. par. 1.3.2) per il centro e la periferia dell'ammasso ed un secondo modello β modificato per il core dell'ammasso si è ottenuta la seguente parametrizzazione della brillanza superficiale:

$$n_e n_p = n_0 \frac{(r/r_c)^{-\alpha}}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta - \alpha/2}} + \frac{n_{02}^2}{(1 + r^2/r_{c2}^2)^{3\beta_2}} \quad (4.2)$$

dove n_e ed n_p sono le densità di elettroni e protoni rispettivamente. Il profilo di temperatura segue un andamento esponenziale del tipo:

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_t} \right)^{-\alpha} \quad (4.3)$$

Usando questi profili di densità e temperatura si stima la massa gravitazionale totale attraverso l'equazione di equilibrio gravitazionale (Sarazin 1988 [3]):

$$M(r) = -3.68 \times 10^{13} T(r) r^2 \left(\frac{d \log \rho_{gas}}{dr} + \frac{d \log T}{dr} \right) h_{70}^{-1} M_{\odot} \quad (4.4)$$

I fattori numerici includono la costante gravitazionale, la massa del protone ed il peso molecolare medio $\mu = 0.5954$. Interpolando i dati con la formula di NFW:

$$M_{NFW} = 4\pi M_0 r_s^3 \left[\log(1 + r/r_s) - \frac{r/r_s}{1 + (r/r_s)} \right] \quad (4.5)$$

con r_s raggio di scala e M_0 il profilo di normalizzazione della massa, si ottiene un valore di M_{200} :

$$M_{200(RX)} = 18_{-7}^{+18} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$$

Le masse da raggi X possono essere convertite a densità di massa cilindrica, integrando lungo la linea di vista fino a 10 Mpc da entrambe le parti rispetto al centro dell'ammasso. Per il successivo confronto con gli altri metodi che misurano la densità di massa cilindrica, è stato determinato il seguente valore della massa M_{500} misurata a $R_{500} = 1.15_{-0.25}^{+0.59} h_{70}^{-1} Mpc$ (modello NFW):

$$M_{500(RX)}^{cylind} = 6.2_{-1.4}^{+2.1} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$$

4.4 Stima della massa dal weak lensing

Come illustrato nel cap. III, l'esame delle distorsioni ottiche presenti nelle immagini delle galassie di sfondo del cluster, opportunamente filtrate per eliminare le componenti spurie, permette di determinare il rapporto tra le distanze angolari lente-sorgente D_{LS} e osservatore-sorgente D_S e da esso, nota dal red-shift la distribuzione delle galassie, il valore del raggio di Einstein direttamente correlato alla massa del sistema (eq. 3.17 e 3.18). Nel caso del cluster RCS2327 si trova che tale rapporto vale:

$$\frac{D_{LS}}{D_S} = 0.189$$

Applicando quindi il modello della sfera isoterma singolare e, successivamente, il modello NFW, per la distribuzione adottata di galassie e con una dispersione di velocità $\sigma = 1334^{+160}_{-182} \text{ km s}^{-1}$, il valore del raggio di Einstein è risultato $\theta_E = 9.7 \pm 2.5$ e da esso una massa pari a:

$$M_{200(WL)} = 27^{+7}_{-7} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$$

Il valore riportato è calcolato rispetto ad una distribuzione sferica di massa. Tuttavia il weak lensing risulta maggiormente sensibile alla densità di massa proiettata (massa cilindrica o massa di apertura) per cui dalla densità di massa sferica è possibile ottenere il valore della massa cilindrica riscalata ad un raggio maggiore ($> 500 h_{70}^{-1} \text{ kpc}$). Il valore ottenuto è pari a :

$$M_{500(WL)}^{cylind} = 7.0^{+1.4}_{-1.4} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$$

4.5 Stima della massa dallo strong lensing

Per lo strong lensing sono state utilizzate immagini del cluster RCS2327 provenienti dall'HST (Hubble Space Telescope) e dal telescopio Baade Magellano I (Las Campanas – Cile) attraverso le quali sono stati identificati due insiemi di galassie di sfondo “lensati” dalla RCS2327 che hanno costituito le sorgenti studiate. Applicando modelli di distribuzione di massa, come la distribuzione ellissoidale pseudo-isoterma, sono state selezionate le 50 galassie più luminose facenti parte dei membri della sequenza red-shift del cluster e parametrizzate attraverso parametri posizionali fissando come raggio di taglio $r_{cut} = 40 \text{ kpc}$ e distribuzione di velocità limite $\sigma_0 = 160 \text{ km s}^{-1}$. Indicando con r_s il raggio di scala, α l'angolo di deflessione e c il parametro di concentrazione (vedi par. 3.8) si trovano la seguenti forti correlazioni:

$$r_s = k_1 - k_2 \alpha + k_3 \alpha^2 \quad \text{e} \quad c = \lambda_1 - \lambda_2 \alpha$$

con raggio di Einstein $\theta_E = \sqrt{A/\pi}$ dove A è l'area racchiusa dalla curva critica tangenziale. Per le due sorgenti $\theta_{1E}(z = 1.4155) = 25''.9$ e $\theta_{2E}(z = 2.9834) = 40''.2$. Il calcolo porta infine al

seguinte valore di densità di massa cilindrica (proiettata) valutata ad un raggio pari a $500h_{70}^{-1} \text{ kpc}$:

$$M_{500(SL)}^{cylind} = 8.0_{-0.8}^{+0.8} \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$$

4.6 Confronto metodi

Come abbiamo già evidenziato i metodi per la stima della massa misurano o la densità di massa sferica o la densità di massa proiettata. Nel caso di distribuzione sferica, la dispersione di velocità, l'emissione X e il weak lensing hanno portato ad una stima della massa entro un raggio $\sim 2 \text{ Mpc}$, i cui valori sono riassunti nella seguente tabella:

Metodo approssimazione massa	Densità di massa Sferica ($\times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$)
	M_{200}
Dispersione velocità (VD):	$29.7_{-9.5}^{+14}$
Emissione X:	18_{-7}^{+18}
Weak Lensing:	27_{-7}^{+7}

Tabella 4.1 – Confronto metodi calcolo massa sferica

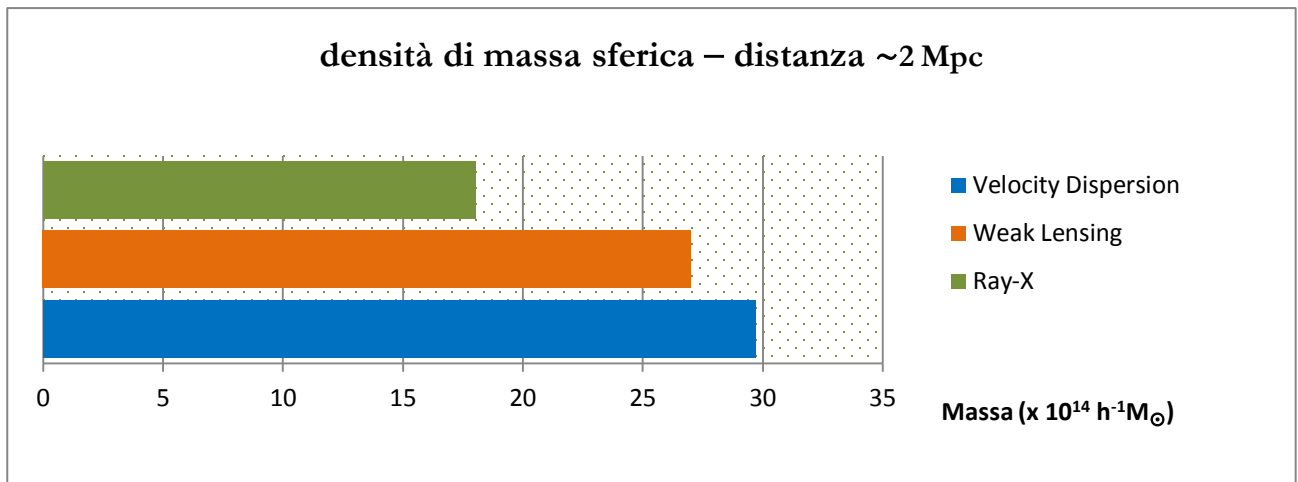


Figura 4.1 Confronto metodi determinazione densità di massa sferica

L'accordo dei valori, all'interno delle rispettive incertezze, è buono tenendo conto che i metodi risultano essere completamente indipendente uno dall'altro. Si è scelto come raggio di paragone $200h_{70}^{-1} \text{ kpc}$ ovvero una grande distanza dal core dell'ammasso in quanto il weak lensing perde di risoluzione nelle zone centrali del cluster.

Nel caso invece di distribuzione di densità di massa cilindrica non è possibile estrapolare un valore proiettato utilizzando il metodo della dispersione di velocità pertanto il confronto può

essere fatto solo tra emissione X, strong e weak lensing. In particolare i metodi di lensing sono sensibili alla densità di massa proiettata ma sondano diversi regimi della distribuzione di massa: lo strong lensing è insensibile alla massa presente nella periferia del cluster, dove non esistono evidenze di questo fenomeno; mentre il weak lensing come già detto perde di risoluzione nel centro dell'ammasso. Per paragonare i due metodi, partendo dai dati del weak lensing si calcola la massa proiettata racchiusa in funzione del raggio e si sceglie come distanza di confronto $\sim 500h_{70}^{-1} \text{ kpc}$. Riportando in tabella i valori ottenuti:

Metodo approssimazione massa	Densità di massa proiettata ($\times 10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$) M_{500}
Strong Lensing:	$8.0^{+0.8}_{-0.8}$
Weak Lensing:	$7.0^{+1.4}_{-1.4}$
Emissione X:	$6.2^{+2.1}_{-1.4}$

Tabella 4.2 – Confronto metodi calcolo massa proiettata

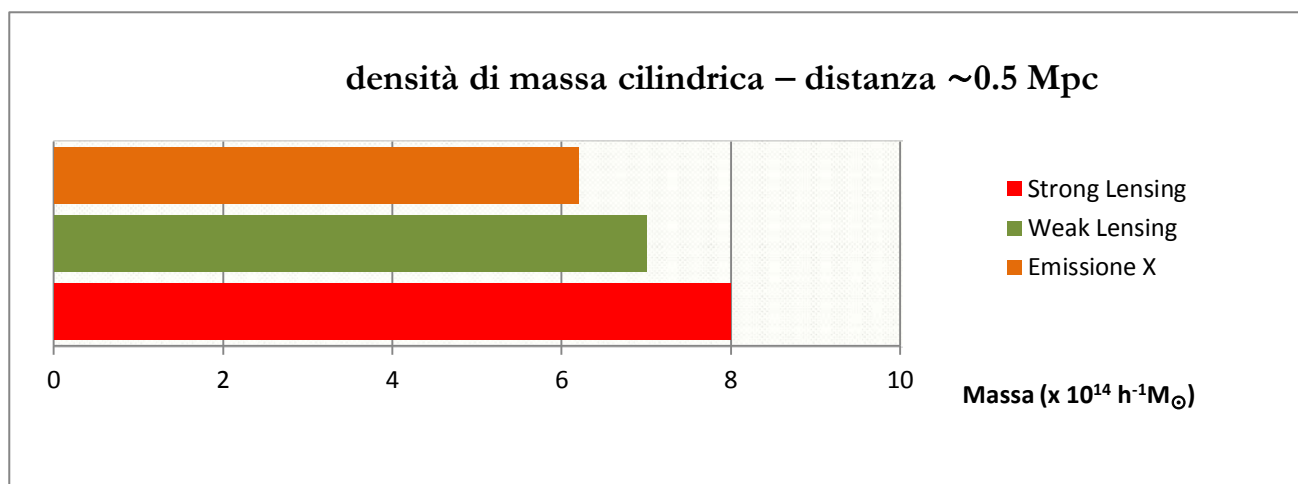


Figura 4.1 Confronto metodi determinazione densità di massa cilindrica

In generale si nota che le masse calcolate con il lensing risultano maggiori di quelle determinate con l'analisi delle emissioni X, anche se i valori sono perfettamente paragonabili ed in linea tra loro. Se invece di considerare i valori di massa corrispondenti a raggi che si sovrappongono si considerano masse a diversi raggi, ciascun metodo per le proprietà che lo contraddistingue risulta la migliore stima in corrispondenza di una determinata zona del cluster. Nel core dell'ammasso la miglior stima di massa proiettata si ottiene con lo strong lensing; a raggi intermedi $\sim 0.5 \text{ Mpc}$ la massa conviene stimarla o dai raggi X o con il weak lensing mentre a distanze più grandi $\sim 2 \text{ Mpc}$ la massa del cluster è stimata con il weak lensing o la dinamica delle galassie.

Capitolo 5

Correlazione tra la massa di 28 cluster e fenomeni non termici: raccolta e analisi dei dati

5.1 Scopo della tesi

Nei capitolo I è stata messa in evidenza la correlazione che esiste tra l'emissione termica (essenzialmente per bremsstrahlung) in banda X, proveniente dal plasma intergalattico di un ammasso, e la presenza di aloni e relitti: infatti i fenomeni dinamici degli ammassi aumentano l'energia del gas emittente in banda X ed accelerano particelle relativistiche amplificando i campi magnetici. L'emissione non termica risulta quindi proporzionale alle proprietà del gas e possibilmente alla quantità di massa totale di un cluster.

Utilizzando i valori della massa di 28 cluster riportati in letteratura [1], ottenuti mediante tecniche di weak e strong lensing combinate (vedi par. 3.9 cap. III), abbiamo cercato di individuare la possibile esistenza di una correlazione diretta tra gli effetti dei fenomeni non termici legati alla emissione in banda radio degli ammassi (radiazione di sincrotrone) e la loro massa, ipotizzando quindi l'esistenza di un ulteriore parametro fisico che si affianchi a quello legato ai fenomeni di merger.

I dati per verificare l'esistenza o meno di questa correlazione sono stati ottenuti a partire dalle coordinate (ascensione retta RA e declinazione DEC) riportate per ciascun aggregato di galassie nel succitato articolo. Utilizzando quindi il catalogo NED e le mappe del cielo NVSS (NRAO) sono stati estratti i contorni radio dei 28 cluster ed acquisite le immagini in formato FITS per poter ricavare il flusso radio in Jy, in corrispondenza del centro di ciascun ammasso, mediante il pacchetto astronomico AIPS. Riportando i flussi in funzione della massa nota di ciascun cluster si è infine cercato il riscontro sulla esistenza o meno di una correlazione significativa.

5.2 Il campione di 28 ammassi

Come già detto, il campione su cui ci siamo basati per gli scopi di questa tesi, è costituito dai 28 ammassi oggetto di studio di un articolo di Oguri et al. pubblicato nel settembre 2011 [1]. In questo articolo, utilizzando il catalogo SGAS (Sloan Giant Arcs Survey) a sua volta parte del catalogo SDSS (Sloan Digital Sky Survey), i cluster sono stati selezionati sulla base delle loro

proprietà di strong lensing ovvero di presentare archi giganti e di essere quindi molto massivi. Combinando opportunamente le tecniche di misura della massa basate sullo strong e weak lensing sono stati ottenuti i valori di massa viriale M_{vir} che riportiamo nella tabella 5.1, insieme alle coordinate (RA e DEC), allo red-shift z e al parametro di concentrazione viriale c_{vir} e ai raggi di Einstein relativi allo strong lensing:

	AMMASSO	R. A.	Decl.	z	c_{vir}	θ_E (arcsec)	M_{vir} strong + weak lensing ($\times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$)
1	SDSSJ0851+3331	08 51 39	+33 31 12	0,393	9,44	21,6	6,24
2	SDSSJ0915+3826	09 15 39	+ 38 26 59	0,397	26,92	9,8	0,80
3	SDSSJ0597+0509	09 57 40	+ 05 09 48	0,442	9,02	5,2	1,29
4	SDSSJ1004+4112	10 04 34	+ 41 12 44	0,68	8,32	7,3	2,21
5	SDSSJ1029+2623	10 29 12	+ 26 23 32	0,584	11,09	10,7	2,02
6	SDSSJ1038+4849	10 38 43	+ 48 49 19	0,430	39,81	12,6	0,74
7	SDSSJ1050+0017	10 50 40	+ 00 17 07	0,60	7,16	16,1	6,84
8	RCS2J1055+5547	10 55 05	+ 55 48 23	0,466	7,41	10,0	4,79
9	SDSSJ1110+6459	11 10 17	+ 64 59 48	0,58	23,71	8,4	1,82
10	SDSSJ1115+5319	11 15 15	+ 53 19 55	0,466	5,25	21,9	10,59
11	SDSSJ1138+2754	11 38 10	+ 27 54 06	0,451	4,47	9,8	10,35
12	SDSSJ1152+3313	11 52 00	+ 33 13 42	0,330	17,38	8,7	0,82
13	SDSSJ1152+0930	11 52 47	+ 09 30 14	0,497	3,55	4,5	5,75
14	SDSSJ1209+2640	12 09 24	+ 26 40 47	0,558	7,85	8,8	6,03
15	SDSSJ1226+2149	12 26 51	+ 21 49 52	0,422	5,56	14,0	8,61
16	SDSSJ1226+2152	12 26 51	+ 21 51 11	0,418	39,81	10,0	0,39
17	A1703	13 15 07	+ 51 49 29	0,277	7,08	27,4	10,96
18	SDSSJ1315+5439	13 15 09	+ 54 37 52	0,588	9,66	16,9	4,37
19	GHO132029+3155	13 22 49	+ 31 39 17	0,308	15,67	21,5	2,95
20	SDSSJ1329+2243	13 29 34	+ 22 43 16	0,421	5,82	10,9	5,62
21	SDSSJ1343+4155	13 43 33	+ 41 55 03	0,418	5,07	5,4	3,76
22	SDSSJ1420+3955	14 20 40	+ 39 55 10	0,544	4,57	9,9	7,59
23	SDSSJ1446+3032	14 46 34	+ 30 32 58	0,470	12,02	16,8	4,12
24	SDSSJ1456+5702	14 56 01	+ 57 02 21	0,469	22,65	13,2	2,69
25	SDSSJ1531+3414	15 31 11	+ 34 14 25	0,335	8,32	11,7	5,13
26	SDSSJ1621+0607	16 21 32	+ 06 07 19	0,351	5,56	12,5	5,89
27	SDSSJ1632+3500	16 32 08	+ 35 00 32	0,476	8,51	14,3	3,98
28	SDSSJ2111-0114	21 11 19	- 01 14 24	0,680	4,79	17,7	5,25

Tabella 5.1 – Caratteristiche campione 28 cluster

5.3 Estrazione dai dati di archivio delle mappe radio dei 28 cluster

Per ciascun cluster, le coppie di coordinate (RA e DEC) riportate in tabella 5.1 sono state inserite nel catalogo NED (<http://ned.ipac.caltech.edu/>) ed estratti gli oggetti contenuti all'interno di un opportuno intervallo di tali coordinate. Selezionando il cluster corrispondente alle coordinate inserite, vengono visualizzate diverse pagine con tutte le proprietà dell'oggetto

tra le quali anche le mappe del cielo NVSS da cui ottenere le immagini dell'emissione radio caratteristica.

5.3.1 Il database NED

L'acronimo NED significa *Nasa/Ipac Extragalactic Database*. Esso è il più grande catalogo esistente contenente dati sulle sorgenti extragalattiche per le lunghezze d'onda dell'intero spettro osservabile: dai raggi gamma alle frequenze radio. Le informazioni contenute nel database fanno riferimento ad un importante numero di referenze, le quali sono scrupolosamente citate in merito a ciascun oggetto. NED è gestito dal Jet Propulsion Laboratory del California Institute of Technology.

E' possibile cercare oggetti tramite il loro nome, la loro posizione, le referenze ad essi associate o svariati parametri come ad esempio il red-shift.

5.3.2 L'NVSS

L'acronimo NVSS significa *NRAO VLA Sky Survey*. In tale catalogo sono riportati i rilevamenti radio a 1.4 GHz dell'intero cielo a nord di -40° DEC, pari a circa l'82% della volta celeste. La "survey" è caratterizzata da un set di 2326 "cubi" continui di immagini, ognuno dei quali occupa un'area di $4^\circ \times 4^\circ$. Le sorgenti più deboli rilevate presentano flussi di ~ 2.5 mJy. In NVSS è inserito anche un catalogo di $\sim 2 \times 10^6$ sorgenti discrete basate su tali immagini. Il rumore di fondo è pari a ~ 0.45 mJy/beam.

Attraverso il NVSS Postage Stamp Server è possibile studiare in banda radio le porzioni di cielo coperte dal catalogo: inserendo le coordinate spaziali desiderate, lo strumento fornisce immagini in formato JPEG, come mappa dei contorni, o in formato FITS, che può essere letto dai pacchetti software astronomici AIPS e IRAF. Le coordinate di ascensione retta e declinazione dei 28 ammassi riportate in letteratura, tramite NED sono state inserite nel NVSS Postage Stamp Server ottenendo per ciascun cluster la mappa dei contorni dell'emissione radio.

5.4 Elaborazione mediante AIPS dei flussi radio degli ammassi

AIPS (Astronomical Images Processing System) è un pacchetto software astronomico sviluppato da NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*) a partire dal 1978, per la visualizzazione e l'editing di immagini e grafici, la calibrazione e l'analisi dei dati attraverso metodi di sintesi di Fourier. Le applicazioni su cui si basa AIPS sono più di 300 e sono chiamate TASKs. Il software è capace di analizzare tutte le fasi della calibrazione radiointerferometrica, sia nel continuo che sulle righe spettrali, in due o tre dimensioni.

AIPS contiene una larga varietà di parametri che sono impostati dall'utente e i programmi possono essere eseguiti serialmente o in parallelo. Poiché alcune operazioni possono richiedere tempi molto lunghi, i programmi sono incorporati in TASKs, che possono essere eseguiti indipendentemente ed in modo asincrono permettendo così di lavorare con AIPS mentre vari

TASKs sono in esecuzione. I restanti comandi, che il più delle volte corrispondono a semplici operazioni, sono chiamati VERBs.

In questo lavoro di tesi AIPS è stato utilizzato per valutare i flussi delle emissioni radio diffuse a partire da file in formato FITS (*Flexible Image Transport System*) acquisiti mediante la mappa del cielo NVSS. Le immagini da analizzare sono state inserite nel catalogo AIPS mediante il TASK *ftld*. Dopo aver impostato vari parametri, come l'indirizzo del file da prelevare, l'output e il numero dei files, con il comando *go* l'immagine è stata caricata in AIPS.

I file immagine vengono archiviati nel catalogo MA in AIPS e possono essere visualizzati mediante il comando *mcat*. Per selezionare un file FITS dal catalogo al fine dell'elaborazione dei dati deve essere digitato il VERB *getn* seguito dal numero associato all'immagine nell'elenco. Attraverso il comando *tvall* è quindi possibile visualizzare nell'interfaccia grafica di AIPS, detta TV, l'immagine radio della sorgente da analizzare. I flussi radio dei 28 ammassi sono stati valutati in tre modi differenti in base alla forma delle sorgenti diffuse:

- » **per radiosorgenti con struttura regolare**, il flusso è stato calcolato utilizzando un modello gaussiano. Selezionando preventivamente l'oggetto e/o gli oggetti posti al centro dell'immagine radio e quindi del cluster (RA e DEC tab. 5.1) mediante una poligonale rettangolare, attraverso il comando *tvwin*, il modello è stato inizializzato con il TASK *jmfit* e mandato in esecuzione con il comando *go jmfit*. Nella finestra di output sono riportati numerosi dati come: il *picco di emissione*, l'*intensità integrale* corrispondente al flusso cercato e componenti di deconvoluzione quali *l'asse maggiore*, *l'asse minore* e *l'angolo di posizione*;
- » **per radiosorgenti con struttura irregolare** il flusso viene calcolato come valore integrato mediante il TASK *imean*, dopo aver selezionato la sorgente posta al centro dell'ammasso (sempre in corrispondenza delle coordinate RA e DEC inserite in AIPS per ricavare la mappa radio) mediante il poligono rettangolare attivabile con il comando *tvwin*. Mandando in esecuzione con *go imean* il TASK, compare una finestra di dialogo nella quale si può leggere il valore totale della densità di flusso radio.
- » **per radiosorgenti con struttura molto irregolare**, partendo dall'interfaccia grafica e digitando il verb *tvstat* è possibile racchiudere l'oggetto dentro una poligonale all'interno della cui area viene effettuata la statistica e da essa, direttamente in output, il flusso totale della radiosorgente.

5.5 Analisi e fit dei dati

Riportiamo nella tabella che segue (tab. 5.2) il nome del cluster, il redshift (z), la distanza di luminosità (D_L) calcolata a partire da z e dai parametri cosmologici^{***}, il flusso in fascia radio a 1,4 GHz ($F_{1.4GHz}$), il logaritmo della potenza in banda radio a 1.4 GHz ($\log P_{1.4GHz}$) e la massa viriale calcolata con strong e weak lensing accoppiati.

^{***} Il valore dei $H_0 = 71 \text{ km/Mpc} \cdot \text{s}$, $\Omega_M = 0.270$, $\Omega_M = 0.730$

	AMMASSO	z	D_L <i>Mpc</i>	$F_{1.4GHz}$ <i>mJy</i>	$\log P_{1.4GHz}$ <i>W/Hz</i>	M_{vir} strong + weak lensing ($\times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$)
1	SDSSJ0851+3331	0,393	2148.0	15.1	24.92	6,24
2	SDSSJ0915+3826	0,397	1113.9	6.59	23.99	0,80
3	SDSSJ0597+0509	0,442	2469.7	6.04	24.64	1,29
4	SDSSJ1004+4112	0,680	4161.1	<1.51	24.50	2,21
5	SDSSJ1029+2623	0,584	3455.1	13.7 ⁽⁺⁾ 27.2 ⁽⁺⁺⁾	25.29 25.59	2,02
6	SDSSJ1038+4849	0,430	2390.0	5.64 ⁽⁺⁾ 19.6 ⁽⁺⁺⁾	24.59 25.13	0,74
7	SDSSJ1050+0017	0,600	3570.7	6.19	24.98	6,84
8	RCS2J1055+5547	0,466	2630.9	9.39	24.89	4,79
9	SDSSJ1110+6459	0,580	3426.3	4.37	24.79	1,82
10	SDSSJ1115+5319	0,466	3570.7	39.1	25.78	10,59
11	SDSSJ1138+2754	0,451	2529.9	20.5	25.20	10,35
12	SDSSJ1152+3313	0,330	1749.7	3.60 ⁽⁺⁾ 5.97 ⁽⁺⁺⁾	24.12 24.34	0,82
13	SDSSJ1152+0930	0,497	2842.4	<1.37	24.12	5,75
14	SDSSJ1209+2640	0,558	3269.2	24.1 ⁽⁺⁾ 28.2 ⁽⁺⁺⁾	25.49 25.56	6,03
15	SDSSJ1226+2149	0,422	2337.2	24.8	25.21	8,61
16	SDSSJ1226+2152	0,418	2310.9	24.8 ⁽⁺⁾ 13.7 ⁽⁺⁺⁾	25.20 24.94	0,39
17	A1703	0,277	1428.8	66.8 ⁽⁺⁾ 250.0 ⁽⁺⁺⁾	25.21 25.79	10,96
18	SDSSJ1315+5439	0,588	3483.9	<1.61	24.37	4,37
19	GHO132029+3155	0,308	1614.9	43.6	25.13	2,95
20	SDSSJ1329+2243	0,421	2330.6	7.13	24.67	5,62
21	SDSSJ1343+4155	0,418	2310.9	2.16	24.14	3,76
22	SDSSJ1420+3955	0,544	3170.0	34.3	25.62	7,59
23	SDSSJ1446+3032	0,470	2658.0	<1.21	24.01	4,12
24	SDSSJ1456+5702	0,469	2651.2	18.4	25.19	2,69
25	SDSSJ1531+3414	0,335	1780.6	7.39	24.45	5,13
26	SDSSJ1621+0607	0,351	1880.5	316	26.13	5,89
27	SDSSJ1632+3500	0,476	2698.7	5.53	24.68	3,98
28	SDSSJ2111-0114	0,680	4161.1	7.63	25.20	5,25

Tabella 5.2 – Masse e flussi radio campione 28 cluster

La potenza emessa dalle sorgenti radio è stata calcolata tramite la relazione:

$$P = 4\pi F D_L^2 \quad (5.1)$$

Se D_L è espressa in Mpc ed il flusso in mJy per esprimere la potenza in W/Hz si utilizza l'equazione (5.1) nella seguente forma:

$$P = 4\pi \cdot \left(F \times 10^{-29} \frac{W}{Hz m^2} \right) \cdot D_L^2 \left(Mpc \times 3.08568 \cdot 10^{22} \frac{m}{Mpc} \right)^2 \quad (5.2)$$

Per alcuni cluster, in un intorno del centro dell'ammasso, nell'immagine radio sono presenti diverse sorgenti (vedi fig. 5.1). Nella tabella precedente sono stati distinti i flussi dell'oggetto centrale, contraddistinto dal simbolo (\dagger), da quello d'insieme dei vicini d'intorno indicato con ($\dagger\dagger$).

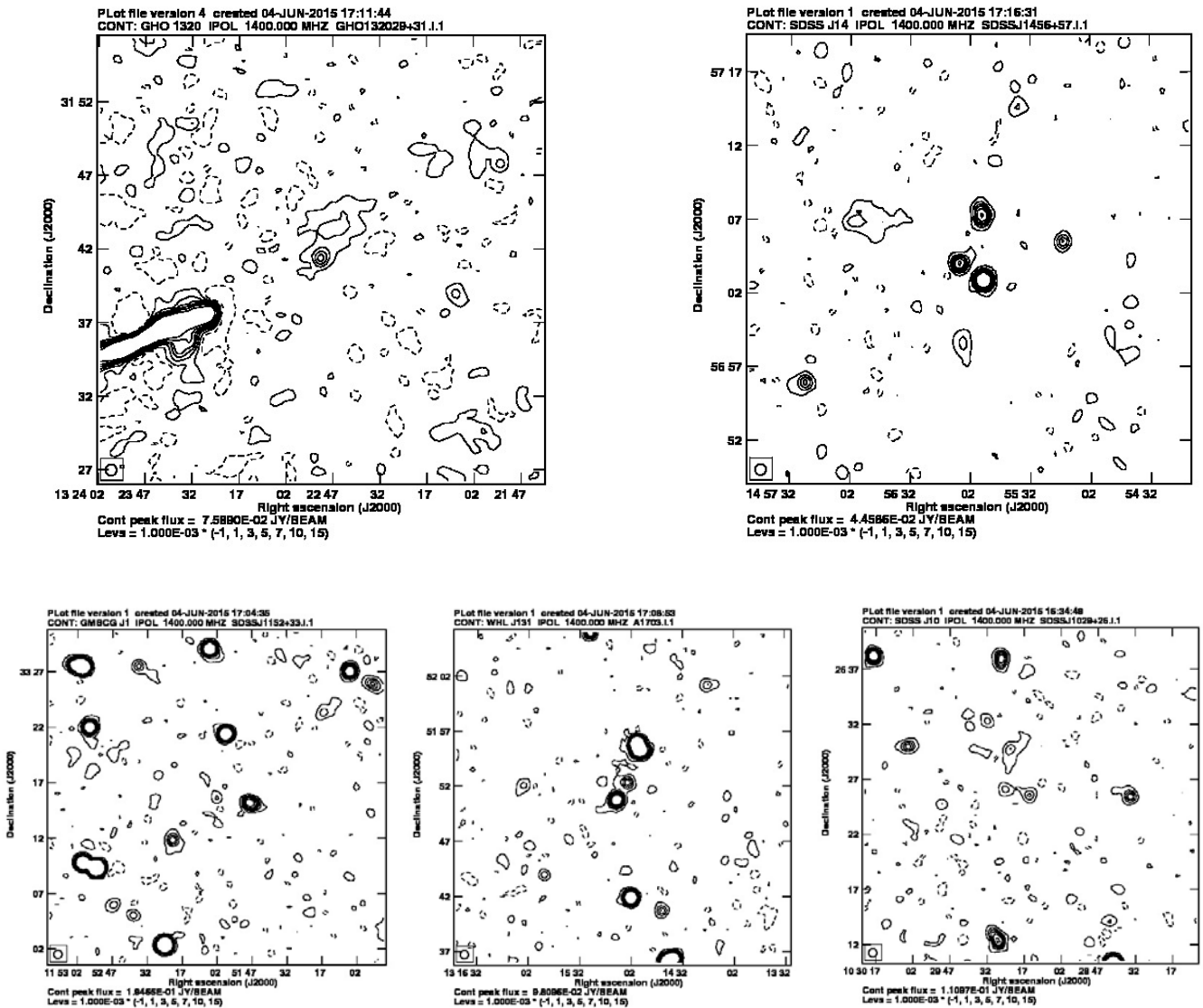


Figura 5.1 Mappe radio di alcuni cluster

5.5.1 Relazione massa-potenza

In fig. 5.2 è riportato il diagramma a dispersione ottenuto plottando il logaritmo della potenza a 1.4 GHz, calcolato mediante l'eq. (5.2), in funzione della massa dei 28 cluster riportati in letteratura:

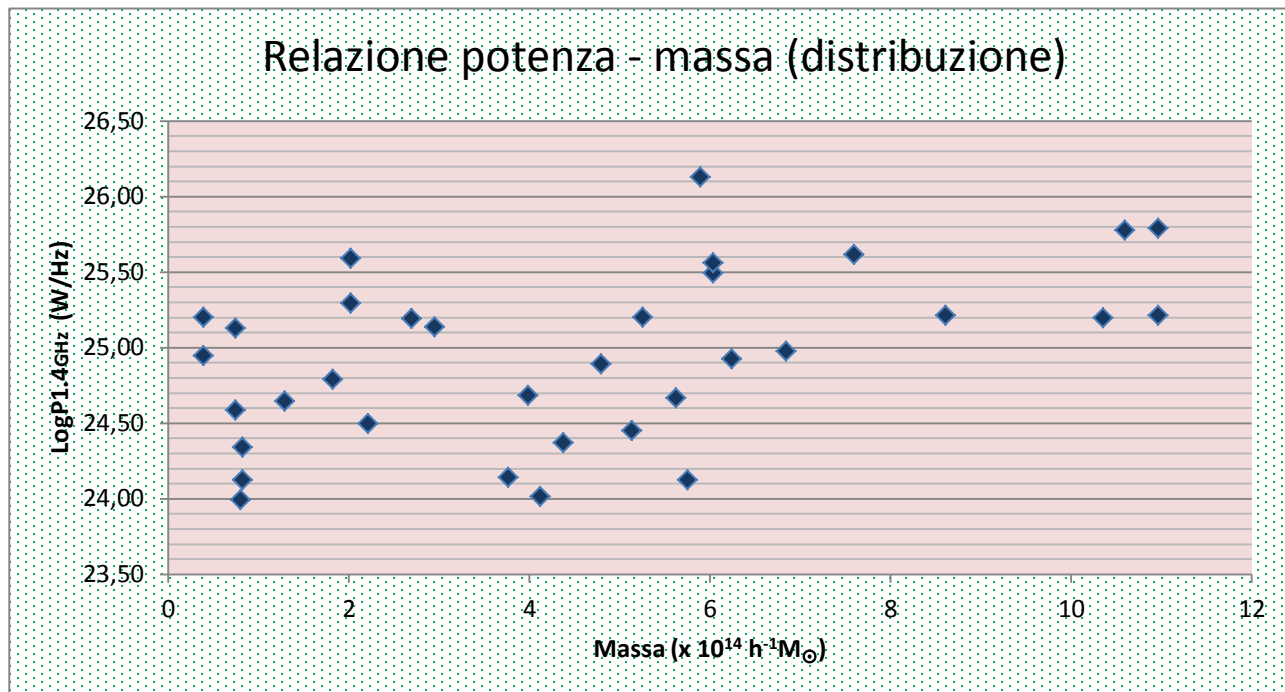


Figura 5.2 Diagramma distribuzione punti P vs M

Applicando ai dati una regressione lineare si ottiene la seguente linea di tendenza e relativa equazione di regressione:

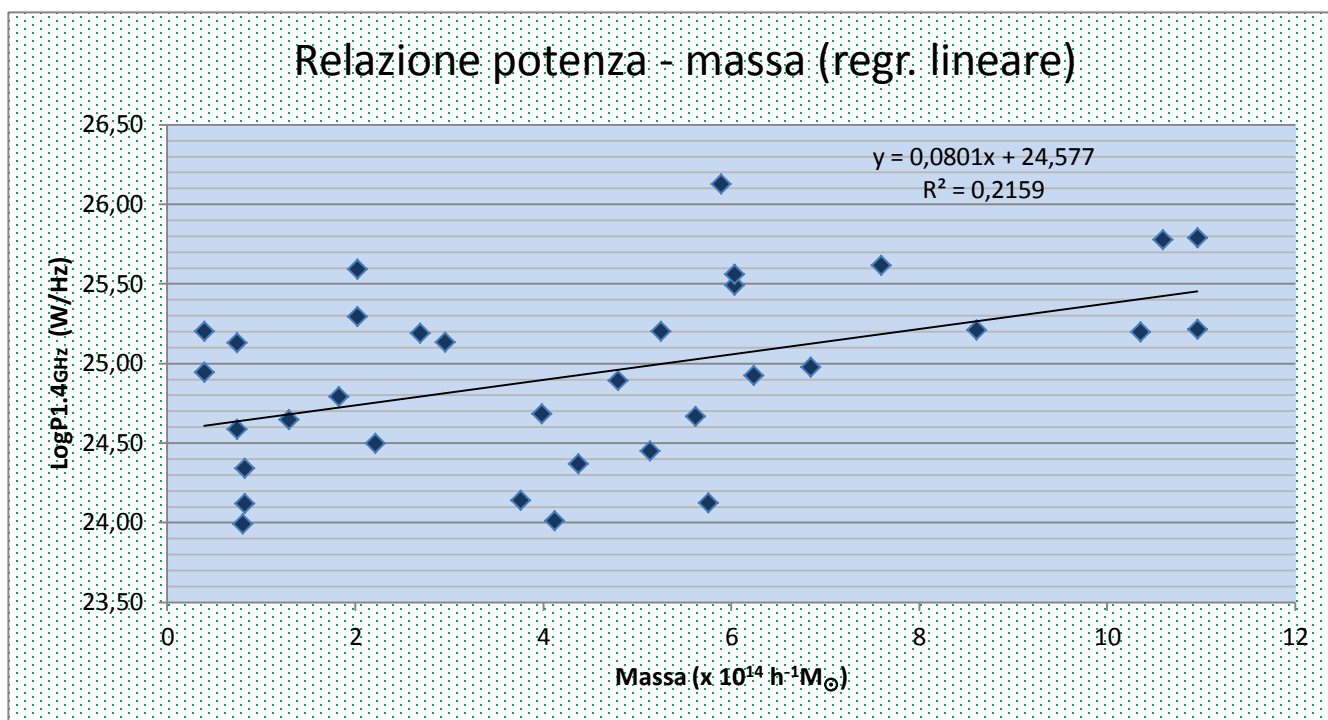


Figura 5.3 Linea di tendenza P vs M: regressione lineare

Una attenta analisi delle mappe e dei flussi radio dei 28 cluster presi in esame, suggerisce alcune considerazioni che permettono di giustificare l'elevata dispersione dei punti ed il basso coefficiente di correlazione lineare ottenuto dal fit:

- 1) poiché i dati di potenza (flussi) radio sono stati estratti da NVSS, alcuni cluster possono essere stati mappati in bassa risoluzione il che determinerebbe una dispersione maggiore di quella effettivamente posseduta a causa della possibile inclusione di sorgenti non connesse all'ammasso;
- 2) relativamente ai cluster con la più elevata potenza radio (>25.50 W/Hz), che pertanto si discostano maggiormente dalla retta di regressione, è probabile si tratti di intense sorgenti puntiformi non rappresentative dell'ammasso;
- 3) i cluster privi di sorgenti radio nel centro delle coordinate, per i quali si è preso come limite il rumore della mappa, presentano valori di potenza da considerarsi come limite superiore. I punti cui danno origine, situati nella parte bassa del grafico di Fig. 5.2, contribuiscono indubbiamente ad aumentare la dispersione.

Alla luce di tali considerazioni si è pertanto proceduto ad una selezione dei 28 cluster escludendo gli ammassi che presentano una o tutte le caratteristiche dei tre punti elencati. In riferimento alla tabella 5.2 i flussi radio esclusi sono stati i seguenti 8:

AMMASSO	z	D_L Mpc	$F_{1.4GHz}$ mJy	$\log P_{1.4GHz}$ W/Hz	M_{vir} strong + weak lensing ($\times 10^{14} h^{-1} M_\odot$)	
4	SDSSJ1004+4112	0,680	4161.1	<1.51	24.50	2,21
5	SDSSJ1029+2623	0,584	3455.1	27.2 ⁽⁺⁺⁾	25.59	2,02
13	SDSSJ1152+0930	0,497	2842.4	<1.37	24.12	5,75
14	SDSSJ1209+2640	0,558	3269.2	24.1 ⁽⁺⁾ 28.2 ⁽⁺⁺⁾	25.49 25.56	6,03
18	SDSSJ1315+5439	0,588	3483.9	<1.61	24.37	4,37
23	SDSSJ1446+3032	0,470	2658.0	<1.21	24.01	4,12
26	SDSSJ1621+0607	0,351	1880.5	316	26.13	5,89

Tabella 5.3 – Cluster esclusi dal fit

Riportando in grafico i dati dei cluster, al netto di quelli esclusi, sono stati ottenuti i seguenti andamenti di dispersione e fit lineare:

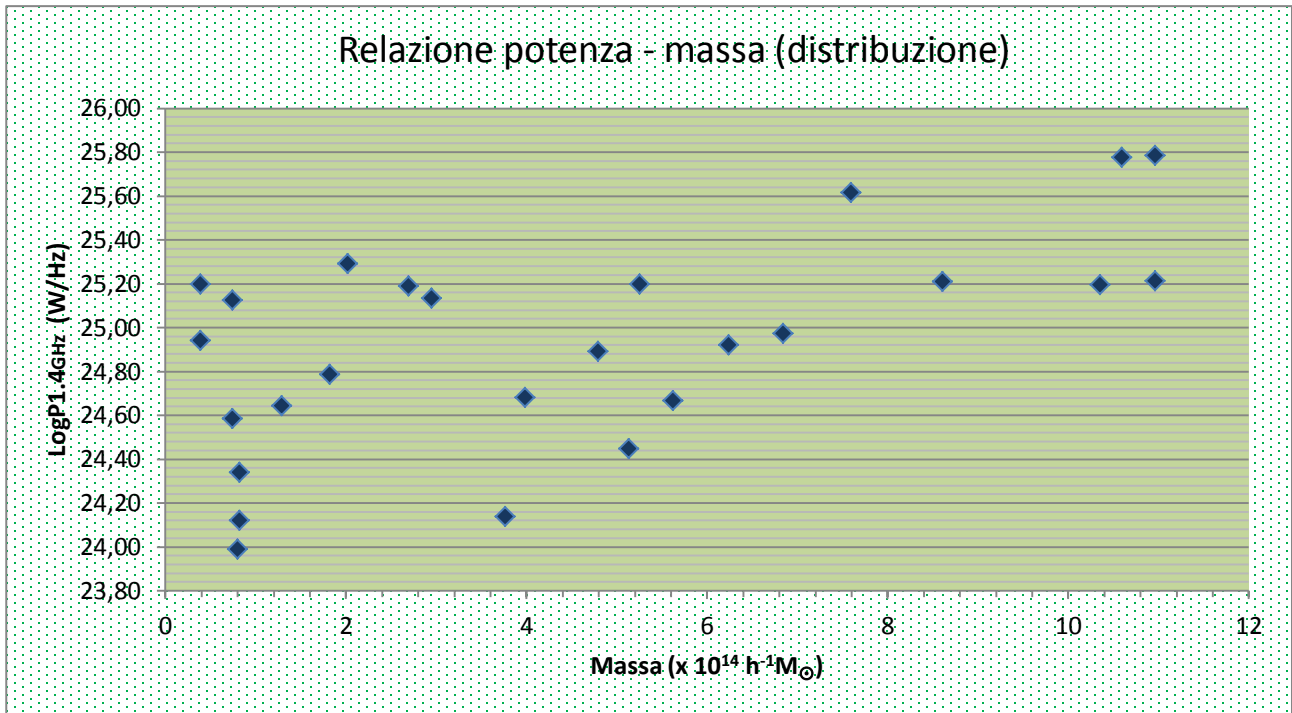


Figura 5.4 Distribuzione punti P vs M cluster selezionati

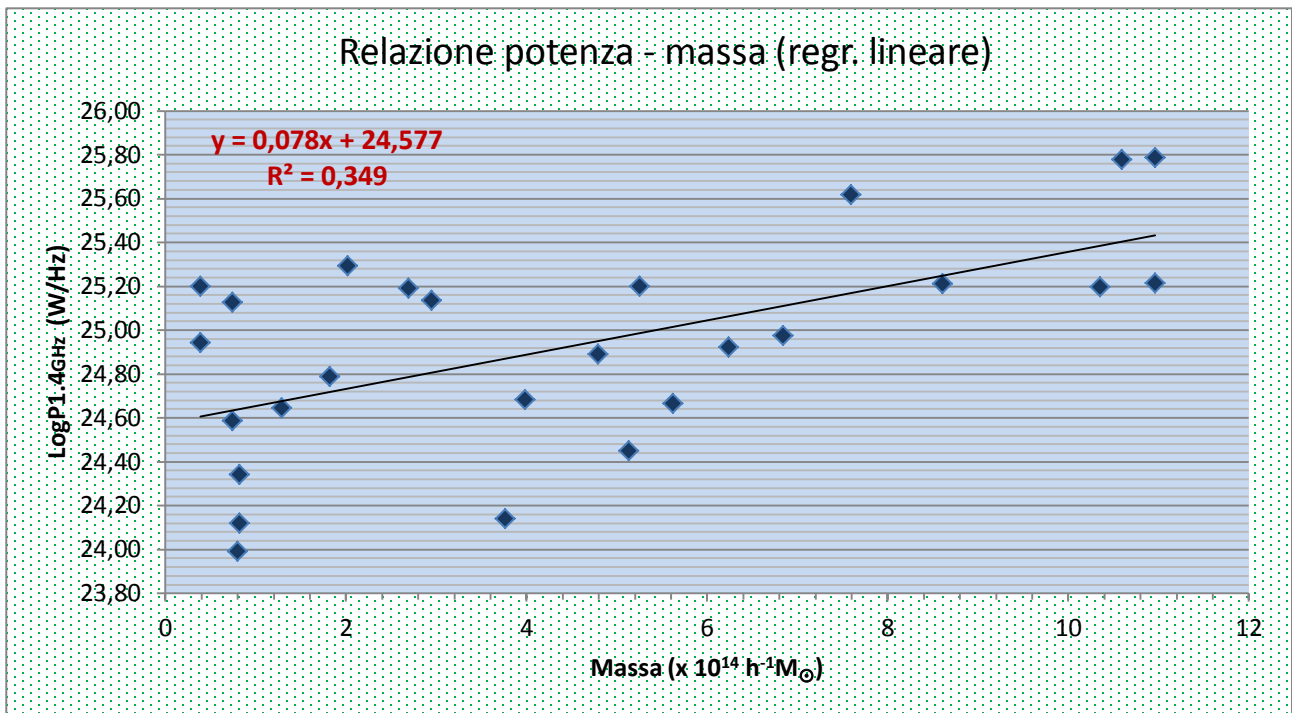


Fig. 5.5 Linea di tendenza P vs M: regressione lineare cluster selezionati

La selezione operata, riducendo la dispersione dei dati, migliora decisamente il fit ed il valore del coefficiente di correlazione rendendo più significativa l'interpretazione di un legame lineare tra la massa e la potenza di emissione radio del campione dei cluster preso in esame.

Conclusioni

L'oggetto principale della presente tesi ha riguardato i metodi per la determinazione della massa dei cluster di galassie, il confronto tra essi attraverso l'analisi dei dati ottenuti utilizzando un ammasso campione [1] ed infine la ricerca di una possibile correlazione tra le masse di un campione di 28 ammassi, ricavate dalla combinazione del weak lensing con lo strong lensing [1], e le emissioni non termiche derivanti da sorgenti diffuse presenti al loro interno.

Tra i diversi metodi disponibili per estrapolare la massa di un cluster, sono stati posti a confronto: la dispersione di velocità (massa viriale), l'emissione X, lo strong lensing ed il weak lensing, applicati allo studio dell'ammasso RCS2327. Tenuto conto del fatto che lo strong lensing è in grado di misurare soltanto la densità di massa proiettata mentre la dispersione di velocità è applicabile solo a distribuzioni di densità di massa sferica, il paragone è stato condotto considerando due raggruppamenti di metodi aventi in comune il weak lensing e l'emissione X, per i quali è possibile convertire la densità di massa sferica in densità di massa proiettata (cilindrica).

Nel primo gruppo sono stati inclusi la dispersione di velocità, l'emissione X e il weak lensing opportunamente adattati per la stima della massa sferica entro un raggio di 2 Mpc , distanza piuttosto grande dal core dell'ammasso, per tenere conto del fatto che il weak lensing perde di risoluzione nelle zone centrali del cluster. Del secondo hanno fatto parte lo strong lensing, il weak lensing e l'emissione X adattati invece per determinare la massa proiettata entro una distanza di 0.5 Mpc dal core, giusto compromesso per tenere in considerazione l'insensibilità dello strong lensing alla massa periferica e a quella del weak lensing per la massa centrale.

In generale l'accordo tra i valori di massa ottenuti nei due gruppi è buono tenendo conto che i metodi sono completamente indipendenti tra loro e che i raggi entro cui racchiudere la massa sono stati scelti a seconda delle diverse sensibilità alla densità di massa dei metodi. Le masse calcolate con il lensing (weak e strong) risultano generalmente maggiori di quelle determinate con il metodo spettroscopico e viriale. Se invece di considerare i valori di massa corrispondenti a raggi che si sovrappongono si considerano masse a diversi raggi, per le proprietà che contraddistinguono ciascuno dei metodi presi in esame, la miglior stima si ottiene in corrispondenza di una determinata zona del cluster: nel core dell'ammasso il miglior valore di massa proiettata si ottiene con lo strong lensing; a raggi intermedi ($\sim 0.5 \text{ kpc}$) la massa conviene stimarla o dai raggi X o con il weak lensing mentre a distanze più grandi ($\sim 2 \text{ Mpc}$) i metodi migliori sono il weak lensing o la dinamica delle galassie.

La ricerca di una correlazione tra massa ed emissione non termica da sorgenti diffuse, basata su un campione di 28 ammassi, ha messo in evidenza una distribuzione di punti ($\log P, M$) piuttosto dispersa. Dopo un attento esame delle mappe radio è stata fatta la scelta di escludere 8 sorgenti: 4 corrispondenti a cluster privi di oggetti nel centro delle coordinate, per i quali si è preso in considerazione il flusso rms del fondo, i cui valori di potenza sono da considerarsi come limite superiore e che contribuiscono quindi alla dispersione della parte bassa del diagramma; 4 con valori di potenza superiore a 25.50 W/Hz in quanto è probabile che flussi

così intensi corrispondano a sorgenti puntiformi non rappresentative dell'ammasso cui appartengono. Ulteriore fattore di cui tenere conto è legato al fatto che per alcuni cluster i flussi radio estratti da NVSS possiedono una bassa risoluzione, il che determinerebbe una dispersione dei valori di potenza maggiore di quella effettivamente posseduta dalle sorgenti.

Il conseguente nuovo fit dei dati ha evidenziato gli effetti migliorativi del filtro sulla dispersione ed un significativo incremento del coefficiente di correlazione lineare, anche se la pendenza rimane piuttosto "flat" (~ 0.08) segno comunque evidente che è presente una dipendenza di diretta proporzionalità del $\log P$ da M . Indubbiamente una analisi approfondita delle proprietà delle sorgenti ed un ampliamento del campione di ammassi di cui sia stata determinata la massa in modo omogeneo, porterà ad ulteriori conferme di quanto emerso da questo studio che se non preliminare si può comunque considerare in uno stadio iniziale.

Appendice A

Meccanismi di emissione I

A.1 Bremsstrahlung termica

Letteralmente “Bremsstrahlung” significa *radiazione di frenamento* e in astrofisica rappresenta il principale meccanismo di raffreddamento dei plasmi a temperature molto elevate. Dall’analisi dello spettro di Bremsstrahlung si possono rilevare la temperatura e misurare l’emissione della nube di gas osservata da cui ottenere densità, massa e luminosità della nube stessa.

La radiazione, detta anche *free-free emission*, è prodotta da elettroni accelerati in un campo coulombiano generato da altre cariche. In generale radiazioni di questo tipo sono dovute ai fenomeni di scattering legati ai campi elettromagnetici delle particelle interagenti. La descrizione del processo può essere fatta in ambiente semiclassico (Bremsstrahlung termica) e in ambiente relativistico (Bremsstrahlung relativistica).

Dal punto di vista classico una particella non relativistica di carica q e momento di dipolo $\vec{\delta}$, soggetta ad una accelerazione $\vec{a} = (1/q^2)d^2\vec{\delta}/dt^2$, irradia una potenza data dalla *formula di Larmor*:

$$P = -\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2q^2}{3c^3}a^2(t) = \frac{2}{3c^2}\left(\frac{d^2\vec{\delta}}{dt^2}\right)^2 = \frac{2}{3}\frac{q^2}{m^2c^3}\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)^2 \quad (\text{A.1})$$

dove ϵ è l’energia della particella, $\vec{p} = m\vec{v}$ è la sua quantità di moto. Dalla formula si nota che la potenza irradiata è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella; in particolare un elettrone o un positrone irradiano circa 3×10^6 volte più di un protone.

La distribuzione spettrale della radiazione ottenuta mediante l’analisi di Fourier del moto della carica porta alla seguente espressione dell’energia per un singolo elettrone, irradiata in una collisione per unità di frequenza:

$$\frac{P\Delta t}{\Delta\nu} \approx \frac{P\Delta t}{\nu_{max}} \cong \frac{16}{3}\frac{Z^2e^6}{c^3m_e^2}\frac{1}{b^2\nu^2} \quad (\text{A.2})$$

Se si considera una nube di gas con una densità di ioni n_Z ed una densità di elettroni n_e dotati di velocità v , l’emissività specifica, ovvero la potenza spettrale irradiata in un volume unitario, ottenuta moltiplicando l’equazione (A.2) per il numero di urti che avvengono nell’unità di tempo e integrando su tutti i possibili parametri di impatto^{†††}:

^{†††} Il parametro di impatto b corrisponde alla distanza minima alla quale si troverebbero due particelle che collidono, se non ci fossero interazioni tra loro.

$$J(\nu, \nu) = 2\pi n_e n_Z \nu \int_{b_{min}}^{b_{max}} (2P\Delta t^2) b db \simeq \frac{32}{3} \frac{e^6}{c^3 m_e^2 \nu} n_e n_Z \log\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (\text{A.3})$$

Tenendo conto degli effetti quantistici per avere un risultato esatto nella trattazione delle collisioni ione-elettrone, si introduce un fattore correttivo, detto fattore di Gaunt, $g_{ff} = (\sqrt{3}/\pi) \log(b_{max}/b_{min})$ funzione della energia dell'elettrone e della frequenza a cui irradia. L'emissività specifica risulta quindi:

$$J(\nu, \nu) = \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{e^6}{c^3 m_e^2 \nu} n_e n_Z Z^2 g_{ff} \quad (\text{A.4})$$

Se il gas è in equilibrio termico, le velocità degli ioni e degli elettroni obbediscono alla distribuzione di Maxwell-Boltzmann. Integrando su tutte le frequenze l'emissività totale corrisponde a:

$$J(T) = \int_0^\infty J(\nu, T) d\nu \simeq 1.4 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e n_Z Z^2 \bar{g}_{ff}(T, \nu) \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}] \quad (\text{A.5})$$

Si noti che la radiazione di bremsstrahlung non è polarizzata poiché gli elettroni sono caratterizzati da un moto disordinato. Lo spettro presenta una frequenza di cut-off che dipende solo dalla temperatura ed è data da:

$$\nu_{cut-off} = \frac{k_B T}{h} = 2.08 \times 10^{10} T \text{ [Hz]} \quad (\text{A.6})$$

Negli spettri degli ammassi di galassie, nelle quali vale $T \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$, la $\nu_{cut-off}$ cade nella banda dei raggi X.

Nel caso in cui gli ***elettroni siano relativistici*** ($v = c$) si può utilizzare l'espressione (A.3) modificando opportunamente il fattore di Gaunt. L'emissività per unità di frequenza in funzione della velocità v risulta pertanto:

$$J(\nu, \nu) = \frac{32}{3} \frac{32\pi^2 e^6}{3c^3 m_e^2 \nu} n_e n_Z Z(Z + 1.3) \log\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (\text{A.7})$$

Dal confronto con le equazioni della bremsstrahlung termica si nota che la temperatura T non è più un fattore rilevante: ora tutto dipende dalla velocità v . La distribuzione delle energie (velocità) è ora descritta da una legge di potenza:

$$n_e(\varepsilon) \approx n_{e,0} \varepsilon^{-\delta} \quad (\text{A.8})$$

L'emissività integrata su tutti gli elettroni di energia $\varepsilon \geq h\nu$ sarà:

$$\begin{aligned} J_{rel}(\nu) &\approx 5 \times 10^{-42} n_Z \int_{h\nu}^{\infty} n_e(\varepsilon) d\varepsilon = 5 \times 10^{-42} n_Z \int_{h\nu}^{\infty} n_{e,0} \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \\ &= 5 \times 10^{-42} \frac{n_Z}{\delta - 1} n_{e,0} (h\nu)^{-\delta} h\nu \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

ed in definitiva:

$$J_{rel}(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)} \quad (\text{A.10})$$

Lo spettro di questa radiazione è descritto da una legge di potenza il cui esponente è determinato dall'indice δ della distribuzione di energia degli elettroni. L'emissione si estende fino alla banda dei raggi γ poiché gli elettroni sono relativistici.

Appendice B

Meccanismi di emissione II

B.1 Effetto Compton inverso

La diffusione di fotoni nello spazio per interazione con elettroni ultrarelativistici è un meccanismo fondamentale per determinare la forma dello spettro emergente da sorgenti astrofisiche. L'effetto Compton inverso permette agli elettroni ultrarelativistici di cedere energia ai fotoni portandoli a più alte frequenze secondo un meccanismo che risulta invertito rispetto all'effetto Compton ordinario. Il processo produce radiazione elettromagnetica nella banda ottica, X o γ ed è importante quindi nel determinare le perdite di energia degli elettroni relativistici all'interno delle radiosorgenti.

Studiando l'interazione fotone – elettrone nel sistema di riferimento dell'elettrone a riposo e trasformandola nel sistema del laboratorio, ove l'elettrone ha un fattore di Lorentz γ , si ottiene l'energia irradiata per Compton inverso dall'elettrone. Indicando con ϵ l'energia del fotone prima dell'urto e con ϵ_1 l'energia del fotone dopo l'urto nel sistema dell'elettrone a riposo e con ϵ' ed ϵ'_1 le stesse quantità rispetto al sistema del laboratorio, dalla formula dell'effetto Doppler relativistico (valido per $m_e c^2 \gg h\nu$) si ottiene:

$$\begin{aligned}\epsilon' &= \epsilon\gamma(1 - \beta\cos\theta) \\ \epsilon_1 &= \epsilon'_1\gamma(1 - \beta\cos\theta'_1)\end{aligned}\tag{B.1}$$

con θ e θ' angoli di incidenza del fotone rispetto ai due sistemi di riferimento e θ_1 e θ'_1 i rispettivi gli angoli di scattering.

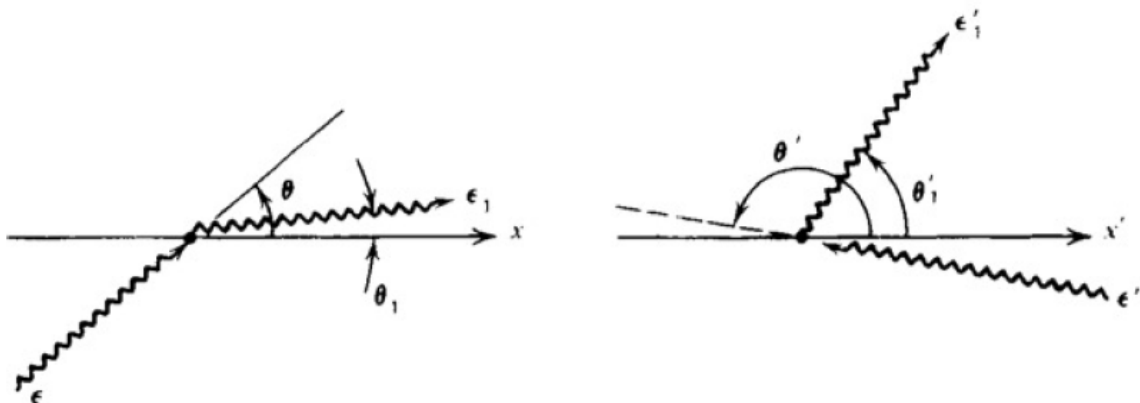


Figura B1 Scattering Compton inverso sistema elettrone a riposo e sistema laboratorio

Considerando ora la relazione tra ϵ ed ϵ_1 :

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{B.2})$$

ed espandendola al primo ordine, grazie al fatto che $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1$ si ottiene:

$$\epsilon_1' \approx \epsilon' \left[1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos\Theta) \right] \quad (\text{B.3})$$

dove Θ è l'angolo di diffusione espresso in funzione di θ' e di θ_1' nonché degli angoli azimutali ϕ' e ϕ_1' del fotone deflesso nel sistema del laboratorio ($\cos\Theta = \cos\theta_1' \cos\theta' + \sin\theta' \sin\theta_1' \cos(\phi' - \phi_1')$). In definitiva l'effetto Compton inverso converte un fotone di bassa energia in uno di alta energia per un fattore dell'ordine di γ^2 . La frequenza media del fotone diffuso è data da:

$$\nu = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0 \quad (\text{B.4})$$

Lo spettro della radiazione emergente dall'interazione di un elettrone di energia $\gamma m_e c^2$ con un fascio di fotoni monocromatici di frequenza ν_0 è dato da:

$$I(\nu) d\nu \approx \frac{3\sigma_T c N(\nu_0)}{16\gamma^4} \frac{1}{\nu_0^2} \nu d\nu \quad (\text{B.5})$$

Un tipico spettro è rappresentato nella figura seguente:

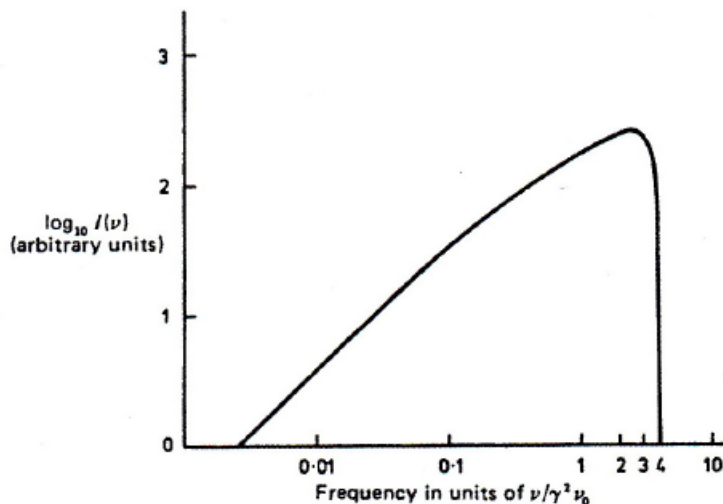


Figura – B2 spettro di emissione da un singolo elettrone per effetto Compton inverso

La frequenza superiore di *cut-off* corrisponde ad un urto in cui il fotone viene riflesso indietro lungo la stessa direzione di arrivo. La frequenza del massimo si ha per $\nu_{max} \approx 4\gamma^2 \nu_0$.

Appendice C

Meccanismi di emissione III

C.1 Radiazione di sincrotrone

Il gas intergalattico che permea gli spazi interni degli ammassi di galassie emette in banda radio. In generale una particella carica in moto all'interno di un campo magnetico emette radiazione elettromagnetica a causa della accelerazione centripeta dovuta alla forza di Lorentz.

Nel caso in cui le particelle (elettroni) possiedano velocità relativistiche, la radiazione emessa è detta radiazione di sincrotrone (dall'inglese synchronized electron) che fu scoperta per la prima volta negli Stati Uniti nel 1948 nel sincrotrone della General Electric. La radiazione risulta essere fortemente polarizzata. Le equazioni del moto relativistiche relative ad un elettrone in moto in un campo elettromagnetico sono:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e c^2) = e \vec{v} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{C.2})$$

in cui γ indica il fattore di Lorentz. Dall'equazione (C.2) possiamo scrivere essendo γ o, equivalentemente, $|\vec{v}|$ costanti:

$$\gamma m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{C.3})$$

Per studiare meglio la traiettoria fisica dell'elettrone scomponiamo la velocità nelle sue componenti perpendicolare e parallele rispetto al campo:

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\parallel}}{dt} &= 0 \\ \frac{dv_{\perp}}{dt} &= \frac{ev_{\perp}}{\gamma m_e c} \times \vec{B} = \vec{a}_{\perp} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Dalle espressioni suscritte si desume che v_{\parallel} è costante, ed essendo $|\vec{v}|$ costante, lo è anche v_{\perp} . Il moto dell'elettrone risulta pertanto di tipo circolare uniforme nel piano perpendicolare a \vec{B} e rettilineo uniforme in direzione ad esso parallela (vedi fig. C1):

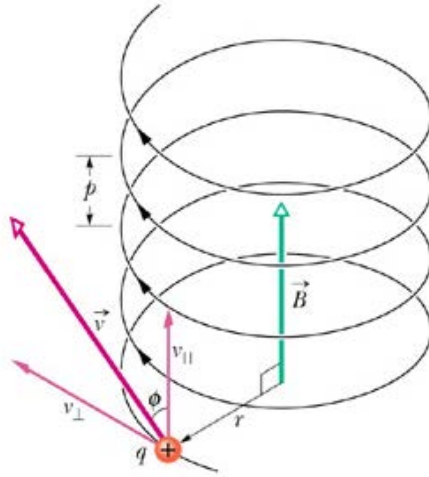


Fig. C1 Moto elicoidale particella carica in un campo magnetico uniforme

L'unione dei moti è un moto elicoidale in direzione parallela alla linea del campo. La frequenza di rotazione o *girazione* è:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c^2} = \frac{v_{\perp}}{r} \quad (\text{C.5})$$

La radiazione emessa presenta uno spettro continuo con un picco centrato intorno ad una frequenza ben precisa:

$$\nu_{sync} = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} (B \sin \theta) E^2 \quad (\text{C.6})$$

in cui θ è l'angolo di inclinazione compreso tra la direzione della velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico ed $E = \gamma m_e c^2$. La potenza di sincrotrone emessa da una singola particella è data da:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m_e^4 c^7} (B \sin \theta)^2 E^2 \quad (\text{C.7})$$

L'angolo in cui è racchiusa la radiazione è un cono di apertura $\sim 1/\gamma$ intorno alla sua velocità istantanea. Il fascio radiativo risulta pertanto concentrato lungo la direzione del moto della particella. L'emissione è maggiore se il moto della particella ed il campo sono perpendicolari e si annulla se sono paralleli. La radiazione di sincrotrone ha un tempo di emissione brevissimo dell'ordine di grandezza di 10^{-18} s. In unità c.g.s. risulta che:

$$\nu_{sync} \approx 6.27 \times 10^{18} (B \sin \theta) E^2 \approx 4.2 \times 10^6 (B \sin \theta) \gamma^2 \quad (\text{C.8})$$

$$P = -\frac{dE}{dt} \approx 2.37 \times 10^{-3} (B \sin \theta)^2 E^2 \approx 1.6 \times 10^{-15} (B \sin \theta)^2 \gamma^2 \quad (\text{C.9})$$

Elettroni con $\gamma \approx 10^3 \div 10^4$ in un campo magnetico $B \approx 1 \mu\text{G}$ emettono dunque in banda radio.

Il caso di interesse astrofisico è quello di una popolazione di elettroni omogenea ed isotropa, caratterizzata da una distribuzione di energia secondo una legge di potenza:

$$N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE \quad (\text{C.10})$$

in cui δ è l'indice di distribuzione in energia degli elettroni. Integrando sul contributo di tutti gli elettroni si ottiene l'emissività monocromatica che in assenza di assorbimento interno (auto assorbimento) ha il seguente andamento:

$$I_\nu \propto N_0 (B \sin \theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (\text{C.11})$$

$$\text{con } \alpha = \frac{\delta-1}{2}.$$

Bibliografia

- [1] M. Oguri, *Combined strong and weak lensing analysis of 28 clusters*, Mon. Not. R. Astron. Soc., 2011
- [2] K. Sharon, *A multi-wavelength mass analysis of RCS J232727.6-020437 Galaxy Cluster*, 2015
- [3] C.L. Sarazin, *Gas dynamics in cluster of galaxies*, Springer Science, 2008
- [4] H. Sigurdarson, *Gravitational lensing by galaxy clusters*, Chalmers University of Technology, 2010
- [5] Ferrari A., *Stelle, galassie e Universo*, Springer 2011
- [6] Ferretti L., Giovannini G., *Galaxy cluster in the radio*
- [7] Ferretti L., Giovannini G. Govoni F., Murgia M., *Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*, Astron. Astrophys. Rev. (2012)
- [8] Ferretti L., Giovannini G., *Galaxy clusters in the radio: relativistic plasma and ICM/radio galaxy interaction processes*
- [9] Dahle H. et al. *Weak gravitational lensing by a sample of X-Ray luminous cluster of galaxies*, Astr. Journal 368(2002)
- [10] Capozziello S., Funaro M. *Introduzione alla relatività generale*, Liguori (2005)
- [11] Chiericato M. *Unusual astrophysical objects: blank field sources and gravitational lenses*