

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE  
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI  
Corso di Laurea Specialistica in Astrofisica e Fisica Spaziale

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA IN COSMOLOGIA

**Simulazioni idrodinamiche  
di ammassi di galassie:  
proprietà chimiche e termodinamiche**

LAUREANDA:  
Dunja Fabjan

RELATORE:  
Prof. Stefano Borgani

CORRELATORE:  
Dott. Luca Tornatore

ANNO ACCADEMICO 2005 - 2006

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Cenni di cosmologia</b>	<b>7</b>
1.1 Il principio cosmologico . . . . .	8
1.2 Le equazioni che governano l'Universo . . . . .	9
1.2.1 La geometria dello spazio-tempo . . . . .	9
1.2.2 Il redshift . . . . .	10
1.2.3 Le distanze . . . . .	11
1.2.4 La legge di Hubble . . . . .	13
1.2.5 L'equazione di Einstein e la costante cosmologica . . . . .	14
1.2.6 Le equazioni di Friedmann . . . . .	14
1.2.7 La densità dell'Universo . . . . .	15
1.3 Il modello standard dell'Universo . . . . .	17
1.3.1 Il fondo cosmico nelle microonde . . . . .	17
1.3.2 La nucleosintesi cosmologica . . . . .	19
1.4 La formazione delle strutture . . . . .	20
1.4.1 L'evoluzione lineare delle perturbazioni . . . . .	21
<b>2 Ammassi di galassie</b>	<b>24</b>
2.1 Proprietà fisiche generali . . . . .	25
2.1.1 Emissione in banda X . . . . .	27
2.1.2 Relazioni tra massa, temperatura e luminosità . . . . .	28
2.2 Satelliti in banda X . . . . .	30
2.3 Ammassi di galassie in banda X . . . . .	31
2.3.1 Proprietà termodinamiche . . . . .	31
2.3.2 Proprietà chimiche . . . . .	35
<b>3 Metodi numerici e simulazioni</b>	<b>47</b>
3.1 I metodi ad N corpi . . . . .	48
3.1.1 Somma diretta - tecnica <i>Particle-Particle</i> . . . . .	49
3.1.2 Tecnica <i>Particle-Mesh</i> . . . . .	50
3.1.3 Tecnica P <sup>3</sup> M . . . . .	51
3.1.4 Tecnica TREE-CODE . . . . .	51
3.1.5 Condizioni iniziali e condizioni al contorno . . . . .	53

3.2	Metodi idrodinamici . . . . .	54
3.2.1	Metodi Euleriani . . . . .	56
3.2.2	Metodi Lagrangiani e il metodo SPH . . . . .	56
3.3	Codice GADGET2 . . . . .	59
3.3.1	Interazione gravitazionale . . . . .	60
3.3.2	Idrodinamica . . . . .	61
3.3.3	Schema di integrazione . . . . .	62
3.3.4	Processi radiativi . . . . .	64
3.3.5	La formazione stellare . . . . .	65
3.3.6	I venti . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>77</b>
4.1	Il set di simulazioni . . . . .	77
4.1.1	Procedimento di analisi . . . . .	83
4.2	Proprietà termodinamiche del mezzo intracluster . . . . .	85
4.2.1	Temperatura . . . . .	85
4.2.2	Entropia . . . . .	91
4.3	Proprietà chimiche del mezzo intracluster . . . . .	94
4.3.1	La metallicità globale . . . . .	94
4.3.2	Profili di distribuzione dei metalli negli ammassi . . . . .	101
4.3.3	Evoluzione della metallicità . . . . .	105
	<b>Conclusioni</b>	<b>114</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>117</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>119</b>

# Introduzione

Uno degli obiettivi più ambiziosi della cosmologia moderna è quello di descrivere i processi di formazione di galassie ed ammassi di galassie a partire dalle condizioni iniziali, che sono state stabilite nell'Universo primordiale. Per molti anni, le notevoli incertezze nella determinazione dei parametri cosmologici rendevano tale compito assai arduo. Infatti, la degenerazione tra l'evoluzione cosmologica e l'evoluzione astrofisica, determinata da complessi fenomeni legati alla fisica dei barioni, rendeva impossibile stabilire con certezza l'impatto di processi quali la formazione stellare, il rilascio di energia e metalli da supernovae (SN) e il ruolo dei nuclei galattici attivi (*active galactic nuclei*, AGN).

Osservazioni delle anisotropie del fondo cosmico di microonde (*cosmic microwave background*, CMB) a partire da quelle del satellite COsmic Background Explorer (COBE, Smoot et al. 1992) a quelle più recenti, sia da palloni stratosferici (p.es. De Bernardis et al. 2002) che da satellite (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP; Spergel et al. 2006) hanno fornito una base osservativa assai solida allo scenario cosmologico. La combinazione di tali osservazioni del CMB con altre indipendenti, quali la determinazione della distanza di luminosità fino a redshift  $z > 1$  con SN di tipo Ia (p.es., Perlmutter et al. 2003), la determinazione dello spettro di potenza della distribuzione di galassie (p.es., Cole et al. 2006), e l'evoluzione delle proprietà degli ammassi di galassie (si veda Rosati, Borgani & Norman 2002, Voit 2005, per due *review*), ha permesso di rendere ancora più restrittivi i vincoli sui valori dei parametri cosmologici. Lo scenario emergente indica che l'Universo ha una geometria della sua parte spaziale consistente con l'essere piatta, in accordo con le predizioni dei modelli standard di inflazione. Il contenuto globale dell'Universo risulta dominato per circa il 75 per cento da una componente di energia oscura, che genera un'espansione accelerata, con un contributo del  $\simeq 20$  per cento dato da materia oscura non barionica che domina il processo di instabilità gravitazionale, ed un restante  $\simeq 5$  per cento dato da materia barionica, osservabile tramite l'emissione o assorbimento di radiazione elettromagnetica (si veda Springel, Frenk & White 2006, per una recente *review*).

Se da un lato tale composizione dell'Universo pone sfide formidabili alla fisica fondamentale riguardo la natura del "settore oscuro" della cosmologia,

dall'altro fissare geometria e contenuto di energia dell'Universo permette di congelare le condizioni al contorno per descrivere i processi di formazione delle strutture cosmiche.

È tuttavia ovvio che la complessità dei fenomeni fisici che si vogliono studiare renda necessaria l'adozione di adeguati strumenti matematici e numerici. Fenomeni quali l'instabilità gravitazionale in regime fortemente non lineare, l'idrodinamica dei barioni cosmici, la formazione stellare, l'esplosione di supernovae, l'attività nucleare galattica (AGN), con il corrispondente effetto di *feedback* sulle proprietà del gas, possono essere trattate in modo analitico o semianalitico fintanto che ci si voglia limitare ad una descrizione generale qualitativa. Tuttavia, la sempre crescente qualità dei dati osservativi impone una trattazione assai più rigorosa se si vuole sfruttare appieno la capacità dei dati di porre vincoli sugli scenari di formazione di strutture cosmiche.

In tale contesto, i codici di simulazione numerica per la formazione di galassie ed ammassi di galassie in ambito cosmologico rappresentano lo strumento ideale per catturare la complessità dei fenomeni di cui sopra. Negli ultimi dieci anni, gli eccezionali progressi tecnologici nello sviluppo di strutture di supercalcolo, uniti ad un notevole miglioramento dell'efficienza dei codici numerici, ha permesso di estendere enormemente i *range* dinamici studiati tramite simulazioni. Parallelamente a tale sviluppo, si è avuta anche una notevole crescita del livello di complessità nella descrizione dei processi fisici inclusi nelle simulazioni.

Scopo di tale Tesi è quello di studiare i fenomeni fisici osservati che riguardano i barioni all'interno degli ammassi di galassie tramite simulazioni cosmologiche idrodinamiche, e collegare tali fenomeni ai processi di formazione ed evoluzione stellare. Per ottenere questo scopo uno dei possibili approcci riguarda lo studio delle proprietà termodinamiche e chimiche del gas caldo diffuso, detto anche mezzo intracluster (ICM), che permea la buca di potenziale degli ammassi di galassie ed ha una forte emissione in banda X. Lo sviluppo tecnologico attuale, che concerne la strumentazione utilizzata per osservazioni in tale banda, fornisce un apporto decisivo alle osservazioni dei profili di temperatura e della distribuzione degli elementi chimici all'interno dell'ICM, che vengono mappati con miglior risoluzione spettrale e spaziale. Le proprietà termodinamiche e chimiche derivate dagli spettri degli ammassi di galassie hanno il vantaggio di legare informazioni riguardanti il trasporto di energia alla formazione stellare e al rilascio degli elementi chimici nel gas diffuso. L'utilizzo di simulazioni cosmologiche in questo contesto permette di seguire l'evoluzione di tali proprietà nel dettaglio.

Il presente lavoro di Tesi affronta quindi lo studio delle proprietà termodinamiche e chimiche dell'ICM, tramite un confronto tra predizioni di simulazioni idrodinamiche cosmologiche di ammassi di galassie e le più recenti osservazioni in banda X, ottenute dai satelliti BeppoSAX, ASCA, Chandra

ed XMM-Newton. Scopo di tale confronto sarà quello di verificare in che misura i processi fisici inclusi nelle simulazioni sono in grado di spiegare i dati osservativi ed in che misura questi ultimi suggeriscano invece la presenza di ulteriori processi da includere nei modelli numerici correnti. In tal senso, obiettivo di questo lavoro di Tesi non è tanto quello di trovare il modello che meglio si accorda alle osservazioni, quanto piuttosto di comprendere in cosa la nostra attuale descrizione della formazione di strutture cosmiche necessiti di miglioramenti sostanziali. Per tale motivo, i risultati che qui presenteremo potranno fornire informazioni utili per successivi lavori in quest'ambito di ricerca.

La presente Tesi è stata suddivisa in cinque capitoli di cui riassumiamo in seguito il contenuto.

- **1. Cenni di cosmologia**

Il primo capitolo di ordine generale ha come scopo quello di fornire una breve introduzione alla *cosmologia* ed ai principali concetti astrofisici utili alla miglior comprensione della presente Tesi: dalle definizioni di redshift e distanze alla legge di Hubble, dalle equazioni di Friedmann alla densità dell'Universo. Una sezione del capitolo è dedicata alla descrizione del *modello standard di Universo* che comprende la descrizione del fondo cosmico nelle microonde e della nucleosintesi cosmologica. Alla fine viene brevemente descritta anche la formazione delle strutture e l'*evoluzione lineare delle perturbazioni*, che fornisce utili informazioni alla comprensione della crescita delle strutture cosmiche come gli ammassi di galassie.

- **2. Ammassi di galassie**

Il secondo capitolo è strutturato in modo tale da fornire una breve descrizione del *mezzo intracluster* a partire dalle sue proprietà generali osservate in banda X. Successivamente, in un breve paragrafo, vengono descritti i *satelliti* utilizzati per osservare gli ammassi; lo scopo è quello di fornire indicazioni sulla bontà dei dati, nonché su alcuni problemi riguardanti la strumentazione. La parte principale del capitolo vuole offrire una panoramica sulle *proprietà termodinamiche* osservate, nonché sulle *proprietà chimiche* riguardanti sia le osservazioni di alcuni elementi chimici svolte da diversi satelliti, sia le predizioni di alcuni modelli teorici sulle abbondanze nel mezzo intracluster.

- **3. Metodi numerici e simulazioni**

In questo capitolo vengono descritte le principali tecniche numeriche utilizzate in ambito cosmologico: i *metodi ad  $N$  corpi* impiegati nel calcolo delle interazioni gravitazionali ed i *metodi idrodinamici* che descrivono i processi fisici nei quali è coinvolta la materia barionica presente

negli ammassi. Una parte sostanziale del capitolo riguarda la descrizione più dettagliata del il *codice* GADGET2 che è stato utilizzato per generare le simulazioni analizzate. Particolare enfasi verrà data alla trattazione della formazione stellare e dell'arricchimento chimico, utile ad una miglior comprensione dei risultati ottenuti.

- **4. Risultati**

Nel quarto capitolo vengono presentati i risultati originali ottenuti dall'analisi delle simulazioni numeriche nelle quali è stato implementato l'arricchimento chimico. Per prima cosa viene brevemente descritto il *campione di simulazioni* considerato e la *procedura di analisi* utilizzata. Successivamente sono descritti e discussi i risultati riguardanti le *quantità termodinamiche*, in particolare i profili di entropia e temperatura. Una parte consistente del capitolo è rivolta allo studio delle *proprietà chimiche* degli ammassi di galassie, in particolare viene esaminato il contenuto dei metalli nelle stelle e nell'ICM, la metallicità globale di alcuni elementi chimici, i profili di metallicità e l'evoluzione con il redshift sia dei profili che della quantità globale di Ferro. In tale contesto, particolare enfasi verrà data al ruolo giocato dai vari ingredienti che determinano i modelli di evoluzione stellare, quali la funzione iniziale di massa stellare ed il feedback. Le proprietà di arricchimento chimico dell'ICM verranno quindi *confrontate con le osservazioni* più recenti per poter meglio capire in quale misura le nostre simulazioni siano in grado di descrivere le proprietà fisiche dell'ICM.

- **5. Conclusioni**

In tale capitolo riassumeremo in maniera critica i risultati del lavoro di Tesi. In particolare, evidenzieremo i *punti di accordo e disaccordo* più significativi tra dati e simulazioni, discutendo quindi le possibili direzioni di investigazione successiva. In tale contesto, discuteremo i *test ulteriori* che dovranno esser realizzati per meglio stabilire la robustezza numerica delle simulazioni, nonché i *processi fisici rilevanti* che dovranno essere inclusi nelle simulazioni cosmologiche di prossima generazione.

# Capitolo 1

## Cenni di cosmologia

La *cosmologia* studia la struttura, l'origine e l'evoluzione dell'Universo ed è diventata una scienza dalle caratteristiche proprie agli inizi del secolo scorso. Al contrario delle scienze sperimentali, fondate sul ciclo osservazione-ipotesi-esperimento, la cosmologia non può, ovviamente, riprodurre i fenomeni osservati mediante un esperimento; la falsificazione di un'ipotesi o la conferma della sua validità dipendono nel caso della cosmologia dall'esistenza di più evidenze osservative indipendenti.

Il punto di partenza della cosmologia moderna fu la formulazione del *principio cosmologico*, un postulato secondo il quale l'Universo è omogeneo e isotropo se consideriamo scale opportunamente grandi. Ciò significa che se guardiamo porzioni di cielo abbastanza ampie l'Universo ci apparirà identico in ogni punto dello spazio (omogeneità) e apparirà lo stesso indipendentemente dalla direzione in cui si guarda (isotropia).

Un secondo passaggio fondamentale fu la scoperta, negli anni '20, della recessione delle galassie da parte di E. Hubble che portò alla formulazione della *legge di Hubble*: il nostro punto di osservazione non è un punto privilegiato dell'Universo, quindi la recessione delle galassie indica che è lo spazio-tempo ad espandersi.

L'evoluzione dell'Universo viene descritta dai *modelli cosmologici*, che si basano sulla *teoria generale della relatività* di Einstein. Questi modelli includono il principio cosmologico e assumono l'universalità delle leggi fisiche, ma differiscono tra di loro nei valori fondamentali della densità media, della curvatura e di un termine addizionale detto *costante cosmologica* inserito da Einstein nelle sue equazioni.

L'enorme sviluppo tecnologico durante tutto l'arco del '900, accompagnato da fondamentali conquiste intellettuali come la teoria della relatività e la teoria quantistica, ha portato ad un aumento nella potenza degli strumenti utilizzati nelle osservazioni astronomiche che ha allargato sostanzialmente lo spettro di lunghezze d'onda dal quale si ottengono informazioni. L'accumularsi di dati osservativi sempre più precisi e da regioni sempre più distanti dell'Universo ha portato alla formulazione di modelli cosmologici sempre più



complessi, che nel corso del tempo sono stati modificati o abbandonati mentre nuove osservazioni diventavano disponibili.

Ad oggi la teoria che spiega con maggior successo la recessione delle galassie ed altre osservazioni (per esempio le abbondanze degli elementi chimici leggeri e l'esistenza di un fondo cosmico nelle microonde) è la teoria del *Big Bang caldo*, secondo la quale l'Universo ha avuto origine 13,7 miliardi di anni fa. Aggiungendo l'ipotesi dell'*inflazione* vengono spiegate anche l'omogeneità e l'isotropia.

Il principio cosmologico citato precedentemente ha validità per scale opportunamente grandi, ma non è valido per scale piccole, dove la distribuzione della materia (luminosa e non luminosa) è ben lontana dall'essere omogenea e isotropa dato che osserviamo strutture come ammassi di galassie e le galassie stesse. Diventa quindi importante lo studio della *formazione delle strutture cosmiche* a partire dallo studio delle *perturbazioni di densità* presenti all'epoca della ricombinazione.

In questo capitolo ci occuperemo di spiegare brevemente tutti i concetti più importanti ad ora elencati e utili per la comprensione dei capitoli successivi. Per una trattazione approfondita dell'argomento si veda per esempio Weinberg (1972), Peebles (1993), Coles e Lucchin (2002).

## 1.1 Il principio cosmologico

Quando la scienza inizia ad occuparsi di un'ambito nuovo dove le osservazioni o gli esperimenti sono pochi ha bisogno di avere delle linee guida per arrivare ad una teoria. Le assunzioni a priori nel caso di teorie fisiche coinvolgono la ricerca di modelli nei quali sia presente una qualche simmetria che riduca notevolmente il numero di gradi di libertà da considerare e semplifichi il problema.

In questo ambito trova posto il *principio cosmologico*, formulato dai primi cosmologi, che cercavano di trovare un modello abbastanza generico che descrivesse l'Universo. Secondo questo principio l'Universo che ci circonda è (ad ogni epoca fissata) isotropo e omogeneo se consideriamo scale abbastanza grandi: ciò significa che è identico in ogni punto dello spazio (omogeneità) ed appare lo stesso in ogni direzione si guardi (isotropia).

L'omogeneità può essere pensata anche come conseguente all'assunzione del principio Copernicano, secondo il quale la Terra non è al centro dell'Universo e quindi tutti i punti dell'Universo sono tra di loro equivalenti.

A scale piccole le due assunzioni chiaramente non sono valide, basti pensare alla distribuzione delle stelle sulla volta celeste. Tuttavia a grandi scale sia la distribuzione delle radiosorgenti come anche il fondo cosmico nelle microonde confermano l'ipotesi cosmologica di un universo omogeneo e coniugate al principio Copernicano dimostrano la validità del principio cosmologico in sé.

Un'ulteriore evoluzione del principio cosmologico, detto *perfetto*, proponeva di includere la caratteristica di isotropia temporale (cioè di un Universo che appare uguale ad ogni tempo), tipica di un modello statico, che si era affermato agli inizi della storia della cosmologia.

Tratteremo più avanti i differenti modelli di Universo. Ci basti sapere che a partire dall'omogeneità ed isotropia possiamo introdurre modelli in grado di descrivere l'evoluzione dell'Universo e spiegare le osservazioni. Per un'analisi dettagliata e rigorosa degli aspetti di simmetria legati al principio cosmologico si veda Weinberg (1972).

## 1.2 Le equazioni che governano l'Universo

### 1.2.1 La geometria dello spazio-tempo

La relatività generale è una teoria geometrica che descrive il campo gravitazionale ed è applicabile a differenti tipi di spazio-tempo. Nel nostro caso l'interesse è rivolto ad un Universo compatibile con il principio cosmologico appena enunciato.

È utile introdurre alcune nozioni matematiche fondamentali per la descrizione dello spazio-tempo.

L'intervallo  $ds$  tra due eventi nello spazio-tempo è determinato dal tensore metrico  $g_{\alpha\beta}$  che descrive le proprietà geometriche dello spazio-tempo. Possiamo definire tramite la notazione di Einstein

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3)$$

dove  $x^0$  indica la coordinata temporale mentre  $x^1$ ,  $x^2$  e  $x^3$  le coordinate spaziali. L'intervallo  $ds$  è per definizione invariante per trasformazioni di coordinate e può essere di tipo tempo ( $ds^2 > 0$ ), spazio ( $ds^2 < 0$ ) o luce ( $ds^2 = 0$ ).

Per ottenere una metrica valida in ambito cosmologico consideriamo uno spazio-tempo riempito di osservatori che sono in quiete rispetto al moto medio della materia circostante. Le loro traiettorie di universo (nel caso specifico le geodetiche) non si intersecano (a meno di un punto singolare nel passato e forse un'altro nel futuro). Il moto medio della materia è invece paragonabile a quello di un fluido perfetto.

Per questo tipo di osservatori le coordinate spaziali non variano, quindi  $g_{ij} dx^i dx^j = 0$  (dove  $i, j = 1, 2, 3$ ). Queste coordinate vengono chiamate *coordinate comoventi*, mentre il tempo misurato dagli orologi degli osservatori comoventi viene detto *tempo proprio*.

Considerando un universo omogeneo, che evolve allo stesso modo in ogni punto, si può parlare dell'esistenza di un *tempo cosmico*. In accordo col principio cosmologico si suppone che le sezioni spaziali ad un tempo cosmico fissato siano omogenee e isotrope.

Se consideriamo un osservatore comovente e un altro osservatore vicino, ambedue sulla stessa sezione spaziale, la metrica si semplifica in

$$ds^2 = g_{00}(dx^0)^2 + g_{ij}dx^i dx^j$$

e in questo modo vengono eliminati i termini misti spazio-temporali.

Per due osservatori comoventi l'intervallo  $ds$  dipende solo dalla parte temporale della metrica, quindi unicamente dal tempo proprio degli osservatori, che equivale al tempo cosmico introdotto in precedenza

$$cd\tau = cdt_c = \sqrt{g_{00}}dx^0.$$

Considerando le precedenti derivazioni la metrica generica sarà descritta dal *gauge sincrono*

$$ds^2 = c^2 dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j. \quad (1.1)$$

Per una descrizione più semplice di uno spazio isotropo ci conviene usare coordinate sferiche comoventi  $(r, \theta, \phi)$ . L'unica dipendenza temporale della parte spaziale della metrica sarà racchiusa in un termine universale  $a(t)$  detto fattore di scala. Per uno spazio-tempo che corrisponda al principio cosmologico la metrica è quella di *Robertson e Walker*

$$ds^2 = c^2 dt^2 + a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right), \quad (1.2)$$

dove  $k$  indica la curvatura dello spazio-tempo, che può assumere valori differenti a seconda che l'Universo sia piatto ( $k = 0$  - geometria Euclidea), curvo positivamente ( $k = 1$  - geometria sferica) o curvo negativamente ( $k = -1$  - geometria iperbolica).

### 1.2.2 Il redshift

Il redshift (o blueshift) di un oggetto è lo spostamento verso il rosso (o il blu) dello spettro dell'oggetto osservato.

Il redshift è definito dal rapporto tra la differenza di frequenze di emissione e osservata rispetto alla frequenza osservata:

$$z = \frac{\nu_e - \nu_o}{\nu_o} \quad (1.3)$$

o analogamente come rapporto tra la differenza tra le lunghezze d'onda osservata e emessa rispetto alla lunghezza d'onda emessa.

Il redshift totale di un oggetto può essere scomposto in tre contributi principali

$$z_{tot} = z_{grav} + z_{Doppler} + z_{cosmologico}$$

che sono il redshift gravitazionale, i moti Doppler e l'espansione dell'Universo.

Il primo è dovuto alla perdita di energia che avviene quando i fotoni escono dalle buche di potenziale: l'effetto è più importante vicino a oggetti massicci come ad esempio stelle di neutroni o buchi neri.

Il secondo termine è legato al moto fisico dell'oggetto cioè alla sua velocità peculiare: nella maggior parte dei casi si tratta di rotazione o moti orbitali (per esempio il disco di gas attorno ai nuclei galattici attivi). In questo caso il redshift è dovuto all'effetto Doppler che avviene per le onde elettromagnetiche come per quelle sonore.

L'ultimo termine è legato all'espansione cosmologica dell'Universo che andiamo adesso a considerare.

Consideriamo un fotone emesso a distanza  $r_1$  che raggiunge l'osservatore in  $r = 0$  lungo la direzione radiale ( $d\theta = d\phi = 0$ ). Sappiamo che un fotone viaggia lungo una geodetica e la sua traiettoria è  $ds^2 = 0$ . Riscrivendo l'equazione (1.2) in modo da separare la parte dipendente dal raggio e quella dipendente dal tempo troviamo

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{c dt}{a(t)}$$

Consideriamo un altro fotone emesso al tempo  $t_e + \Delta t_e$  che viene ricevuto al tempo  $t_0 + \Delta t_0$ . La distanza percorsa fino all'osservatore rimane uguale, quindi

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{c dt}{a(t)} = \int_{t_e + \Delta t_e}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{c dt}{a(t)}$$

e se la variazione del parametro di scala è trascurabile negli intervalli  $\Delta t_e$  e  $\Delta t_0$  allora si ha

$$\frac{\Delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\Delta t_0}{a(t_0)}$$

Considerando  $\Delta t$  come intervallo tra due creste d'onda della radiazione elettromagnetica in emissione ed essendo la frequenza dell'onda inversamente proporzionale a  $\Delta t$  troviamo che il rapporto tra le frequenze vale

$$\frac{\nu_e}{\nu_0} = 1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)}. \quad (1.4)$$

Il redshift cosmologico è quindi conseguenza diretta dell'espansione dell'Universo e indica che l'espansione stessa aumenta la lunghezza d'onda dei fotoni.

Al di fuori dell'Universo locale il fattore più importante nella determinazione del redshift è proprio il redshift cosmologico.

### 1.2.3 Le distanze

A partire dalla metrica (1.2) si può ricavare la *distanza propria* di un oggetto: pensiamo di congelare il tempo e misurare la distanza radiale tra

l'osservatore posto nell'origine del sistema e l'oggetto alle coordinate spaziali  $(r, \theta, \phi)$ . Integrando la (1.2) radialmente troviamo

$$d_{pr} = a(t) \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = a(t) \cdot f(r) \quad (1.5)$$

dove  $f(r)$  è la *distanza comovente* e dipende solamente dalla coordinata radiale in modo tale che

$$f(r) = \begin{cases} \arcsin(r) & (k=1) \\ r & (k=0) \\ \operatorname{arcsinh}(r) & (k=-1). \end{cases}$$

La distanza propria non è una distanza misurabile fisicamente, perché non è possibile nello stesso istante coprire con dei regoli tutto lo spazio tra l'osservatore e l'oggetto.

La relazione che lega le distanze proprie a tempi differenti  $t_0$  e  $t$  è

$$d_{pr}(t_0) = a_0 f(r) = \frac{a_0}{a} d_{pr}(t) \quad (1.6)$$

dove  $a_0 = a(t_0)$ .

Le distanze che vengono misurate in cosmologia sono di due tipi: la *distanza di luminosità* e la *distanza da diametro angolare*.

Nel primo caso dalla misura del flusso bolometrico  $F$  di una sorgente con luminosità  $L$  a redshift  $z$  e distanza  $r$ ,

$$F = \frac{L}{4\pi(a_0 r(1+z))^2} = \frac{L}{4\pi(d_L)^2} \quad \text{con} \quad d_L = a_0 r(1+z),$$

si definisce la distanza di luminosità  $d_L$  usando la relazione analoga a quella euclidea. Il fattore  $(1+z)^2$  è conseguenza del redshift cosmologico e del tasso di fotoni che arrivano all'osservatore.

Nel secondo caso un oggetto esteso osservato al tempo  $t_1$  ha un diametro  $D$  descritto dalla (1.2) con  $dr = dt = d\phi = 0$ , quindi

$$D^2 = r^2 (a(t_1))^2 d\theta^2.$$

Invertendo la relazione troviamo l'espressione per la distanza da diametro angolare

$$d\theta = \frac{D}{ra(t_1)} = \frac{D(1+z)}{ra_0} = \frac{D}{d_A} \quad \text{dove} \quad d_A = \frac{a_0 r}{(1+z)}.$$

Si può facilmente notare che i due tipi di distanze sono legati dalla equazione

$$d_A = \frac{d_L}{(1+z)^2}$$

e vengono usati per test osservativi dei parametri cosmologici mediante il diagramma di Hubble che verrà descritto nel paragrafo successivo.

### 1.2.4 La legge di Hubble

Nell'Universo in espansione il redshift cosmologico è proporzionale alla distanza dell'oggetto. La scoperta di questa relazione risale al 1929, quando Edwin Hubble misurò la distanza di galassie vicine tramite l'uso di stelle Cefeidi e ricavò una relazione lineare tra le due quantità.

La velocità di recessione  $v$  delle galassie è data dalla derivata temporale della distanza propria e usando la (1.6)

$$v = \dot{d}_{pr} = \dot{a}f(r) = \frac{\dot{a}}{a} d_{pr}$$

si trova la famosa *legge di Hubble*

$$v = H d_{pr} \quad (1.7)$$

dove  $H = \dot{a}/a$  è il *parametro di Hubble*.

Vista l'iniziale imprecisione nelle misure della velocità,  $H$  è stato parametrizzato in modo tale che

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}$$

dove  $H_0 = H(t_0)$  e dalle osservazioni recenti di stelle variabili Cefeidi (Freedman et al. 2001) vale

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} .$$

La (1.7) ha la proprietà di non dipendere dal sistema di riferimento: la velocità di due galassie che si allontanano cresce con la distanza a prescindere dal punto dal quale osserviamo. Considerando tre osservatori nei vertici del triangolo ABC la velocità di recessione dell'osservatore al vertice B misurata da A sarà descritta dalla legge di Hubble

$$\vec{v}_{AB} = \vec{v}_{AC} + \vec{v}_{CB} = H\vec{r}_{AC} + \vec{v}_{CB} = H\vec{r}_{AB}$$

quindi

$$\vec{v}_{CB} = H(\vec{r}_{AB} - \vec{r}_{AC}) = H\vec{r}_{CB}$$

e si dimostra che anche l'osservatore in C vedrà B recedere secondo la (1.7).

A questo punto possiamo introdurre il *parametro di decelerazione* che indica l'accelerazione o decelerazione dell'espansione dell'Universo

$$q(t) = - \frac{a(t)\ddot{a}(t)}{(\dot{a}(t))^2}$$

ed è legato alla densità dell'Universo.

La verifica sperimentale della legge di Hubble è visibile nel *diagramma di Hubble* che mostra la distribuzione in magnitudine di determinati oggetti

(candele standard<sup>1</sup>) in funzione dei loro redshift. In particolare la pendenza a bassi redshift determina il tasso di espansione attuale  $H_0$ , mentre la forma del diagramma ad alto redshift dipende dal parametro di decelerazione  $q$  e determina la geometria globale dell'Universo.

### 1.2.5 L'equazione di Einstein e la costante cosmologica

L'equazione del campo gravitazionale proposta da Einstein collega il tensore energia-impulso  $T_{\alpha\beta}$  al tensore metrico  $g_{\alpha\beta}$  nel seguente modo

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}Rg_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta} \quad (1.8)$$

dove  $R_{\alpha\beta}$  e  $R$  sono rispettivamente il tensore di Ricci e lo scalare di curvatura derivati dal tensore di curvatura  $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ .

Il tensore energia-impulso per un fluido perfetto con densità  $\rho$ , pressione  $p$  e quadrivelocità  $u_\alpha$  è definito nel seguente modo

$$T_{\alpha\beta} = (p + \rho c^2)u_\alpha u_\beta - pg_{\alpha\beta}$$

e contiene informazioni sulla materia ed energia agendo nella (1.8) come termine sorgente della gravità.

L'equazione di Einstein ci dimostra che nell'ambito della teoria della relatività generale la curvatura dello spazio-tempo e la massa-energia presenti nell'Universo agiscono una sull'altra: la massa curva lo spazio-tempo mentre la curvatura dello spazio-tempo indica ad una massa libera lungo quale traiettoria muoversi.

La convinzione comune agli inizi del secolo era che l'Universo fosse statico. Poiché i modelli derivanti dalla (1.8) descrivono Universi che evolvono nel tempo, Einstein introdusse una costante  $\Lambda$  detta *costante cosmologica* ottenendo

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}Rg_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta} - \Lambda g_{\alpha\beta}. \quad (1.9)$$

Il modello di Universo statico fu sorpassato una volta scoperta l'espansione di Hubble, ma la costante  $\Lambda$  rimane attuale nella spiegazione della densità dell'Universo, come vedremo nel paragrafo 1.2.7.

### 1.2.6 Le equazioni di Friedmann

Applicando l'equazione di Einstein all'Universo descritto dalla metrica di Robertson e Walker e riempito di un fluido perfetto, omogeneo e isotropo caratterizzato dal tensore energia-impulso  $T_{\alpha\beta}$  si ottengono le *equazioni di Friedmann*

$$\dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho a^2 + \frac{1}{3}c^2\Lambda a^2 \quad (1.10)$$

---

<sup>1</sup>Le candele standard sono oggetti per i quali è nota la luminosità quindi dalla sola misura del flusso si può ricavare la distanza.

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right)a + \frac{1}{3}c^2\Lambda a, \quad (1.11)$$

la prima dalle componenti tipo tempo ( $\alpha = \beta = 0$ ) mentre la seconda dalle componenti spaziali ( $\alpha$  e  $\beta \neq 0$ ).

Le due equazioni non sono indipendenti e si può ricavare una terza

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0 \quad (1.12)$$

che deriva dalle proprietà di conservazione di  $T_{\alpha\beta}$  e indica che l'espansione dell'Universo è adiabatica.

### 1.2.7 La densità dell'Universo

Le equazioni di Friedmann sono derivate per un fluido perfetto e possono essere risolte descrivendo il legame tra la pressione e la densità con l'equazione di stato

$$p = w\rho c^2 \quad (1.13)$$

dove il parametro  $w$  è una costante che assume valori differenti a seconda del tipo di materia considerata

$$w = \begin{cases} 0 & \text{materia non relativistica e non collisionale} \\ 1/3 & \text{radiazione} \\ -1 & \text{"vuoto"} \end{cases} .$$

Combinando l'equazione di stato con la (1.12) si ottiene

$$\rho = \rho_0(1+z)^{3(1+w)}$$

dove

$$\begin{aligned} \rho_M &= \rho_{M0}(1+z)^3 && \text{materia non relativistica} \\ \rho_R &= \rho_{R0}(1+z)^4 && \text{radiazione} \\ \rho_\Lambda &= \text{cost.} && \text{costante cosmologica} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Si noti che la densità del vuoto viene attribuita alla costante cosmologica.

Dall'equazione (1.10) si può esprimere la curvatura in funzione dei tre contributi alla densità totale  $\rho_{tot} = \rho_M + \rho_R + \rho_\Lambda$  come

$$\frac{kc^2}{a^2} = H^2\left(\frac{\rho_{tot}}{\rho_c} - 1\right) \quad (1.15)$$

dove si definisce

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} .$$

Nella (1.15) viene introdotto il parametro  $\rho_c$  che indica la *densità critica*

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$



e assume il valore  $\rho_c = 1.879 \cdot 10^{-29} \text{ h}^2 \text{ g cm}^{-3}$  (Hagiwara et al. 2002). Per indicare il rapporto tra le densità e la  $\rho_c$  è utile introdurre anche il *parametro di densità*

$$\Omega_{tot}(t) = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c}$$

dal quale dipende in modo cruciale l'evoluzione dell'Universo poiché

$$\Omega_{tot}(t) \begin{cases} > 1 \\ = 1 \\ < 1 \end{cases} \quad \text{implica un Universo} \quad \begin{matrix} \text{chiuso} \\ \text{piatto} \\ \text{aperto} \end{matrix} .$$

Dividendo la prima equazione di Friedmann (1.10) per  $a_0^2$  e usando la dipendenza della densità dal redshift per differenti tipi di materia (1.14) vediamo che

$$H^2 = H_0^2 [\Omega_{R,0}(1+z)^4 + \Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda,0} + 1 - \Omega_{tot,0}]$$

quindi l'Universo attraversa fasi evolutive differenti: inizialmente il contributo maggiore è dato da  $\Omega_R$ , successivamente da  $\Omega_M$  ed appena ad epoche recenti da  $\Omega_\Lambda$ . Per questa ragione è importante valutare il contributo alla densità delle tre componenti:

- materia relativistica (radiazione del fondo cosmico nelle microonde (par. 1.3.1) e i neutrini),
- materia non relativistica (barionica e non barionica) e
- costante cosmologica.

La materia relativistica all'epoca attuale contribuisce in modo esiguo alla densità totale ed il contributo dei fotoni del fondo cosmico e dei neutrini fornisce un valore attuale di  $\Omega_{R,0}h^2 \simeq 4.2 \cdot 10^{-5}$ .

La materia barionica stimata da osservazioni di stelle (*materia barionica luminosa*) fornisce un contributo di  $\Omega_{lum}h = 0.002 - 0.006$  mentre la nucleosintesi primordiale (vedi par. 1.3.2) contribuisce alla densità totale con  $\Omega_b h^2 \simeq 0.02$ . Questa differenza evidenzia la presenza di *materia barionica oscura* dovuta prevalentemente al gas ionizzato nei cluster e in minor parte da buchi neri, pianeti extrasolari e nane brune.

Tuttavia osservazioni della dinamica degli ammassi di galassie, delle curve di velocità delle galassie spirali e del lensing gravitazionale indicano  $\Omega_{M,0} \simeq 0.3$  il che dimostra la presenza di un contributo notevole alla *materia oscura* dovuto ad una componente *non barionica*. Per questo tipo di materia vengono prevalentemente usati due modelli di particelle non collisionali. Nel primo caso si pensa dominino particelle con alta dispersione di velocità (per questo motivo chiamate *materia oscura calda* - hot dark matter) che al disaccoppiamento erano ancora relativistiche: il candidato più valido è il neutrino

con massa  $\sim 10$  eV. Nel secondo modello le particelle hanno una dispersione di velocità bassa (materia oscura *fredda* - cold dark matter) e al disaccoppiamento non erano più relativistiche: i candidati sarebbero particelle supersimmetriche oppure assioni con massa dell'ordine del GeV.

Le osservazioni degli ultimi anni, in particolar modo quelle del fondo cosmico nelle microonde (del quale accenneremo nel paragrafo 1.3.1), indicano che la metrica dell'Universo è compatibile con un Universo piatto ( $k = 0$ ). Dev'essere quindi presente un contributo non nullo dovuto alla costante cosmologica che viene espresso mediante il parametro  $\Omega_{\Lambda 0}$  per il quale le osservazioni suggeriscono un valore attuale di  $\simeq 0.7$  e al quale viene dato il nome di *energia oscura*.

### 1.3 Il modello standard dell'Universo

Il *modello standard* assume un universo omogeneo e isotropo, costituito da un fluido di materia e radiazione la cui evoluzione è descritta dalle equazioni di Friedmann che derivano direttamente dalle equazioni di Einstein per la relatività generale. Questo modello viene comunemente chiamato modello di *Big Bang caldo* e si basa su tre osservazioni chiave: l'espansione dell'Universo discussa precedentemente, il fondo cosmico nelle microonde e la nucleosintesi primordiale, delle quali accenneremo in seguito.

Le basi osservative elencate presumono che l'Universo nelle fasi iniziali fosse caratterizzato da alte densità e temperatura nonché da una fase dove materia e radiazione erano in equilibrio termodinamico.

Il modello tuttavia presenta dei problemi. Per spiegare le osservazioni attuali che indicano un Universo con  $\Omega_0 \simeq 1$  il parametro di densità totale ad alto redshift sarebbe dovuto essere talmente prossimo all'unità da necessitare una regolazione estremamente precisa (*fine tuning*) delle condizioni iniziali (*problema della piattezza*). Il *problema dell'orizzonte* è invece riferito al fondo cosmico nelle microonde (par. 1.3.1), nel quale si osserva un'alto grado di isotropia tra regioni che all'epoca non erano causalmente connesse.

Questo tipo di quesiti viene risolto dal paradigma dell'*inflazione* che prevede un periodo di espansione esponenziale nelle prime fasi dell'Universo. In tal modo l'Universo si espande più in fretta dell'orizzonte consentendo a regioni inizialmente in contatto causale di diventare più grandi dell'orizzonte. In modo naturale viene risolto anche il problema della piattezza, dato che le perturbazioni primordiali vengono "livellate" dall'espansione esponenziale.

#### 1.3.1 Il fondo cosmico nelle microonde

Il fondo cosmico nelle microonde (CMB, *cosmic microwave background*) è la radiazione che risale a circa 380.000 anni dopo il Big Bang. I primi a teorizzarne la presenza furono Alpher, Bethe e Gamow (Alpher et al. 1948)

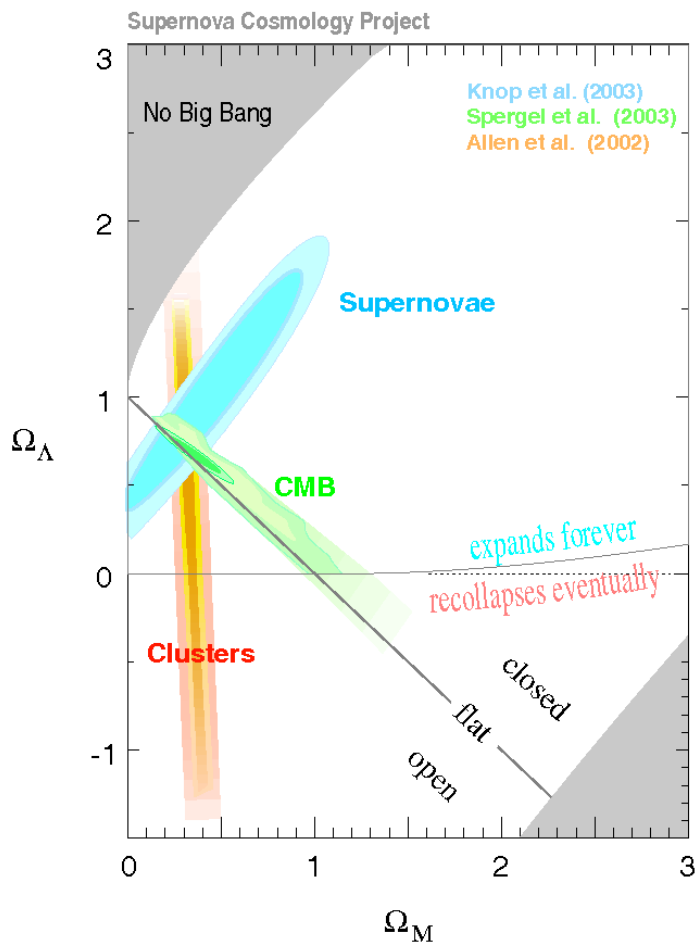


Figura 1.1: Il *triangolo cosmico* (figura da Knop et al. 2003) visualizza i vari tipi di Universo (piatto, chiuso o aperto) per differenti valori dei parametri della densità di materia  $\Omega_M$  e della costante cosmologica  $\Omega_\Lambda$  al tempo attuale. Le osservazioni recenti di supernove, del CMB e degli ammassi di galassie forniscono assieme una forte evidenza per un Universo piatto con  $\Omega_{M0} \simeq 0.3$  e  $\Omega_{\Lambda0} \simeq 0.7$ .

tentando di spiegare la creazione degli elementi durante il Big Bang. Uno dei prodotti secondari della teoria sarebbe stato un fondo di radiazione a temperatura di circa 5 K, che in realtà fu scoperto solo vent'anni dopo ad opera dei premi Nobel Penzias e Wilson (Penzias & Wilson 1965, Dicke 1965).

Le alte densità e temperature presenti all'inizio dell'Universo indicano che le particelle presenti all'epoca, quindi anche i fotoni, erano in equilibrio termodinamico tra loro. Di conseguenza la radiazione era accoppiata alla materia e l'Universo risultava opaco. A causa dell'espansione temperatura e densità diminuirono in modo tale da consentire il disaccoppiamento dei fotoni

dalla materia e l'Universo diventa opaco. Non essendo più legati ai fotoni i protoni ed elettroni possono combinarsi formando nuclei di idrogeno (epoca della *ricombinazione*).

Il fondo cosmico misurato nelle microonde è il più preciso spettro di corpo nero che si conosca in natura e la sua temperatura stimata è 2.73 K. Le variazioni di temperatura presenti sono dell'ordine di  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$  e sono legate alle perturbazioni di densità presenti alla ricombinazione, che quindi forniscono le condizioni iniziali per la crescita delle strutture.

Le osservazioni effettuate ad ora specialmente da satelliti (COBE, Wright et al. 1996, e WMAP, Spergel et al. 2006) e palloni (BOOMERANG, MacTavish 2005) forniscono inoltre l'evidenza di un Universo piatto e un contributo alla densità totale attuale di  $\Omega_{\gamma} h^2 \simeq 2.5 \cdot 10^{-5}$ . Con WMAP e in particolare con la futura missione Planck ci si aspetta di osservare in maggior dettaglio la polarizzazione dovuta allo scattering Thomson presente nelle fasi di disaccoppiamento e ricombinazione.

### 1.3.2 La nucleosintesi cosmologica

La nucleosintesi cosmologica è la sintesi degli elementi leggeri (fino al litio  ${}^7\text{Li}$ ) che avviene entro i primi tre minuti dal Big Bang. Le particelle presenti all'epoca in cui la temperatura dell'Universo è maggiore di  $10^{12}$  K cioè neutroni, protoni, positroni, elettroni e fotoni sono in equilibrio termodinamico.

Le interazioni deboli  $n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-$  e  $n + e^- \leftrightarrow p + \nu_e$  mantengono in equilibrio  $p$  e  $n$  finché non si disaccoppiano i neutrini. Una volta liberi l'unica reazione possibile è il decadimento  $\beta$  del neutrone. Tuttavia la vita media del neutrone è abbastanza lunga da consentire la reazione con protoni  $n + p \leftrightarrow {}^2\text{H} + \gamma$  in modo da formare deuterio  $D$  ( ${}^2\text{H}$ ).

Per la formazione dell'elio  ${}^4\text{He}$  è essenziale la presenza del deuterio, che però viene dissociato fino a quando sono presenti fotoni ad alte energie. Una volta che il numero di fotoni dissocianti  $n_{\gamma}$  diventa comparabile con il numero dei barioni  $n_B$  è consentita la formazione dell'elio. Questa è l'epoca della *nucleosintesi*.

Durante la nucleosintesi vengono formati gli elementi leggeri  $D$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  e la loro abbondanza finale dipende in modo cruciale da due parametri:

- l'abbondanza di barioni espressa in numero di fotoni  $\eta = n_B/n_{\gamma}$  alla quale sono molto sensibili soprattutto gli elementi  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$
- il numero di specie di neutrini, che influisce sulla loro temperatura di disaccoppiamento e quindi sul numero di neutroni dai quali dipende in particolare l'abbondanza dell' ${}^4\text{He}$ .

L'abbondanza in massa (cioè la percentuale in massa) dell'idrogeno primordiale è  $X \simeq 0.76$ , mentre quella dell'elio  ${}^4\text{He}$  dai calcoli della nucleosintesi è in estremo accordo con i dati osservativi che indicano  $Y \simeq 0.24$ . I metalli,

che in astrofisica indicano tutti gli altri elementi, sono trascurabili poichè per la loro formazione sono richiesti atomi stabili (con numeri atomici  $A = 5$  o  $8$ ) e vengono formati solo successivamente durante la nucleosintesi stellare. La loro formazione e le loro abbondanze e distribuzioni negli ammassi di galassie saranno l'argomento della presente tesi.

La misura del deuterio primordiale  $D$  è importante perché determina il valore del parametro cosmologico  $\Omega_B h^2$ . Il deuterio viene solamente distrutto nelle stelle quindi la determinazione della sua abbondanza deve essere stimata in ambienti poco evoluti osservando per esempio spettri in assorbimento di quasar. L' ${}^4\text{He}$  primordiale si osserva nelle nubi di idrogeno ionizzato presenti nelle galassie nane, poco evolute. L' ${}^3\text{He}$  viene determinato da osservazioni nel sistema solare, nel mezzo interstellare e nelle regioni di idrogeno ionizzato galattiche. L'abbondanza del  ${}^7\text{Li}$  primordiale è di difficile determinazione perché viene sia distrutto nei processi interni alle stelle che creato da raggi cosmici. Le osservazioni vengono svolte su stelle povere di metalli ma l'incertezza rimane molto grande.

La nucleosintesi primordiale fornisce il valore alla densità dei barioni  $0.005 < \Omega_b h^2 < 0.026$  ed è uno degli argomenti chiave che indicano l'esistenza della materia oscura non barionica.

## 1.4 La formazione delle strutture

Uno dei problemi principali dei quali si occupa la cosmologia è la formazione delle strutture più grandi nell'Universo: galassie e ammassi di galassie.

Secondo la teoria di Jeans questo tipo di strutture si sarebbe formato da instabilità gravitazionali delle fluttuazioni di densità primordiali che possiamo oggi osservare nel CMB. Partendo da un fluido mediamente omogeneo e isotropo le piccole fluttuazioni nella densità e nella velocità possono evolvere nel tempo.

Una fluttuazione di lunghezza d'onda  $\lambda$  collassa gravitazionalmente se

$$t_G \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho}} < \frac{\lambda}{2c_s} \quad (1.16)$$

cioè se il tempo di collasso  $t_G$  è più breve del tempo entro il quale la pressione riuscirebbe a far espandere il fluido alla velocità del suono  $c_s$ . Nel caso limite si ottiene la *lunghezza di Jeans*

$$\lambda_J \simeq \frac{2c_s}{\sqrt{G\rho}}$$

e da esso anche la *massa di Jeans*

$$M_J = \frac{4\pi}{3}\rho \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6}\rho\lambda_J^3.$$

Nel seguente paragrafo verrà brevemente descritta l'evoluzione lineare delle perturbazioni.

### 1.4.1 L'evoluzione lineare delle perturbazioni

Le equazioni base per l'evoluzione delle perturbazioni vengono prese in prestito dalla teoria della fluidodinamica e sono:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{equazione di continuità}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi \quad \text{equazione di Eulero}$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad \text{equazione di Poisson}$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s = 0 \quad \text{conservazione di entropia,}$$

dove densità  $\rho$ , pressione  $p$ , velocità  $\vec{v}$  ed entropia  $s$  sono caratteristiche del fluido.

Consideriamo la teoria perturbativa definendo il contrasto di densità come

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$$

dove la densità è espressa in coordinate proprie  $\vec{x}$  e  $\bar{\rho}$  è la densità media di materia.

Il set di equazioni in coordinate comoventi (posizione  $\vec{r}$  e velocità  $\vec{u}$  dove  $\vec{x} = a\vec{r}$ ) diventa

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \nabla[(1 + \delta)\vec{u}] = 0$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2H\vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = -\frac{1}{\bar{\rho}a^2} \nabla \delta p - \frac{\nabla \delta \Phi}{a^2}$$

$$\nabla^2 \delta \Phi = 4\pi G a^2 \bar{\rho} \delta$$

dove  $\delta \Phi$ ,  $\delta p$  e  $\delta \vec{v} = a\vec{u}$  sono rispettivamente le perturbazioni del potenziale gravitazionale, della pressione e della velocità.

Passando alla rappresentazione in serie di Fourier del termine di contrasto di densità e considerando perturbazioni piccole  $\delta \ll 1$  possiamo trascurare i termini non lineari presenti nel sistema di equazioni. In questo regime i modi di Fourier differenti evolvono separatamente, mentre nel regime non lineare sono accoppiati.

Unificando le tre equazioni si ottiene l'equazione d'onda che descrive l'evoluzione del contrasto di densità associato al numero d'onda  $k$  come

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k + \left( \frac{v_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G \bar{\rho} \right) \delta_k = 0 \quad (1.17)$$

per fluidi collisionali, mentre per fluidi non collisionali

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k = 4\pi G\bar{\rho}\delta_k. \quad (1.18)$$

L'equazione (1.17) nel caso di un background statico ( $H = 0$ ) ha due soluzioni: la prima è una soluzione oscillante nel caso in cui la lunghezza d'onda della perturbazione è minore della lunghezza di Jeans, nell'altro caso la soluzione è composta da due termini esponenziali, uno crescente e l'altro decrescente. Per un background non statico  $H$  agisce come un termine di viscosità, frenando il collasso.

Nel caso di fluidi non collisionali la soluzione della (1.18) è del tipo

$$\delta_k = A_k t^{2/3} + B_k t^{-1},$$

anch'essa con due termini, uno crescente nel tempo e l'altro decrescente. Il termine crescente tuttavia dipende dal parametro di densità e nei casi in cui  $\Omega_M < 1$  la crescita delle perturbazioni ad un determinato redshift viene bloccata.

La soluzione lineare finora descritta ha validità limitata: strutture come ammassi di galassie corrispondono a valori  $\delta$  dell'ordine di alcune centinaia e devono essere studiati in modo differente. L'evoluzione delle perturbazioni non lineari ( $\delta \gg 1$ ) necessita di trattazione numerica mediante simulazioni numeriche ad  $N$  corpi che nella presente tesi verranno utilizzate per lo studio delle proprietà chimiche e termodinamiche degli ammassi.

La trattazione dell'evoluzione dei diversi tipi di perturbazioni presenti a epoche cosmiche differenti ci consente di capire quali strutture si formeranno per prime data la loro massa.

La crescita delle perturbazioni viene usualmente considerata in un'Universo dove la materia è dominata dalla componente oscura. A seconda del tipo di materia oscura (calda - hot dark matter o fredda - cold dark matter) abbiamo due tipi di scenario. Nel caso delle simulazioni cosmologiche, delle quali tratteremo in seguito, lo scenario che viene preferito è quello di materia oscura fredda dove la costruzione delle strutture avviene tramite clustering gerarchico (scenario "bottom-up"): le strutture più grandi vengono formate per merging successivi di strutture più piccole.

Lo studio dei limiti e della validità di questo scenario rappresenta uno dei temi di dibattito più appassionanti della cosmologia contemporanea. Per una rassegna recente riguardo all'argomento si veda Springel, Frenk e White (2006).

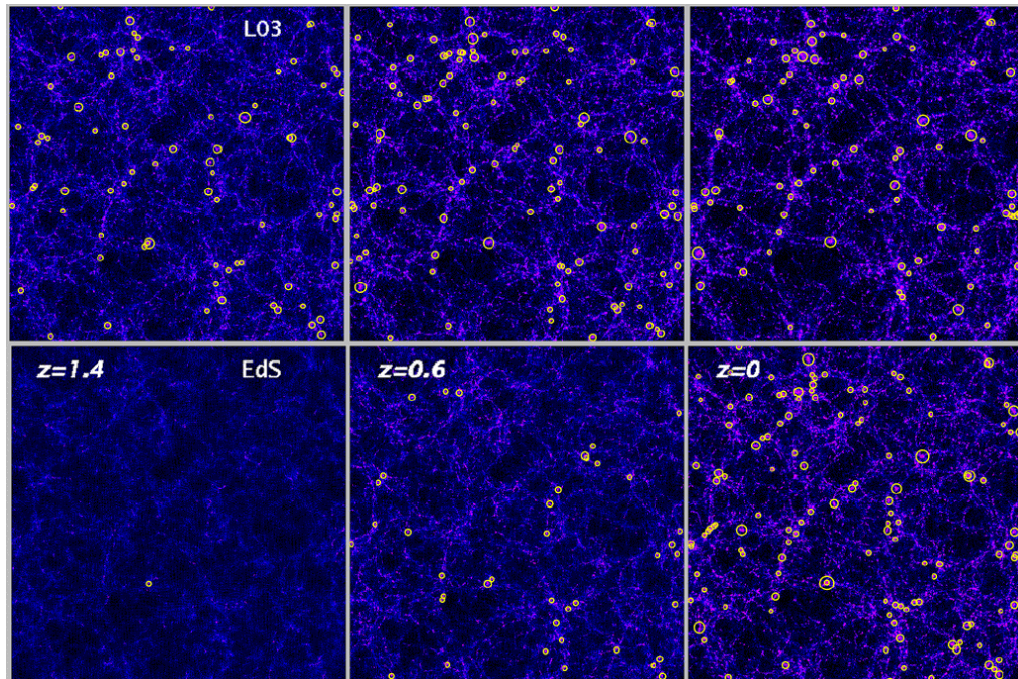


Figura 1.2: Simulazioni ad N corpi per due modelli di Universo rispettivamente con  $\Omega_M = 0.3$  (L03 - figure superiori) e  $\Omega_M = 1$  (EdS - figure inferiori) da Borgani e Guzzo (2001). Gli ammassi di galassie con  $T > 3$  keV sono evidenziati da cerchi gialli. La loro densità nei due modelli è simile al  $z = 0$  mentre a redshift maggiori dipende fortemente dalla densità di materia  $\Omega_M$ . Le simulazioni mostrano che la crescita delle perturbazioni dipende dal modello cosmologico e che gli ammassi osservati a diversi redshift possono porre dei forti vincoli alla cosmologia.



# Capitolo 2

## Ammassi di galassie

Gli ammassi di galassie sono, all'epoca attuale, le più grandi strutture virializzate, osservabili in banda ottica come assembramenti di centinaia di galassie (Abell 1958, Zwicky et al. 1966). La densità di tali oggetti e la sua evoluzione con il redshift consentono di studiare il tasso di formazione delle strutture vincolando i modelli cosmologici.

La maggior parte della materia contenuta negli ammassi di galassie non è identificabile direttamente perché è composta da materia oscura che è non collisionale e non interagisce elettromagneticamente e che domina questo tipo di oggetti grandi legati gravitazionalmente. La sua presenza viene rivelata da effetti dinamici legati al moto delle galassie, mentre uno degli effetti più spettacolari osservabili indirettamente in banda ottica è sicuramente la deflessione della luce (lensing gravitazionale) dovuta alla presenza dell'ammasso.

La maggior parte della materia barionica è presente come gas caldo diffuso chiamato *mezzo intracluster* (ICM - *IntraCluster Medium*) che permea la buca di potenziale dell'ammasso ed emette tramite il meccanismo di *bremstrahlung* termico.

Le *proprietà termodinamiche e chimiche* del gas caldo ionizzato possono essere studiate dalle *osservazioni in banda X*; in questo modo si possono ottenere informazioni sulla storia di formazione stellare, sul meccanismo di espulsione dei metalli e sull'importanza dei differenti tipi di supernovae (Renzini 1997, Pipino et al. 2002).

Le osservazioni svolte da *satelliti X* specialmente dell'ultima generazione come XMM-Newton e Chandra sono particolarmente importanti perché oltre ad avere una risoluzione spettrale e spaziale buona riescono a collezionare un numero di fotoni adeguato per poter descrivere le proprietà degli ammassi a redshift alti, permettendo uno sguardo diretto sull'evoluzione di questi oggetti.

Per una descrizione accurata delle proprietà degli ammassi di galassie si rimanda alla lettura di Sarazin (1986 e 1988) e Voit (2005), per le proprietà in banda X a Rosati et al. (2002), Borgani (2006) e Tozzi (2006).

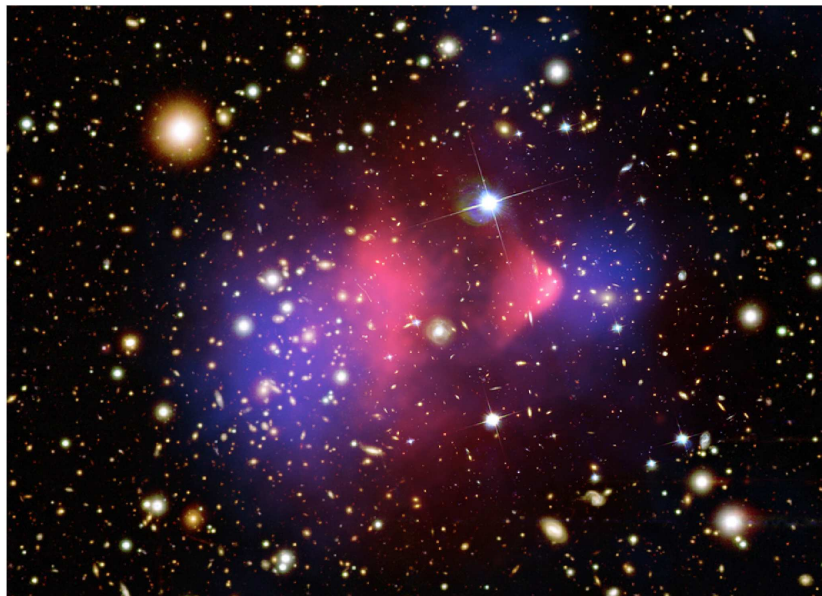


Figura 2.1: La composizione di tre immagini mostra l'ammasso 1E 0657-56: in giallo e bianco si possono vedere le galassie (banda ottica, da Magellan e HST), in rosa viene evidenziata la distribuzione del gas caldo (banda X, da Chandra) e in blu viene evidenziata la distribuzione della maggior parte di massa (misure di *lensing gravitazionale*). La separazione tra materia barionica e materia oscura dimostra che la maggior parte di materia nell'Universo è nella forma di materia oscura (Markevitch et al. 2003, Clowe et al. 2006).

## 2.1 Proprietà fisiche generali

Gli ammassi di galassie sono strutture che nella loro regione centrale di  $\sim 1$  Mpc contengono da centinaia fino a migliaia di galassie e hanno tipicamente delle masse tra  $10^{14}$  e  $10^{15} M_{\odot}$ . Assembramenti minori, con masse tipiche di  $10^{13} M_{\odot}$ , vengono chiamati gruppi di galassie. Nelle osservazioni nell'ottico gli ammassi vengono individuati come concentrazioni nella distribuzione proiettata di galassie (Abell 1958, Zwicky et al. 1966, Abell et al. 1989).

Strutture di questo tipo sono associate a buche di potenziale gravitazionale molto profonde e contengono tipicamente galassie con dispersione di velocità lungo la linea di vista  $\sigma_v \sim 10^3 km s^{-1}$ . Il tempo di attraversamento<sup>1</sup> delle galassie dipende dal raggio  $R$  degli ammassi (le unità di misura vengono

<sup>1</sup>Il tempo di attraversamento (*tempo di crossing*) è il tempo medio che impiegherebbe una galassia ad attraversare l'ammasso; fornisce una stima del tempo necessario al rilassamento dinamico dell'ammasso.

espresse tra parentesi quadre):

$$t_{cr} \simeq 1 \frac{R_{[1Mpc]}}{\sigma_v [10^3 km s^{-1}]} Gyr$$

ed è dell'ordine di  $10^9$  anni. Confrontandolo con il tempo di Hubble  $t_H \simeq 10 h^{-1} Gyr$  si deduce che il sistema ha tempo di rilassarsi dinamicamente, almeno per quel che riguarda la regione interna.

Assumendo l'equilibrio viriale<sup>2</sup> si ottiene che la massa tipica del cluster è

$$M \simeq \frac{R\sigma_v^2}{G} \simeq R_{[1Mpc]} \sigma_v^2 [10^3 km s^{-1}] 10^{15} h^{-1} M_\odot .$$

Già Smith (1936) e Zwicky (1937) osservarono che la massa derivante dalla dispersione di velocità delle galassie differiva molto dalla massa della sola componente luminosa, ottenendo una delle prime evidenze di presenza di materia oscura.

I barioni ammontano circa al  $\sim 15\%$  della massa totale degli ammassi e per circa l'85% sono presenti sotto forma di gas caldo diffuso che permea la buca di potenziale e viene comunemente chiamato mezzo intracluster (o ICM - *IntraCluster Medium*). Nelle strutture rilassate ci aspettiamo che la dinamica del gas e delle galassie sia la stessa, quindi la temperatura tipica dell'ICM sarà dell'ordine di

$$kT \simeq \mu m_p \sigma_v^2 \simeq 6 \sigma_v^2 [10^3 km s^{-1}] keV ,$$

dove  $m_p$  è la massa del protone e  $\mu$  il peso molecolare medio ( $\mu = 0.6$  nel caso di gas primordiale). Questa correlazione viene confermata dai dati osservativi (Wu et al. 1999), il che indica che gli ammassi sono in buona parte strutture rilassate.

Il gas diffuso riscaldato a queste temperature ( $\sim 10^7 - 10^8 K$ ) è un plasma totalmente ionizzato per il quale avviene emissione di fotoni in banda X a causa del processo di *bremstrahlung* termico (paragrafo 2.1.1).

Nella maggior parte degli ammassi si assume che il gas sia in equilibrio idrostatico. L'equazione di equilibrio idrostatico che collega la pressione locale  $p$  alla densità del gas  $\rho$  assumendo simmetria sferica diventa

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM\rho_{gas}}{r^2} ;$$

utilizzando l'equazione di stato per i gas perfetti si trova l'espressione per la massa gravitazionale entro un determinato raggio  $R$  per cui

$$M(< R) = -\frac{kTR}{G\mu m_p} \left( \frac{d \log \rho_{gas}}{d \log R} + \frac{d \log T}{d \log R} \right) ,$$

---

<sup>2</sup>Per sistemi in equilibrio legati gravitazionalmente si può dimostrare che è valido il *teorema del viriale* secondo il quale l'energia totale è sempre metà dell'energia potenziale mediata nel tempo, cioè  $\langle E \rangle = 1/2 \langle U \rangle$ .

dove i due parametri importanti legati direttamente alla massa sono la densità del gas  $\rho_{gas}$  e la temperatura  $T$  calcolate ambedue al raggio  $R$ .

Una buona approssimazione del profilo di densità del gas è ottenuta dal  $\beta$ -*model* (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976) corrispondente ad un gas isoterma in equilibrio idrostatico in una buca di potenziale associata a un profilo di King per la densità di materia oscura. Il profilo di densità è descritto da

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

dove  $r_c$  è il raggio centrale. Il parametro  $\beta$  è definito come rapporto tra l'energia cinetica specifica della materia oscura e l'energia termica specifica del gas

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

### 2.1.1 Emissione in banda X

La radiazione di *bremsstrahlung* (dal tedesco *frenamento*) viene emessa quando un elettrone viene rallentato dal campo elettrostatico di uno ione e la perdita di energia dell'elettrone avviene mediante emissione di un fotone nella banda X. Oltre ad essere importante solo a temperature molto alte (sopra ai  $10^7$  K ovvero 1 keV), dipende sostanzialmente dalla temperatura, dalla carica dello ione e dal prodotto della densità elettronica per la densità degli ioni. L'emissività specifica (alla frequenza  $\nu$ ) è

$$\epsilon_\nu \propto n_e n_i g(\nu, T) T^{1/2} e^{-h\nu/kT}.$$

L'emissività totale nell'X si ottiene integrando sulla distribuzione delle velocità degli elettroni e sulle frequenze

$$\frac{dL}{dV} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e^2 Z^2 \bar{g}_B \quad \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3},$$

dove  $Z$  è il numero atomico degli ioni e  $\bar{g}_B$  è il fattore di Gaunt mediato sulle velocità e sulle frequenze.

L'emissività dipende da  $n_e^2$ : per questo motivo gli ammassi sono molto più facilmente distinguibili nella banda X, poichè a queste lunghezze d'onda il contrasto rispetto al fondo è maggiore che non nella banda ottica. Integrando l'equazione di distribuzione del gas si ottiene la luminosità  $L_X$  che tipicamente assume valori attorno a  $\sim 10^{43} - 10^{45}$  erg s<sup>-1</sup>, il che permette di identificare gli ammassi come sorgenti estese fino a distanze cosmologiche.

Il tasso con cui l'ICM irradia energia viene descritto dalla funzione di raffreddamento (*funzione di cooling*)  $\Lambda_c(T)$  calcolata assumendo che l'equilibrio di ionizzazione collisionale determini l'abbondanza relativa di ogni ione. Quindi l'emissività può essere scritta come

$$\frac{dL}{dV} \propto n_e n_H \Lambda_c(T).$$

Nel caso di *bremsstrahlung* puro la funzione  $\Lambda_c$  dipende dalla temperatura in modo proporzionale a  $T^{1/2}$ .

Per caratterizzare il raffreddamento dell'ICM si definisce il tempo di raffreddamento (per *bremsstrahlung* termico puro)

$$t_{cool} = \frac{kT}{n\Lambda(T)} \simeq 8.5 \cdot 10^{10} n^{-1}_{[10^{-3}]} T^{1/2}_{[10^8 K]} \text{ yr},$$

dove  $n$  indica la densità in numero delle particelle di gas. Si può notare come nelle regioni interne, dove sia la temperatura che la densità aumentano, il tempo diventa molto più breve rispetto al tempo di Hubble. Questo indica che nelle parti centrali una frazione di gas caldo passa alla fase fredda e non emette più nell'X.

Fabian (1994) con il suo modello di *cooling flow* sostenne che tale raffreddamento dovesse innescare una deposizione di materia fredda al centro dell'ammasso: la perdita di pressione entro il raggio in cui  $t_{cool} = t_H$  dovuta al raffreddamento del gas interno dovrebbe indurre un flusso di gas dall'esterno verso il centro dell'ammasso in modo da aumentare la densità centrale. In questo modo vengono sovrapporrebbero fasi di gas caratterizzate da temperature differenti. Attualmente questo modello è invalidato dalle osservazioni più recenti. Infatti, diversi autori (p.es. Peterson et al. 2003) non trovano evidenze osservative di linee di emissione associate a transizioni atomiche a bassa energia, corrispondenti ad una temperatura inferiore ai 2 keV. Inoltre (Peterson et al. 2003 e Böhringer et al. 2001) il tasso di deposizione di massa osservato spettroscopicamente è largamente inferiore a quello predetto sulla base della brillantezza superficiale, mentre è consistente con i dati in banda ottica sul tasso di formazione stellare (McNamara 2004). Infine, la temperatura al centro degli ammassi raggiunge circa un terzo del suo valore viriale, il che fornisce la chiara indicazione che un qualche processo fisico impedisce al gas di raffreddarsi oltre tale limite.

Oltre all'emissione di tipo *bremsstrahlung*, nello spettro di emissione si possono osservare anche forti transizioni di linea ai livelli atomici  $n = 1$  e  $n = 2$  di elementi altamente ionizzati dal  $C$  al  $Ni$ . Soprattutto nel plasma ionizzato con temperature  $< 3$  keV deve essere considerato anche il raffreddamento dovuto anche alle righe di emissione dei metalli (p.es. Raymond & Smith 1977). Questo aspetto verrà trattato nel paragrafo (2.3.2) riguardante le proprietà chimiche dell'ICM.

### 2.1.2 Relazioni tra massa, temperatura e luminosità

Se la termodinamica dell'ICM fosse determinata interamente da processi gravitazionali, in assenza quindi di una scala caratteristica, ammassi con masse differenti sarebbero semplicemente versioni riscalate uno dell'altro (modello autosimilare di Kaiser 1986).

Secondo tale modello nella banda X, dove i fotoni vengono prodotti da emissione di *bremsstrahlung*, le tre quantità fisiche - massa totale  $M$ , temperatura  $T$  del gas e luminosità  $L$  - sono legate dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} L &\propto M \rho_{gas} T^{1/2} \\ L &\propto T^2 (1+z)^{3/2} \\ L &\propto M^{4/3} (1+z)^{7/2}. \end{aligned}$$

Dalle osservazioni tuttavia si vede che le relazioni di autosimilarità sono corrette solo per temperature molto alte,  $\simeq 10$  keV, mentre a temperature inferiori la relazione  $L_X - T$  si irripidisce. Per questo tipo di sistemi viene corrispondentemente predetto un eccesso di entropia nelle zone centrali.

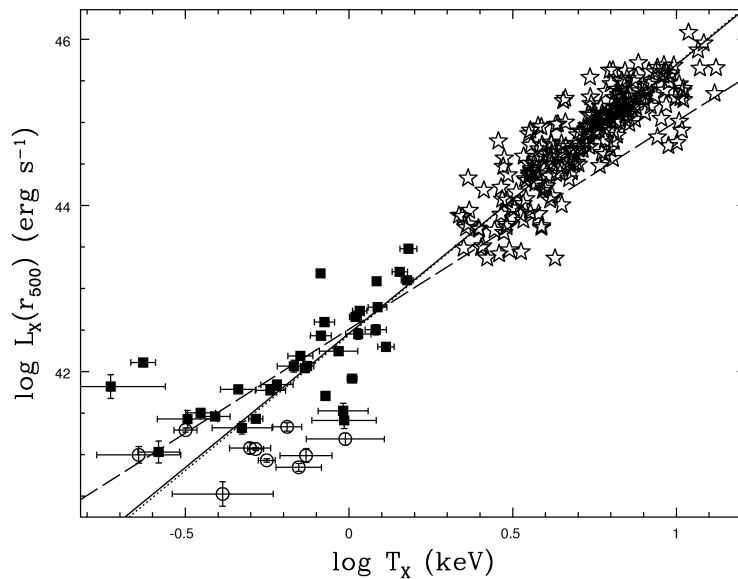


Figura 2.2: Relazione luminosità  $L_X$  - temperatura  $T$  per ammassi (dati ASCA) e gruppi (dati ROSAT) con i *best fit* per gruppi (linea tratteggiata), per gli ammassi (linea punteggiata) e per ambedue (linea continua). Figura da Osmond & Ponman (2004).

La violazione delle relazioni di scala ha differenti interpretazioni. Una possibile spiegazione potrebbe venire dal riscaldamento del gas ad epoche non recenti prodotto dal feedback di sorgenti astrofisiche non gravitazionali. Il riscaldamento avrebbe accresciuto l'entropia dell'ICM prevenendo le alte densità centrali durante il collasso gravitazionale, diminuendo quindi la luminosità. Se l'energia in eccesso richiesta per ogni particella viene fissata (simulazioni semianalitiche e numeriche indicano  $\sim 1$  keV per ogni particella di gas), questo effetto risulta pronunciato negli ammassi a basse temperature.

Un motivo diverso può essere legato al raffreddamento radiativo; infatti il gas soggetto alle perdite di energia, che diminuisce la sua entropia, viene confinato nelle stelle. Di conseguenza rimangono nell'ICM solo i barioni con entropia maggiore, i quali hanno tempo di raffreddamento superiore all'età dell'ammasso stesso (Voit 2005). In questo modo l'entropia del gas interno aumenterebbe e la massa di gas caldo al centro diminuirebbe, portando ad una diminuzione anche della luminosità nell'X.

Tuttavia nelle simulazioni numeriche si nota il fenomeno di *overcooling*, un sovraraffreddamento nella regione centrale, dove addirittura il 50% del gas caldo diventa freddo, mentre le osservazioni indicano che meno del 10% dei barioni fa parte delle stelle.

Questa discrepanza indica che nelle simulazioni devono essere considerati anche meccanismi di feedback come esplosioni di supernovae (Pipino et al. 2002, che predicano al massimo 0.4 keV per particella assumendo un contributo del 100% da SN Ia e di  $\sim 3\%$  da SN II) o Nuclei Galattici Attivi (AGN) che riescano ad aggiungere l'energia sufficiente a bilanciare il sovraraffreddamento.

## 2.2 Satelliti in banda X

A causa dell'assorbimento dei raggi X da parte dell'atmosfera terrestre, l'emissione degli ammassi viene misurata da particolari telescopi e spettrometri adatti alle alte energie posti in funzione su satelliti.

Il primo satellite a fare osservazioni mirate all'acquisizione di cataloghi di oggetti astrofisici in banda X fu *Uhuru* (Giacconi et al. 1972). L'emissione estesa nelle immagini coincideva con gli ammassi ricchi presenti nell'ottico. La supposizione che i raggi X provenienti dagli ammassi fossero di origine termica e dovuti al gas caldo diffuso presente in essi (Cavaliere et al. 1971) fu confermata dagli spettri osservati dal satellite successivo, HEAO-1, che coincidevano con spettri di *bremstrahlung* termico e rivelavano la presenza della riga  $K\alpha$  del *Fe*.

Le missioni successive di satelliti con miglior risoluzione spettrale e spaziale furono mirate ad acquisire cataloghi di ammassi di galassie per lo studio delle proprietà generali e cosmologiche ad alti redshift. ROSAT, uno dei satelliti che rivoluzionò questo tipo di osservazioni, riuscì a mappare  $10^4$  gradi quadrati del cielo con ammassi identificati fino a  $z \simeq 0.5$ .

Le righe spettrali degli altri elementi presenti in differenti ammassi furono osservate da satelliti come ASCA (p.es. Baumgartner et al. 2005), BeppoSax (p.es. De Grandi & Molendi 2001), XMM-Newton<sup>3</sup> (p.es. Tamura et al. 2004) e Chandra<sup>4</sup> (p.es. Vikhlinin et al. 2005, Balestra et al. 2006).

---

<sup>3</sup><http://xmm.vilspa.esa.es/>

<sup>4</sup><http://chandra.harvard.edu>

Confrontando le osservazioni è utile tenere a mente che gli strumenti a bordo di questi satelliti hanno specifiche differenti. Il satellite ASCA ha una risoluzione angolare non troppo buona a causa della PSF (*Point Spread Function*) larga, che dipende fortemente dall'energia e non è simmetrica radialmente. Al contrario BeppoSAX ha una PSF più stabile. Le larghezze equivalenti delle righe dei metalli, utilizzate per derivare le abbondanze, variano notevolmente con la temperatura e nel caso in cui la risoluzione spettrale dei ricettori non sia adeguata le abbondanze derivate non sono affidabili. Le camere CCD ad alta risoluzione presenti sui satelliti Chandra e XMM–Newton, nonché una maggiore area effettiva dei loro telescopi ed una PSF assai migliorata, hanno consentito di ottenere risultati migliori per quanto riguarda sia la risoluzione spettrale che la distribuzione spaziale degli elementi negli ammassi.

Gli errori nei quali si può incorrere nelle osservazioni sono statistici, dovuti cioè ai pochi fotoni misurati, oppure sistematici di calibrazione, dovuti all'incorretta calibrazione dell'area effettiva ed errori causati dalla sottrazione del background specialmente dove la brillantezza superficiale è bassa. Sulla corretta derivazione delle abbondanze influisce principalmente la calibrazione dell'area effettiva (Baumgartner et al. 2005), che può causare la presenza spuria di righe residue presenti alle stesse energie delle righe spettrali che si vuole misurare (p.es. negli ammassi a basse temperature per *Ca* nel caso di ASCA e per l'*O* per ASCA e Chandra).

Come scritto in precedenza, la luminosità in banda X dipende dal quadrato della densità del gas; il calo di densità verso l'esterno fa sì che le regioni viste meglio dai satelliti sono tipicamente regioni centrali; le quantità osservate vengono solitamente espresse in unità dei raggi osservati  $R_{\Delta}$ , ai quali la densità assume il valore di  $\Delta\rho_c$ , dove  $\rho_c$  è la densità critica.

## 2.3 Ammassi di galassie in banda X

### 2.3.1 Proprietà termodinamiche

Poiché gli ammassi di galassie si comportano essenzialmente come *closed boxes*, ritenendo la maggior parte di tutta la materia che cade entro il raggio viriale, lo stato termodinamico dell'ICM riflette l'intera storia di accrescimento dei barioni nella buca di potenziale dell'ammasso. Ne consegue che la formazione galattica, l'evoluzione stellare, l'espulsione di gas arricchito dalle galassie per mezzo di venti, gli shock a cui è soggetto il gas che entra nel raggio viriale, segnano in modo indelebile le proprietà globali dell'ICM. In particolare, l'entropia dell'ICM è generata sia nella fase di accrescimento a causa degli shock a cui è soggetto il gas nei filamenti, sia dal raffreddamento radiativo che rimuove dalla fase calda il gas con entropia minore.

Comprendere a fondo quali sono i processi fisici responsabili delle pro-



prietà degli ammassi e quale sia il loro effetto combinato è di fondamentale importanza al fine di comprendere la formazione e l'evoluzione degli ammassi stessi; comprensione che, a sua volta, è necessaria per poter sfruttare gli ammassi come *fair sample* dell'universo e quindi come fonte di precisi vincoli alla cosmologia e all'evoluzione dell'universo.

## Entropia

L'entropia è una proprietà fondamentale in quanto essa determina le proprietà X dell'ICM oltre a contenere informazioni sulla storia termodinamica del gas. Il gas è convettivo (il gas con bassa entropia tende a fluire verso il centro, mentre il gas con alta entropia risale verso le zone esterne) finché non viene raggiunto un equilibrio nel quale le superfici isentropiche coincidono con le superfici equipotenziali dovute alla materia oscura. La distribuzione di entropia del gas e la forma della buca di potenziale di materia oscura dell'ammasso determinano le proprietà nei raggi X degli ammassi rilassati (Voit 2005).

Dal momento che l'entropia non è una quantità fisica direttamente osservabile, essa viene ricavata combinando le informazioni ottenute dai profili di densità e di temperatura degli ammassi.

Nella letteratura riguardante gli ammassi si parla di entropia riferendosi alla quantità

$$K = \frac{kT}{\mu m_p \rho_g^{2/3}}$$

dove  $K$  è anche la costante di proporzionalità per il gas adiabatico monoatomico  $P = K \rho_g^{5/3}$  ed è legata alla definizione classica di entropia per particella dalla relazione  $s = k \ln K^{3/2} + s_0$ . Frequentemente viene chiamata entropia anche la quantità

$$S = \frac{kT}{n_e^{2/3}}, \quad (2.1)$$

cosicchè risulta  $K \propto S$ .

Lo studio di questi processi viene svolto principalmente in due modi: studiando modelli di accrescimento *smooth* sfericamente simmetrico, nei quali il gas passa attraverso uno shock di accrescimento quanto entra nel cluster (Tozzi & Norman 2001, Voit et al. 2003), oppure studiando modelli di accrescimento gerarchico. Le simulazioni numeriche che non tengono conto dei processi radiativi mostrano ammassi con una struttura di entropia come ci si aspetta dalle relazioni a a pag. 28 (p.es. Navarro et al. 1995).

Infatti, Tozzi & Norman (2001) e Voit (2005) mostrano con modelli semianalitici che i profili di entropia degli ammassi dovrebbero seguire la relazione attesa per le zone esterne in un accrescimento sferico sotto l'azione della sola gravità. Al contrario i dati osservativi di Ponman et al. (2003) e Arnaud et al. (2006) mostrano che (1) i profili di entropia al di fuori di  $0.1 R_{200}$

seguono tale relazione una volta riscaldati per  $T^{2/3}$  e (2) che l'entropia nella zona centrale (entro  $R < 0.1 R_{200}$ ) scala anch'essa come  $T^{2/3}$  mentre il suo profilo mostra una notevole variazione da oggetto ad oggetto. La domanda a cui si cerca ancora risposta è come la formazione delle galassie e il *feedback* possano produrre questa amplificazione dei profili di entropia nei gruppi e negli ammassi poveri.

Le interpretazioni teoriche delle quantità osservate di gruppi e galassie coinvolgono un'azione reciproca del raffreddamento con la risultante formazione stellare e il feedback (Borgani et al. 2001, Finoguenov et al. 2003). La complessità degli schemi di feedback nonché dell'attività degli AGN mostra quanto siano cruciali le osservazioni soprattutto dei gruppi e delle parti centrali degli ammassi. Un possibile meccanismo è dato dall'amplificazione dell'entropia da shocks dovuta ad accrescimento di gas in presenza di *preheating*<sup>5</sup> (Ponman et al. 2003, Voit et al. 2003, Borgani et al. 2005).

## Temperatura

Dal momento che gli ammassi rilassati sono oggetti virializzati, la temperatura e la massa di questi oggetti sono legati da una relazione ben precisa. Oltre ad essere dei preziosi archivi per lo studio della storia dei barioni, gli ammassi sono utilissimi laboratori cosmologici, grazie ai quali è possibile ottenere delle stime virtualmente molto precise del valore dei parametri cosmologici.

Tuttavia, per essere utilizzati in questo secondo modo, è necessario che ne sia nota la massa che, di per sè, non è invece un osservabile diretto. Ne consegue che è di fondamentale importanza sviluppare tecniche affidabili, come ad. es. il *lensing* gravitazionale o l'effetto Sunyaev-Zel'dovich, per determinarne la massa. Poiché dalle osservazioni X è possibile ottenere la temperatura di un ammasso rilassato con grande precisione, ricorrere al teorema del viriale è un modo naturale per ottenere una stima della massa degli oggetti osservati.

La comprensione della relazione fra la massa e la temperatura negli ammassi, e la sua eventuale dipendenza dalla massa dell'oggetto, è quindi un passaggio chiave per l'utilizzo degli ammassi in cosmologia. Per poter costruire una relazione così generale è necessario prima comprendere a fondo quale sia la relazione fra la temperatura inferita dalle osservazioni X con lo stato dinamico del gas, e se sia effettivamente possibile associare un'unica temperatura a tutto il gas che forma l'ICM.

Sfortunatamente, a causa del decrescere della densità, la brillantezza superficiale X tende a diminuire molto velocemente con la distanza dal centro, cosicché ad oggi non si hanno misurazioni affidabili della temperatura al di là di circa mezzo raggio viriale. L'esistenza di un profilo universale di

---

<sup>5</sup>Con il termine *preheating* ci si riferisce a un processo di riscaldamento richiesto affinché il gas primordiale abbia un'entropia minima prima della formazione degli ammassi. In questo modo la relazione teorica  $L_X - T$  risulta essere in miglior accordo con le osservazioni.

temperatura - ovvero di un profilo che dipenda dalla massa dell'oggetto in modo definito - è ancora un argomento dibattuto; sembra invece consolidata l'immagine generale per cui la temperatura negli ammassi presenta un deciso gradiente che la porta ad innalzarsi verso il centro dell'ammasso per poi diminuire bruscamente nella regione interna dello stesso ( $R < 0.1R_{vir}$ ).

I dati analizzati per differenti ammassi hanno portato alle seguenti conclusioni: sia Markevitch et al. (1998) con dati ASCA che De Grandi & Molendi (2002) con dati di BeppoSAX mostrano che la temperatura ha un profilo che decresce verso l'esterno. Risultati simili vengono mostrati anche da dati XMM-Newton (Piffaretti et al. 2005, Pratt et al. 2006) e Chandra (Vikhlinin et al. 2005, figura 2.3.1), anche se in alcuni casi viene riportato un profilo isoterma presente fino alle zone esterne (Pratt & Arnaud 2005).

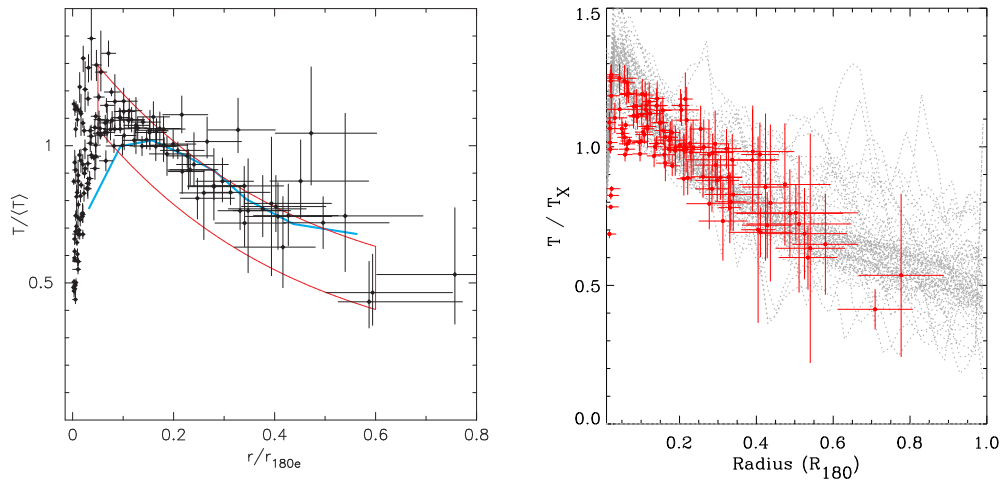


Figura 2.3: (a) Confronto dei profili di temperatura da Chandra (punti), BeppoSAX (linea blu) e ASCA per M87 (delimitato dalle bande rosse). Figura da Vikhlinin et al. (2005); (b) Confronto tra profili di temperatura osservati riscaldati a  $R_{180}$  (punti rossi) e ammassi con  $T > 2$  keV da simulazioni di Borgani et al. (2005) (linea grigia tratteggiata). Figura da Pratt et al. (2006).

L'ipotesi di autosimilarità dovrebbe tradursi in un profilo di temperatura, riscaldato alla massa dell'oggetto, eguale per tutti gli ammassi. Mentre questo sembra essere osservato nelle zone esterne ( $R > 0.3R_{180}$ , Vikhlinin et al. 2006), nelle zone centrali la complessità dei processi fisici determina una variazione notevole da oggetto ad oggetto. Le simulazioni numeriche sembrano essere in grado di riprodurre i profili osservati nelle zone esterne, ma non di ottenere un *core* isoterma seguito da un rapido declino della temperatura al centro. Non è ancora certo quali siano le cause di questa discrepanza,

sebbene l'opinione comune più accreditata sostiene che ciò sia dovuto alla mancanza di sorgenti di feedback da AGN nel centro degli ammassi, che potrebbe inoltre favorire l'innalzamento dell'entropia ai livelli osservati.

### 2.3.2 Proprietà chimiche

Prima di descrivere i dati osservativi riguardanti le abbondanze degli elementi presenti nell'ICM sarà utile un breve elenco di termini e notazioni che verranno utilizzati sia in questo che nel capitolo riguardante i risultati.

**Notazioni** Nella presente Tesi viene utilizzata la denominazione astrofisica di *metalli* per gli elementi più pesanti dell' $H$  ed dell' $He$ . Vengono chiamati elementi  $\alpha$  gli elementi prodotti per cattura del nucleo di  $He$  (particella  $\alpha$ ),  $O$ ,  $Mg$ ,  $S$ ,  $Ca$  e  $Si$  (anche se quest'ultimo non è strettamente parlando un elemento  $\alpha$ , perchè prodotto da decadimento di  $(^{32}S)^*$  durante il bruciamento dell'ossigeno nelle stelle). Gli elementi del picco del ferro sono invece  $Ti$ ,  $Mn$ ,  $Co$ ,  $Ni$  e  $Fe$ .

L'*abbondanza relativa* di un elemento  $i$  nel gas di composizione primordiale è data da

$$\frac{M_i}{M_{gas} - M_{metal}^{tot}} \quad \text{dove} \quad M_{metal}^{tot} = \sum_{j \neq i} M_j.$$

Il termine *metallicità* viene riferito di solito all'abbondanza di un singolo metallo e può essere espressa in due modi:

- l'*abbondanza in numero* è riferita alla densità in numero dell'idrogeno:

$$Z_i = N_i / N_H$$

- l'*abbondanza in massa* è riferita alla frazione in massa rispetto all'idrogeno in unità solari:

$$Z_i = \frac{m_i/m_H}{(m_i/m_H)_\odot}.$$

Per confrontare l'abbondanza (in numero) dell'elemento  $X$  con l'idrogeno si utilizza la "bracket notation"

$$[X/H] = \log_{10}(N_X/N_H) - \log_{10}(N_X/N_H)_\odot$$

che viene utilizzata anche per un confronto tra differenti elementi.

Le abbondanze solari degli elementi vengono misurate nella fotosfera solare e nelle meteoriti. I due set di abbondanze utilizzati più frequentemente sono Anders & Grevesse (1989) e Grevesse & Sauval (1998). Recentemente è stato pubblicato un'altro set di abbondanze da Asplund, Grevesse & Sauval (2005).

La discrepanza nelle abbondanze fotosferiche e meteoritiche misurate da Anders & Grevesse (1989), in particolare per il  $Fe$ , ha portato a confronti in letteratura tra dati non espressi in funzione delle stesse abbondanze solari (evidenziati p.es. da Ishimaru & Arimoto 1997). Risulta quindi fondamentale specificare il tipo di abbondanze che vengono utilizzate.

Nei dati di Grevesse & Sauval (1998) i due tipi di abbondanze sono in miglior accordo, almeno per quanto riguarda il Ferro, e vengono perciò utilizzati come standard nella presente Tesi (cap. 4). In seguito le abbondanze Anders & Grevesse (1989) fotosferiche verranno indicate come [A&G], le abbondanze da Grevesse & Sauval (1998) invece come [G&S].<sup>6</sup>

A questo punto, anche per la successiva analisi, è utile riassumere l'origine dei differenti elementi nell'ICM:

- gli elementi  $O$ ,  $Mg$ ,  $C$ ,  $Ca$  e  $S$  vengono espulsi da SN II
- il  $Ni$  si suppone provenga esclusivamente da SN Ia
- il  $Fe$  e il  $Si$  sono espulsi da ambedue i tipi di supernovae (per il modello di SN II e Ia e gli *yields* utilizzati nelle nostre simulazioni, solo il 30% del  $Fe$  proviene dalle SN II).

TABLE 1. SOLAR ABUNDANCES

Element	Anders & Grevesse (1989) <sup>a</sup>	Grevesse & Sauval (1998) <sup>b</sup>
H	12.00	12.000
C	8.56	8.520
N	8.05	7.920
O	8.93	8.690
Ne	8.09	8.080
Mg	7.58	7.580
Si	7.55	7.555
S	7.21	7.265
Ar	6.56	6.400
Ca	6.36	6.355
Fe	7.67	7.500
Ni	6.25	6.250

REFERENCES. — (1) Anders & Grevesse 1989; (2) Grevesse & Sauval 1998.

NOTE. — Abundances are given on a logarithmic scale where H is 12.0.

<sup>a</sup>These numbers are the photospheric values, used as the default in XSPEC.

<sup>b</sup>These numbers are a straight average of the photospheric and meteoritic values (except for oxygen, which has the updated value given in Allende Prieto, Lambert, & Asplund 2001).

Figura 2.4: Abbondanze Anders & Grevesse (1989) fotosferiche e Grevesse & Sauval (1998) riportate da Baumgartner et al. (2005).

---

<sup>6</sup>Stabilire le motivazioni delle discrepanze tra i dati fotosferici e meteoritici è al di là degli obiettivi della presente Tesi.

## Abbondanze degli elementi

La presenza di un quantitativo notevole di metalli nel mezzo intracluster è stata teorizzata per la prima volta da Larson & Dinerstein (1975) e in seguito confermata dalla scoperta della presenza della riga  $K\alpha$  del  $Fe$  negli spettri degli ammassi Perseo (Mitchell et al. 1976), Coma e Virgo (Serlemitsos et al. 1977). Analisi successive mostrarono che la presenza di righe metalliche in banda X era comune a tutti gli ammassi ma soprattutto i satelliti da ASCA in poi furono in grado di rivelare oltre alle righe del  $Fe$  la presenza di altri elementi e determinare la loro distribuzione all'interno degli ammassi.

Il plasma presente nella buca di potenziale contiene elementi altamente ionizzati che mostrano nello spettro linee di transizione molto forti ai livelli  $n = 1$  (transizione K shell) e  $n = 2$  (transizione L shell); in particolare le righe Lyman  $\alpha$  ( $K\alpha$ ) degli elementi dal  $C$  al  $Ni$  sono presenti nello spettro tra 0.1 a 10 keV (Fig.2.6 e 2.5). Dall'intensità delle righe osservate è possibile determinare le abbondanze dei singoli elementi (per una descrizione accurata vedere Kahn et al. 2002). Inoltre le alte temperature e le basse densità dell'ICM minimizzano l'importanza delle polveri, quindi effetti dovuti all'estinzione o alla profondità ottica sono minimi e la determinazione delle abbondanze risulta robusta e attendibile.

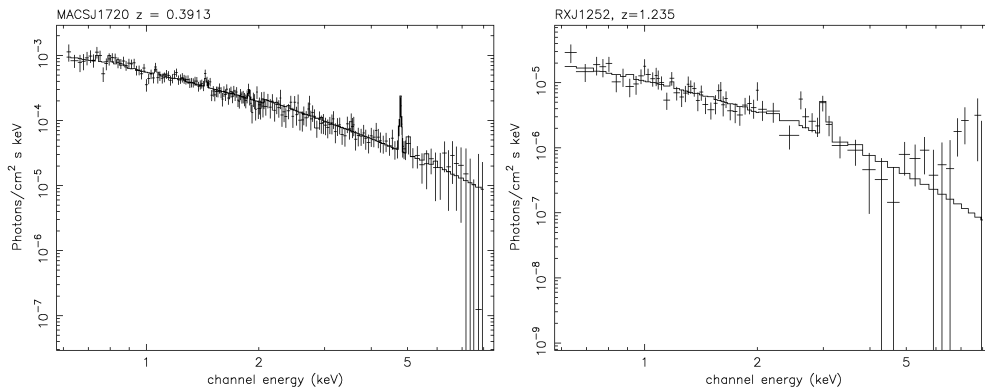


Figura 2.5: Spettri di due ammassi ad alto redshift: a  $z = 0.3$  si possono osservare oltre alla riga del  $Fe$  molto pronunciata anche righe di altri elementi, mentre l'ammasso a  $z = 1.2$  è ad oggi uno dei più lontani nel quale sia visibile la riga del  $Fe$  (per gentile concessione di Paolo Tozzi).

**Ferro** Il  $Fe$  è l'elemento più studiato negli ammassi a causa della presenza di righe molto forti a  $\sim 6$  keV. In particolare ammassi con temperature  $T \geq 3$  keV presentano righe  $K\alpha$  a 6.97 e 6.97 keV, mentre negli ammassi più freddi le righe (da L shell) sono visibili nell'intervallo tra 0.6 e 2 keV. Come mostrato da Hwang et al. (1999) per i dati di ASCA le abbondanze del  $Fe$  da righe K o L sono tra loro consistenti.

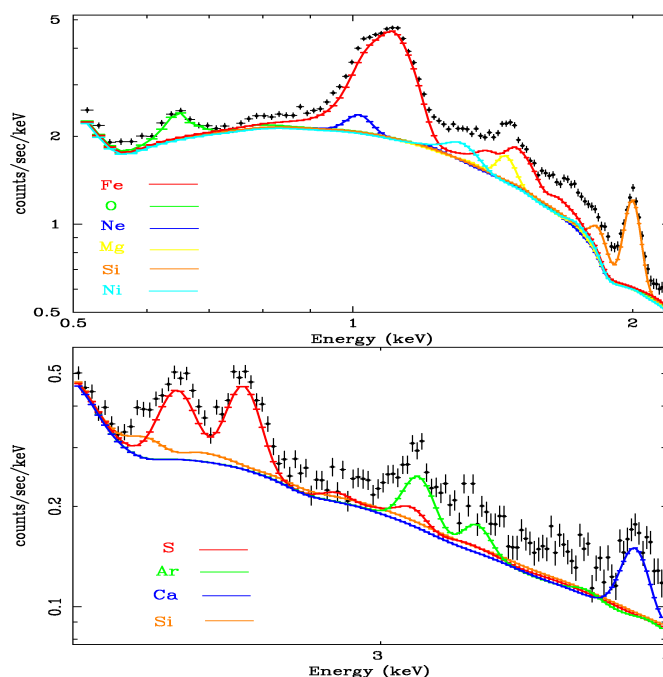


Figura 2.6: Spettro di M87 con righe di differenti elementi ( $Fe$ ,  $O$ ,  $Ne$ ,  $Mg$ ,  $Si$ ,  $Ni$ ,  $S$ ,  $Ar$  e  $Ca$ ) nelle bande energetiche tra 0.5 e 2 keV e tra 2 e 4 keV da Gastaldello & Molendi (2002).

Una delle prime proprietà osservate del  $Fe$  fu la sua **abbondanza media** in ammassi di temperature differenti: attualmente la metallicità media per  $T \geq 3$  keV ha un valore costante di  $Z_{Fe} \sim 0.3 Z_{Fe\odot}$ , mentre per ammassi più freddi con  $T < 3$  keV la metallicità è maggiore (fig.2.7a). Questa differenza potrebbe essere dovuta a modelli differenti (lo spettro viene modellizzato come dovuto al plasma con una temperatura unica o con due componenti di differenti temperature) oppure semplicemente alle incertezze legate alle righe a basse temperature (transizioni L shell). Secondo Fukazawa et al. (1998) l'abbondanza media, rimuovendo la parte più interna degli ammassi, rimane costante (Fig.2.7b). In genere per gli ammassi più caldi viene accettato comunemente il valore di metallicità media di  $0.3 Z_{Fe\odot}$ .

Le analisi della **distribuzione spaziale** delle abbondanze hanno evidenziato gradienti del  $Fe$  presenti negli ammassi con 'cool core' (CC) rispetto ad ammassi 'non cool core' (NCC). De Grandi et al. (2004) hanno mostrato che le metallicità centrali in ammassi CC hanno valori sopra a  $0.4 Z_{Fe\odot}$  [A&G], mentre nell'altro caso la metallicità mostra un profilo piatto (fig.2.8).

Simili gradienti sono stati evidenziati anche dai lavori di Irwin & Bregman

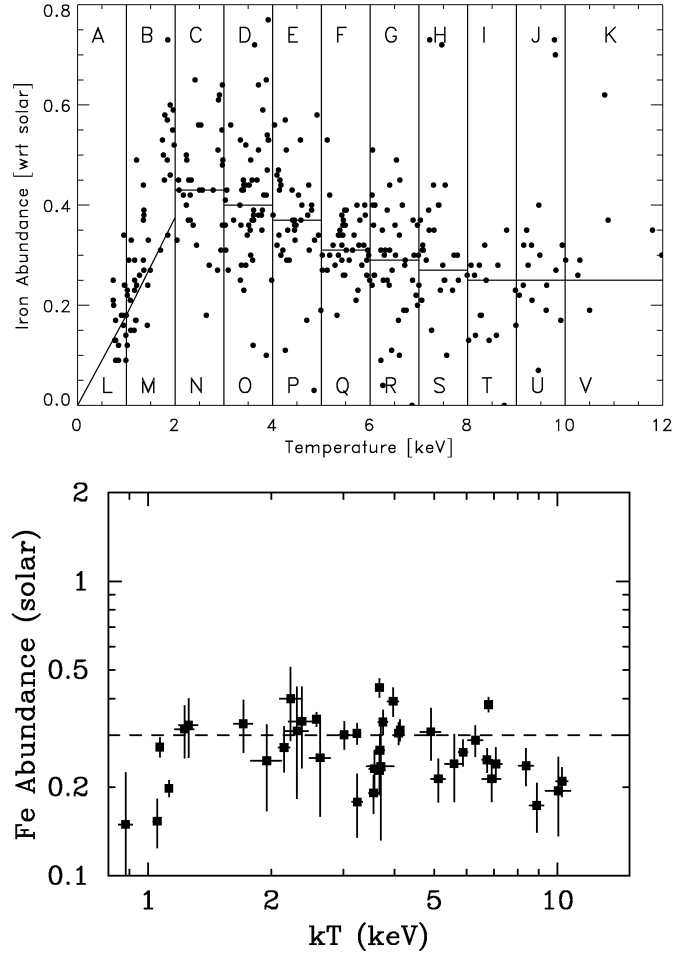


Figura 2.7: (a) Abbondanza del  $Fe$  [A&G] in funzione della temperatura di ammassi osservati da ASCA da Baumgartner et al. (2005); (b) Abbondanza del  $Fe$  [A&G] mediata spazialmente escludendo le regioni centrali degli ammassi in funzione della temperatura dell'ICM da Fukazawa (1998).

(2001) per dati di BeppoSAX, White (2000) per dati ASCA e Vikhlinin et al. (2005) per dati Chandra. Anche nei dati da XMM-Newton analizzati da Tamura et al. (2004) per ammassi vicini viene rilevato tale gradiente nelle regioni centrali, che si presenta indipendentemente dalla classe di temperatura dell'ammasso.

La presenza di gradienti di metallicità nelle zone più interne potrebbe essere verosimilmente dovuta al fatto che le zone più dense sono anche quelle più luminose nell' $X$ , quindi la metallicità pesata in emissione è maggiore nelle zone centrali. Inoltre la differenza nei gradienti tra ammassi CC e NCC (De Grandi & Molendi 2001) sembrerebbe supportare lo scenario di *major merger*. In questo caso il *merging* nelle zone centrali rimescola il gas e



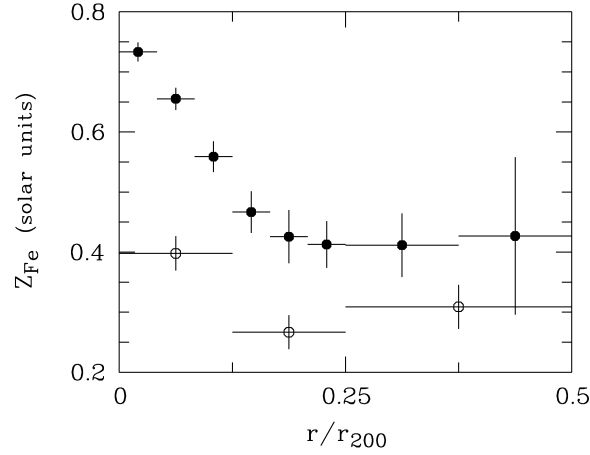


Figura 2.8: Profili di metallicità per ammassi ‘cool core’ (cerchi pieni) e ‘non cool core’ (cerchi vuoti) da De Grandi et al. (2004).

distrugge i gradienti preesistenti, cosa che viene osservata in ammassi come A2256 (Molendi et al. 2000).

La presenza dell’eccesso di  $Fe$  negli ammassi CC secondo De Grandi et al. (2004) è dovuta all’arricchimento prodotto dalla galassia BCG centrale, per la quale la magnitudine nell’ottico correla sia con la massa in eccesso del  $Fe$  che con la temperatura pesata in emissione degli ammassi.

Una quantità utile per comprendere l’arricchimento dell’ICM è il **rapporto tra la massa del  $Fe$  e la luminosità** (IMLR - *Iron Mass to Light Ratio*) introdotta da Ciotti et al. (1991), che collega l’informazione riguardo al  $Fe$  prodotto dalle galassie nel corso della loro evoluzione e la luminosità attuale delle stelle che fanno parte della popolazione stellare che ha prodotto il ferro. La maggior parte della luminosità nella banda B del visibile viene prodotta da galassie ellittiche.

Per gli ammassi più caldi il valore del rapporto è

$$\frac{M_{Fe}^{ICM}}{L_B} = Z_{Fe}^{ICM} \frac{M_{ICM}}{L_B} \simeq 0.3 Z_{Fe\odot} 25 h_{70}^{-1/2} \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}},$$

che per [A&G] assume valori  $\simeq 0.01 - 0.02 M_{\odot} / L_{\odot}$  (Renzini et al. 2004) confermato anche dalle osservazioni di Pratt & Arnaud (2003). Il rapporto IMLR costante indica che gli ammassi più caldi non hanno perso nè acquisito barioni nel corso della loro evoluzione, il che è in accordo con la predizione teorica che la frazione di barioni negli ammassi non vari in modo apprezzabile durante la loro evoluzione (White et al. 1993, Evrard 1997). Inoltre secondo Renzini (1997) l’IMLR costante indica che la conversione di barioni in galassie, stelle e metalli ha avuto la stessa efficienza ed è avvenuta nella stessa

epoca in tutti gli ammassi. Quindi sembrerebbe che per ammassi caldi di massa differente la funzione iniziale di massa delle stelle (IMF)<sup>7</sup> non vari.

Come si può notare nella fig.2.9 per ammassi e gruppi a basse temperature il rapporto IMLR è più basso il che indicherebbe che i gruppi siano poveri in gas suggerendo differenti scenari (la perdita di massa dovuta ai venti galattici, gas attorno alle galassie viene preriscaldato da questi venti e non può cadere nelle buche di potenziale dei gruppi, venti che disperdono il gas, si veda ad es. Renzini 2004). Nella figura tuttavia i dati non sono ‘omogenei’, poiché non tengono conto dei gradienti di metallicità e le due quantità  $M^{ICM}$  e  $L_B$  vengono misurate diversamente. Anche gli ammassi osservati da De Grandi et al. (2004) mostrano un rapporto  $M_{Fe}^{ICM}/L_B$  in accordo con i dati riportati da Renzini (2004) (fig.2.9) per gli ammassi ad alte temperature; inoltre gli stessi autori mostrano che la differenza tra ammassi CC e NCC (cioè la presenza dei gradienti) non incide su tale rapporto.

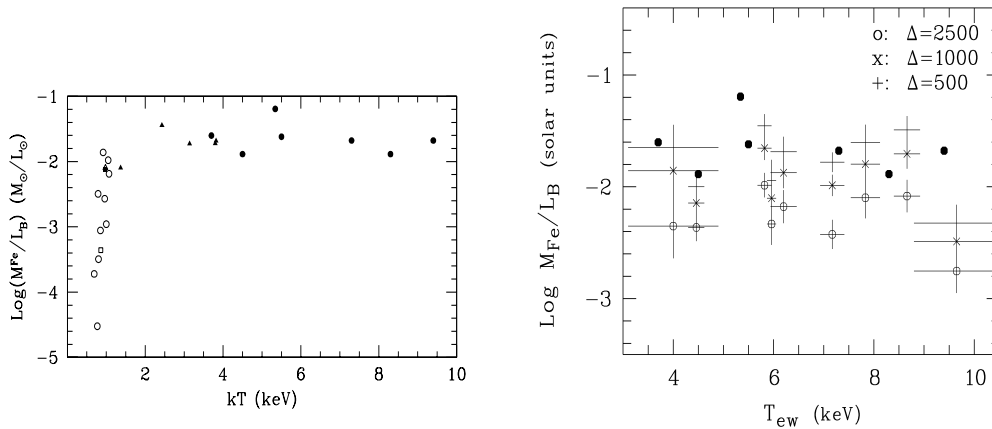


Figura 2.9: (a) Il rapporto tra la massa del  $Fe$  e la luminosità in banda B in funzione della temperatura dei gruppi e ammassi (Renzini 2004); (b) Rapporto tra la massa del  $Fe$  e la luminosità B in funzione della temperatura misurata entro differenti raggi ( $R_{500}$ ,  $R_{1000}$  e  $R_{2500}$ ) per 9 ammassi analizzati da De Grandi et al. (2004) e confrontati con quelli di Renzini (2004) (cerchi pieni). Figura da De Grandi et al. (2004).

**Altri elementi** Gli elementi oltre al  $Fe$  per i quali si ottiene abbondanze accurate sono  $Si$ ,  $S$ ,  $Ni$  e recentemente anche l' $O$ . Le abbondanze di altri elementi come  $Ca$  e  $Ar$  richiedono ancora miglior risoluzione, mentre  $Cr$ ,  $Zn$ ,  $Na$  e  $Al$  saranno misurabili appena dalla prossima generazione di satelliti.

<sup>7</sup>La spiegazione riguardo alla funzione iniziale di massa stellare viene fornita nel paragrafo 3.3.5 a pag.71.

Il  $Si$ , che è l'elemento più accuratamente misurato dopo il  $Fe$  ed è l'elemento  $\alpha$  rappresentativo, generalmente cresce con la temperatura dell' ammasso come mostrato nelle osservazioni di Fukazawa et al. (1998), Finoguenov et al. (2000, 2001) e Baumgartner et al. (2005). Il rapporto  $[Si/Fe]$  in funzione della temperatura dell'ammasso è generalmente sovrasolare (Baumgartner et al. 2005) e costante (Tamura et al. 2004) (fig. 2.11b).

Per il  $S$  ci si aspetterebbe un'andamento simile al  $Si$ , ma nei dati analizzati da Baumgartner et al. (2005) mostra invece di non crescere in modo così apprezzabile in funzione della temperatura (fig. 2.10).

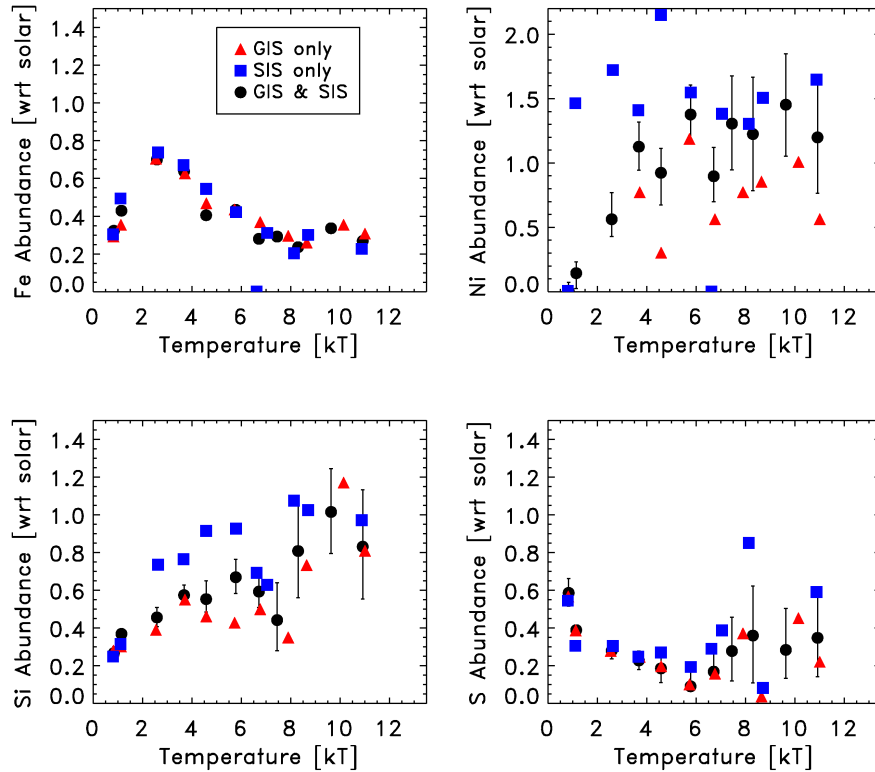


Figura 2.10: Metallicità del  $Fe$ ,  $Ni$ ,  $Si$  e  $S$  [G&S] dai dati ASCA (Baumgartner et al. 2005).

Nei dati riportati da Tamura et al. (2004) che riguardano ammassi di temperatura compresa tra 1.3 e 8.7 keV, il rapporto  $[S/Fe]$  non varia con la temperatura (fig. 2.11).

Il  $Ni$  negli ammassi più caldi raggiunge un valore di 1.2 volte il solare, mentre il rapporto  $[Ni/Fe]$  è addirittura 3 volte solare sia nelle osservazioni di Baumgartner et al. (2005) come anche in Dupke & White (2000a,b) e Dupke & Arnaud (2001).

Per quanto riguarda la distribuzione spaziale gli elementi  $\alpha$  sono generalmente presenti in regioni più ampie dell'ICM e mostrano gradienti spaziali meno pronunciati. Questa differenza nei gradienti con il  $Fe$  viene interpretata come un'azione combinata sia dei differenti tipi di supernovae, che arricchiscono l'ICM ad epoche differenti, come anche dovuta a un differente meccanismo di trasporto dei metalli nell'ICM (venti o *gas stripping*).

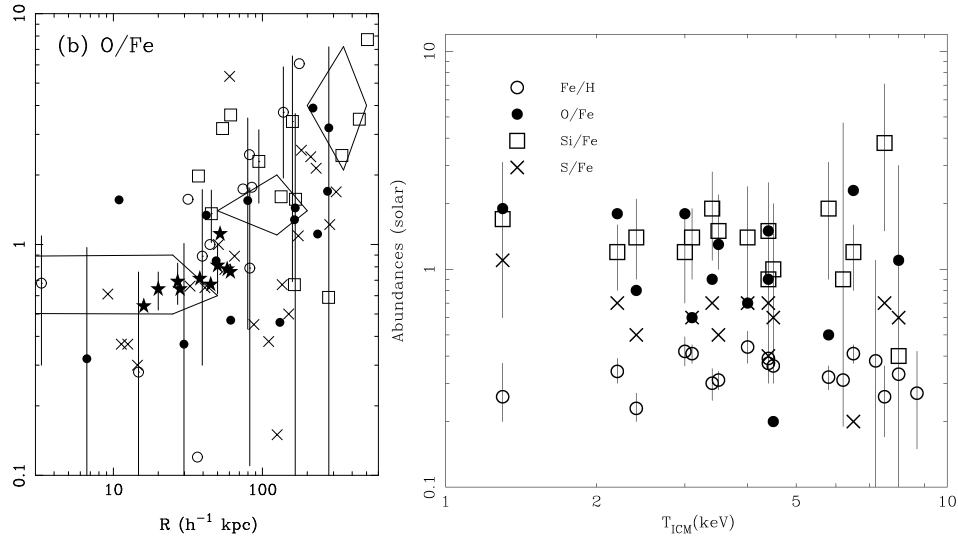


Figura 2.11: (a) Profilo radiale del rapporto  $[O/Fe]$  espresso in  $[A\&G]$  per dati XMM–Newton per ammassi freddi (cerchi vuoti), di media temperatura (cerchi pieni), caldi (quadrati vuoti) e con eccesso di raggi X soft (“×”). Il valore medio di ammassi con  $T < 6$  keV è delimitato dalle aree. Figura da Tamura et al. (2004); (b) Grafico delle abbondanze mediate entro  $50\text{--}200h^{-1}$  kpc in funzione della temperatura (Tamura et al. 2004).

Nell’ammasso Abell 496 le osservazioni (Tamura et al. 2001, Dupke & White 2000b, Finoguenov et al 2000b) indicano un differente comportamento nei profili radiali delle abbondanze di  $O$ ,  $Ne$  e  $Mg$  rispetto a  $Si$ ,  $S$ ,  $Fe$  e  $Ni$ .  $Si$  e  $S$  mostrano un’aumento verso il centro e Tamura et al. (2004) mostra che i rapporti  $[Si/Fe]$  e  $[S/Fe]$  di differenti ammassi a temperature intermedie sono costanti nelle zone da  $200$  a  $500h^{-1}$  kpc. Nello stesso lavoro, svolto su dati XMM–Newton di 19 ammassi, si osserva che l’ $O$  non varia spazialmente e il rapporto  $[O/Fe]$  aumenta verso l’esterno (fig. 2.11).

### Evoluzione con il redshift

Per quanto riguarda l'evoluzione delle abbondanze con il *redshift* l'elemento chiave è sempre il *Fe*, l'unico che abbia un'emissione abbastanza forte da essere osservato anche in ammassi lontani.

Nel catalogo degli ammassi di ASCA non è stata evidenziata evoluzione del contenuto di ferro fino a  $z \sim 0.4$  (Mushotzky & Loewenstein 1997, Matsumoto et al. 2000, 2001) e i dati Chandra e XMM–Newton che si estendono fino a *redshift*  $\sim 1$  mostrerebbero che il contenuto di ferro non diminuisce (Tozzi et al. 2003).

L'evoluzione dell'abbondanza del *Fe* identifica (o fornisce almeno il limite superiore) all'epoca di produzione principale del *Fe* dalle stelle, come anche informazioni utili sul meccanismo di espulsione dei metalli. Molti autori (p.es. Madau 1996, Renzini 2004) suggeriscono che l'epoca nella quale sia già avvenuta la maggior parte della formazione stellare sia prima di  $z \sim 2$ . Secondo tali osservazioni quindi l'arricchimento in *Fe* doveva essere avvenuto poco dopo l'inizio della formazione degli ammassi (Pipino et al. 2002).

Il recente lavoro di Balestra et al. (2006) svolto su 56 ammassi a  $z > 0.3$  sembra invece suggerire lo scenario di evoluzione dell'abbondanza media del *Fe*, che aumenterebbe ad epoche recenti (fig. 2.12).

Per spiegare questa tendenza si possono ipotizzare vari effetti. Gli effetti dinamici, come la *ram pressure* o il *tidal stripping* analizzati anche nelle simulazioni numeriche (p.es. Domainko et al. 2004; Murante et al. 2004), oppure l'esistenza di differenti tipi di SN Ia (Mannucci et al. 2006) e la formazione stellare che negli sferoidi segue un'IMF Top-Heavy (Loewenstein 2006).

**Alcuni modelli teorici** Le abbondanze chimiche osservate sono la base di partenza dello studio che consente di capire qual'è il ruolo delle galassie e delle supernovae nell'evoluzione degli ammassi. Partendo da modelli di evoluzione chimica galattica appropriati e considerando differenti meccanismi di espulsione dei metalli si può fornire predizioni teoriche sulle quantità di metalli presenti nell'ICM.

I primi lavori che riguardano l'approccio teorico risalgono agli anni '70 (Gunn & Gott 1972, Larson & Dinerstein 1975 tra i primi), dove si supposeva che l'origine degli elementi fosse galattica o dovuta a stelle di popolazione III<sup>8</sup> (White & Rees 1978, Loewenstein (2001)). Nel caso di metalli prodotti da galassie i meccanismi di espulsione considerati erano dovuti a venti innescati da supernovae (Mathews & Baker 1971, Larson & Dinerstein 1975, Vigroux 1977) oppure da perdite per il meccanismo di *ram pressure stripping* (Gunn & Gott 1972, Hinnes & Biermann 1980).

---

<sup>8</sup>le stelle di popolazione III sono stelle molto massive ed a bassissima metallicità presenti agli inizi della formazione galattica.

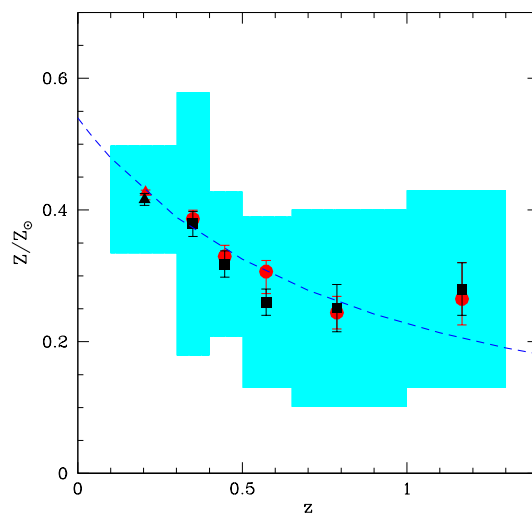


Figura 2.12: Abbondanza media del  $Fe$  per ammassi a differenti redshift (cerchi rossi), suddivisi in differenti bin. L'area ombreggiata (in ciano) rappresenta la dispersione quadratica media, mentre la riga tratteggiata è il *best fit* con una legge di potenza (Balestra et al. 2006).

I modelli iniziali tuttavia consideravano il contenuto globale di metalli non tenendo conto della distribuzione in massa delle galassie negli ammassi. In particolare Matteucci & Vettolani (1988) tenendo conto del differente ruolo delle SN II e SN Ia hanno calcolato il contributo all'arricchimento dovuto alle differenti galassie integrando la funzione di luminosità di Schechter (1976) degli ammassi. La massa di  $Fe$ ,  $Si$  e  $Mg$  calcolata in questo modo è risultata in accordo con quella osservata, mentre la massa totale di gas espulso nell'ICM era pari al circa 10% di quella osservata. Questo indica che la maggior parte del gas nell'ICM è di origine primordiale, come confermato da David et al. (1991) e Renzini et al. (1993). Inoltre le abbondanze degli elementi sembrano dipendere sostanzialmente da due fattori: il modello di evoluzione galattica e l'ammontare del gas primordiale presente negli ammassi (Matteucci & Vettolani 1988). In seguito anche altri lavori (p.es. David et al. 1991, Renzini et al. 1993, Martinelli et al. 2000) hanno seguito un approccio più dettagliato nel calcolo dell'arricchimento chimico.

Martinelli et al. (2000) e Pipino et al. (2002) si sono occupati anche dell'evoluzione con il redshift delle abbondanze per differenti modelli di evoluzione chimica per galassie ellittiche. Le abbondanze predette mostrano un'evoluzione trascurabile da  $z = 0$  a 1, mentre una lieve evoluzione sarebbe presente fino a  $z \sim 1$  per uno dei modelli considerati da Martinelli et al. 2000. I modelli studiati recentemente da Ettori (2005) mostrano invece la presenza

di un'evoluzione del Ferro con il redshift e una maggiore importanza delle SN II nell'arricchimento ad alto redshift.

Per quanto riguarda i rapporti  $[\alpha/\text{Fe}]$  all'epoca attuale dovrebbero essere  $\leq 0$  nell'ICM, dato che il  $Fe$  viene continuamente prodotto dalle SN Ia mentre gli elementi  $\alpha$  sono stati creati in maggior parte dopo i venti galattici, mentre il rapporto  $[\alpha/\text{Fe}]$  nelle ellittiche ha valori  $> 0$ . Inoltre i modelli di Pipino et al. (2002) mostrano che i rapporti  $[\alpha/\text{Fe}]$  nel mezzo intergalattico sono solari già a  $z > 3$ , indicando una sostanziale presenza del  $Fe$  ad alto redshift.

Nell'ambito di ricerca appena descritto, la presente Tesi si sviluppa su lavori che consentono di tracciare l'arricchimento chimico negli ammassi partendo da simulazioni numeriche in un contesto di formazione gerarchica delle strutture. Lavori recenti e rilevanti che riguardano simulazioni numeriche e semianalitiche sono per esempio quelli di Lia et al. (2002), Valdarnini (2003), Tornatore et al. (2004), Cora (2006), De Lucia et al. (2004), Romeo et al. (2006) e che verranno considerati nella discussione dei risultati (cap. 4).

In conclusione le abbondanze di ognuno degli elementi, i rapporti  $[\alpha/\text{Fe}]$ , la loro evoluzione con il redshift e la distribuzione spaziale forniscono utili informazioni su:

- la funzione iniziale di massa (IMF) della popolazione stellare che produce i metalli,
- il ruolo dei differenti tipi di supernovae che contaminano l'ICM,
- il meccanismo principale di espulsione dei metalli nel mezzo intergalattico e
- l'epoca di arricchimento dell'ICM.

# Capitolo 3

## Metodi numerici e simulazioni

L'evoluzione delle perturbazioni non lineari non può essere risolta in modo analitico se non in casi particolari e sotto particolari condizioni: le equazioni analitiche forniscono una buona descrizione della fisica che riguarda il collasso di una perturbazione, ma non sempre consentono una predizione tale da essere confrontata con le osservazioni. Per questo motivo è spesso necessario ricorrere all' *integrazione numerica* con la quale si possono studiare differenti processi astrofisici: la formazione delle galassie, degli ammassi di galassie e della struttura a grande scala.

L'approccio numerico consiste nella realizzazione di *simulazioni* che riproducono una parte di Universo con un numero adeguato di particelle (di gas e materia oscura) alle quali vengono assegnate delle condizioni iniziali. Utilizzando una *tecnica* appropriata per il calcolo delle forze tra le particelle è possibile fornire modelli realistici che possono essere confrontati con le osservazioni. I metodi numerici e di algoritmi impiegati dipenderanno sia dai processi fisici che si vogliono introdurre nelle simulazioni sia dall'approssimazione desiderata e dal tempo necessario per raggiungerla.

Per lo studio della dinamica dei sistemi non collisionali con un numero discreto di corpi/particelle in interazione gravitazionale si usano i *metodi ad N corpi*, mentre per lo studio dei gas o fluidi collisionali si ha bisogno dell'uso di *metodi idrodinamici* per i quali si può adoperare due differenti approcci matematici: quello *Euleriano* e quello *Lagrangiano*. I due metodi ad N corpi ed idrodinamici possono essere combinati per sistemi che contengono particelle legate gravitazionalmente (p.es. stelle in galassie) ma anche soggette all'idrodinamica (p.es. gas nelle galassie).

Le simulazioni cosmologiche che interessano questo lavoro di tesi riguardano ammassi di galassie che sono stati simulati con il codice GADGET2 che usa un approccio Lagrangiano e nel quale è stato implementato l'arricchimento chimico (Tornatore et al. 2004; 2006, Tornatore 2005) con il quale viene descritta l'evoluzione dei singoli elementi chimici; sul funzionamento del codice e sulle parti principali che riguardano l'evoluzione chimica ci soffermeremo nell'ultima parte di questo capitolo.



Per riferimenti più dettagliati sui metodi numerici si consiglia la lettura di Coles e Lucchin (2002) e di Springel (2005) per il codice numerico GADGET2 che viene utilizzato in questo lavoro di Tesi, mentre per la parte riguardante l'arricchimento chimico e l'evoluzione stellare si rimanda alla monografia di Matteucci (2003), ed a quello di Tornatore (2005) per l'implementazione nel codice GADGET2 .

### 3.1 I metodi ad N corpi

I metodi ad N corpi sono soluzioni numeriche al problema del moto di N corpi soggetti alla forza gravitazionale, che fu studiato a partire da Newton alla fine del XVII secolo. Dal punto di vista matematico il problema è la risoluzione del seguente sistema di equazioni differenziali del secondo ordine

$$m_i \frac{d^2 \vec{x}_i}{dt^2} = G \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{m_i m_j (\vec{x}_i - \vec{x}_j)}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|^3},$$

dove  $m_i$ ,  $\vec{x}_i(0)$  e  $\vec{v}_i(0)$  con  $i = 1, \dots, N$  sono le masse, le posizioni e le velocità iniziali degli N corpi. Il sistema si compone di  $3N$  equazioni del secondo ordine (o di  $6N$  equazioni di primo ordine) per la risoluzione delle quali vengono usati dieci integrali indipendenti derivanti dal teorema di Newton sul centro di massa, dalla conservazione del momento angolare e dalla conservazione dell'energia. Il sistema di equazioni da risolvere è il seguente:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{x}_i}{dt} &= \vec{v}_i && \text{(definizione di velocità)} \\ \frac{d\vec{v}_i}{dt} &= \frac{\vec{F}_i}{m_i} && \text{(definizione di forza)} \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho(\vec{x}, t) && \text{(equazione di Poisson)}. \end{aligned}$$

La soluzione analitica al problema dei due corpi fu data da Daniel Bernoulli, tuttavia il problema più interessante per l'applicazione pratica al moto dei corpi celesti era quello per  $N > 2$ . Nel 1890 fu dimostrato da Poincaré che non esiste una soluzione generale già nel caso  $N = 3$ , poiché il numero di integrali primi del moto non è sufficiente. Malgrado ciò Poincaré, partendo dallo studio delle soluzioni periodiche per tre corpi e del problema della stabilità delle traiettorie, giunse a descrivere per la prima volta un comportamento caotico in un sistema dinamico.

A causa dell'alta complessità del problema per  $N > 3$  si ha bisogno di una trattazione mediante metodi numerici lagrangiani: nelle derivate totali gli intervalli infinitesimi vengono sostituiti da differenze finite in modo tale che per esempio la velocità dell' $i$ -esima particella

$$\vec{v}_i = \frac{d\vec{x}_i}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x_i(t + \Delta t) - x_i(t)}{\Delta t}$$

nel caso numerico diventi

$$\vec{v}_i \equiv \frac{x_i(t + \Delta t) - x_i(t)}{\Delta t}.$$

I tre passi fondamentali per risolvere il sistema di equazioni sono i seguenti:

- viene scelto l'intervallo temporale  $\Delta t$  adatto: un intervallo breve fornirà una migliore accuratezza e un'approssimazione migliore al valore asintotico.
- la forza che agisce su ogni particella viene calcolata dalla legge di Newton

$$\frac{\vec{F}_i}{m_i} = \sum_{j=1}^N \frac{G m_j}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|^3} (\vec{x}_i - \vec{x}_j)$$

- le nuove posizioni e velocità al tempo  $t + \Delta t$  vengono ricalcolate nel seguente modo

$$\begin{aligned} \vec{x}_i(t + \Delta t) &= \vec{x}_i(t) + \vec{v}_i(t) \Delta t \\ \vec{v}_i(t + \Delta t) &= \vec{v}_i(t) + \frac{\vec{F}_i(t)}{m_i} \Delta t. \end{aligned}$$

Nel passo successivo viene ricalcolata la forza al tempo  $t + \Delta t$  e così via.

Essendo la forza gravitazionale una forza a lungo raggio bisogna calcolarla su tutte le particelle presenti, il che aumenta notevolmente il costo in termini di tempo di calcolo, che risulta essere proporzionale a  $N^2$ .

I metodi che verranno elencati si differenziano principalmente nel calcolo delle forze reciproche tra particelle.

### 3.1.1 Somma diretta - tecnica *Particle-Particle*

Il caso più semplice di metodo di calcolo delle interazioni ad  $N$  corpi è quello di effettuare una somma diretta delle forze agenti su una particella da parte delle altre (tecnica che in inglese prende il nome di *particle-particle* o brevemente PP).

Una prima difficoltà di calcolo è rappresentata dal problema della forza che diverge quando le particelle si trovano molto vicine e, vista la sua crescita rapida, si avrebbe bisogno di un intervallo temporale estremamente piccolo per valutare meglio velocità e posizione. Quest'ostacolo viene risolto introducendo il *parametro di softening*  $\epsilon$  che assegna alle particelle (prima puntiformi) una dimensione caratteristica. Il parametro definisce anche una scala limite entro la quale la simulazione è attendibile. La forza della particella  $j$ -esima sulla  $i$ -esima è descritta da

$$\frac{\vec{F}_i}{m_i} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{G m_j}{(|\vec{x}_i - \vec{x}_j| + \epsilon)^3} (\vec{x}_i - \vec{x}_j).$$

Come precedentemente descritto questo metodo di calcolo è dispendioso, perché bisogna valutare il contributo di  $N - 1$  particelle alla forza applicata ad ogni singola particella. Il calcolo delle forze ad ogni intervallo temporale necessita di  $N(N - 1)/2$  passi, il costo computazionale è alto,  $\sim N^2$ . Questa limitazione consente in pratica l'uso di circa  $10^4$  particelle, che però non sono sufficienti per una simulazione realistica della formazione di strutture a grande scala. Per le simulazioni ad  $N$  corpi vengono perciò preferiti altri tipi di tecniche.

### 3.1.2 Tecnica *Particle-Mesh*

Lo schema in questo caso si avvale dell'utilizzo di una griglia (*mesh*), sulla quale vengono calcolate la densità, il potenziale e la forza gravitazionale in ogni punto, consentendo di valutare la forza su ogni particella. Essendo la griglia regolare sono presenti condizioni al contorno periodiche che consentono l'uso della trasformata di Fourier veloce (*Fast Fourier Transform*, FFT) per il calcolo del potenziale, il che snellisce notevolmente il tempo macchina necessario alla soluzione del problema.

Nel dettaglio, nello spazio rappresentato da un volume cubico di lato  $L$  viene inserita una griglia di  $M$  punti equispaziati (chiamati anche nodi o punti griglia) per ogni dimensione.

Al nodo localizzato dalla coordinata  $\vec{q}$  della griglia (le tre componenti sono numeri interi) viene assegnato il valore della densità dalla somma della massa delle particelle  $m_p$  in ogni cella:

$$\rho(\vec{q}) = M^3 m_p \sum^N W(\vec{x}_i - \vec{q})$$

dove  $W$  è una funzione che pesa opportunamente il contributo di ogni particella; i metodi di interpolazione principali sono *Nearest Grid Point* (NGP), per il quale la massa viene assegnata alla cella più vicina alla particella, *Cloud In Cell*, dove lo schema d'assegnazione della massa comprende le  $2^3$  primi vicini e il *Triangular Shape Cloud*, che invece distribuisce ogni massa della singola particella sulle  $3^3 - 1$  celle vicine.

Una volta calcolata la densità si risolve l'equazione di Poisson sulla griglia usando le *FFT*. Partendo dalle definizioni delle trasformate di Fourier della densità e del potenziale

$$\tilde{\rho}(\vec{k}) = \int \rho(\vec{q}) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{q})} d^3 \vec{q}$$

$$\tilde{\Phi}(\vec{k}) = \int \Phi(\vec{q}) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{q})} d^3 \vec{q}$$

l'equazione di Poisson può essere descritta semplicemente come

$$\tilde{\Phi}(\vec{k}) = G(\vec{k}) \tilde{\rho}(\vec{k})$$

dove la funzione  $G$  indica la funzione di Green per il Laplaciano che si può esprimere come

$$G(\vec{k}) \propto -\frac{1}{k^2}.$$

La forza nello spazio di Fourier viene data da

$$\vec{F}(\vec{k}) = -i\vec{k}\tilde{\Phi}(\vec{k})$$

e con l'antitrasformata viene valutata la forza  $\vec{F}(\vec{q})$ . Infine per trovare le forze su ogni particella si usa lo schema di interpolazione come per il calcolo della densità

$$\vec{F}(\vec{x}_i) = \sum_{\vec{q}} W(\vec{x}_i - \vec{q}) \vec{F}(\vec{q}).$$

Questo metodo è più veloce della somma diretta e il numero di passi nel calcolo della  $FFT$  è dell'ordine di  $N \log N$ . L'uso di trasformate richiede condizioni periodiche al contorno (vedi par. 3.1.5). Tuttavia l'introduzione di una griglia causa una perdita di risoluzione: le strutture al di sotto della distanza intergriglia non potranno essere risolte.

### 3.1.3 Tecnica P<sup>3</sup>M

La tecnica *Particle-Particle Particle-Mesh* (o P<sup>3</sup>M) è un metodo ibrido che consente di unire i vantaggi delle due tecniche: la precisione del metodo PP e la velocità del metodo PM.

Il discriminante in questo caso è la distanza critica  $r_s$  (il valore è tipicamente di tre volte la distanza intergriglia) che consente di distinguere due contributi alla forza sulla particella  $i$ -esima

$$\vec{F}_i = \vec{F}_i^{PP} + \vec{F}_i^{PM}$$

rispettivamente il contributo a corto raggio calcolato con la tecnica PP e quello a lungo raggio calcolato con la tecnica PM. A seconda del problema trattato, una grande distanza  $r_s$  sarà usata nei casi che richiedono maggior accuratezza a discapito dei tempi di calcolo e viceversa una distanza più piccola nei casi che devono essere risolti con un tempo di calcolo breve.

Il numero di operazioni è dell'ordine di  $N + N_g$  dove  $N_g$  è il numero dei nodi sulla griglia. Per una miglior risoluzione si possono usare tecniche che adoperano griglie adattive che consentono di descrivere meglio zone con maggiore densità, il che però complica il codice e richiede adeguati accorgimenti numerici.

### 3.1.4 Tecnica TREE-CODE

Un procedimento alternativo che migliora la risoluzione della forza e mantiene un tempo di calcolo ragionevole è il metodo di suddivisione gerarchica

chiamato TREE CODE. Nella tecnica vengono introdotte approssimazioni esplicite al calcolo del potenziale in modo da migliorare l'efficienza di calcolo senza però compromettere la risoluzione spaziale o imponendo restrizioni geometriche.

Le particelle vengono suddivise in una gerarchia di celle per le quali vengono calcolati i momenti di multipolo del potenziale. Per particelle vicine il calcolo delle forze procede come nel metodo PP, mentre il contributo delle particelle lontane viene incluso calcolando l'espansione in multipolo delle celle che soddisfano un certo criterio di accuratezza. L'idea base è quindi quella di trattare addensamenti di particelle abbastanza lontani come singolo contributo di una particella massiva.

Uno dei metodi più utilizzati si basa sull'algoritmo Barnes-Hut (Barnes e Hut 1986) che utilizza una suddivisione gerarchica dello spazio in celle cubiche regolari (Figura 3.2). Ogni nodo di questa struttura è associato ad una cella che contiene un certo numero di particelle. La suddivisione di ogni cella in otto sottocelle di uguale volume continua finché si arriva ad una cella vuota o contenente una singola particella. Questa struttura ad albero (ingl. *tree*, da cui il nome dell'algoritmo) viene salvata ad ogni passo, prima del calcolo delle forze; vengono omesse dalla struttura le celle vuote.

Contemporaneamente alla ricostruzione della struttura vengono valutati ricorsivamente la massa totale, il centro di massa delle coordinate e i momenti di quadrupolo per ogni cella.

La forza su una determinata particella viene valutata percorrendo l'albero dal volume più grande (nodo principale). Ad ogni passo la dimensione  $s$  della cella viene confrontata con la distanza  $d$  dalla particella mediante il parametro di tolleranza  $\theta$ , che identifica un angolo critico entro il quale può essere individuata o meno una struttura di dimensione fisica  $s$  a distanza  $d$  dal punto di osservazione della particella. Quindi se  $s \leq \theta d$  tutte le particelle nella cella vengono valutate come un'unico contributo. Se il criterio non è soddisfatto si continua a discendere lungo l'albero.

Con questo metodo non c'è una geometria preferenziale e le condizioni al contorno possono non essere periodiche. Inoltre le regioni che non contengono particelle vengono trascurate.

Tutte le operazioni, dalla costruzione dell'albero al calcolo delle forze, vengono svolte in un tempo dell'ordine di  $N \log N$ . L'unico svantaggio consiste nel fatto che il salvataggio della struttura ad ogni passo richiede uno spazio ausiliario di memoria. Tuttavia attualmente sui supercalcolatori, che vengono utilizzati per tale tipo di calcoli, si riesce ad avere sufficiente spazio a disposizione. Inoltre la tecnica Tree è una delle più utilizzate perché se vengono utilizzati tali supercalcolatori consente di avere una miglior risoluzione in minor tempo.

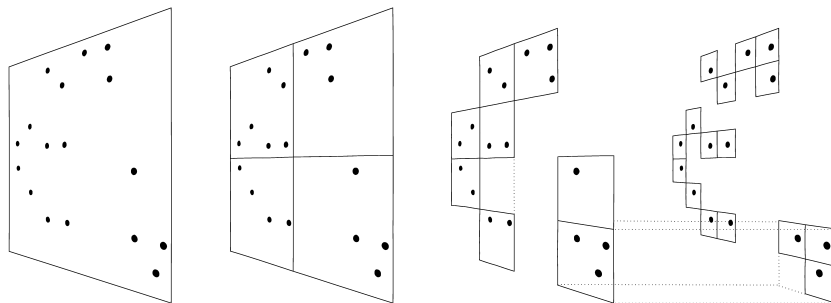


Figura 3.1: Illustrazione schematica del metodo Barnes-Hut in due dimensioni da Springel et al. (2001). Il nodo principale viene suddiviso in celle più piccole fino ad arrivare ad una singola particella per cella, mentre le celle vuote nello schema TREE CODE non vengono salvate nella struttura dell'albero.

### 3.1.5 Condizioni iniziali e condizioni al contorno

Usando le tecniche finora descritte si può simulare una regione rappresentativa dell'Universo o del particolare sistema che si vuole studiare. Una simulazione ha tuttavia delle limitazioni che impongono una trattazione opportuna delle condizioni iniziali e delle condizioni al contorno.

Il problema di definire le condizioni iniziali può essere distinto in due parti:

- la definizione di una distribuzione uniforme di particelle che rappresenti l'Universo imperturbato
- la generazione delle fluttuazioni di densità iniziali.

Nel primo caso si usa solitamente una disposizione a griglia cubica regolare delle particelle, che però introduce una scala caratteristica (la distanza intergriglia). Per ovviare a questo problema si possono posizionare a caso le particelle ed effettuare una simulazione fino a un fattore di scala adeguato invertendo però la forza gravitazionale (che diventa repulsiva; si veda White 1995).

La generazione delle fluttuazioni comprende tre punti chiave:

- la generazione del campo di densità nello spazio di Fourier a partire dalla griglia
- il calcolo della trasformata di Fourier del potenziale gravitazionale
- il calcolo delle velocità  $\vec{u}$  e del potenziale perturbato  $\Phi(\vec{q})$ .

Per l'ultimo punto viene utilizzata l'approssimazione di Zel'dovich (Shandarin & Zel'dovich 1989), secondo la quale

$$\vec{u} = -\dot{D}\nabla_{\vec{q}}\Phi(\vec{q}) \quad \text{e} \quad \vec{x} = \vec{q} - D(t)\nabla_{\vec{q}}\Phi(\vec{q})$$

dove  $\vec{q}$  è la coordinata lagrangiana sulla griglia,  $\vec{x}$  e  $\vec{u}$  le coordinate e velocità comoventi della particella e  $D(t)$  una funzione che descrive l'evoluzione nel tempo della perturbazione in regime lineare descritta nel Capitolo 1.

Per quanto riguarda le condizioni al contorno, nella maggior parte dei casi si assume periodicità ai bordi del volume simulato. Vengono così evitati dei contorni artificiali e la densità media viene forzata essere del valore desiderato. La dimensione finita del volume simulato implica che i modi con piccoli numeri d'onda  $k$  non siano rappresentati adeguatamente: nel caso in cui questo sia una limitazione al problema da studiare occorre costruire una statistica su un *ensemble* di modelli equivalenti.

Per delle referenze generali riguardanti i metodi numerici ad  $N$  corpi si veda i lavori di Hockney & Eastwood (1983) ed Efstathiou et al. (1985).

## 3.2 Metodi idrodinamici

La rappresentazione della distribuzione di materia su larga scala mediante particelle non-collisionali che abbiamo definito genericamente *metodi ad  $N$  corpi* è una tecnica che può descrivere molto accuratamente l'interazione gravitazionale anche in regimi fortemente lineari. Tuttavia su lunghezze scala minori, quando il tempo dinamico diventa comparabile o maggiore del tempo di propagazione di un'onda di pressione nel gas diffuso o al tempo di raffreddamento dello stesso gas (a redshift zero talo lunghezza tipica è di qualche kpc), i processi non gravitazionali assumono un ruolo importante nel determinare le proprietà osservate delle strutture diventando fondamentali a scale molto piccole (minori o uguali alla dimensione caratteristica di una galassia). Al fine di includere tali processi nelle simulazioni numeriche è necessario implementare la trattazione della fisica dei gas in modo che essa sia naturalmente complementare alla trattazione della gravitazione.

I metodi utilizzati avranno bisogno di descrivere la termodinamica del gas, i processi radiativi (raffreddamento, assorbimento ed emissione della radiazione) e la formazione stellare, a seconda del tipo di sistema che verrà studiato.

Il gas viene descritto come un fluido con velocità media  $\vec{v}$ , densità  $\rho$ , pressione  $p$  ed energia specifica interna  $\epsilon$  per il quale valgono le equazioni di Navier-Stokes che descrivono la conservazione della massa (eq. di continuità), conservazione di momento (eq. di Eulero) e conservazione di energia

$$\frac{D\rho}{Dt} = \rho \nabla \cdot \vec{v}$$

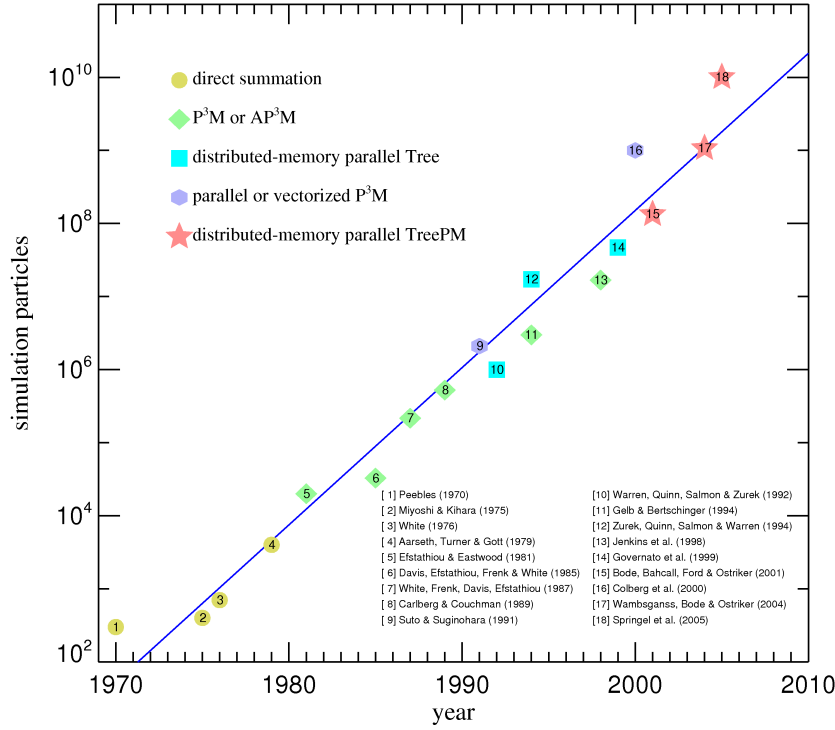


Figura 3.2: Grafico da Springel et al. (2005) che mostra il progressivo aumento negli anni del numero di particelle usate nelle simulazioni ad  $N$  corpi ad alta risoluzione. I diversi colori si riferiscono al metodo utilizzato mentre la numerazione dei punti si riferisce alle simulazioni.

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \text{termini di viscosità} - \nabla\Phi$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = -\frac{p}{\rho}\nabla \cdot \vec{v} + \text{termini di viscosità} - \frac{\mathcal{L}(\epsilon, \rho)}{\rho} \quad (3.1)$$

dove  $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$  è la derivata Lagrangiana e la funzione  $\mathcal{L}$  tiene conto dei processi di riscaldamento (fotoionizzazione, energetica delle supernovae) e di dissipazione di energia (raffreddamento radiativo) da parte del gas. L'equazione di stato che unisce le variabili termodinamiche è

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon$$

dove l'indice politropico  $\gamma$  vale  $5/3$  nel caso di gas monoatomico adiabatico. La forza di gravità, inclusa nell'equazione di Eulero mediante il potenziale  $\Phi$ , è demandata al *solver* gravitazionale.



Per il set di equazioni che abbiamo appena descritto vengono utilizzati due metodi di risoluzione, quello Euleriano e quello Lagrangiano, che descriveremo in seguito.

### 3.2.1 Metodi Euleriani

Il metodo Euleriano risolve le equazioni del fluido su una griglia fissata nello spazio. Le quantità fisiche di interesse (pressione, temperatura, potenziale, ...) sono utilizzate come variabili di campo e vengono definite in ogni punto dello spazio. La griglia discretizza lo spazio in celle cubiche e può avere spaziatura variabile (tecnica detta *Mesh Refinement* MR), tale che ad una maggiore densità corrisponda una griglia più fitta per una miglior risoluzione. Quando il raffinamento della griglia è automatico la tecnica si chiama *Adaptive Mesh Refinement* (AMR).

Il campo scalare  $f(x, t)$  e il suo flusso sono legati dalla

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x}.$$

Espandendo in serie di Taylor la funzione  $f(x, t)$ , si ottiene

$$f(x, t + dt) = f(x, t) + \frac{\partial f}{\partial t} dt + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} dt^2 + O(dt^3)$$

e combinando le due equazioni, le derivate temporali vengono sostituite da quelle spaziali, quindi

$$f(x, t + dt) = f(x, t) - \frac{\partial F}{\partial x} dt + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial f} \right] dt^2 + O(dt^3).$$

L'equazione descrive l'evoluzione temporale della funzione  $f(x, t)$  che viene discretizzata e risolta sulla griglia fino al primo o al secondo ordine.

Per descrivere le discontinuità nel flusso (causate per esempio da shock) si inseriscono nelle equazioni di fluido dei termini di viscosità artificiale. Viene così introdotta una scala minima al di sotto della quale gli effetti di shock si possono trascurare.

Esistono altre tecniche (*shock capturing schemes*) che utilizzano la soluzione esatta di un semplice problema non lineare, il *Riemann shock tube*, che descrive le onde non lineari generate da una discontinuità tra due stati costanti del fluido. In questo caso il flusso viene approssimato da un numero di stati costanti per i quali il problema del *Riemann shock tube* ha soluzione e l'introduzione dei termini di viscosità non è più necessaria.

### 3.2.2 Metodi Lagrangiani e il metodo SPH

Nei metodi Lagrangiani le grandezze fisiche che ci interessano vengono associate all'insieme di particelle che compongono il fluido. Le equazioni del

moto delle particelle consentono di studiare l'evoluzione temporale delle grandezze fisiche di campo. La risoluzione sarà migliore nelle zone dense, perché il maggior numero di elementi del fluido consente una migliore approssimazione delle grandezze di campo.

L'algoritmo usato nella presente tesi è lo *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) sviluppato da Lucy (1977) e Gingold e Monaghan (1977), per una *review* recente si veda Monaghan (2003). Ad oggi questa tecnica è frequentemente utilizzata negli studi della formazione di galassie.

L'idea fondamentale della tecnica SPH è la seguente: un fluido viene rappresentato da  $N$  elementi finiti (particelle di massa definita) dei quali si segue il moto e la termodinamica descritti dalle equazioni idrodinamiche.

Le equazioni di Navier-Stokes che riguardano il moto del fluido e l'energia coinvolgono proprietà continue del fluido (pressione, densità, temperatura, ...) e le loro derivate. Trovare per esempio la densità da una distribuzione di elementi equivale a trovare la distribuzione di probabilità da un campione. Uno dei possibili metodi statistici è il metodo dello *smoothing kernel* (che spiega il nome della tecnica SPH): le posizioni delle particelle sono assunte come centri di interpolazione dove vengono stimate le proprietà locali del fluido e le loro derivate con un'appropriata media pesata sulle proprietà delle particelle vicine.

A questo proposito viene utilizzato un kernel che dipende dalla distanza tra due particelle e dalla *lunghezza di smoothing*  $h$ , che indica la massima distanza di interazione e quindi individua le particelle vicine. Le scale  $l \ll h$  vengono "livellate" (*smoothed out*).

La funzione filtro che rappresenta il kernel deve essere molto piccata quando la lunghezza di *smoothing* tende a zero, e quindi la risoluzione tende ad infinito

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) = \delta_D(|\vec{r} - \vec{r}'|, h)$$

dove  $\delta_D$  è la funzione di Dirac. La richiesta è sensata perché  $h$  è legato al numero di particelle in modo tale che  $h \rightarrow 0$  quando  $N \rightarrow \infty$ . Inoltre la funzione di kernel dev'essere normalizzata su tutto lo spazio in modo tale che

$$\int W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) d^3\vec{r}' = 1.$$

Le grandezze di campo locali vengono stimate convolvendo il campo  $f(\vec{x})$  con il kernel di smoothing  $W$  per cui

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) f(\vec{r}') d^3\vec{r}'.$$

Nel nostro caso il fluido è rappresentato da  $N$  elementi finiti con le coordinate  $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N$  quindi l'ultima equazione deve essere discretizzata: la funzione valutata nella posizione della particella  $i$ -esima diventa

$$\langle f(\vec{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) f(\vec{r}_j) d^3\vec{r}_j.$$

L'elemento di volume  $d^3\vec{r}_j$  corrisponde al volume occupato dalla  $j$ -esima particella e mediante massa e densità della particella si può scrivere come  $d^3\vec{r}_j = \frac{m_j}{\rho_j}$ , quindi

$$\langle f(\vec{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) f(\vec{r}_j).$$

Ad esempio l'espressione per la densità sarà

$$\langle \rho_i \rangle = \sum_{j=1}^N W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h) m_j.$$

Nelle equazioni di Navier-Stokes sono presenti anche gradienti spaziali. Nel caso generale il gradiente di  $f(\vec{x})$  diventa

$$\langle \nabla f(\vec{r}) \rangle \equiv \int W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h) \nabla f(\vec{r}') d^3\vec{r}' = \int \nabla W(|\vec{x} - \vec{x}'|, h) f(\vec{x}') d^3\vec{r}'$$

dove per valutare l'integrale a destra si integra per parti e il termine di superficie  $f W$  si annulla (il kernel viene scelto tale da annullarsi rapidamente quando  $|\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow \infty$ ). In questo modo non si ha bisogno di calcolare il gradiente per ogni funzione di campo ma ci basta conoscere il gradiente del kernel interpolante.

Le equazioni idrodinamiche fondamentali nel metodo SPH diventano

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad \text{equazione di continuità} \quad (3.2)$$

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left( \frac{P_j}{\rho_j^2} - \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_i W_{ij} \quad \text{equazione di Eulero} \quad (3.3)$$

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left( \frac{P_j}{\rho_j^2} - \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad \text{conservazione dell'energia} \quad (3.4)$$

dove per chiarezza abbiamo definito  $W_{ij} = W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h)$ .

Le funzioni filtro che vengono utilizzate sono principalmente due:

1. il kernel *gaussiano*

$$W(\vec{r}_{ij}, h) = \frac{1}{(\pi h^2)^{3/2}} e^{-\frac{r_{ij}^2}{h^2}}$$

2. il kernel *a spline cubica*

$$W(\vec{r}_{ij}, h) = \frac{3}{4\pi h^2} \begin{cases} 10/3 - 7v^2 + 4v^3 & 0 \leq v \leq 1 \\ (2-v)^2 \left( \frac{5-4v}{3} \right) & 1 \leq v \leq 2 \\ 0 & v > 2 \end{cases} \quad \text{dove } v = \frac{|\vec{r}_{ij}|}{h}.$$

Il kernel Gaussiano consente di interpretare il significato fisico delle equazioni in modo immediato, tuttavia non si annulla per distanze finite e virtualmente tutte le particelle contribuiscono al calcolo, aumentando notevolmente i tempi del calcolo stesso e perdendo la natura strettamente locale delle quantità termodinamiche. Al contrario, la *spline* cubica soddisfa comunque la richiesta di continuità delle derivate, ma ha un supporto compatto e si annulla al di fuori della sfera di raggio  $h$ ; ciò consente di discriminare fra particelle *vicine* e particelle *lontane* - ovvero di determinare localmente le quantità termodinamiche - e inoltre diminuisce drasticamente i tempi di calcolo.

La lunghezza di smoothing viene scelta a seconda della precisione che si vuole avere nella simulazione. Perché la risoluzione sia ottimale il calcolo deve comprendere almeno 30 – 50 particelle vicine. Se  $h$  è costante le stime in regioni poco dense non sono accurate: per questo motivo la lunghezza di *smoothing*, nei codici moderni, varia per ogni particella (ciò comporta l'introduzione di termini correttivi nelle equazioni precedenti (par. 3.3.2)). In questo modo ad ogni particella viene associata una risoluzione che dipende anche dalle condizioni locali.

Nelle equazioni può essere introdotta anche una “viscosità artificiale” che in parte previene i problemi numerici presenti nelle simulazioni come nei casi di discontinuità (per esempio in presenza di shock) e di interpenetrazione di particelle e cerca anche di riprodurre la viscosità molecolare presente nei gas reali.

Infine i vantaggi della tecnica SPH sono molteplici:

- non ci sono assunzioni *a priori* che riguardino la geometria o la struttura degli oggetti studiati
- è una tecnica Lagrangiana e adattiva: lo schema segue l'elemento di massa individuale e cambia automaticamente la risoluzione spaziale e l'intervallo temporale consentendo una più semplice gestione delle zone dove densità e pressione cambiano rapidamente
- lo schema è analogo a quello delle simulazioni a N corpi, quindi risulta più semplice da implementare.

Per un'analisi più dettagliata sulla tecnica SPH si veda ad esempio gli articoli di Monaghan & Lattanzio (1985) e Monaghan 2003.

### 3.3 Codice GADGET2

Il codice parallelo<sup>1</sup> GADGET (acronimo di *GA*laxies with *DA*rk matter and *GA*s *intE*racT) è un codice pubblico utilizzato per simulazioni cosmologiche sviluppato da Volker Springel (Springel et al. 2001, Springel 2005).

---

<sup>1</sup>Un codice parallelo è scritto in modo tale da consentire il calcolo su più microprocessori simultaneamente, il che aumenta le prestazioni del sistema di calcolo.

La struttura fondamentale del codice è il metodo *TreeSPH* (Hernquist e Katz 1989) che combina l'algoritmo gerarchico *Tree* di Barnes e Hut (1986) per descrivere l'interazione gravitazionale di materia oscura e materia barionica e il metodo SPH che invece tratta le interazioni termodinamiche della sola componente barionica. Per quest'ultima tecnica sono implementati vari processi fisici: dai processi radiativi (raffreddamento radiativo e ionizzazione dovuta al fondo ultravioletto) alla formazione stellare, ai venti ecc. I processi rilevanti per la trattazione del lavoro di tesi verranno descritti nei paragrafi successivi.

Per le simulazioni analizzate nel cap. 4 è stata utilizzata la versione più recente dello stesso codice - **GADGET2** - che è più accurata, più veloce e versatile (Springel 2005).

Il codice viene utilizzato in ambito astrofisico per simulazioni di vario genere, dalle simulazioni di collisioni e interazioni tra galassie alla formazione della struttura a larga scala. I processi inclusi che modellano il gas consentono anche lo studio della dinamica del mezzo intergalattico e della formazione stellare, nonché della sua autoregolazione mediante *feedback*<sup>2</sup>.

### 3.3.1 Interazione gravitazionale

L'algoritmo *Tree* che è implementato nel codice **GADGET2** è descritto nel lavoro di Barnes e Hut (1986). Rispetto alla prima versione del codice sono stati scelti un diverso ordine di espansione del multipolo gravitazionale e un differente criterio di apertura del nodo.

Per sfruttare efficientemente la memoria dei calcolatori e l'architettura dei processori moderni l'espansione si ferma al monopolio gravitazionale. In tal modo si ha il vantaggio che gli aggiornamenti dinamici del codice sono consistenti con lo schema di integrazione temporale.

Il criterio di apertura delle celle si differenzia da quello descritto in precedenza ed è utilizzabile nel caso in cui si utilizzi il momento di monopolio. Un nodo di massa  $M$  ed estensione  $s$  a distanza  $r$  viene utilizzato quando è valido il criterio

$$\frac{GM}{r^2} \left(\frac{s}{r}\right)^2 \leq \alpha |\vec{a}|$$

dove  $|\vec{a}|$  è l'accelerazione totale calcolata nell'intervallo temporale precedente mentre  $\alpha$  è un parametro di tolleranza. Il primo calcolo viene svolto con il criterio di apertura classico, dato che non è stato ancora eseguito il calcolo dell'accelerazione  $|\vec{a}|$ . Con questa regola l'angolo di apertura è piccolo all'inizio, quando la distribuzione di materia è quasi omogenea, mentre aumenta

---

<sup>2</sup>Le stelle che esplodono come supernovae distribuiscono la maggior parte della loro energia nel gas circostante che viene riscaldato oppure espulso da zone di formazione stellare. In questo modo la formazione stellare viene soppressa. Il meccanismo per cui le stelle regolano la loro stessa formazione viene chiamato *feedback*.

quando la materia si addensa. Inoltre dipende anche dalla distanza del nodo e varia con essa.

Tuttavia i criteri che utilizzano l'angolo di apertura classico possono presentare dei problemi, come mostrato da Salmon e Warren (1994). Se ci troviamo nella situazione in cui la distanza tra la particella sulla quale calcoliamo la forza e la particella più vicina contenuta nel nodo è molto piccola e soddisfa il criterio di apertura, il calcolo delle forze può portare ad un errore molto grande. Per questo motivo viene adottata un'ulteriore condizione

$$|r_k - c_k| \leq 0.6s,$$

valutata su ognuna delle componenti  $k$  del vettore posizione  $\vec{r}$  della particella appartenente al nodo e del centro geometrico del nodo  $\vec{c}$ .

In GADGET2 si può scegliere se utilizzare l'algoritmo Tree oppure l'algoritmo ibrido TreePM (Xu 1995) che combina il metodo *Particle-Mesh* alla tecnica Tree ed è sviluppato in modo simile a quello descritto in Bagla e Ray (2003). Per i dettagli si rimanda a Springel (2005) e ai lavori appena citati.

### 3.3.2 Idrodinamica

La tecnica SPH che viene utilizzata è totalmente lagrangiana: questo significa che oltre a seguire l'evoluzione di ogni singola particella, anche le proprietà come l'intervallo temporale e il parametro di smoothing vengono definite per ognuna di esse.

#### La lunghezza di smoothing

Il parametro  $h_i$  di ogni particella è adattivo e viene definito in modo tale che il volume del kernel  $W$  contenga una massa costante per la densità stimata; possiamo descriverlo tramite la relazione

$$\frac{4\pi}{3} h_i^3 \rho_i = N_{sph} \bar{m}$$

dove  $N_{sph}$  è il numero di particelle vicine considerate nello smoothing, mentre  $\bar{m}$  è la massa media delle particelle. Per soddisfare il criterio sulla massa basta fissare il numero di particelle vicine  $N_{sph}$ .

#### L'equazione del moto

A differenza dell'equazione del moto descritta dalla (3.3) nel caso in cui la lunghezza  $h$  sia variabile vengono utilizzati i coefficienti

$$f_i = \left[ 1 + \frac{h_i}{3\rho_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial h_i} \right]^{-1}$$

e l'equazione che tiene conto della lunghezza di smoothing variabile diventa

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left[ f_i \frac{P_i}{\rho_i^2} \nabla_i W_{ij}(h_i) + f_j \frac{P_j}{\rho_j^2} \nabla_i W_{ij}(h_j) \right].$$

La pressione delle particelle è data da  $P_i = A_i \rho_i^\gamma$  dove il termine  $A_i$  per un fluido ideale dipende solo dall'entropia.

### La ricerca delle particelle vicine

Il metodo di ricerca delle particelle vicine utilizzato nella tecnica SPH è descritto da Hernquist e Katz (1989) e si avvale dell'algoritmo Tree.

Per prima cosa viene scelta una regione sferica di raggio  $h_i$  corrispondente alla lunghezza di smoothing attorno alla posizione  $\vec{r}_i$  dell' $i$ -esima particella. Partendo dal nodo che contiene la regione d'interesse si cercano le sovrapposizioni dei nodi successivi con la regione. Il cammino lungo l'albero è così ristretto solo all'intorno della particella.

La ricerca delle particelle vicine nel calcolo delle forze deve soddisfare la condizione

$$|\vec{r}_i - \vec{r}_j| < \max(h_i, h_j),$$

per cui ad ogni nodo viene salvata la lunghezza di smoothing massima delle particelle che vi sono contenute.

### La viscosità artificiale

Uno svantaggio della tecnica SPH è quello di aver bisogno di una *viscosità artificiale* che fornisca l'entropia necessaria negli shock. La forza dovuta alla viscosità viene descritta nel codice da

$$\left. \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right|_{visc} = - \sum_{j=1}^N m_j \Pi_{ij} \nabla_i \bar{W}_{ij}$$

dove il termine  $\Pi_{ij}$  ( $\Pi_{ij} \geq 0$ ) è una parametrizzazione della viscosità (in GADGET2 si utilizza la parametrizzazione di Monaghan 1997) ed è diversa da zero solamente quando le particelle si avvicinano l'una all'altra nello spazio fisico, mentre il simbolo  $\bar{W}_{ij}$  è la media dei due kernel  $W_{ij}(h_i)$  e  $W_{ij}(h_j)$ . La viscosità genera entropia, trasformando irreversibilmente l'energia cinetica del gas in energia termica. Nell'equazione del moto la viscosità agisce con una pressione aggiuntiva  $P_{visc} \simeq \frac{1}{2} \rho_{ij}^2 \Pi_{ij}$ , dove  $\rho_{ij}$  è la media aritmetica delle densità delle particelle  $i$ -esima e  $j$ -esima.

### 3.3.3 Schema di integrazione

Lo studio dell'evoluzione temporale dei sistemi hamiltoniani mediante le approssimazioni numeriche può comportare dei problemi: gli schemi di

integrazione numerica come ad esempio il metodo di Runge-Kutta introducono delle perturbazioni che modificano sostanzialmente il comportamento delle orbite a lungo termine rispetto alla soluzione esatta. L'integrazione che utilizza un integratore simplettico, che ha la caratteristica di preservare la struttura dello spazio delle fasi del sistema, fornisce una soluzione del problema numerico che più si avvicina alla soluzione reale.

Il codice **GADGET2** utilizza perciò per l'integrazione numerica lo schema simplettico *leapfrog* (Quinn et al. 1997, Preto e Tremaine 1999).

Il nome deriva dal metodo con il quale le posizioni  $\vec{r}$  e le velocità  $\vec{v}$  vengono aggiornate ad ogni passo  $n$ :

$$\begin{aligned}\vec{v}_{n+1/2} &= \vec{v}_n + \frac{1}{2}\tau\vec{a}(\vec{r}_n) \\ \vec{r}_{n+1} &= \vec{r}_n + \tau\vec{v}_{n+1/2} \\ \vec{v}_{n+1} &= \vec{v}_{n+1/2} + \frac{1}{2}\tau\vec{a}(\vec{r}_{n+1}),\end{aligned}\tag{3.5}$$

dove  $\vec{a}$  è l'accelerazione e  $\tau$  l'intervallo temporale.

L'aggiornamento della posizione equivale all'evoluzione del sistema mediante l'hamiltoniana  $H_D = \frac{1}{2}v^2$ , mentre quello della velocità corrisponde a far evolvere il sistema con il potenziale  $H_K = V(\vec{r})$ , nel nostro caso il potenziale gravitazionale. Il sistema numerico evolve con un hamiltoniana totale

$$H_N = H_D + H_K + H_{err},$$

dove  $H_{err}$  contiene l'errore dovuto all'approssimazione del sistema reale con un sistema numerico ed è dell'ordine di  $\tau^2$ . Gli operatori  $D$  e  $K$  associati all'evoluzione tramite  $H_D$  o  $H_K$  vengono chiamati rispettivamente operatore di "drift" e di "kick". Lo schema descritto dalle tre equazioni (3.5) corrisponde alla combinazione di operatori  $K(\tau/2)D(\tau)K(\tau/2)$ .

Dal punto di vista operativo conviene utilizzare degli intervalli temporali adattivi, che consentano di seguire nel dettaglio, utilizzando quindi passi temporali brevi, le particelle sottoposte a grandi forze e in modo meno 'preciso', cioè con passi temporali più grandi, l'evoluzione delle altre particelle.

Per questo motivo se viene utilizzato l'algoritmo TreePM il potenziale viene suddiviso in due contributi, il primo per brevi distanze e il secondo per grandi distanze; in questo modo la trattazione del solo pezzo di hamiltoniana che riguarda l'energia cinetica e il potenziale a breve raggio viene calcolata con passi temporali più piccoli.

Per particelle soggette alla trattazione idrodinamica, alla hamiltoniana viene aggiunto un termine dovuto all'energia termica

$$H_{term} = \frac{1}{\gamma - 1} \sum_i^N m_i A_i \rho_i^{\gamma-1}$$

dove  $m_i$  e  $\rho_i$  sono rispettivamente la massa e la densità della particella mentre  $A_i = P_i/\rho_i^\gamma$  con  $\gamma$  indice politropico, assunto essere 5/3 per gas adiabatico.



Il tempo di integrazione totale viene suddiviso in potenze di due, dove per ogni particella  $i$  al passo  $n$  viene scelto un'intervallo temporale tale che

$$\tau_i^n = \frac{\tau_{total}}{2^{k_i^n}},$$

dove il numero intero  $k_i^n < K$  per  $K$  che definisce l'intervallo minimo e viene stabilito a partire dalle condizioni iniziali del problema.

### 3.3.4 Processi radiativi

I processi di raffreddamento radiativo vengono calcolati assumendo che il gas di composizione primordiale ( $X = 0.76$  e  $Y = 0.24$ ) sia otticamente sottile e in equilibrio collisionale di ionizzazione (ma non in equilibrio termico) con uno specifico fondo ultravioletto (UVB - ultraviolet background), uniforme e dipendente dal tempo (Haardt e Madau 1996). Questo fondo è dovuto alla reionizzazione a  $z \simeq 6$  degli atomi da parte di fotoni ionizzanti provenienti da quasar e dalle prime stelle (per una trattazione dettagliata si veda il lavoro di Loeb e Barkana 2001).

Il raffreddamento radiativo viene calcolato per i processi a due corpi (Black 1981) inseriti nella tabella (3.1), mentre i processi a tre corpi non vengono considerati perché la risoluzione in densità non è abbastanza grande.

PROCESSI	SPECIE
eccitazione collisionale	$H^0, He^+$
ionizzazione collisionale	$H^0, He^0, He^+$
ricombinazione	$H^+, He^+, He^{++}$
ricombinazione dielettrica	$He^+$
bremstrahlung	tutti gli ioni

Tabella 3.1: Tabella dei processi di raffreddamento radiativo. I tassi di raffreddamento sono descritti in Katz et al. 1996.

Oltre ai processi elencati viene considerato anche il raffreddamento radiativo dovuto al Compton inverso su fotoni del CMB (Ikeuchi e Ostriker 1986). I tassi di fotoionizzazione dovuta all'UVB vengono definiti a partire dall'intensità del fondo e dai dati per singole specie (Osterbrock 1989). Oltre ad essere importante nel calcolo delle abbondanze delle singole specie di ioni, la fotoionizzazione riscalda il gas mentre i fotoelettroni trasportano l'energia residua. La curva di raffreddamento derivante dai processi elencati è stata discussa e descritta da più autori (Abel et al. 1997, Cen 1992).

L'equilibrio implica che si possano scrivere le equazioni che bilanciano la creazione e distruzione delle varie specie di ioni a partire dai processi elencati. Tenendo conto anche della conservazione del numero di elementi, una volta specificate densità, temperatura e background ionizzante, si ottengono

6 equazioni indipendenti per le densità in numero delle differenti specie  $n_{H^0}$ ,  $n_{H^+}$ ,  $n_{He^0}$ ,  $n_{He^+}$ ,  $n_{He^{++}}$  e  $n_e$ .

In assenza del fondo ionizzante le densità in numero delle specie di ioni scalano proporzionalmente alla densità di idrogeno  $n_H$ . I tassi di raffreddamento hanno allora una dipendenza quadratica rispetto alla densità di idrogeno. In caso contrario, quando invece è presente il fondo ultravioletto, la dipendenza dalla densità non è così semplice.

I tassi di raffreddamento e fotoionizzazione vengono utilizzati nel calcolo della funzione  $\mathcal{L}$  descritta dalla (3.1). Inoltre le abbondanze determinano  $\mu$ , il valor medio del peso molecolare, che viene utilizzato nell'equazione di stato.

Una trattazione rigorosa dei processi descritti viene svolta nel lavoro di Katz et al. (1996).

### 3.3.5 La formazione stellare

Uno dei principali problemi che si vuole affrontare tramite l'utilizzo delle simulazioni cosmologiche è lo studio della formazione della componente luminosa delle galassie, in particolare la formazione delle stelle e la trattazione del mezzo interstellare (ISM - *InterStellar Matter*). Quest'ultimo è composto da gas caldo otticamente sottile e a bassa densità nel quale si trovano nubi di gas neutro e freddo, che collassando danno vita alle stelle. Quando le stelle muoiono esplodendo come supernovae o semplicemente perdendo il loro involucro la materia di cui sono composte ritorna al mezzo che le circonda.

Una trattazione opportuna dell'ISM non è semplice perché richiede un'adeguata modellizzazione dei processi fisici che avvengono al di sotto della scala di risoluzione (detta anche scala "sottogriglia") come anche per il fatto che il mezzo ha una struttura complessa non ancora compresa interamente, come non sono compresi appieno nemmeno i meccanismi di *feedback* come il contributo all'energetica dovuto alle supernovae o agli AGN.

Per questo motivo l'ISM viene descritto come un fluido multifase: la maggior parte del volume è riempita da gas caldo diffuso mentre la massa maggiore si trova nelle nubi fredde e dense di dimensioni e masse tali da non poter essere risolte nelle simulazioni cosmologiche attuali. Nel codice GADGET2 il fluido è descritto da un modello ibrido (Springel e Hernquist 2003) che considera le proprietà mediate spazialmente del fluido attraverso una formulazione statistica che descriveremo in seguito. Le due fasi, calda e fredda del gas che compone la materia interstellare, si assume siano in equilibrio di pressione (McKee e Ostriker 1977). I barioni possono quindi trovarsi in una delle tre possibili fasi: nel gas caldo, nel gas freddo oppure nelle stelle. Le tre fasi interagiscono tra di loro mediante differenti interazioni che stabiliscono un sistema autoregolato (schema in figura 3.3).

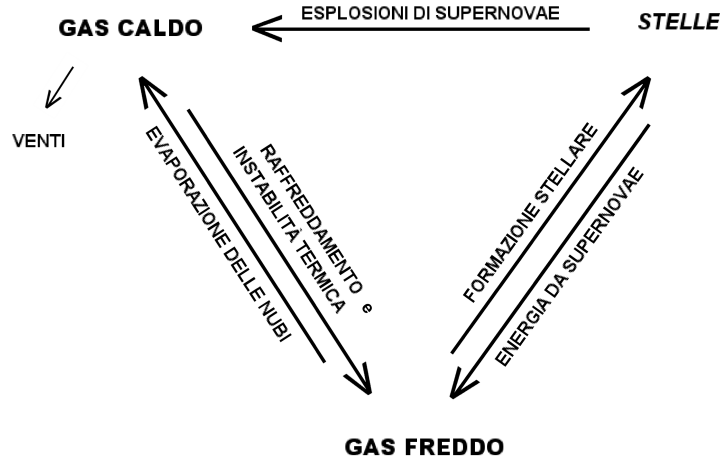


Figura 3.3: Schema delle interazioni tra gas freddo, gas caldo e stelle (Tornatore 2005) descritte nel paragrafo a pag. 66.

### Equazioni della formazione stellare

Le stelle, come abbiamo scritto prima, si formano dal collasso di nubi di gas freddo. Secondo la legge proposta da Schmidt (1959) il *tasso di formazione stellare* (SFR, dall'inglese *Star Formation Rate*), cioè la quantità di gas freddo che viene convertita in stelle per unità di tempo e volume, è proporzionale ad una potenza della densità del gas freddo  $\rho_c$ . Nel nostro caso per la SFR viene scelta la seguente formulazione che indica il tasso di trasformazione del gas freddo in stelle

$$\frac{d\rho_\star}{dt} = -\frac{d\rho_c}{dt} = \frac{\rho_c}{t_\star}, \quad (3.6)$$

dove  $\rho_\star$  è la densità di stelle mentre  $t_\star$  è il tempo caratteristico per la formazione stellare.

La densità totale del gas è la somma delle densità delle due componenti calda ( $\rho_h$  - *hot*, in inglese) e fredda ( $\rho_c$  - *cold*, in inglese), il valore delle quali viene mediato su un volume costante, quindi  $\rho_{gas} = \rho_c + \rho_h$ . L'energia totale contenuta nel gas può essere descritta da  $\epsilon = \rho_h u_h + \rho_c u_c$  dove  $u_h$  e  $u_c$  sono le densità di energia della fase calda e fredda rispettivamente.

Nel modello di Springel e Hernquist (2003) per le stelle che esplodono come supernovae una frazione  $\beta$  della loro massa ritorna a far parte del mezzo circostante immediatamente dopo l'esplosione. L'energia rilasciata dall'esplosione inoltre riscalda il gas.

La descrizione completa della *formazione stellare* descritta dall'equazione (3.6) che tiene conto anche delle *esplosioni di supernovae* diventa

$$\frac{d\rho_\star}{dt} = (1 - \beta) \frac{\rho_c}{t_\star}.$$

Le esplosioni di supernovae provocano anche l'*evaporazione* (EV) delle nubi di gas freddo e il tasso di evaporazione è proporzionale alla massa delle supernovae

$$\left. \frac{d\rho_c}{dt} \right|_{EV} = A\beta \frac{\rho_c}{t_\star},$$

dove l'efficienza di evaporazione  $A$  dipende dalla densità del gas freddo.

Oltre all'effetto di *raffreddamento* descritto nel paragrafo sui processi radiativi (par. 3.3.4) si tiene conto anche del processo di *instabilità termica* (IT) con il quale si formano le nubi fredde

$$\left. \frac{d\rho_c}{dt} \right|_{IT} = \left. \frac{d\rho_h}{dt} \right|_{IT} = \frac{\Lambda(\rho_h, u_h)}{u_h - u_c},$$

dove  $\Lambda(\rho_h, u_h)$  è la funzione di cooling che tiene conto dei processi di raffreddamento.

Il bilancio energetico che tiene conto di tutti i processi appena descritti porta alla seguente variazione dell'energia specifica del gas nelle due fasi:

$$\frac{d}{dt}(\rho_c u_c) = -\frac{\rho_c}{t_\star} u_c - A\beta \frac{\rho_c}{t_\star} u_c + \frac{(1-f)u_c}{u_h - u_c} \Lambda_{net}(\rho_h, u_h) \quad (3.7)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h) = \beta \frac{\rho_c}{t_\star} (u_{SN} + u_c) + A\beta \frac{\rho_c}{t_\star} u_c - \frac{u_h - f u_c}{u_h - u_c} \Lambda_{net}(\rho_h, u_h), \quad (3.8)$$

dove  $u_{SN} = \epsilon_{SN}(1 - \beta)/\beta$  è la densità di energia rilasciata dalle supernovae per unità di massa delle stelle che si stanno formando (per tutte le supernovae  $\epsilon_{SN} = 10^{51}$  erg), mentre il parametro  $f$  discrimina tra un regime di raffreddamento normale ( $f = 1$ ) e un regime di instabilità termica ( $f = 0$ ).

Questo modello di formazione stellare che tiene conto del feedback prodotto dalle supernovae conduce ad un ciclo autoregolato di formazione stellare. Con questo schema si riesce a riprodurre la corretta frazione di barioni nelle stelle, la corretta storia di formazione stellare (Springel e Hernquist 2003b), l'ammontare corretto di idrogeno neutro presente in sistemi di assorbimento ad alto redshift (Nagamine et al 2003) e le proprietà osservative principali degli ammassi di galassie nei raggi X (Borgani et al. 2004).

### Trattazione stocastica della formazione stellare

Nella formazione delle stelle implementata da Katz (1992) la particella di gas perde una parte della massa che va a formare una nuova particella stella. Nelle simulazioni cosmologiche estese la creazione di un numero considerevole di nuove particelle porta ad un eccessivo costo computazionale. Il metodo adottato in GADGET2 utilizza la trattazione probabilistica della formazione stellare introdotta da Katz, Weinberg e Hernquist (1996). Invece di creare nuove particelle ogni particella di gas sotto opportune condizioni può diventare '*star forming*' continuando a contenere informazioni non solo sulle due

fasi di gas ma anche sulla sua parte stellare. In questo caso tuttavia la particella avrà un comportamento schizofrenico, poiché la parte stellare è non collisionale e risente solo della forza gravitazionale, mentre la parte di gas è collisionale quindi sente sia la forza gravitazionale che le forze dovute all'idrodinamica; per esempio in presenza di uno shock la parte della particella composta da gas rallenterebbe mentre quella stellare passerebbe oltre.

Affiché una particella di gas inizi a formare stelle devono essere soddisfatte le seguenti condizioni (Kay et al. 2002):

- il flusso sia localmente convergente, cioè  $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} < 0$ ;
- sia soddisfatta la condizione di Jeans (1.16);
- la sovradensità del gas ecceda il valore critico  $\delta_{cr} = 55$ ;
- la densità in numero degli atomi di idrogeno è  $n_H > 0.1 \text{ cm}^{-3}$ .

In realtà le ultime due condizioni sono quelle veramente restrittive, mentre le prime due vengono verificate quasi automaticamente una volta che lo siano le ultime due.

Una volta che la particella di gas soddisfa le condizioni per la formazione stellare, si utilizza la trattazione probabilistica. Riscrivendo l'equazione (3.6) in funzione delle masse si trova l'espressione

$$\frac{dm_\star}{dt} = -\frac{dm_{gas}}{dt} = \frac{(1-\beta)xm_{gas}}{t_\star}, \quad (3.9)$$

dove  $m_\star$  è la massa stellare,  $x$  è la frazione di massa del gas contenuta nelle nubi fredde e  $m_{gas}$  la massa (totale) della particella di gas. La probabilità  $p$  che una particella di gas formi stelle in un intervallo di tempo  $\Delta t$  si può calcolare integrando la (3.9) ed è descritta come segue

$$p = \frac{m_{gas}}{m_\star} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{(1-\beta)x\Delta t}{t_\star}\right) \right],$$

e indica un numero nell'intervallo  $[0, 1]$  che viene associato ad ogni particella di gas. Infine si genera un numero random e lo si confronta con la probabilità  $p$ . Se il numero random è tra  $p$  e 1 la particella rimane di solo gas, nel caso invece in cui il numero random sia compreso nell'intervallo  $[0, p]$  una parte della particella diventa stella. La massa stellare è  $m_\star = \bar{m}_{gas}/N_g$  dove  $N_g$  denota il numero di generazioni stellari (nelle simulazioni analizzate  $N_g = 3$ ) mentre  $\bar{m}_{gas}$  è il valore medio della massa della particella di gas (medio perché a causa delle interazioni la massa totale della particella varia leggermente).

Se una particella di gas aveva già formato stelle  $N_g - 1$  volte allora al passo successivo si trasforma in un'intera particella stella, che si comporterà in seguito come particella non collisionale.

Una particella “stellare” che così viene formata è considerata come una popolazione stellare semplice (SSP - *Simple Stellar Population*), cioè un’insieme di stelle coeve formatesi dallo stesso gas e aventi quindi la stessa composizione chimica. Per ognuna di queste popolazioni può essere facilmente calcolata la frazione di stelle che finisce la propria vita come SNIa o SNII una volta assunta la frazione di massa iniziale (IMF).

L’approccio stocastico ha i vantaggi di eliminare la proliferazione non controllata di particelle stelle che appesantirebbe il calcolo numerico, e consente di avere una descrizione media della formazione stellare in genere molto buona.

Quindi, i tre ‘ingredienti’ che ci consentono di seguire l’evoluzione e la formazione di stelle che descriveremo in seguito sono:

- il modello di evoluzione stellare,
- la funzione iniziale di massa delle stelle e
- il processo di arricchimento chimico.

I tre punti elencati verranno descritti per il caso particolare del modello di evoluzione stellare e arricchimento chimico che è stato inserito nel codice GADGET2 da Tornatore et al. (2004, 2006) e da Tornatore (2005) e con il quale sono state effettuate le simulazioni analizzate nel 4° capitolo.

### **Il modello di evoluzione stellare**

Affinchè la descrizione dell’evoluzione locale dell’arricchimento chimico e delle sue proprietà globali sia accurata in tale modello l’evoluzione di ogni ‘stella’ viene calcolata esattamente e non con un metodo totalmente stocastico, come, per esempio, fatto da Lia et al. (2002).

Il tempo di vita delle stelle, la produzione di elementi chimici e la loro morte hanno una forte dipendenza dalla massa  $m$ . La durata della vita delle stelle dipende sostanzialmente dalla fase in cui avviene il bruciamento dell’idrogeno ed approssimativamente scala come  $\tau(m) \propto m^{-3}$ . La produzione degli elementi chimici all’interno delle stelle dipende non solo dalla massa ma anche dalla temperatura e dalla composizione chimica iniziale: le stelle con masse abbastanza grandi possono innescare tutti i sei principali bruciamenti nucleari idrostatici ( $H$ ,  $He$ ,  $C$ ,  $Ne$ ,  $O$  e  $Si$ ) fino ad ottenere un nucleo composto da  $Fe$ , che è l’elemento con la massima energia di legame per nucleone. Per gli elementi oltre il picco del ferro non sono possibili reazioni di fusione, vengono quindi formati in contesti differenti (principalmente per cattura neutronica). Per una descrizione dettagliata si consiglia il lavoro di Matteucci (2003).

Gli intervalli di massa importanti nell'evoluzione stellare vengono adottati come prescritto da Iben e Renzini (1983) ( $M_\star$  a differenza di  $m_\star$  è la massa di una stella singola):

- stelle di massa piccola -  $M_L < M_\star < M_{HeF}$

Le masse limite sono:  $M_L \sim 0.08 - 0.09 M_\odot$  la massa limite per l'accensione dell'idrogeno e  $M_{HeF} \sim 1.85 M_\odot$  (se si tiene conto della convezione, da Maeder e Meynet (1989)) la massa limite per l'accensione del bruciamento dell'elio in un nucleo di elettroni degeneri (*He-flash*). Nelle stelle di massa minore di  $M_L$  (chiamate nane brune) non viene innescato il bruciamento di idrogeno. Le stelle nell'intervallo  $M_L < M_\star < 0.5 M_\odot$  non accendono l'elio nel nucleo e terminano la loro vita come nane bianche di *He*. Le stelle con  $0.5 M_\odot < M_\star < M_{HeF}$  riescono ad accendere l'elio e attraverso varie fasi terminano la loro vita come nane bianche di *C-O*. Nel corso della loro vita perdono gradualmente una frazione della loro massa nel mezzo interstellare.

- stelle di massa intermedia -  $M_{HeF} < M_\star < M_{up}$

La massa  $M_{up}$  è la massa limite per la formazione di un nucleo degenero di carbonio e ossigeno. Per una descrizione dettagliata delle fasi evolutive di questo tipo di stelle si rimanda ai lavori di Iben e Renzini (1983), Iben (1991) e Matteucci (2003). Il valore della massa  $M_{up}$  ha una forte dipendenza dalla convezione oltre che dalla metallicità stellare; nell'ambito del modello di evoluzione chimica che stiamo descrivendo il valore utilizzato è  $M_{up} = 8 M_\odot$ .

- stelle massive -  $M_\star \geq M_{up}$

Le stelle in quest'intervallo di masse accendono il bruciamento di carbonio in un nucleo non degenero. Stelle con  $M_{up} < M_\star < (10 - 12) M_\odot$  si crede esplodano come supernovae di tipo II (SNII) lasciando una stella di neutroni di massa  $\sim 1.3 M_\odot$  (la loro fine è tuttavia ancora argomento di discussione). Stelle con masse  $(10 - 12) M_\odot < M_\star < M_{WR}$  accendono tutta la catena di bruciamenti fino al *Fe* ed esplodono come SNII.  $M_{WR}$  indica la massa limite per le stelle di Wolf-Rayet ( $M_{WR} \geq 40 M_\odot$  per metallicità solari) che subiscono una forte perdita di massa (perdono il loro involucro di idrogeno ed elio). Infine anche stelle con masse  $M_{WR} < M_\star < 100 M_\odot$  esplodono come supernovae (ma non di tipo II).

Nell'evoluzione chimica del mezzo interstellare sono molto importanti le supernovae, che sono eventi esplosivi che avvengono al termine della vita delle

stelle. Gli elementi iniziali che sono stati riprocessati dalla stella vengono espulsi nel mezzo interstellare arricchendolo in composizione chimica. La classificazione delle supernovae comprende due ramificazioni principali: le supernovae di tipo I e di tipo II. Sia una categoria che l'altra comprendono differenti tipi di supernovae classificati a seconda della loro curva di luce e degli spettri fotosferici oltre che alla presenza delle righe di determinati elementi nel loro spettro. Ai nostri fini sono importanti solo le seguenti classi:

- Supernovae di tipo II

Le stelle che esplodono come SN di tipo II sono comunemente di massa maggiore di  $8 M_{\odot}$  (in Lia et al. 2002 la massa inferiore è  $6 M_{\odot}$ ) e minore di  $40 M_{\odot}$ . Gli elementi prodotti da queste stelle sono principalmente  $^{14}N$  e  $^{12}C$  (stelle massicce al di sotto di  $(10 - 12) M_{\odot}$ ) e gli elementi  $\alpha$  come  $^{16}O$ ,  $^{24}Mg$ ,  $^{28}Si$ ,  $^{32}S$ ,  $^{40}Ca$  ecc. Le SNII sono caratterizzate dalla presenza di righe di idrogeno nei loro spettri.

- Supernovae di tipo Ia

Le esplosioni di supernovae di tipo Ia (SNIa) avvengono in sistemi binari: nel modello adottato (Greggio e Renzini 1983) i progenitori sono una nana bianca e una compagna non degenera. La nana bianca accrescendo massa dalla compagna raggiunge il limite di massa di Chandrasekhar ed esplose. Le due stelle hanno massa compresa tra 0.8 (massa minima della compagna) e  $8 M_{\odot}$  (massa minima iniziale per ottenere una nana bianca di C-O). L'importanza delle supernovae Ia è che producono prevalentemente Fe. Le supernovae di tipo Ia non presentano righe di idrogeno nel loro spettro.

### La funzione iniziale di massa

Per caratterizzare la formazione delle stelle si definisce la funzione di nascita stellare  $B(m, t)$  che esprime il numero di stelle nate nell'intervallo temporale tra  $t$  e  $t + dt$  di massa compresa tra  $m$  e  $m + dm$ . Generalmente la funzione di nascita  $B(m, t)$  è descritta da due funzioni: il *tasso di formazione stellare*  $\psi(t)$  che dipende solo dalla variabile temporale e la *funzione di massa iniziale*  $\varphi(m)$  che dipende dalla massa

$$B(m, t) = \int \psi(t) \varphi(m) dt dm .$$

Il tasso di formazione stellare (SFR) viene usualmente approssimato con la legge di Schmidt

$$\psi(t) \propto \rho_{gas}^n$$



che nel nostro caso ha la forma descritta dall'equazione (3.6). In questo modello la SFR non è un parametro ma deriva naturalmente dalle condizioni di formazione stellare discusse in precedenza.

La funzione di massa iniziale (IMF - *Initial Mass Function*) viene espressa come

$$\varphi(m) = A_\varphi m^{-(1+x)},$$

dove  $x$  è un parametro che dipende dal modello di IMF adottato. La costante di normalizzazione  $A_\varphi$  si ottiene utilizzando la condizione

$$\int_0^\infty m \varphi(m) dm = 1,$$

che nel nostro modello viene integrata tra  $0.1$  e  $100 M_\odot$ .

La più comune IMF è quella di Salpeter (Salpeter 1955) per la quale  $x = 1.35$ . Per i nostri scopi è utile considerare anche l'IMF del modello Arimoto-Yoshii (Arimoto & Yoshii 1987) o IMF Top-Heavy che utilizza il parametro  $x = 0.95$ . Rispetto all'IMF di Salpeter, l'IMF Top-Heavy crea più stelle massive che quindi contribuiscono ad un tasso maggiore di SNII con conseguenze sull'arricchimento chimico. Esistono anche altri tipi di IMF che hanno per esempio forma differente (Larson 1998, Kroupa et al. 1993) o che dipendono dal tempo (p.es. Finoguenov et al. 2003b).

## Il meccanismo di arricchimento chimico

Il processo di arricchimento chimico che viene adottato nelle simulazioni si basa sul modello numerico Matteucci (2003) che descriveremo in seguito. Per le simulazioni analizzate descrive la produzione dei metalli  $Fe$ ,  $O$ ,  $C$ ,  $Si$ ,  $Mg$  e  $S$  oltre all' $H$  e  $He$ .

La frazione in massa dell'elemento  $i$ -esimo contenuto nel gas al tempo  $t$  in una data regione di dimensione  $r$  è descritta dalla funzione

$$G_i(r, t) = \frac{\sigma(r, t)}{\sigma_{tot}(r, t_0)} X_i(r, t),$$

dove  $\sigma(r, t)$  è la massa del gas ad un tempo  $t$  in tale regione,  $\sigma_{tot}(r, t_0)$  la massa totale del gas al tempo attuale  $t_0$  e  $X_i(r, t)$  l'abbondanza in massa dell'elemento  $i$ -esimo.

L'equazione completa che descrive l'evoluzione (produzione e distruzione) del singolo elemento chimico  $i$ -esimo presente nel gas è

$$\begin{aligned} \dot{G}_i(t) &= -\psi(t) X_i(t) \\ &+ \int_{M_L}^{M_{Bm}} \psi(t - \tau_m) Q_{mi}(t - \tau_m) \varphi(m) dm \\ &+ A \int_{M_{B,inf}}^{M_{B,sup}} \varphi(m) \left[ \int_{\mu_{min}}^{0.5} f(\mu) \psi(t - \tau_{m_2}) Q_{mi}(t - \tau_{m_2}) d\mu \right] dm \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (1 - A) \int_{M_{Bm}}^{M_{BM}} \psi(t - \tau_m) Q_{mi}(t - \tau_m) \varphi(m) dm \\
& + \int_{M_{BM}}^{M_U} \psi(t - \tau_m) Q_{mi}(t - \tau_m) \varphi(m) dm.
\end{aligned}$$

La quantità  $Q_{mi}(t)$  è definita come  $Q_{ij}(m)X_j(t - \tau_m)$ :  $Q_{ij}$  è la matrice di produzione dell'elemento  $i$ -esimo in presenza dell'elemento  $j$ -esimo, mentre  $X_j(t - \tau_m)$  descrive l'abbondanza del gas presente inizialmente nelle stelle che hanno un tempo di vita  $\tau_m$  e adesso stanno esplodendo.

Descriviamo in breve i vari termini presenti nell'equazione:

- $-\psi(t)X_i(t)$  rappresenta i metalli che vengono 'bloccati' nelle stelle.
- $\int_{M_L}^{M_{Bm}} \psi(t - \tau_m) \dots dm$  descrive l'arricchimento chimico dovuto alle stelle di massa piccola (tra la massa minima per le stelle  $M_L$  e la massa minima per la formazione di un sistema binario  $M_{Bm}$ ).
- $A \int_{M_{B,inf}}^{M_{B,sup}} \varphi(m) (\dots) dm$  descrive la produzione dell'elemento  $i$ -esimo da parte delle SNIa;  $A$  è la frazione di stelle in sistemi binari che riproduce il tasso attuale di SNIa,  $M_{B,inf}$  e  $sup$  sono i limiti inferiore e superiore per la massa dei sistemi binari,  $\mu = M_2/M_B$  è la frazione di massa della componente secondaria rispetto alla massa totale del sistema binario e  $f(\mu)$  è la rispettiva funzione di distribuzione calcolata da Matteucci e Recchi (2001); si noti che l'esplosione nei sistemi binari dipende dal tempo di vita della secondaria  $\tau_{m2}$ .
- $(1 - A) \int_{M_{Bm}}^{M_{BM}} \psi(t - \tau_m) \dots dm$  rappresenta l'arricchimento chimico dovuto alle stelle nell'intervallo di massa  $M_{Bm}$ - $M_{BM}$  che non appartengono a sistemi binari o semplicemente non finiscono come SNIa. Le stelle con massa  $> 8 M_\odot$  comprese in questo range esploderanno come SNII.
- $\int_{M_{BM}}^{M_{up}} \psi(t - \tau_m) \dots dm$  indica le stelle con masse fino a  $100 M_\odot$  che contribuiscono all'arricchimento mediante SNII.

Il modello stocastico di formazione stellare rappresenta abbastanza bene la formazione stellare media e quindi campiona meno bene solo la parte iniziale della simulazione, dove sono ancora pochi gli eventi di formazione stellare. Per calcolare l'evoluzione di ogni singola particella stella si assume una SFR impulsiva  $\psi(t) = \delta(t)$ , poiché ogni generazione di stelle è considerata una SSP. Le equazioni descritte assumono per questo motivo forma leggermente differente (vedi Tornatore 2005).

### *Yield stellari*

La perdita di metalli nell'ICM è conseguenza dell'esplosione di una supernova oppure della perdita di massa da una stella piccola. La frazione di massa

che viene riprocessata e riemessa nell'ISM da una generazione stellare viene definita da

$$R = \frac{\int_1^\infty (m - M_R)\varphi(m)dm}{\int_1^\infty m\varphi(m)dm},$$

dove  $M_R(m)$  è la massa del resto stellare (*remnant*, in inglese) per una stella inizialmente con massa  $m$ . La massa dell'elemento  $i$ -esimo prodotto da una generazione di stelle (per massa solare di stelle formate) viene detto guadagno effettivo (ingl. *yield*) ed è

$$Y_{Z_i} = \frac{1}{1 - R} \int_1^\infty m p_{Z_i}(m) \varphi(m) dm,$$

cioè il rapporto tra la massa espulsa sotto forma di nuovi elementi da una generazione di stelle e la frazione di massa che rimane come stelle piccole e resti. La quantità  $p_{Z_i}(m)$  è la frazione di massa prodotta ed espulsa dalla stella di massa  $m$  sotto forma di elemento  $i$ -esimo nuovo prodotto. Gli yield stellari per SNIa, SNII e stelle di massa piccola con perdita di massa (nebulose planetarie) sono quelli proposti da Recchi et al (2001) e basati su lavori precedenti di Nomoto et al (1997), Woosley e Weaver (1995) e Renzini e Voli (1981).

#### *La distribuzione dei metalli*

Nel caso delle simulazioni analizzate, in cui il numero di generazioni stellari è  $N_g = 3$ , la massa di ogni SSP è di  $\sim 10^{6.5-7} M_\odot$ , quindi circa dell'ordine di un ammasso globulare. I metalli che vengono prodotti da tutte queste stelle devono essere ridistribuiti nei "dintorni". La distribuzione avviene mediante lo stesso kernel utilizzato nel calcolo idrodinamico: frazioni di massa degli elementi formati da supernovae vengono distribuiti su particelle di gas vicine utilizzando il kernel SPH con  $N_{sph} = 32$  per il numero di vicini. Tuttavia questo metodo ha lo svantaggio di redistribuire i prodotti delle stelle in regioni più vaste se le particelle sono meno addensate. Quindi dipende dalla risoluzione in massa della singola regione. Per questo motivo si sta studiando l'utilizzo sia di un kernel differente (che pesa la massa della singola particella rispetto alla densità media nella regione di smoothing) come anche l'uso di un maggior numero di vicini.<sup>3</sup> Nello schema inoltre non è stata ancora implementata la diffusione (Lia et al. 2002).

Nella realizzazione del modello di Tornatore (2005) si è tenuto conto in particolare dei seguenti punti:

- la scala di evoluzione temporale di stelle di diversa massa.

---

<sup>3</sup>In ambedue i casi si ottiene un appiattimento dei profili dei metalli nelle zone centrali degli ammassi (Tornatore 2006).

Per le stelle di massa molto grande, per le quali si presume che il tempo di vita sia molto breve e che muoiano come supernovae di tipo II, si assume valida l'approssimazione di riciclo istantaneo, per cui gli elementi processati vengono immediatamente espulsi dalla stella. I tempi di vita degli altri tipi di stelle sono considerati come prescritto in Maeder e Meynet (1989).

- produzione ritardata di metalli e di energia da SNII e SNIa.

La produzione ritardata dei metalli riguarda le SNIa e le nebulose planetarie, cioè le stelle di piccola massa che finiscono la loro vita perdendo il loro involucro e spegnendosi come nane bianche. Queste stelle contribuiscono all'arricchimento in metalli ma non nell'energia.

- contributo energetico delle SN nelle equazioni termodinamiche.

Viene inclusa un'ulteriore energia esterna  $\epsilon_e$  proveniente dalle esplosioni ritardate delle supernovae SNIa. Una frazione di quest'energia serve a riscaldare il gas caldo, l'altra a far evaporare una parte della nube fredda. Inoltre contribuisce alla velocità dei venti per le particelle che stanno formando stelle.

- funzione di cooling dipendente dalla metallicità.

Una volta che il gas è chimicamente arricchito l'emissione di energia è più efficiente a causa della presenza delle righe dei metalli. Le funzioni di cooling utilizzate provengono dal modello di Sutherland e Dopita (1993).

### 3.3.6 I venti

Una parte del feedback energetico delle supernovae trasferisce momento al gas, aumentandone l'energia cinetica. In questo modo una frazione del gas è in grado di sfuggire al potenziale gravitazionale dell'alone ospitante; nel caso di galassie a spirale ciò dà luogo a spettacolari fenomeni di *outflow* che vengono comunemente chiamati venti galattici.

Springel e Hernquist (2003a) hanno sviluppato un modello stocastico per i venti causati dal feedback di supernovae, che viene descritto in seguito.

Per prima cosa si considera la perdita di massa delle galassie dovuta al vento e la si assume essere proporzionale alla SFR:

$$\dot{M}_w = \eta \dot{M}_\star,$$

dove  $\eta$  parametrizza l'efficienza con la quale il gas viene espulso. L'intervallo tipico di valori per questo parametro è  $\sim 1 - 5$  da evidenze osservative (p.es. Martin 1999). Affinchè la massa riesca ad uscire dalla buca di potenziale della

galassia una frazione  $\chi$  (con valori tra 0 e 1) dell'energia del feedback  $\epsilon_{SN}$  viene utilizzata e l'energia cinetica della particella diventa

$$\frac{1}{2}\dot{M}_w v_w^2 = \chi \epsilon_{SN} \dot{M}_\star$$

dove la velocità del vento  $v_w$  è

$$v_w^2 = 2 \frac{\chi}{\eta} \epsilon_{SN} \dot{M}_\star.$$

Una particella di gas subisce l'effetto del vento in un intervallo  $\Delta t$  se il numero generato casualmente è minore di

$$p_w = 1 - \exp \left[ - \frac{\eta(1 - \beta)x\Delta t}{t_\star} \right].$$

La velocità della particella di gas diventa  $\vec{v}' = \vec{v} + v_w \vec{n}$ , dove  $\vec{n}$  è il versore della direzione del vento, determinato dalla direzione del vettore  $\nabla\phi \times \vec{v}$ , dove  $\nabla\phi$  è il gradiente locale del potenziale gravitazionale. In questo modo vengono rappresentati i venti nelle galassie spirali che avvengono ortogonalmente al piano del disco galattico.

Nelle simulazioni analizzate si è preferito utilizzare come parametro la velocità del vento al posto della frazione di energia  $\chi$ . Il parametro  $\eta$  è stato fissato a 3 mentre la velocità del vento  $v_w$  è stata posta uguale a 500 km s<sup>-1</sup>. Solo in due simulazioni è stata utilizzata anche una velocità più alta ( $v_w = 1000$  km s<sup>-1</sup>) nel caso dell'IMF Top-Heavy.

Nel modello di Tornatore (2005) oltre al contributo delle SNII viene inserito anche un contributo dovuto al vento da parte delle SNIa, dove l'energia delle ultime ( $\epsilon_e$ ) viene aggiunta alla  $\epsilon_{SN}$ .

# Capitolo 4

## Risultati

Le proprietà termodinamiche e chimiche del gas diffuso descritte nel capitolo 2 sono in grado di fornire vincoli riguardo la storia di formazione stellare negli ammassi ed i meccanismi di arricchimento.

Le corrispondenti osservazioni in banda X danno informazioni sulla storia passata di formazione stellare nelle galassie di ammasso. Quindi, la loro interpretazione ha implicazioni importanti per quanto riguarda gli scenari cosmologici di evoluzione delle galassie e, più in generale, della struttura su grande scala dell'Universo. In tale contesto, le simulazioni cosmologiche offrono un prezioso strumento per descrivere in dettaglio la complessità dei fenomeni dinamici ed astrofisici che regolano l'interazione tra le proprietà delle galassie e quelle del mezzo intracluster (ICM). In tal modo sarà possibile verificare la validità dei modelli correnti di formazione ed evoluzione delle strutture cosmiche.

In questo capitolo verrà illustrata la parte originale del lavoro di Tesi che riguarda l'analisi svolta su un set di simulazioni idrodinamiche effettuate con il codice `GADGET2` nel quale è stato implementato l'arricchimento chimico.

A partire dalla descrizione delle simulazioni analizzate e della procedura di analisi (par.4.1) vengono presentati e discussi i risultati riguardanti le proprietà termodinamiche di temperatura ed entropia (par.4.2) e in particolare le proprietà chimiche (par.4.3) degli ammassi. Alcuni dei risultati sono stati confrontati con dati osservativi recenti del mezzo intracluster.

### 4.1 Il set di simulazioni

Le simulazioni analizzate fanno parte del **High resolution Cluster set** (**Hutt**, Dolag et al. 2005) che è composto da simulazioni ad alta risoluzione di nove regioni contenenti 19 ammassi di galassie, realizzate con il codice parallelo `Tree+SPH GADGET2` (Springel 2005). La versione di tale codice utilizzata per le nostre simulazioni include una trattazione dettagliata dell'evoluzione stellare e del risultante arricchimento chimico, come descritto

nel Capitolo 3 (si veda anche Tornatore et al. 2004, 2006; Tornatore 2005). Ricordiamo che tale codice include la trattazione

- del raffreddamento radiativo,
- del riscaldamento dovuto ad un fondo ultravioletto uniforme che evolve nel tempo,
- della formazione stellare e del conseguente arricchimento chimico,
- del gas e del *feedback* sotto forma di vento galattico dovuto alle esplosioni di supernovae.

Per la risimulazione ad alta risoluzione delle regioni interessate è stata utilizzata la tecnica Zoomed Initial Condition (ZIC) (Tormen et al. 1997) che viene qui di seguito brevemente descritta.

Da una simulazione cosmologica a bassa risoluzione in massa (simulazione parente) viene selezionata la regione che si intende studiare e le particelle che vi appartengono. Seguendo l'evoluzione delle particelle con una sovradensità prefissata si arriva alle condizioni iniziali imperturbate, di modo da determinare il volume lagrangiano  $V_L$  contenente le particelle. Questo volume viene riempito da un numero di particelle di massa minore (con risoluzione in massa degradata verso l'esterno) e risimulato perturbando le particelle in accordo con l'approssimazione di Zel'dovich (Shandarin & Zel'dovich 1989).

I campi di densità e velocità a grandi scale vengono considerati utilizzando le particelle di *background*, cioè non appartenenti alla regione di interesse, per le quali le masse e le velocità vengono interpolate su una griglia sferica in modo da ridurre il numero di particelle necessarie per la risimulazione e nello stesso tempo preservare il campo mareale della simulazione originaria.

Le nuove condizioni iniziali vengono determinate a *redshift* più alti, nel nostro caso a  $z_{ini} = 60$ , perché è stata aumentata la risoluzione in massa. Una volta assegnate le posizioni e velocità iniziali si esegue una simulazione di sola materia oscura per verificare il livello di contaminazione dovuto alle particelle “pesanti” (cioè a bassa risoluzione) che vengono trasportate per diffusione numerica nelle zone attorno al raggio viriale. Questo controllo serve per ottimizzare la regione Lagrangiana di modo che all'epoca attuale  $z = 0$  non vi siano particelle contaminanti, a bassa risoluzione, entro 5 raggi viriali.

I nove aloni che compongono il set Hutt sono stati selezionati da una simulazione parente di sola materia oscura (Yoshida et al. 2001) con una larghezza del volume simulato di  $479 h^{-1}$  Mpc e parametri cosmologici che descrivono un universo piatto con il modello  $\Lambda$ CDM (tabella 4.1). Il set di simulazioni analizzate comprende nove regioni, delle quali:

- 4 regioni contengono in genere più di un ammasso; l'ammasso più grande ha massa viriale maggiore di  $10^{15} h^{-1} M_{\odot}$  e temperatura maggiore di 3 keV

PARAMETRO		VALORE
parametro di Hubble attuale	$h_0$	0.7
densità di massa attuale	$\Omega_{m_0}$	0.3
densità di en. oscura attuale	$\Omega_{\Lambda_0}$	0.7
densità dei barioni	$\Omega_b$	0.04
redshift iniziale	$z_{ini}$	60
frazione barionica	$f_{bar}$	0.13
massa delle particelle di materia oscura [ $M_\odot/h$ ]	$m_{DM}$	$1.13 \times 10^9$
massa delle particelle di gas [ $M_\odot/h$ ]	$m_{gas}$	$1.7 \times 10^8$

Tabella 4.1: Elenco dei parametri principali utilizzati nel set di simulazioni Hutt.

- 5 regioni nelle quali si trova un ammasso di massa viriale dell'ordine di  $10^{14} h^{-1} M_\odot$  e temperatura minore di 3 keV.

Nella tabella 4.2 sono elencate alcune caratteristiche degli ammassi che sono stati studiati, mentre le Figure 4.1 e 4.2 mostrano la densità e la temperatura dell'ICM nelle differenti regioni.

Nelle regioni risimulate le masse delle particelle di materia oscura e di gas sono rispettivamente  $m_{DM} = 1.13 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$  e  $m_{gas} = 1.7 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$ . La lunghezza di 'softening' (Plummer equivalent) per la forza gravitazionale è fissata in unità fisiche a  $\epsilon_{Pl} = 5.0 h^{-1}$  kpc per *redshift* da  $z = 0$  a  $z = 5$ , mentre per  $z > 5$  viene fissata a  $\epsilon_{Pl} = 30.0 h^{-1}$  kpc in unità comoventi.

Per quanto riguarda la formazione stellare il mezzo interstellare viene modellato come mezzo multifase, nel quale è presente una fase fredda dalla quale si formano le stelle, come descritto in Springel & Hernquist (2003; si veda anche Capitolo 3).

Per quanto riguarda la formazione stellare e il *feedback* delle supernovae in forma di venti è stato utilizzato il modello descritto nei paragrafi (3.3.5) e (3.3.6) ovvero:

- per ognuno degli ammassi analizzati la massa limite inferiore  $M_L$  per la formazione stellare è di  $0.8 M_\odot$ . Le SN Ia sono associate a sistemi binari con componenti di massa tra 0.8 e  $8 M_\odot$  (Greggio & Renzini 1983). La frazione di stelle che fa parte di sistemi binari e produce le SN Ia è di 0.10. Le SN II sono associate a stelle con masse  $> 8 M_\odot$ ;
- l'arricchimento chimico dovuto alle SN Ia e SN II (Tornatore 2005, Tornatore et al. 2004) viene descritto nel dettaglio per gli elementi Fe, O, C, Si, Mg e S, oltre che per H e He;
- tutte le simulazioni sono state effettuate con due differenti tipi di funzione iniziale di massa: l'IMF di Salpeter (Salpeter 1955) ed una IMF



regione	n.o di cluster [ $M_{200} >$ $5 \times 10^{13} \text{ h}^{-1} M_{\odot}$ ]	$M_{200}$ [ $10^{14} \text{ h}^{-1} M_{\odot}$ ]	$R_{200}$ [Mpc]	$T_{200}$ [keV]
g1	5	12.9	2.478	10.3
g8	5	18.4	2.836	12.1
g51	1	10.9	2.367	8.6
g72	2	10.7	2.391	8.1
g676	1	0.89	1.027	2.2
g914	1	0.86	1.047	2.3
g1542	1	0.89	1.027	2.2
g3344	1	0.97	1.051	2.4
g6212	1	0.92	1.061	2.3

Tabella 4.2: Elenco degli ammassi analizzati e di alcune delle loro proprietà globali. I dati di massa, raggio e temperatura si riferiscono all'ammasso principale in ogni regione.

Top-Heavy (Arimoto & Yoshii 1987). Come descritto nel capitolo 3 (par. 3.3.5) l'IMF  $\phi(m)$  è assunta avere l'espressione

$$\phi(m) \propto m^{-(1+x)}$$

che nei due casi vale  $x = 1.35$  (IMF Salpeter) e  $x = 0.95$  (IMF AY) e viene normalizzata nel range di masse tra  $0.1$  e  $100 M_{\odot}$  ;

- dopo la produzione di una particella stella i metalli vengono distribuiti su 64 particelle vicine utilizzando lo stesso *kernel* dell'algoritmo SPH;
- per quanto riguarda il *feedback* il parametro  $\eta$  (si veda par.3.3.6), cioè la quantità di gas con formazione stellare che va in venti, è fissato a 3 per tutte le simulazioni;
- la velocità del vento è di  $v_w = 500 \text{ km/s}$  sia nella serie di simulazioni con l'IMF Salpeter che in quella che utilizza l'IMF AY (corrisponde a 0.4 volte l'energia rilasciata dall'esplosione delle SN II). Solamente in due casi (g676 e g51; si veda Tabella 4.2) per l'IMF AY è stata utilizzata anche una velocità di  $1000 \text{ km/s}$  (venti forti - *super winds*), corrispondente ad un bilancio energetico di 1.4 volte l'energia rilasciata dalle SN II e rappresenta il caso di *feedback* estremo (IMF AY-sw).

Nella Figura 4.3a viene mostrata la storia di formazione stellare tipica per un ammasso simulato con tre differenti IMF (nel caso specifico la regione g676). Il picco di formazione stellare in tutti e tre i casi avviene attorno a  $z \sim 2.5$ , e mostra una rapida decrescita a *redshift* più bassi.

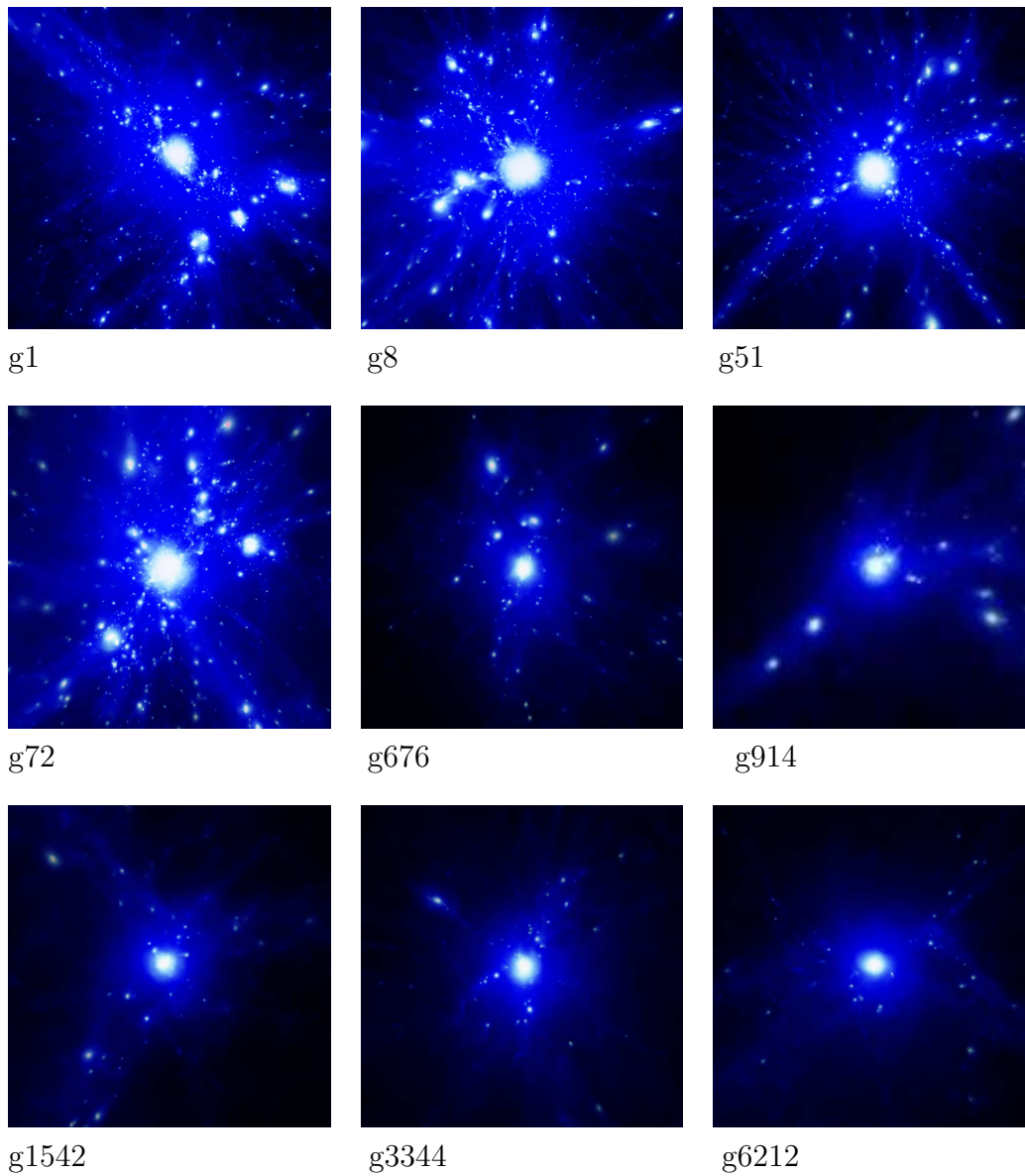


Figura 4.1: Nelle figure viene mostrata la densità del gas nelle differenti regioni. Le zone più chiare indicano regioni con maggiore densità.

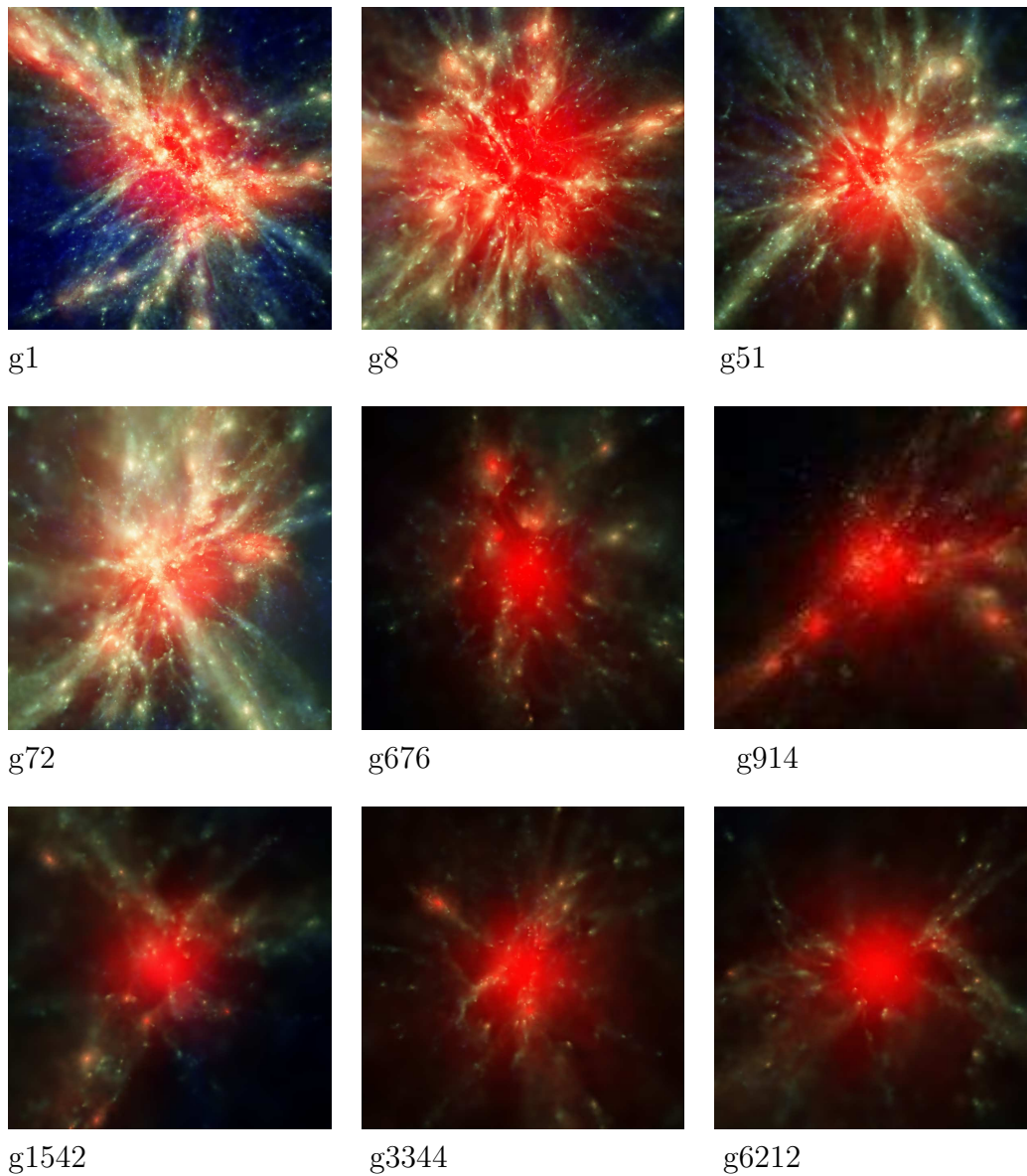


Figura 4.2: Nelle figure viene mostrata la temperatura del gas nelle differenti ragioni. Le zone più chiare hanno basse temperature, quelle più rosse invece temperature maggiori.

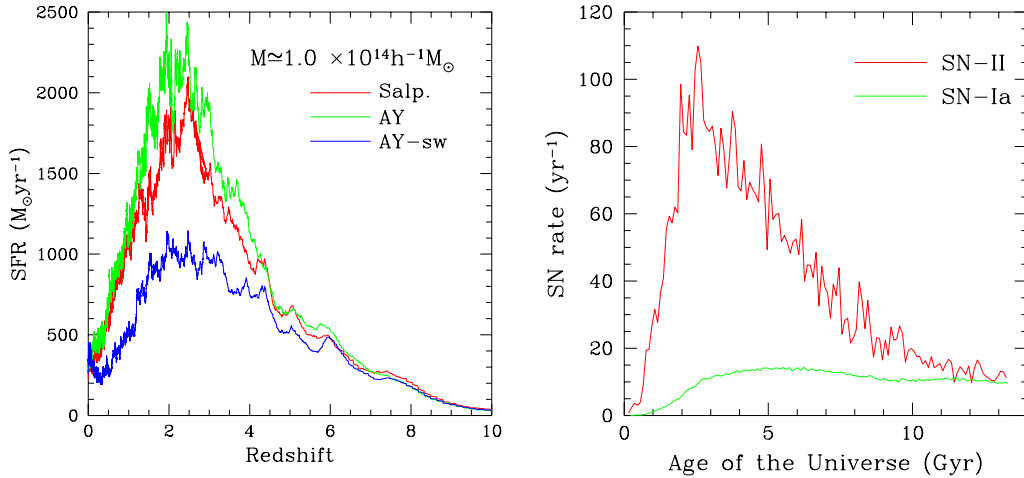


Figura 4.3: (a) Tasso di formazione stellare in funzione del *redshift* per un ammasso tipico (g676) simulato con differenti IMF: Salpeter (rossa), Arimoto-Yoshii (AY - verde) e Arimoto-Yoshii con i venti forti (AY-sw - blu). (b) Tasso di esplosione delle supernovae tipico per gli ammassi simulati: SN Ia (verde) e SN II (rosso).

Se confrontiamo l'IMF Salpeter e AY vediamo che il tasso di formazione stellare (SFR) è più alto nel secondo caso, perché nel secondo caso si riscontra una maggiore produzione di metalli, in conseguenza del maggior numero di stelle massive, e, di conseguenza, un'accresciuta efficienza del raffreddamento del gas. Nel caso dell'IMF AY-sw vengono prodotte meno stelle durante il picco di formazione. Ciò è imputabile alla presenza dei venti, che agiscono riscaldando il gas nelle regioni di formazione stellare, che viene pertanto soppressa.

Il tasso di esplosione delle supernovae riprodotto nella Fig. 4.3b mostra come l'andamento delle SN II sia coerente con la formazione stellare, perché dovute a stelle di vita breve, mentre la presenza delle SN Ia rimane circa costante da  $\sim 3$  Gyr in poi con un tasso di  $10 \text{ yr}^{-1}$ .

#### 4.1.1 Procedimento di analisi

Le simulazioni cosmologiche prodotte con il codice GADGET2 vengono scritte in file chiamati *snapshot*. Gli *snapshot* hanno una struttura a blocchi, ognuno dei quali ha un'etichetta (che corrisponde ad una quantità fisica come posizione, velocità, densità, metallicità, ecc.) seguita dal dato che riguarda la singola particella. Il primo blocco è l'*header* e contiene le proprietà generali dello *snapshot* come il numero di particelle di tipo differente (stelle, gas, materia oscura), la loro massa, i parametri cosmologici ( $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ ,  $H_0$ , ...)

ecc. Gli *snapshot* vengono salvati a differenti *redshift*, di modo da poter seguire l'evoluzione delle proprietà delle particelle nel tempo.<sup>1</sup>

La procedura di analisi che viene in seguito descritta è stata svolta su *snapshot* della simulazione corrispondenti ai *redshift* 1, 0.5, 0.25 e 0.

Il primo passo nell'analisi di simulazioni cosmologiche di questo tipo è la ricerca dei gruppi di particelle di materia oscura che formano ammassi e dei centri degli ammassi, che vengono per definizione associati alla particella di materia oscura con il valore minimo assoluto del potenziale gravitazionale. I gruppi di particelle vengono identificati utilizzando l'algoritmo *friend of friend* (FoF); le particelle nella zona ad alta risoluzione sono considerate legate gravitazionalmente se la lunghezza di legame è di 0.15 in unità della separazione media delle particelle ( $250 h^{-1}$  kpc). Nel caso in cui una particella sia a distanza maggiore della lunghezza di legame da un'altra particella ma ambedue abbiano in comune almeno una particella legata, vengono anch'esse considerate come appartenenti al gruppo.

Una volta identificato il centro dell'ammasso viene calcolato il raggio viriale  $R_{vir}$  di modo che la densità media entro tale raggio corrisponda alla densità viriale per un certo modello cosmologico, ovvero

$$\bar{\rho}(< R_{vir}, z) = \rho_{vir}(z) = \Delta_{cr}(z)\rho_{cr}(z)$$

dove  $\rho_{cr}(z) = [H(z)/H_0]^2 \rho_{cr,0}$  è la densità critica al *redshift*  $z$  e sovradensità  $\Delta_{cr}(z=0) \simeq 100$  come calcolato da Eke et al. (1996) per il modello cosmologico adottato in queste simulazioni. La massa viriale  $M_{vir}$  è definita come la massa totale delle particelle entro il raggio  $R_{vir}$ .

Nell'ultima parte di analisi sono state estratte le seguenti informazioni:

- quantità fisiche globali che caratterizzano gli ammassi (temperature, luminosità in diverse bande di energia X , masse entro diversi raggi, entropia),
- i profili radiali di temperatura, densità, densità di luminosità, entropia e pressione entro  $2 R_{vir}$  per ogni ammasso,
- i profili radiali dei singoli metalli entro  $2 R_{vir}$  per ogni ammasso.

---

<sup>1</sup>Per una descrizione dettagliata si veda la pagina web del codice GADGET2 , <http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget>.

## 4.2 Proprietà termodinamiche del mezzo intracluster

La prima parte delle analisi riguarda le proprietà termodinamiche di temperatura ed entropia descritte nel paragrafo 2.3.1. Le analisi riguardano in particolare i profili di temperatura ed entropia dei singoli ammassi nonché le proprietà termodinamiche delle singole particelle negli ammassi.

### 4.2.1 Temperatura

Per prima cosa è d'obbligo un appunto riguardo al confronto tra le temperature osservate e quelle simulate.

Le temperature osservate sono spettroscopiche, vengono cioè derivate da un *fit* dello spettro dell'ammasso osservato. Nelle simulazioni numeriche le temperature vengono usualmente calcolate pesando la temperatura del gas lungo la linea di vista in due modi:

pesando in massa (temperatura MW - *mass weighted*)

$$T_{mw} = \frac{\int m T dV}{\int m dV}$$

oppure pesando per l'emissività (temperatura EW - *emission weighted*)

$$T_{ew} = \frac{\int \Lambda(T) n^2 T dV}{\int \Lambda(T) n^2 dV}.$$

Nel lavoro recente di Mazzotta et al. (2004) è stato evidenziato come specialmente per ammassi termicamente complessi con gradienti di temperatura pronunciati il confronto tra temperatura spettroscopica e temperatura EW non è valido. In questi casi la temperatura osservata risulta minore di quella EW derivata dalle simulazioni. Per questo motivo gli autori hanno proposto l'utilizzo della temperatura *spectroscopic like* (SL) (Mazzotta et al. 2004)

$$T_{sl} = \frac{\int (n^2 T^{3/4}) T dV}{\int n^2 T^{3/4} dV},$$

che è in miglior accordo con la temperatura spettroscopica osservata (in particolar modo per ammassi con  $T > 3$  keV). Per questo motivo nella presente Tesi viene utilizzata la definizione *spectroscopic like* di temperatura per i confronti con i dati osservati.

**I profili di temperatura** I profili di temperatura degli ammassi simulati (grafici 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7) sono confrontati con la funzione derivata dal campione di dati Chandra analizzati da Vikhlinin et al. (2005). Tali dati si riferiscono ad un campione di 13 ammassi vicini con temperature tra 1 e 10

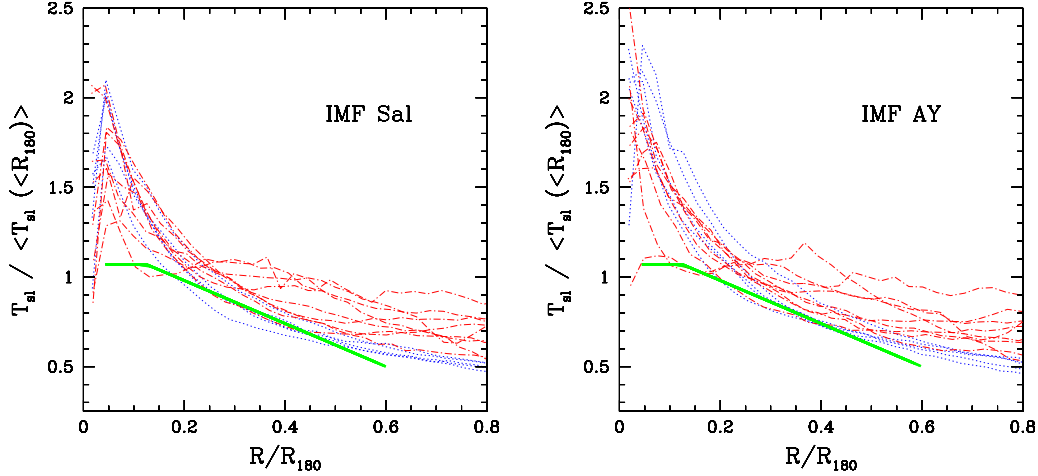


Figura 4.4: Profili di temperatura degli ammassi simulati con  $T < 3$  keV (nei casi con IMF Salpeter e AY) in funzione di  $R_{200}$  confrontati con il profilo degli ammassi osservati da Vikhlinin et al. (2005) (linea verde continua). Gli ammassi simulati che appartengono alle regioni g676, g914, g1542, g3344, g6212 sono evidenziati dalla linea blu tratteggiata, ammassi appartenenti alle regioni più grandi g72, g51, g8 e g1 dalla linea rossa punto-tratto.

keV. Per tali ammassi, Vikhlinin (2005) fornisce un profilo di temperatura medio che ha l'espressione

$$T(R)/\langle T \rangle = \begin{cases} 1.07, & 0.035 < R/R_{180} < 0.125 \\ 1.22 - 1.2R/R_{180} & 0.125 < R/R_{180} < 0.6 \end{cases},$$

dove  $R_{180}$  è il raggio che contiene una densità media uguale a  $180\rho_{cr}$ . Il valore di tale raggio è stato stimato da Vikhlinin (2005) usando la relazione  $R_{180} = 1.95 \times 10^3 h^{1/2} \text{ kpc} (\langle T \rangle / 10 \text{ keV})^{1/2}$ , calibrata da Evrard et al. (1996) usando simulazioni idrodinamiche non radiative. Dalla precedente espressione, risulta quindi che il profilo di temperatura medio ha un andamento sostanzialmente isoterma nella parte centrale, mentre verso l'esterno decresce in modo significativo (si veda anche De Grandi & Molendi 2002; Piffaretti et al. 2005; Pratt et al. 2006). Le temperature considerate nel lavoro di Vikhlinin et al. (2005) sono riscalate alla temperatura pesata in emissione escludendo la regione centrale di 70 kpc che è influenzata da raffreddamento radiativo. Inoltre lo *scatter* dei dati osservati attorno alla relazione descritta sopra è del 15-20%.

Nei grafici (Fig. 4.4 e 4.5) i profili di temperatura degli ammassi sono riscalati alla temperatura media spettroscopica entro il raggio  $R_{200}$  di modo da essere facilmente confrontabili.

I profili di temperatura degli ammassi a  $T < 3$  keV si irripidiscono verso il centro rispetto al profilo isoterma osservato e le parti esterne, da

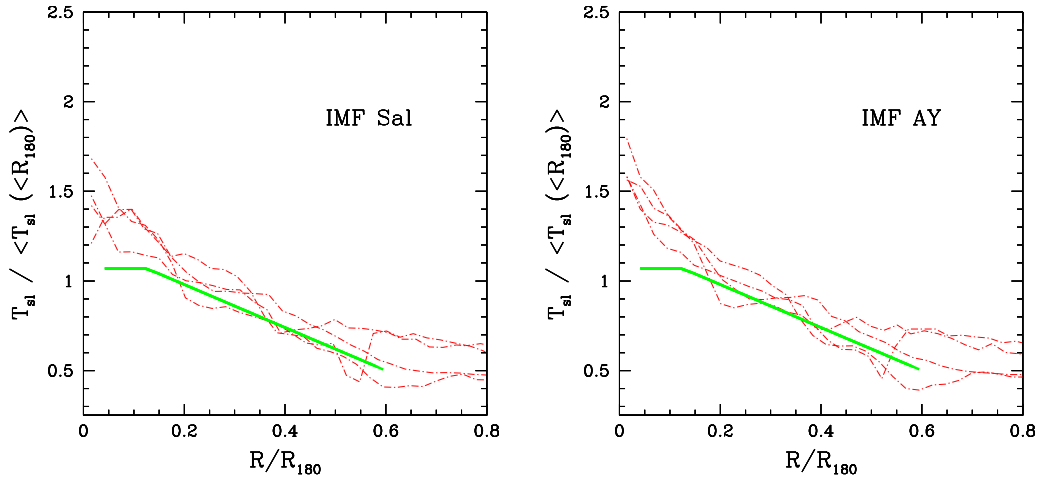


Figura 4.5: Profili di temperatura degli ammassi simulati con  $T > 3$  keV (nei casi con IMF Salpeter e AY) in funzione di  $R_{200}$  confrontati con il profilo degli ammassi osservati da Vikhlinin et al. (2005). Per il codice di colori vedere la didascalia della Figura 4.4.

0.2 a  $0.6 R_{200}$ , non sono in particolare accordo con le osservazioni. Si può notare come gli ammassi che appartengono a regioni più grandi (linea rossa tratto-punto e tratteggiata) abbiano da  $0.2 R_{200}$  in poi una temperatura più alta. Tale differenza è dovuta all'atmosfera calda degli ammassi con maggior temperatura nelle stesse regioni.

La discrepanza tra profili simulati ed osservati nelle zone interne è in linea con risultati indipendenti ottenuti da altre simulazioni che includono l'effetto del raffreddamento radiativo del gas e la formazione stellare (p.es., Borgani et al. 2004). Profili ripidi in tali simulazioni sono dovuti alla compressione adiabatica del gas, che avviene in conseguenza della mancanza di supporto di pressione causata da un raffreddamento troppo efficiente (Tornatore et al. 2003). In tal senso, il disaccordo tra profili di temperatura osservati e simulati non è che un altro aspetto del problema dell'overcooling, non efficientemente bilanciato dal meccanismo di feedback assunto nelle nostre simulazioni, che si manifesta anche nei colori eccessivamente blu delle galassie centrali (Saro et al. 2006).

La pendenza dei profili degli ammassi più caldi (3 - 12 keV) è in migliore accordo con quella osservata tra  $0.1$  e  $0.6 R_{200}$ . I profili in questo caso mostrano una variabilità maggiore. Ciò è dovuto alla maggior complessità della struttura termica degli ammassi più ricchi, in conseguenza della presenza in essi di un maggior numero di sottostrutture. Siccome la temperatura *spectroscopic like* è particolarmente sensibile a tale complessità termica (Mazzotta et al. 2004), i profili ne risultano maggiormente influenzati.



I profili di temperatura in genere tendono ad essere maggiori di quelle osservati e per quanto riguarda la parte esterna non differiscono in modo particolarmente pronunciato tra i casi di IMF Salpeter e IMF AY.

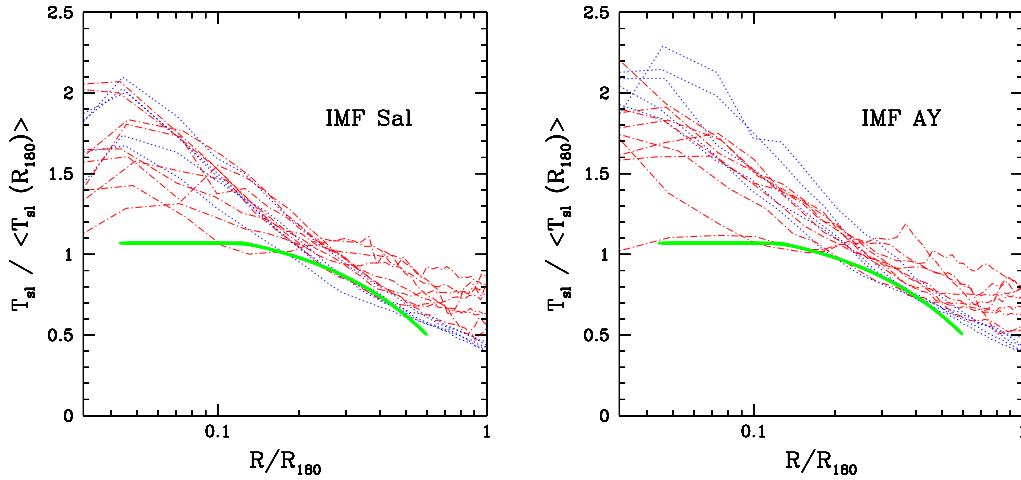


Figura 4.6: Profili di temperatura degli ammassi simulati con  $T < 3$  keV (nei casi con IMF Salpeter e AY) in funzione di  $R_{200}$  (scala logaritmica) confrontati con il profilo degli ammassi osservati da Vikhlinin et al. (2005) (linea verde continua). Gli ammassi simulati che appartengono alle regioni g676, g914, g1542, g3344, g6212 sono evidenziati dalla linea blu tratteggiata, ammassi appartenenti alle regioni più grandi (g72, g51, g8 e g1) dalla linea rossa punto-tratto.

Nei grafici delle Figure 4.6 e 4.7, l'uso della scala logaritmica permette di enfatizzare i profili nelle zone centrali degli ammassi. In tutti i casi nella parte centrale la temperatura rispetto alle osservazioni è maggiore, ma negli ammassi simulati con IMF Salpeter si nota un appiattimento oppure una decrescita del profilo verso il centro. Negli ammassi con  $T > 3$  keV i profili sono molto maggiori nella parte centrale (con i picchi a  $\sim 0.05 R_{200}$ ), mentre gli ammassi più caldi mostrano profili meno pronunciati.

Nelle zone centrali, si può meglio apprezzare anche la differenza tra l'IMF Salpeter e AY. Nel secondo caso i profili mostrano un picco più alto nel caso AY. Ciò è in accordo con l'interpretazione di cui sopra, in quanto con IMF di AY si ha una maggiore produzione di metalli e, quindi, un cooling ancor più efficiente.

In conclusione, il confronto tra osservazioni e simulazioni sui profili di temperatura mostra un discreto accordo nelle zone esterne, per  $R > 0.2 R_{180}$ , mentre esiste un significativo disaccordo nelle zone più interne, dove maggiore è il ruolo del cooling nel determinare le proprietà termodinamiche dell'ICM.

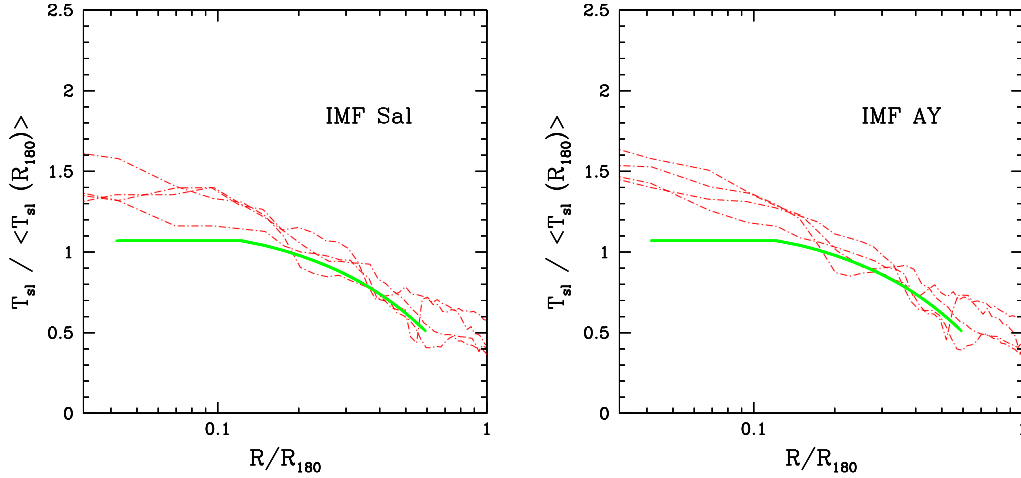


Figura 4.7: Profili di temperatura degli ammassi simulati con  $T > 3$  keV (nei casi con IMF Salpeter e AY) in funzione di  $R_{200}$  (scala logaritmica) confrontati con il profilo degli ammassi osservati da Vikhlinin et al. (2005). Il codice di colori è lo stesso della Fig. 4.6.

**Il diagramma di fase** I grafici della temperatura delle particelle di gas in funzione della loro densità (Fig. 4.8a,b,c) mostra che il gas si trova in tre distinte fasi: la fase calda ad alte temperature, la fase fredda che sta formando stelle a basse temperature e la fase di vento. Il gas raffreddandosi passa dalla fase calda alla fase fredda dove può iniziare a formare stelle. Successivamente può passare a far parte del vento avendo una maggior densità e temperatura e infine può tornare a far parte della distribuzione di particelle calde.

Per quel che riguarda il gas caldo diffuso, esso è presente a basse densità e temperature di  $\sim 1$  keV, ma mostra un'estensione a densità maggiori e verso temperature più alte. La maggior parte delle particelle si trova in questa fase, che rappresenta il vero e proprio mezzo intracluster.

Si può notare una distribuzione bimodale dei venti presente nel grafico con IMF Salpeter e IMF AY, mentre per l'IMF AY-sw tale distinzione non si nota. Nel caso di venti forti (IMF AY-sw) una maggior quantità di particelle si trova nella fase di vento e la regione a basse temperature, dove sono presenti le particelle che formano stelle, è depopolata.

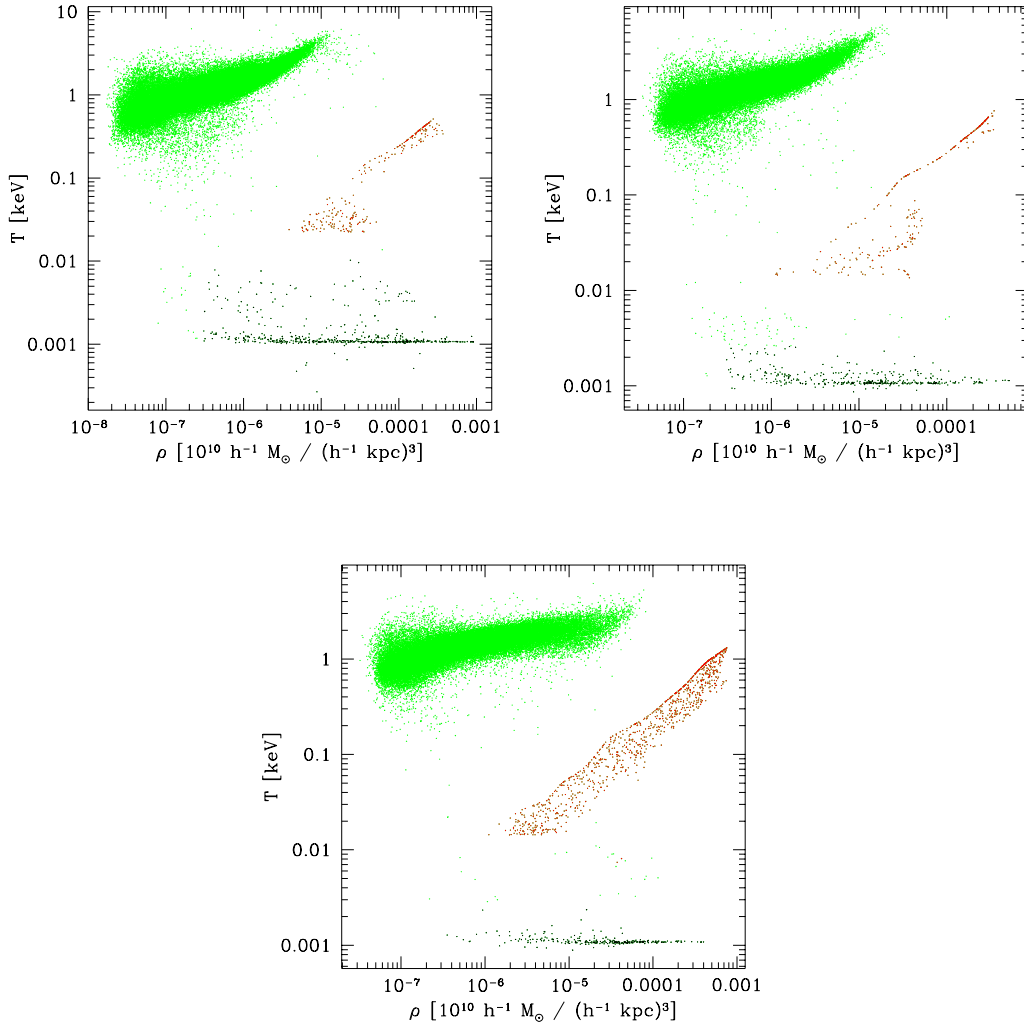


Figura 4.8: Diagramma di fase delle particelle di gas selezionate entro  $R_{vir}$  della regione g676 in temperatura e densità. Le particelle di gas si trovano nella fase calda (verde -  $T > 30.000$  K e massa di gas caldo nella particella  $m_h > 0.9m_{part}$ ), venti (rosso -  $T > 30.000$  K,  $\rho < 500 \rho_{cr}$  e  $m_h < 0.9m_{part}$ ) o formano stelle (nero -  $T < 30.000$  K e  $\rho > 500 \rho_{cr}$ ). (a) IMF Salpeter, (b) IMF AY, (c) IMF AY-sw.

### 4.2.2 Entropia

Anche nel caso dell'entropia  $S$  (si veda la definizione di eq.2.1) nei grafici dei profili abbiamo riscaldato tale quantità alla temperatura spettroscopica media entro  $R_{200}$  in modo da confrontare l'andamento del profilo nei casi di ammassi di massa piccola e temperatura minore ( $T < 3$  keV) rispetto al caso di ammassi grandi con  $T > 3$  keV.

Come si può vedere nei grafici di Figura 4.9 e di Figura 4.10 il profilo dell'entropia cresce verso l'esterno nelle zone in cui il gas accresciuto ha subito shock più recentemente. Tale aumento dell'entropia verso l'esterno consente all'ICM di essere stabile per convezione.

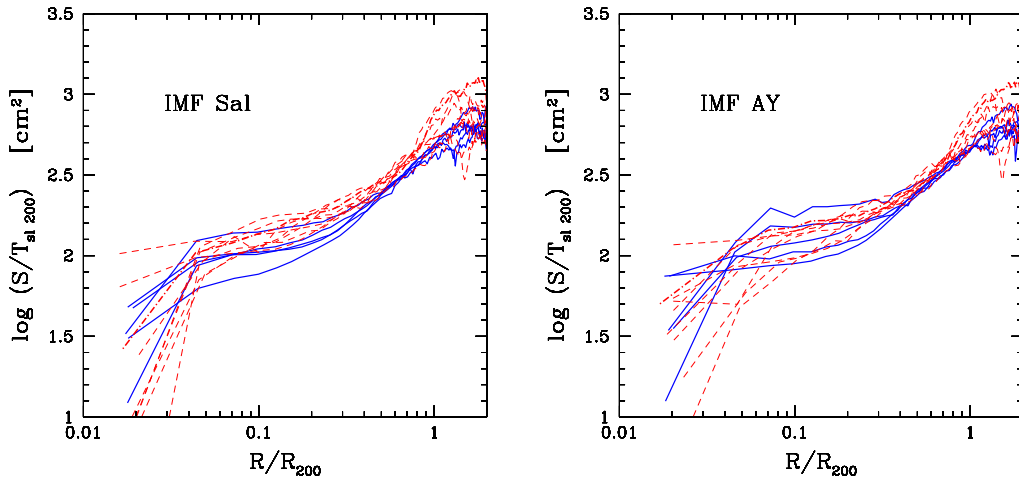


Figura 4.9: Profili di entropia (riscaldati alla  $T_{sl}(< R_{200})$ ) degli ammassi simulati con  $T < 3$  keV per le due IMF. Gli ammassi simulati appartengono alle regioni g676, g914, g1542, g3344, g6212 (linea blu continua), g72 e g51 (riga rossa tratto - punto), g8 e g1 (linea rossa tratteggiata).

Per gli ammassi grandi, come si può vedere nelle Figure 4.10 ha un profilo di entropia che rimane quasi piatto nelle zone centrali. Una leggera decrescita si nota per l'IMF Salpeter, dove i due ammassi principali nelle regioni g8 e g1 hanno un profilo che decresce di più verso il centro rispetto al caso di IMF AY. Questo indica che i due ammassi hanno densità maggiori al centro rispetto al caso IMF AY.

Nella Fig. 4.9 il profilo della maggior parte degli ammassi piccoli invece mostra una brusca decrescita entro  $\sim 0.04 R_{200}$  per l'IMF Salpeter e  $\sim 0.08 R_{vir}$  per l'IMF AY. Gli ammassi piccoli mostrano di avere più gas a minor entropia (e quindi un addensamento di gas maggiore) nelle zone centrali, in contrasto con gli ammassi grandi, che hanno un profilo uniforme, senza pendenze accentuate.

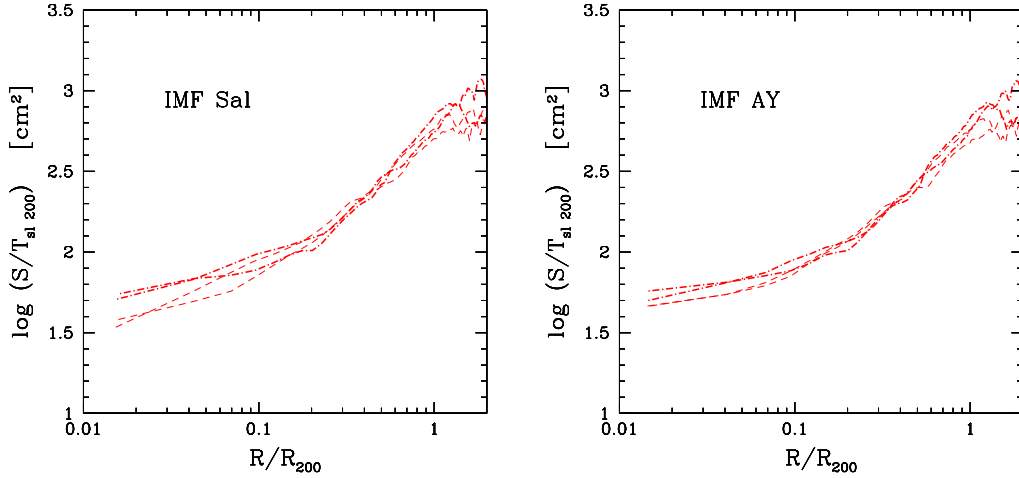


Figura 4.10: Profili di entropia (riscaldati alla  $T_{sl}(< R_{200})$ ) degli ammassi simulati con  $T > 3$  keV per le due IMF. Il codice di colori lo stesso della Fig. 4.9.

**Entropia e metallicità** Nei grafici 4.11 viene mostrata la distribuzione di entropia delle particelle di gas in funzione della loro metallicità per l'ammasso principale nella regione g676. Nel grafico sono comprese tutte le particelle di gas e stelle entro  $R_{vir}$  in fasi differenti. Il gas caldo ad alta entropia e le particelle che formano stelle a bassa entropia hanno generalmente metallicità basse. Tra le due distinte popolazioni si trovano le particelle a  $\sim 1$  keV  $\text{cm}^2$  che diventano anche molto metalliche, specialmente nel caso con IMF AY-sw in cui la coda della distribuzione delle particelle in vento ha metallicità molto alte. Le particelle di vento sono responsabili dell'arricchimento metallico del gas diffuso. Si tenga presente che nei grafici è enfatizzata la parte ad alta metallicità per via della scala, sebbene la maggior parte delle particelle ha metallicità basse.

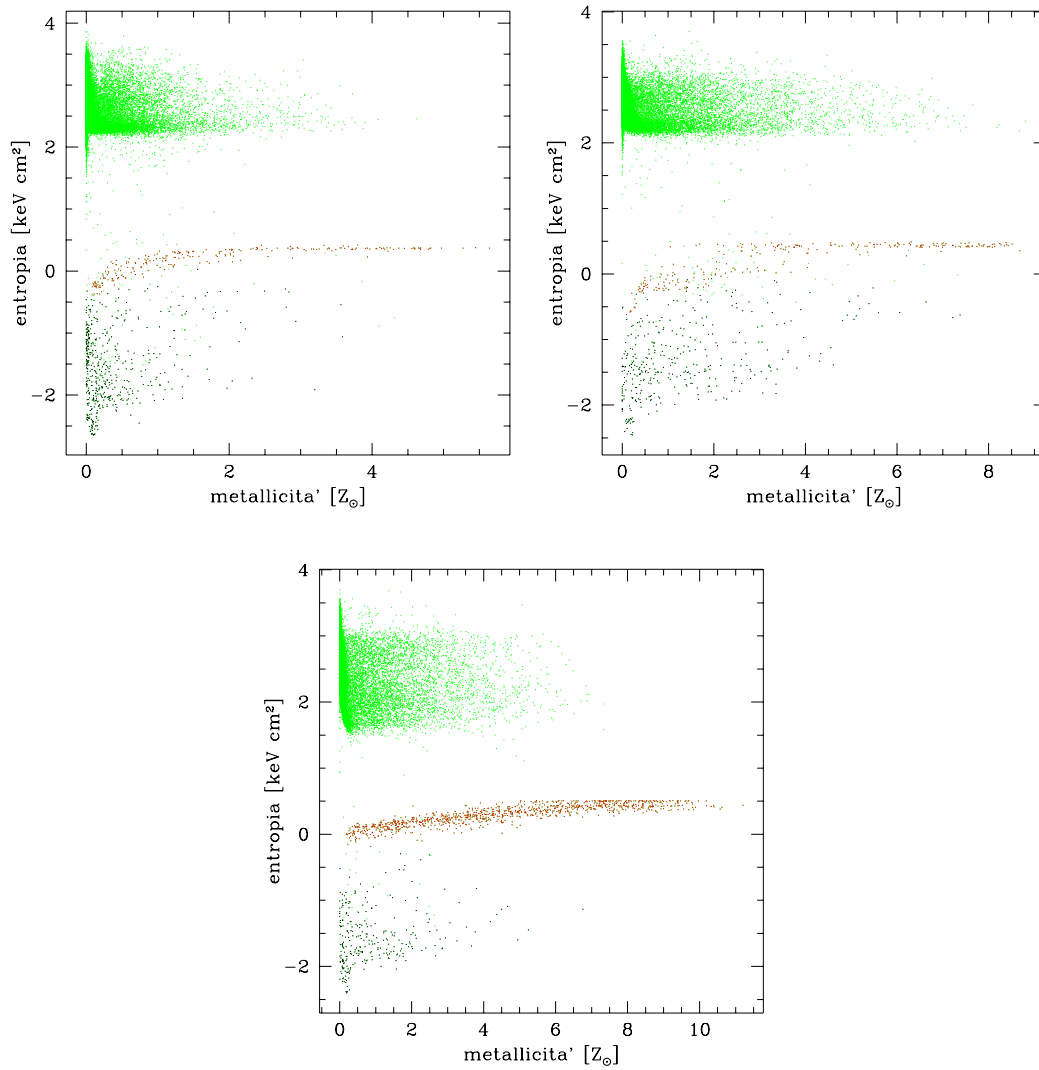


Figura 4.11: Il grafico dell'entropia in funzione della metallicità per particelle selezionate entro  $R_{vir}$  nella regione g676. Le particelle di gas si trovano nella fase calda (verde), venti (rosso) o formano stelle (nero). (a) IMF Salpeter, (b) IMF AY, (c) IMF AY-sw.

## 4.3 Proprietà chimiche del mezzo intracluster

Nel presente paragrafo sono descritte le proprietà degli ammassi simulati riguardanti la loro composizione chimica: le abbondanze dei differenti elementi verranno presentate in uno studio globale della metallicità, della suddivisione dei metalli tra stelle e gas, della loro distribuzione spaziale, nonché dell'evoluzione in *redshift* della metallicità dell'ICM. Ove possibile è stata effettuato un confronto con le osservazioni. Nei grafici le abbondanze sono espresse in abbondanze solari da Grevesse & Sauval (1998). Nel caso in cui i dati osservativi siano stati pubblicati usando normalizzazioni diverse per le abbondanze solari, si è provveduto a riscalarle opportunamente alle abbondanze di Grevesse & Sauval (1998).

### 4.3.1 La metallicità globale

Le abbondanze calcolate nelle simulazioni possono essere, similmente al caso delle temperature, pesate in emissione (EW) o in massa (MW). Le abbondanze EW presentano nel caso dei profili di metallicità una forte variazione nelle zone esterne (da  $\sim 0.4 R_{200}$ ) dovuta ad addensamenti locali (galassie). Per questo motivo si è preferito graficare le abbondanze pesate in massa che mediano tali effetti, specialmente nel caso dei profili.

### Suddivisione dei metalli tra stelle e gas caldo

I grafici in Figura 4.12 mostrano lo *sharing* della massa di tre metalli (*Fe*, *O* e *Si*) tra l'ICM (gas caldo) e le stelle per alcuni ammassi rappresentativi a differenti temperature (g1a a  $T_{sl}(< R_{200}) \sim 8$  keV, g72a  $\sim 6$  keV e g3344a a  $\sim 2$  keV).

Come si può vedere, nella parte interna degli ammassi gli elementi chimici sono prevalentemente bloccati nelle stelle (nella galassia cD centrale), mentre verso l'esterno tendono a far parte dell'ICM. In tutti gli ammassi nelle parti esterne è presente un'oscillazione nella frazione di massa, dovuta alla presenza di galassie che racchiudono più metalli nella loro componente stellare. Il Ferro è l'elemento più presente nel gas, seguito dal Silicio e infine dall'Ossigeno, che in parte maggiore viene riprocessato nelle stelle. L'IMF AY in contrasto con l'IMF di Salpeter agisce 'racchiudendo' gli elementi nelle stelle e togliendoli all'ICM (anche se in parte minore).

Per quanto riguarda l'evoluzione delle abbondanze medie, come si può notare in Figura 4.13, a *redshift*  $z \simeq 4$  (fattore di espansione  $a \simeq 0.2$ ) sia la quantità di *Fe* che di *O* iniziano ad aumentare. Tale *redshift* corrisponde all'inizio del *burst* di formazione stellare, dopo il quale l'abbondanza di Ossigeno rimane costante, mentre il Ferro cresce perchè prodotto maggiormente da esplosioni di SN Ia che hanno progenitori con tempi di vita maggiori.

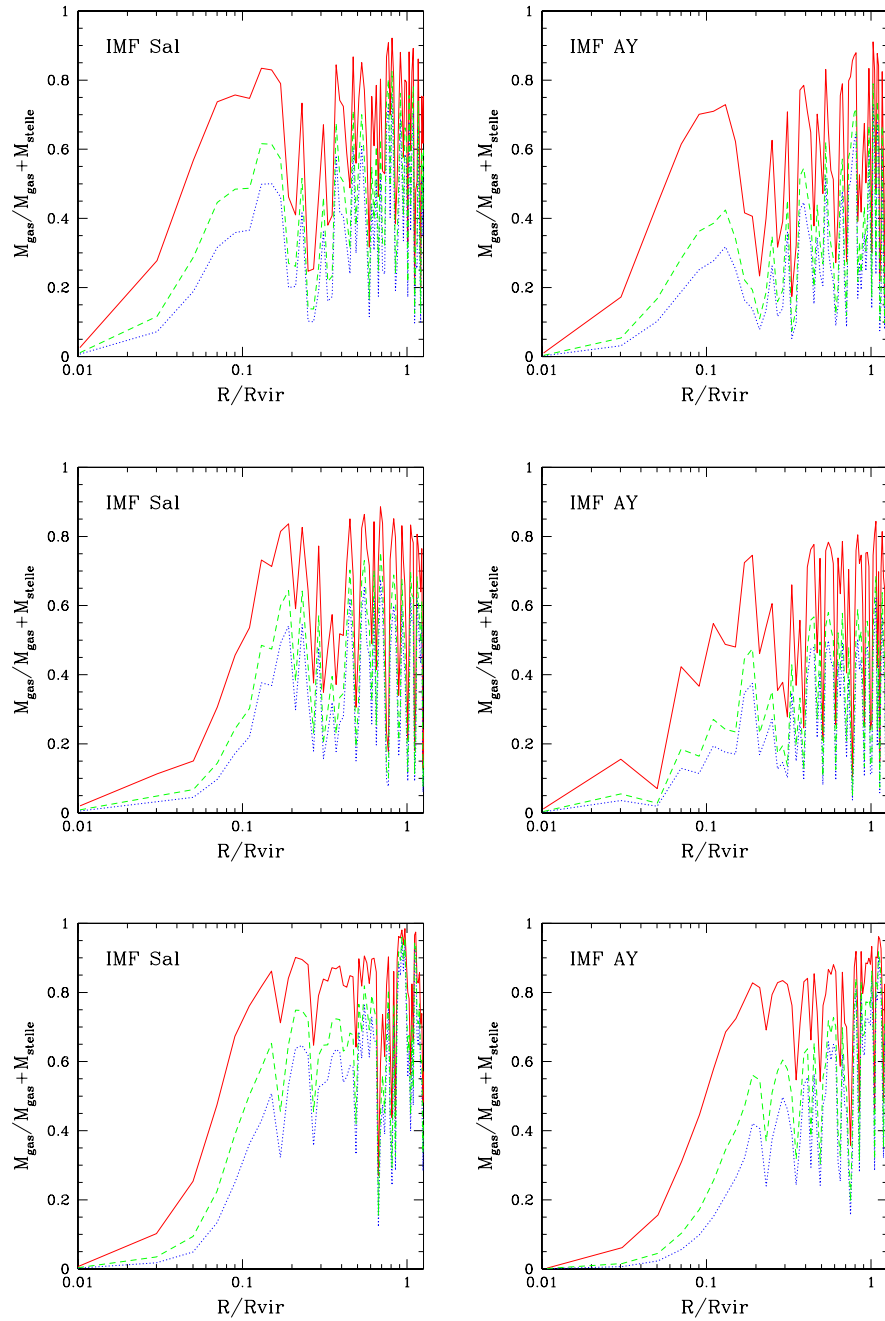


Figura 4.12: Grafici della frazione della massa di metalli contenuta nel gas caldo rispetto alla massa di metalli nel gas caldo e nelle stelle. La frazione viene graficata per tre metalli: *Fe* (linea rossa continua), *Si* (linea verde tratteggiata) e *O* (linea blu punteggiata). I grafici per IMF Salpeter e IMF AY riguardano tre ammassi: in alto g1a a  $T_{sl} \sim 8$  keV, in mezzo g72a con  $T_{sl} \sim 6$  keV e in basso g3344a con  $T_{sl} \sim 2$  keV.



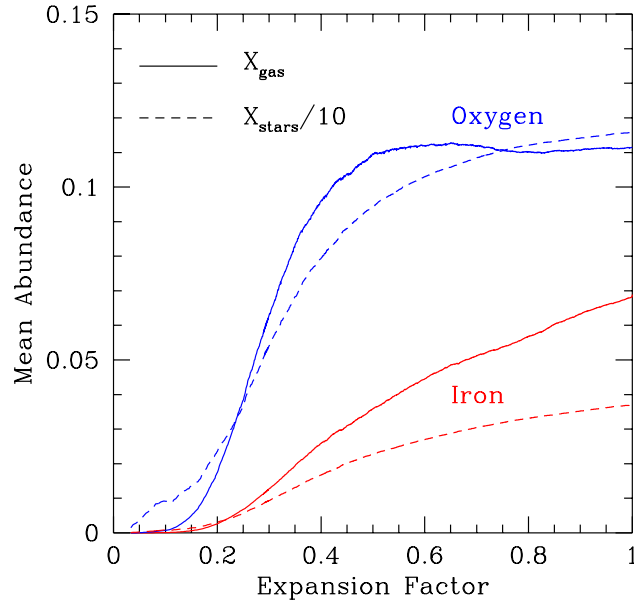


Figura 4.13: Grafico dell'evoluzione della distribuzione di  $O$  e  $Fe$  nelle stelle e nel gas (IMF Salpeter, ammasso g676a). In ambedue i casi si nota la crescita dell'abbondanza fino all'epoca attuale (fattore di espansione  $a = 1$ ) e la concentrazione di 10 volte maggiore nelle stelle rispetto al gas.

Tuttavia la maggior parte sia del  $Fe$  che dell' $O$  rimangono bloccati nelle stelle che addirittura ne contengono in media 10 volte tanto. L'effetto di avere  $O$  più concentrati in stelle che non nell'ICM può essere spiegato nel modo seguente. L' $O$  è maggiormente prodotto da supernovae di tipo II, che hanno tempi di vita molto brevi. Tale elemento viene quindi sempre distribuito a gas, con breve tempo di cooling, all'interno di una zona di formazione stellare. A causa di ciò, l'Ossigeno può essere facilmente 'bloccato' in stelle della generazione successiva. Invece per il Ferro, che viene prodotto dalle SN Ia, la questione è differente: per questo tipo di supernovae nel codice si tiene conto che sono prodotte da stelle piccole con tempi di vita lunghi, quindi nel lasso di tempo prima che il  $Fe$  sia rilasciato la particella ha modo di 'muoversi' e allontanarsi dalla zona di formazione stellare. In questo modo il  $Fe$  viene distribuito in gas con tempo di cooling più lungo e, quindi, con maggior probabilità di rimanere nel mezzo diffuso. Questo processo può essere chiamato *diffusione stellare*.

### Rapporto tra massa del ferro nell'ICM e luminosità ottica

Il rapporto della massa del ferro nell'ammasso e della luminosità nella banda ottica B (iron mass-to-light ratio, IMLR) combina due importanti informazioni: la prima riguarda il *modo* in cui l'ammasso, in particolare l'ICM, è stato arricchito in *Fe* (la massa totale di ferro prodotto), la seconda informazione, quella sulla luminosità, riguarda invece le galassie nelle quali è stato prodotto il Ferro (Ciotti et al. 1991).

Nel nostro caso il grafico è stato effettuato utilizzando i dati sulle luminosità delle galassie forniti dalle analisi svolte da Saro et al. (2006) sullo stesso gruppo di simulazioni. Nel grafico sono state considerate tutte le galassie all'interno del raggio prescelto ( $R_{200}$ ).

Le osservazioni di Tamura et al. (2004) riguardano la massa del ferro calcolata dalle osservazioni di cinque ammassi entro  $250 h^{-1}$  kpc mentre la luminosità in banda blu delle galassie è stimata dalla relazione di Edge & Stewart (1991)  $L_B = 4.5 \times 10^9 N_{0.5}^{1.42} h^{-2} L_\odot$ , dove il numero di galassie  $N_{0.5}$  è definito in Bahcall (1981).

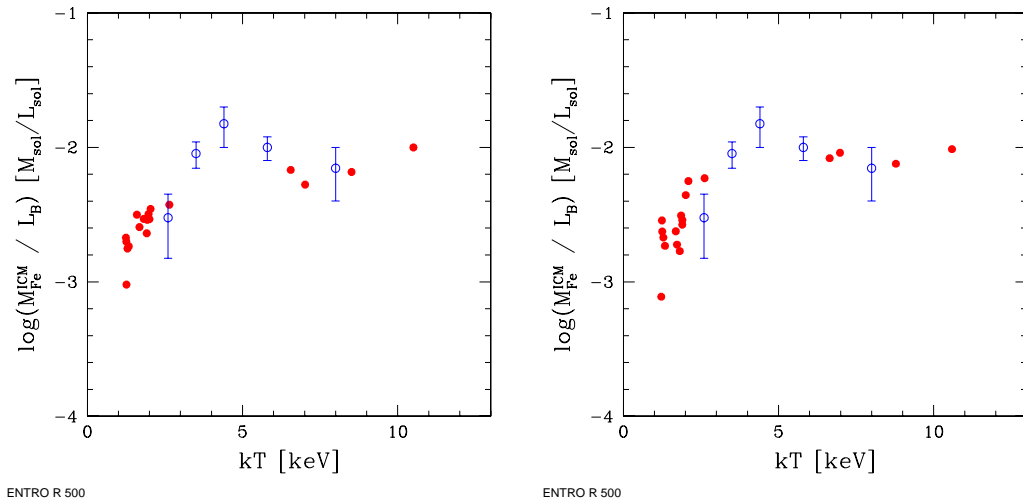


Figura 4.14: Nei grafici il rapporto IMLR in funzione della temperatura  $T_{sl}$  per gli ammassi simulati (cerchi pieni in rosso) viene confrontato con i dati da Tamura et al. (2004) (cerchi vuoti in blu). In ambedue i grafici la massa del *Fe* e la temperatura sono calcolata entro  $R_{500}$ .

Nei grafici di Figura 4.14, che mostrano il rapporto IMLR in funzione della temperatura, si può notare come gli ammassi caldi abbiano un rapporto costante, coerentemente con ciò che viene predetto da Renzini (2004) e in buon accordo con le osservazioni di Tamura et al. (2004), almeno per l'ammasso più caldo (A 754) e il più freddo (MKW 9). La dispersione nei dati simulati per gli ammassi a basse temperature è leggermente maggiore nel caso IMF AY ed è simile a quella osservata.

Il rapporto è leggermente più basso di quello predetto da Renzini (2004) indica che l'IMLR dovrebbe essere di  $0.015 M_{\odot} / L_{\odot}$  (un volta riscaldati i valori dati in questo lavoro per  $h = 0.7$ ). La discrepanza potrebbe essere dovuta al fatto di avere la galassia BCG più blu rispetto alle osservazioni.

Una miglior stima del rapporto massa di  $Fe$  e luminosità potrebbe essere svolta con le osservazioni nella banda K. Lin et al. (2003) hanno infatti mostrato che la luminosità in banda K correla in modo migliore con la massa totale degli ammassi rispetto alla luminosità in banda B.

### Abbondanze globali

In questo paragrafo confronteremo i risultato delle simulazioni con le abbondanze medie di  $Fe$  e  $Si$  con i dati osservativi ASCA di Baumgartner et al. (2005) e con quelli XMM-Newton di Tamura et al. (2005).

I dati di Baumgartner et al. (2005) riguardano 273 ammassi nel range di temperature tra 0.2 e 10 keV osservati con il satellite ASCA. I dati osservativi riguardanti il  $Si$  mostrano una certa variabilità a basse temperature probabilmente dovuta al modello di risposta strumentale, che non rimuove adeguatamente la presenza di righe spurie. L'andamento del  $Si$  di crescita con la temperatura (Baumgartner et al. 2005, Fukazawa et al. 1997) non viene riprodotto dalla globalità dai dati simulati. Per ammassi tra 1 e 3 keV i dati simulati con IMF Salpeter sono alquanto dispersi attorno al valore osservato in contrasto con i valori degli ammassi più caldi che sono troppo bassi. Tuttavia, si noti che  $Z_{Si}$  per gli ammassi caldi è misurato con notevoli incertezze osservative. È quindi opportuno attendere dati osservativi di maggiore precisione per determinare la significatività statistica di tale disaccordo. Per l'IMF AY invece l'abbondanza negli ammassi meno caldi è molto più alta mentre gli ammassi caldi sono compatibili in modo migliore con le osservazioni.

Per quanto riguarda il  $Fe$  la sua distribuzione con la temperatura è compatibile con le osservazioni nel caso Salpeter, sia per gli ammassi meno caldi per i quali si nota una certa variabilità della metallicità (tra 0.3 e 0.8  $Z_{Fe\odot}$ , in accordo con i dati di Baumgartner et al.). Nel caso degli ammassi più caldi la metallicità è costante, con  $Z_{Fe} \sim 0.3 Z_{Fe\odot}$ . Nel caso dell'IMF AY l'andamento non viene riprodotto: gli ammassi a tutte le temperature mostrano un'abbondanza di  $Fe$  maggiore rispetto alle osservazioni.

Nel grafico 4.3.1 viene invece posta attenzione sull'effetto della differente funzione di massa iniziale nelle abbondanze di ammassi con temperature differenti. Per il  $Si$  l'IMF AY e Salpeter sono i limiti massimo e minimo per le osservazioni di Baumgartner et al. (2005). I venti forti nella IMF AY-sw riducono la presenza del  $Si$  rispetto all'IMF AY nei due ammassi simulati, mostrando il migliore accordo con i dati.

Il  $Fe$  invece mostra un comportamento differente: nel confronto con le osservazioni di Baumgartner et al. (2005) le simulazioni con IMF AY produ-

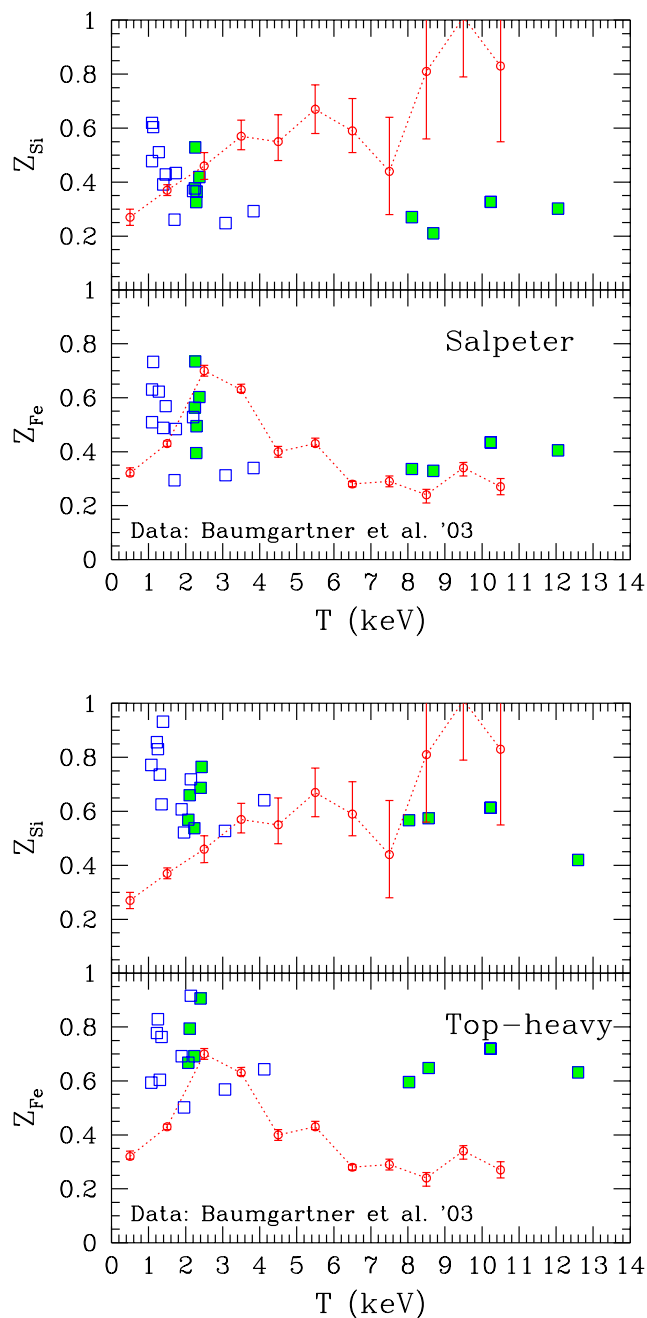


Figura 4.15: Le abbondanze medie di  $Fe$  e  $Si$  negli ammassi simulati (quadrati pieni - ammassi principali delle singole regioni, quadrati vuoti - ammassi secondari nelle regioni simulate) confrontati con i dati osservativi di Baumgartner et al. (2005) (cerchi rossi e rispettive barre d'errore). (a) simulazioni con IMF Salpeter; (b) simulazioni con IMF TH.

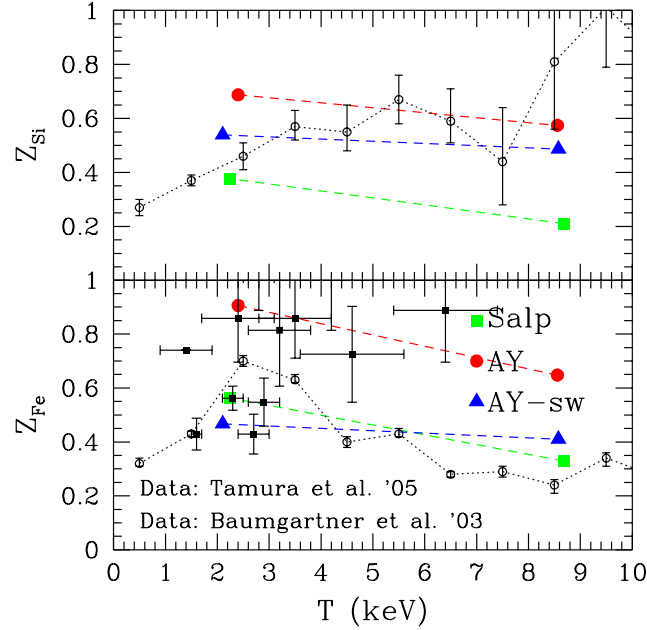


Figura 4.16: Abbondanze di  $Fe$  e  $Si$  in funzione della temperatura degli ammassi. Le osservazioni sono graficate con cerchi vuoti (Baumgartner et al. 2005) e con quadrati pieni (Tamura et al. 2005) con le rispettive barre d'errore. Le tre simulazioni con IMF Salpeter (quadrato verde), AY (cerchio rosso) e AY-sw (triangolo blu) sono collegate dalla linea tratteggiata e riguardano solo gli ammassi nelle regioni g676 e g51.

cono troppo  $Fe$ , mentre la sua abbondanza viene abbastanza ben descritta dalle simulazioni con IMF Salpeter e AY-sw. L'AY-sw sottoproduce leggermente il  $Fe$  rispetto alla Salpeter nel caso dell'ammasso più freddo. I dati di Tamura et al. (2004) per gli ammassi caldi sono apparentemente in disaccordo con i dati di Baumgartner et al. (2005) e favoriscono l'IMF AY. Tale differenza è dovuta al fatto che i risultati di Tamura et al. (2004), sono ottenuti da osservazioni XMM-Newton delle sole zone centrali di 19 ammassi, nell'intervallo di distanza  $[50 - 200]h^{-1}\text{kpc}$ . D'altro canto, i dati ASCA si riferiscono alla totalità dell'ammasso, sebbene con una risoluzione spaziale dei dati spettroscopici assolutamente insufficiente per tracciare i profili di metallicità. Quindi, in presenza di gradienti significativi di metallicità (vedi Capitolo 2), pesare le zone più interne produce una stima maggiore della metallicità. Siccome i dati di metallicità delle simulazioni si riferiscono alle abbondanza, pesata in emissività, di tutte le regioni degli ammassi, entro i corrispondenti raggi viriali, essi possono essere confrontati direttamente con i dati ASCA, ma non con quelli XMM-Newton. Tale osservazione è rilevante per mostrare come un confronto accurato tra dati osservativi e modelli teorici

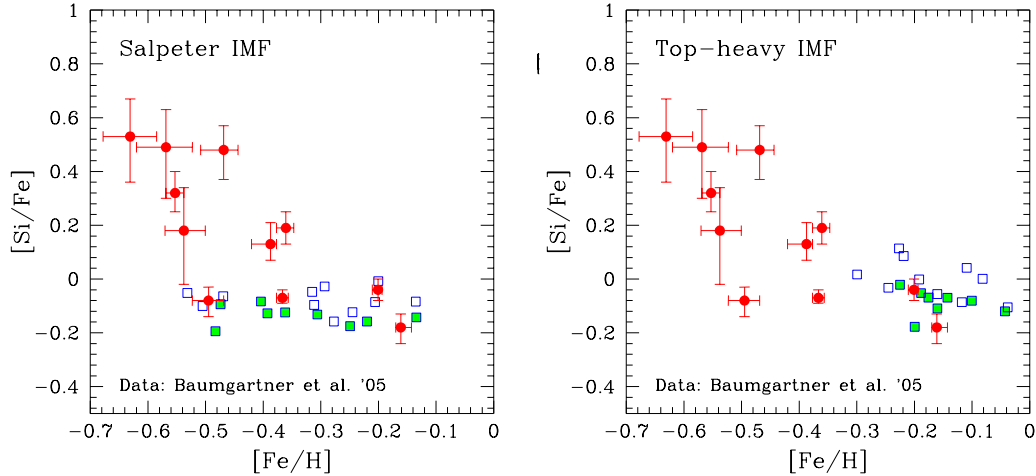


Figura 4.17: Il rapporto  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  in funzione di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  per gli ammassi simulati (quadrati pieni - ammassi principali delle singole regioni, quadrati vuoti - ammassi secondari nelle regioni simulate). I rapporti sono confrontati con i dati di Baumgartner et al. (2005). (a) simulazioni con IMF Salpeter; (b) simulazioni con IMF TH

richieda una dettagliata comprensione dei dati osservativi e riprodurre il più fedelmente possibile il “set-up” osservativo nell’analisi delle simulazioni.

Infine nel grafico 4.17 viene confrontato l’andamento del rapporto  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  in funzione di  $[\text{Fe}/\text{H}]$  tra dati osservati (sempre Baumgartner et al. 2005) e simulati. Nel caso con l’IMF Salpeter i dati sono sostanzialmente costanti nel rapporto  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  e non mostrano differenze tra ammassi che con differente  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Nel caso di IMF AY gli ammassi hanno tendenzialmente un’abbondanza di  $Fe$  alta (e conseguentemente anche  $[\text{Fe}/\text{H}]$  alto).

In ambedue i casi il  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  è sottosolare per la maggior parte degli ammassi.

### 4.3.2 Profili di distribuzione dei metalli negli ammassi

Per comprendere meglio i processi fisici interni all’ammasso un contributo può essere fornito dallo studio della distribuzione spaziale degli elementi chimici. In questo caso l’analisi è svolta per il  $Fe$ ,  $Si$  e  $O$  in ammassi con  $M_{200} > 5 \times 10^{13} M_{\odot}$  all’epoca attuale ( $z = 0$ ).

Come si può vedere nella Figura 4.18, i profili di metallicità sono caratterizzati da una bimodalità nel comportamento tra ammassi piccoli e grandi, che appare accentuata nel grafico riguardante l’IMF Salpeter: per gli ammassi grandi con  $T > 3$  keV la pendenza del profilo è generalmente minore rispetto agli ammassi piccoli con  $T < 3$  keV. Tale differenza è sostanzialmente dovuta alla minor efficienza del cooling e, quindi, al minor tasso

relativo di formazione stellare, negli ammassi più grandi, con conseguente riduzione della produzione di metalli. Tale comportamento è quindi consistente con quanto visto nel paragrafo 4.2 nel caso dei profili di temperatura. Un effetto aggiuntivo che, negli ammassi grandi, dovrebbe produrre profili di metallicità meno pronunciati, è collegato al loro intenso campo di pressione del gas. All'aumentare della sua intensità, ci si aspetta che gli effetti di ram-pressure stripping (p.es., Domainko et al. 2006) siano più efficienti nel rimuovere gas molto arricchito dalle galassie in fase di merging, così da aumentare la metallicità dell'ICM diffuso.

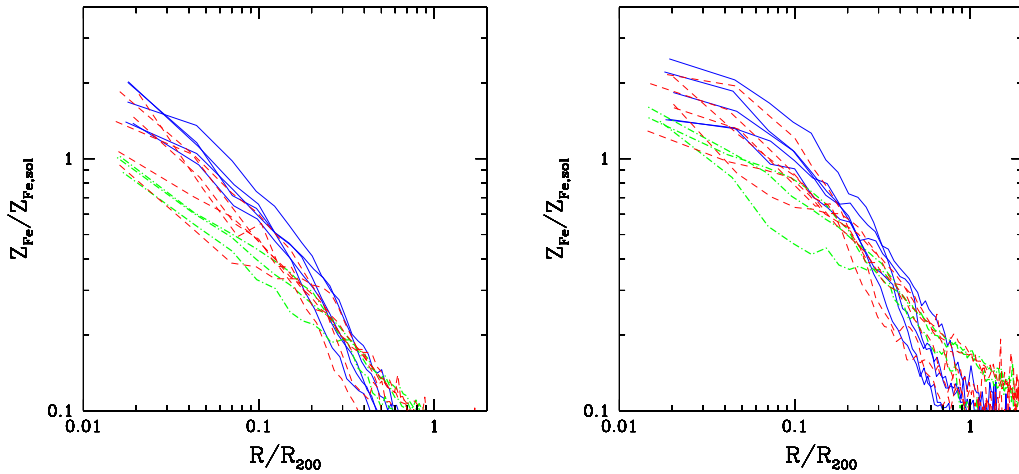


Figura 4.18: I due grafici riguardano i profili di metallicità del Ferro (espressi in  $Z_{\odot}$ ) per l'IMF di Salpeter (a sinistra) e per l'IMF AY (a destra). In blu (linea continua) ammassi nelle regioni piccole (g6212, g3344, g1542, g914, g676), in verde (linea tratto - punto) ammassi nelle regioni g72 e g51, in rosso (linea tratteggiata) ammassi nelle regioni più grandi g8 e g1.

Gli stessi profili sono stati confrontati con i dati di Vikhlinin et al. (2005) di ammassi osservati con Chandra (Fig. 4.19). Nel lavoro di Vikhlinin et al. (2005) i profili di metallicità e temperatura vengono derivati dal *fit* dello spettro dei singoli ammassi con il modello MEKAL. In tutti gli ammassi osservati sono visibili gradienti di metallicità assai significativi.

Dal confronto con le osservazioni possiamo vedere che è presente la stessa dicotomia osservata nelle simulazioni. Selezionando gli ammassi osservati in base alla temperatura (maggiore o minore di 3 keV) si nota che nel caso dell'IMF Salpeter: i profili degli ammassi a basse temperature riproducono bene i dati osservati, mentre gli ammassi con temperature maggiori mostrano un buon accordo al centro mentre verso l'esterno la metallicità è minore. Nel caso dell'IMF AY i profili dalle simulazioni sono genericamente più alti a tutti i raggi e non riproducono in modo adeguato le osservazioni.

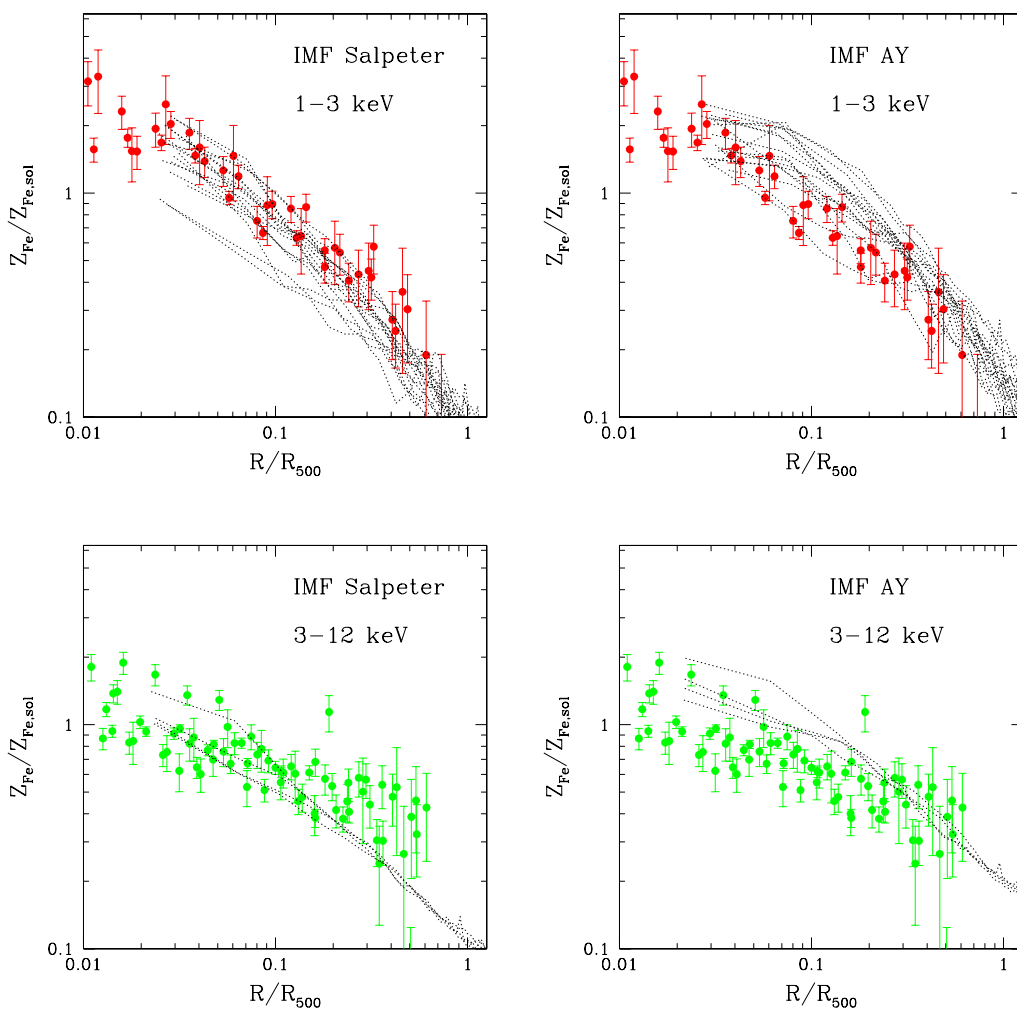


Figura 4.19: Grafici dei profili degli ammassi simulati (linea nera continua) e degli ammassi osservati da Vikhlinin et al. (2005) (linea rossa continua per ammassi con temperature 1 – 3 keV, linea verde continua per ammassi con temperature 3 – 12 keV) con le rispettive barre d'errore.



Il recente lavoro di Cora (2006) riguardante l'arricchimento chimico dell'ICM in simulazioni semianalitiche dimostra che particelle arricchite ad alti *redshift*, caratterizzate da una bassa entropia, sono in grado di fluire verso l'interno dell'ammasso, contribuendo così in modo significativo alla creazione dei gradienti di metallicità.

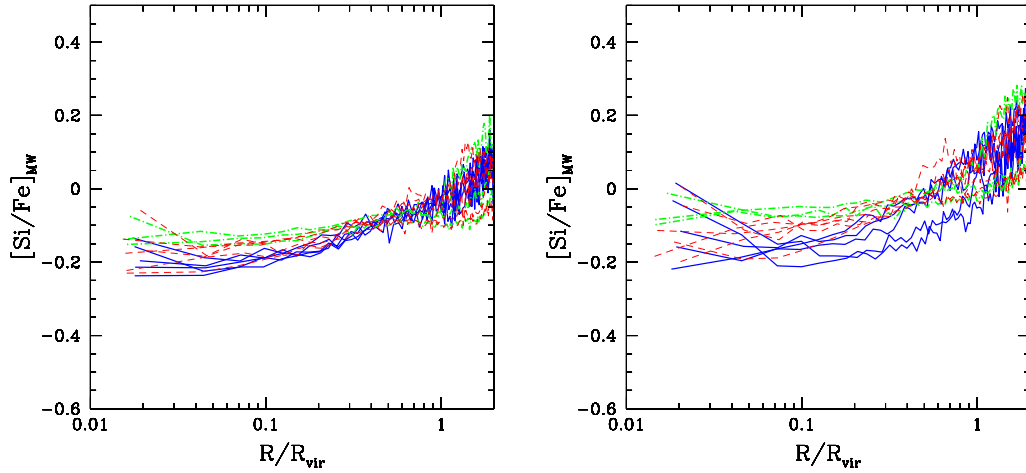


Figura 4.20: Rapporti  $[Si/Fe]$  (metallicità pesate in massa) in funzione del raggio viriale nei casi di IMF Salpeter (a sinistra) e IMF AY (a destra). Il codice di colori è come in Figura 4.18.

Per quanto riguarda i rapporti di abbondanza degli elementi  $Si$  e  $O$  rispetto al  $Fe$  mostrati nelle Figure 4.20 e 4.21, si può notare come tali rapporti mostrino una tendenza a crescere verso le parti esterne degli ammassi. Tale crescita è attribuibile al fatto che Ossigeno e Silicio sono maggiormente prodotti da stelle con breve tempo di vita. Tali stelle hanno quindi dato origine a SN a *redshift* più elevato, quando la buca di potenziale dell'ammasso doveva ancora completare la sua formazione, producendo quindi un arricchimento più diffuso.

Si può notare che per ambedue le IMF,  $[Si/Fe]$  e  $[O/Fe]$  siano piuttosto bassi, generalmente sub-solari. Per  $[Si/Fe]$  i valori dell'abbondanza nelle zone centrali (per IMF Salpeter e AY) sono compresi nel *range* tra  $-0.2$  a  $0$ , mentre per  $[O/Fe]$  il *range* è più ampio, tra  $-0.4$  a  $-0.2$  per l'IMF Salpeter e tra  $-0.2$  a  $0$  per l'IMF AY. La presenza di un aumento dei rapporti nel bin più centrale di alcuni ammassi è dovuta ad un eccesso di formazione stellare recente, come indicata anche dalle proprietà in banda ottica delle BCGs nelle nostre simulazioni (Saro et al. 2006). I profili mostrano una minor dispersione nel caso dell'IMF Salpeter, mentre sono meno omogenei nel caso dell'IMF AY. Si noti che in accordo con ciò che ci aspetteremmo, le simulazioni mostrano che  $[O/Fe]$  è minore del  $[Si/Fe]$  poichè il  $Si$  è prodotto

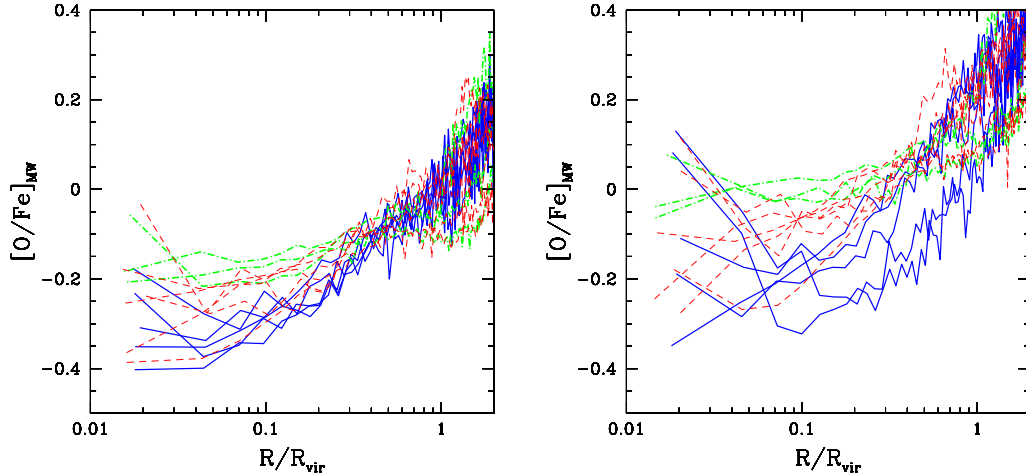


Figura 4.21: Rapporti  $[O/Fe]$  (metallicità pesate in massa) in funzione del raggio viriale nei casi di IMF Salpeter (a sinistra) e IMF AY (a destra). Il codice di colori è come in Figura 4.18.

anche dalle SN Ia, mentre l' $O$  è prodotto solo dalle SN II; questo è anche il motivo per cui i profili hanno gradienti meno pronunciati nel caso di  $[Si/Fe]$  rispetto a  $[O/Fe]$ .

### 4.3.3 Evoluzione della metallicità

Dopo aver descritto le proprietà all'epoca attuale degli ammassi simulati, è interessante analizzare l'evoluzione dei profili a partire da  $z \sim 1$ , *redshift* fino al quale i dati osservativi più recenti permettono di tracciare l'evoluzione della metallicità dell'ICM (p.es., Balestra et al. 2006).

In seguito sono riportati i grafici dell'evoluzione dei profili con i *redshift* per le regioni grandi (Figura 4.22) e per le regioni piccole (Figura 4.23) nel caso dell'IMF Salpeter. Per ogni regione simulata viene riportato il profilo del progenitore di massa maggiore ai *redshift* 1, 0.5, 0.25 e 0, supponendo di stare seguendo sempre lo stesso oggetto.

Come si può osservare per tutte le regioni è presente una crescita nella parte centrale dei profili accentuata in particolare negli ammassi piccoli (Fig. 4.22). Alcuni degli ammassi grandi (g72 e g51) hanno un'evoluzione del profilo del  $Fe$  quasi costante nel tempo che sembra avere una pendenza sostanzialmente uguale da  $z = 1$  a  $z = 0$ .

Per gli ammassi nelle regioni piccole (si veda Figura 4.23) si nota come nella parte esterna il profilo non vari significativamente rimanendo praticamente uguale a tutti i *redshift*, mentre l'evoluzione tra  $z = 1$  e  $z = 0.5$  è più accentuata negli ammassi in regioni grandi.

Per quanto riguarda le simulazioni con IMF AY (si veda Figura 4.24)

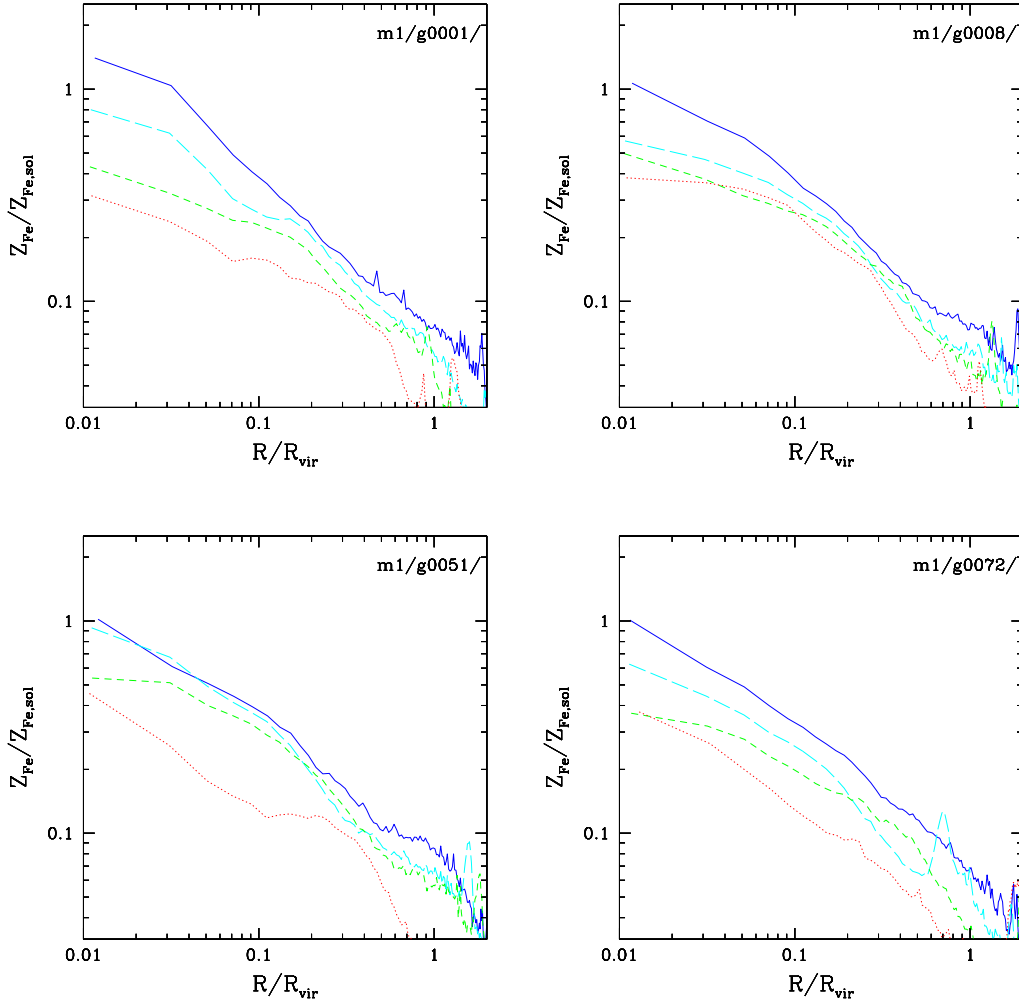


Figura 4.22: Grafici dell'evoluzione dei profili di  $Fe$  nel set di regioni analizzate. La riga blu continua corrisponde al profilo a  $z = 0$ , la linea tratteggiata di color ciano al profilo a  $z = 0.25$ , la linea tratteggiata corta verde al profilo a  $z = 0.5$  e la linea puntiforme rossa al profilo a  $z = 1$ . (La scritta  $m1$  indica che l'analisi riguarda i dati per l'IMF Salpeter, mentre  $gnnnn$  indica il numero associato alla regione simulata.)

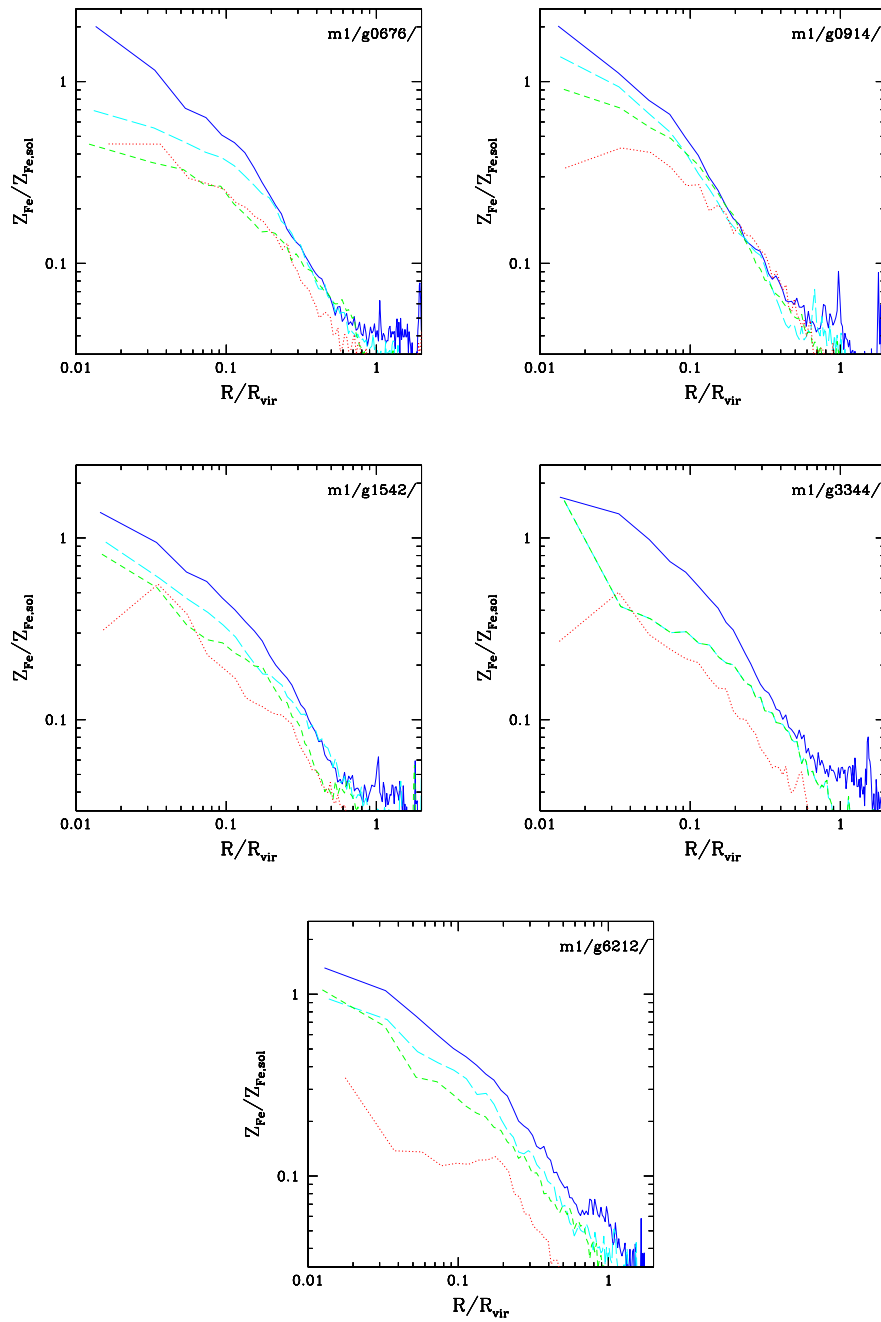


Figura 4.23: Grafici dell'evoluzione dei profili di  $Fe$  nel set di regioni analizzate corrispondenti ad ammassi piccoli. Vedere figura precedente per il codice di colori utilizzato.

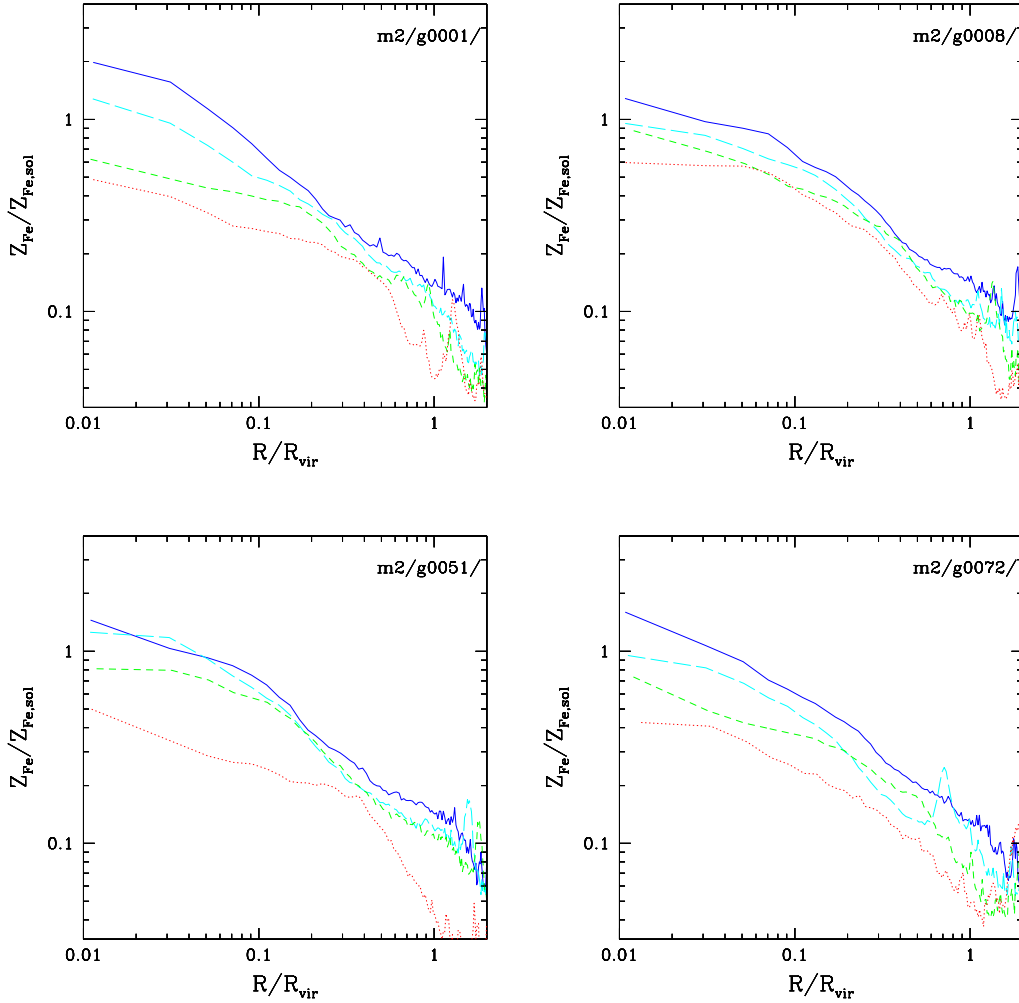


Figura 4.24: Grafici dell'evoluzione dei profili di  $Fe$  nel set di regioni analizzate. La riga blu continua corrisponde al profilo a  $z = 0$ , la linea tratteggiata di color ciano al profilo a  $z = 0.25$ , la linea tratteggiata corta verde al profilo a  $z = 0.5$  e la linea puntiforme rossa al profilo a  $z = 1$ . (La scritta  $m2$  indica che l'analisi riguarda i dati per l'IMF AY, mentre  $gnnnn$  indica il numero associato alla regione simulata.)

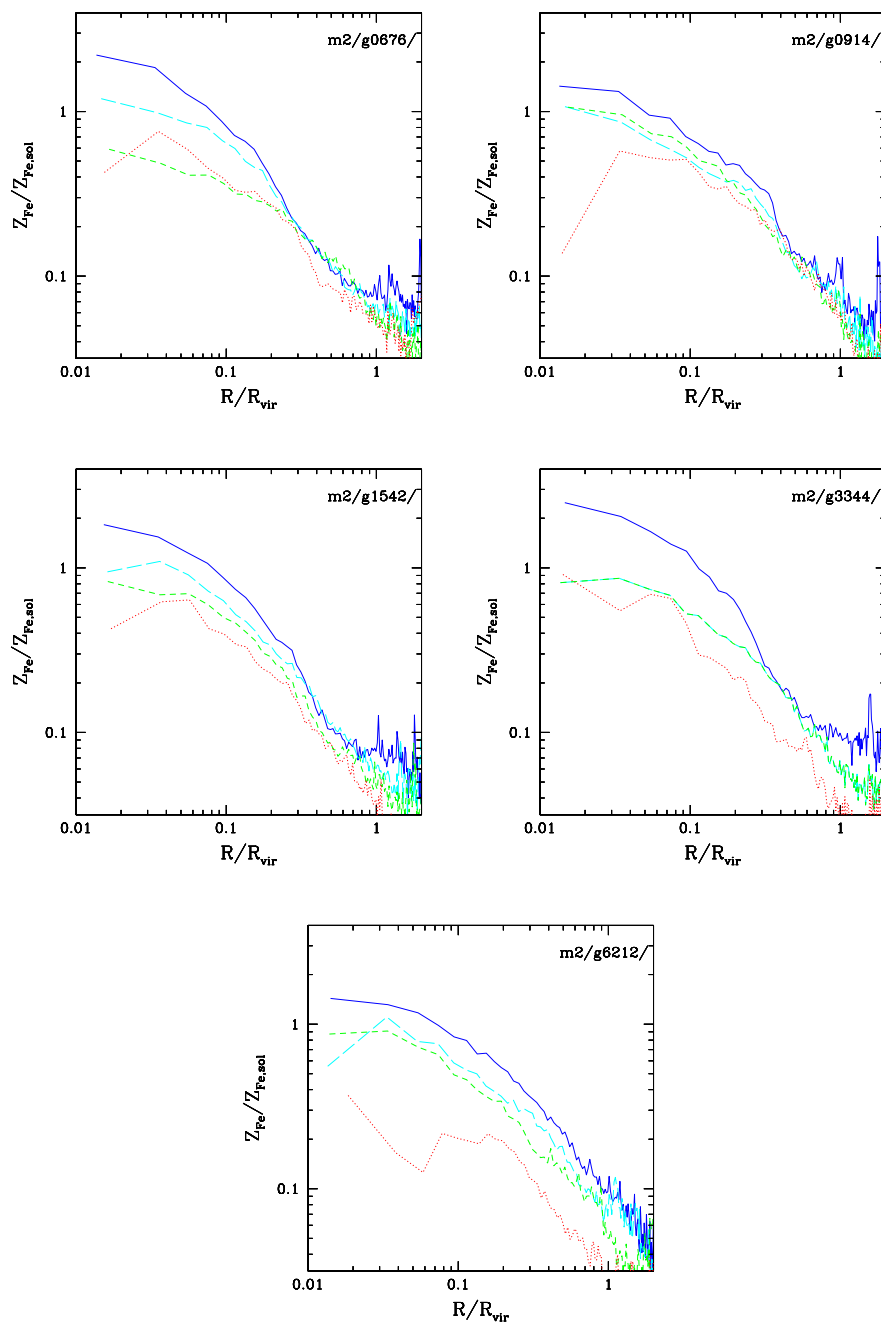


Figura 4.25: Grafici dell'evoluzione dei profili di  $Fe$  nel set di regioni analizzate corrispondenti ad ammassi piccoli. Vedere figura precedente per il codice di colori utilizzato.

l'evoluzione del profilo non varia significativamente e valgono le stesse considerazioni che nel caso IMF Salpeter. La differenza riguarda solo il differente apporto di  $Fe$  totale, che nel caso IMF AY viene prodotto in quantità maggiori già a *redshift* 1, per poi avere un innalzamento del profilo molto simile al caso con IMF Salpeter.

La differenza tra ammassi in regioni piccole e grandi, come notato in precedenza nel caso dei profili analizzati a *redshift* 0, sta nel minor pendenza del profilo nella parte centrale per gli ammassi grandi rispetto a quelli piccoli. In presenza di più merging di entità piccola il profilo dovrebbe crescere nella zona centrale mentre l'effetto di un *major merger* ci aspetteremmo produca un profilo con la stessa inclinazione ma con un'abbondanza maggiore. Avremmo previsto quindi di trovarne delle differenze sostanziali tra le evoluzioni nelle regioni piccole e in quelle grandi, che tuttavia non vengono evidenziate in modo chiaro dalla storia di accrescimento e richiedono uno studio più approfondito.

In generale, l'evoluzione dei profili di metallicità a  $z < 1$  è data dall'azione combinata della formazione stellare recente e della redistribuzione della massa dei metalli. Come già accennato, gas ad alta metallicità e bassa entropia è presente nei sotto-aloni accresciuti di recente nell'alone principale di ciascun ammasso. Tale gas può raggiungere le zone centrali dell'ammasso ("sinking" del gas a bassa entropia) aumentando in tal modo la metallicità nelle zone centrali (Cora 2006). Contemporaneamente, effetti di spoliamento del gas per ram-pressure possono anche avere un ruolo nel trasferire metalli da galassie al mezzo diffuso e, quindi aumentare la sua metallicità (Domainko et al. 2006).

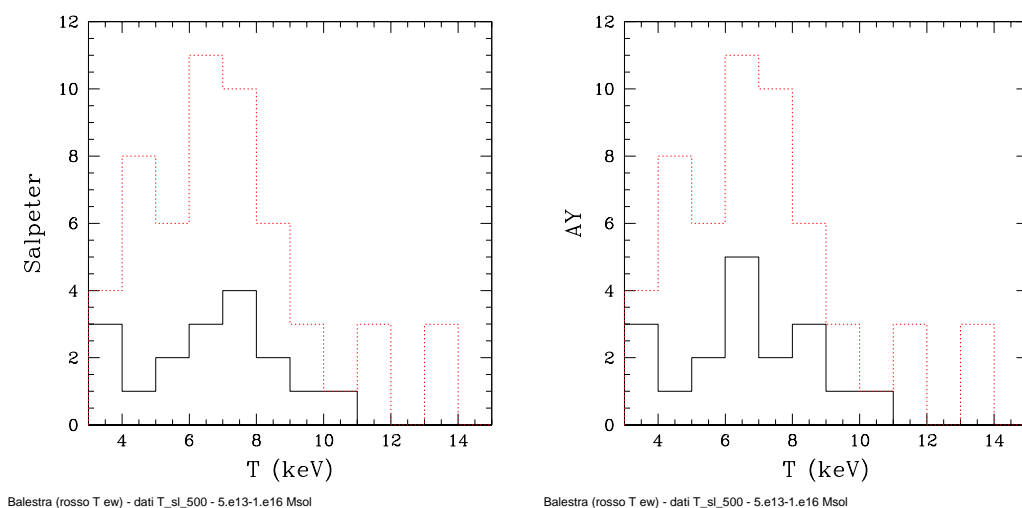


Figura 4.26: Istogramma della distribuzione degli ammassi a differenti temperature: dati di Balestra et al. (2006) (linea rossa punteggiata) e simulazioni (linea nera continua). (a) IMF Salpeter; (b) IMF AY

Fino a poco tempo fa evidenze osservative facevano supporre che da  $z \sim 1$  l'abbondanza di  $Fe$  negli ammassi fosse pressochè costante (p.es., Mushotzky & Loewenstein 1997; Tozzi et al. 2003). Tuttavia recenti analisi (Balestra et al. 2006) di 56 ammassi osservati con Chandra mostrano un aumento del  $Fe$  a basso *redshift*. Tale evoluzione, predetta da modelli teorici recenti di arricchimento dell'ICM (Ettori 2005, Loewenstein 2006; si veda tuttavia Pipino et al. 2002, Matteucci et al. 2006), è presente anche nelle simulazioni analizzate.

Gli ammassi di galassie osservati da Balestra et al. (2006) si trovano tipicamente a  $z \geq 0.3$  e hanno temperature tipiche che variano tra 3 e 15 keV. L'evoluzione dell'abbondanza di  $Fe$  media con il *redshift* risulta essere decrescente tra *redshift* 0 e 0.5, mentre rimane costante tra 0.5 e 1.2. L'abbondanza di  $Fe$  osservata è stata determinata entro un raggio di estrazione  $R_{ext}$  tale per cui il rapporto S/N (segnale/ rumore) fosse minimo. Tale raggio ha valori tra 0.15 e 0.3  $R_{vir}$ . Anche in questo caso, i dati delle osservazioni sono stati riscaldati alle abbondanze solari Grevesse & Sauval (1998).

Per quanto riguarda le simulazioni nel confronto abbiamo tenuto conto solamente degli ammassi più caldi presenti a *redshift* differenti ( $z = 0, 0.25, 0.5$  e 1). Inoltre la metallicità per gli ammassi è stata stimata entro  $0.2 R_{200}$  che corrisponde al raggio di estrazione medio utilizzato nell'analisi dei dati osservativi di Balestra et al. (2006). La selezione degli ammassi è stata fatta utilizzando la temperatura spettroscopica della parte centrale dell'ammasso (entro  $R_{500}$ ).

Poichè nel caso delle simulazioni è presente un minor numero di ammassi rispetto a quelli osservati si è voluto confrontare la distribuzione in temperatura degli ammassi simulati e di quelli osservati (Fig. 4.26). In ambedue i casi con IMF Salpeter e IMF AY il picco della distribuzione in temperatura è tra 6 e 8 keV. Tuttavia occorre notare che nel caso delle osservazioni si sta considerando oggetti differenti (e la loro distribuzione ha un picco a *redshift* 0.5), mentre nel nostro caso gli oggetti sono praticamente gli stessi ma guardati a *redshift* differenti e la loro distribuzione per ogni intervallo di *redshift* è omogenea.

Come si può notare nelle Figure 4.27a e b anche le simulazioni mostrano un'evoluzione del  $Fe$  con il *redshift* (in contrasto con i risultati recenti di Romeo et al. 2006). La metallicità pesata in emissione è sempre maggiore di quella pesata in massa, in particolare a basso *redshift*. Coerentemente con i profili mostrati in precedenza (Fig. 4.18) nel caso dell'IMF AY l'abbondanza media è maggiore, poichè nella parte centrale il profilo è più alto che non nel caso dell'IMF Salpeter.

Dal confronto, l'evoluzione mostrata dalle simulazioni nel caso dell'IMF AY riproduce in modo migliore i dati osservati, mentre nel caso dell'IMF Salpeter le abbondanze sono generalmente più basse. Ciò è dovuto al fatto che, nel caso di IMF di Salpeter i profili di  $Z_{Fe}$  scendono al di sotto di quelli



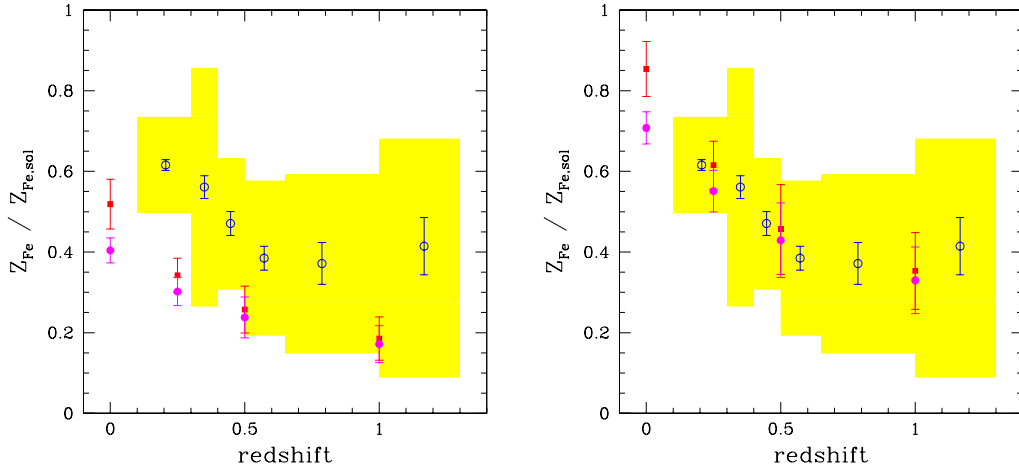


Figura 4.27: Evoluzione di  $Z_{Fe}$  [G&S] con il *redshift* e confronto con i dati da Balestra et al. (2006). I dati osservati sono graficati con cerchi blu e barre di errore a  $1\sigma$ , mentre l'area gialla rappresenta la dispersione quadratica media dei dati. (a) Confronto con gli ammassi simulati con IMF Salpeter, in rosso la metallicità pesata in emissione, in magenta la metallicità pesata in massa; (b) Confronto con gli ammassi simulati con IMF AY, in rosso la metallicità pesata in emissione, in magenta la metallicità pesata in massa.

solari già intorno a  $0.1R_{500}$  (si veda Fig. 4.17). Quindi, complessivamente tali simulazioni predicono una metallicità globalmente troppo bassa all'interno del raggio di estrazione usato da Balestra et al. (2006). Al contrario, nel caso di IMF AY, tale metallicità è in buon accordo con i dati osservativi, sebbene il profilo sia più alto di quanto osservato entro  $0.1R_{500}$ . Quindi, da un lato le nostre simulazioni predicono in modo naturale una evoluzione positiva di  $Z_{Fe}$  con il *redshift*, in linea con le osservazioni. Dall'altro la normalizzazione di tale evoluzione dipende dall'assunzione sull'IMF. Tuttavia, il fatto che una IMF riproduca tale normalizzazione non garantisce l'esattezza del modello, in quanto può comunque produrre dei profili in disaccordo con i dati.

Il profilo dell'abbondanza di  $Fe$  in funzione del *redshift*, indipendentemente dall'IMF utilizzata, mostra comunque un aumento verso *redshift* minori, in contrasto con alcune altre simulazioni (Romeo et al. 2006). Per discriminare la provenienza (e il tipo di produzione) di  $Fe$  sarebbe utile lo studio dell'evoluzione di altri elementi con il *redshift*. Inoltre l'evoluzione del  $Fe$  osservata potrebbe essere dovuta ad altri meccanismi come il *ram pressure stripping*, che arricchisce di metalli il gas diffuso in particolar modo nel centro dell'ammasso (Domainko et al. 2006), l'accrescimento dovuto a nubi di gas arricchite in metalli (Cora 2006) oppure lo *stripping* mareale (Murante et al. 2004). Quale di questi meccanismi sia dominante nel guidare l'evoluzione sia

dei profili di metallicità che del contenuto globale di metalli nell'ICM richiede un'analisi più approfondita delle simulazioni qui analizzate, nonché uno studio attento degli effetti di risoluzione numerica, cruciali nel determinare l'efficienza di alcuni processi.

# Conclusioni

Il presente lavoro di Tesi è stato dedicato allo studio del gas caldo diffuso (o mezzo intracluster, ICM) contenuto negli ammassi di galassie, del quale sono state considerate le proprietà termodinamiche e chimiche che vengono fornite dalle osservazioni dello spettro in banda X di tali oggetti.

Lo scopo del lavoro era quello di analizzare un set di simulazioni idrodinamiche cosmologiche ad alta risoluzione composto da 19 ammassi di galassie, estraendo le informazioni riguardanti la termodinamica e l'arricchimento chimico, in modo da poterle poi confrontare con quelle ottenute nelle osservazioni recenti in banda X dai satelliti BeppoSAX, ASCA, Chandra ed XMM-Newton. Un primo scopo di tale confronto è stato di verificare le informazioni che i dati osservativi sulle proprietà termodinamiche e chemodinamiche dell'ICM danno sulla storia passata di formazione stellare e sui meccanismi che regolano l'evoluzione delle galassie all'interno degli ammassi. Inoltre, dall'accordo o meno tra simulazioni e dati osservativi, si è cercato di trarre indicazioni sui punti di forza e sulle maggiori limitazioni dei modelli correnti di formazione di galassie in contesto cosmologico.

Le simulazioni, sulle quali si è basato il nostro studio, sono state realizzate utilizzando il codice Tree+SPH **GADGET2** (Springel 2005) nel quale è stato implementato un modello dettagliato che segue l'evoluzione stellare ed il conseguente rilascio di energia e metalli da supernove (Tornatore et al. 2004; Tornatore 2005). Il livello di dettaglio con cui vengono descritti tali processi fisici, unito alla risoluzione numerica raggiunta e all'estensione statistica, fanno del nostro set di simulazioni uno dei più avanzati al momento disponibili per lo studio numerico delle proprietà dell'ICM.

Di seguito sono riassunti i risultati più importanti ottenuti nell'analisi delle nostre simulazioni.

- I profili di temperatura nelle simulazioni riproducono in modo soddisfacente l'andamento dei profili osservati al di fuori delle regioni dei *cool cores* ( $R > 0.2 R_{200}$ ). Nelle regioni più interne, tuttavia, i profili simulati sono decisamente più ripidi di quelli osservati. Tale discrepanza è associata al fenomeno di *overcooling*. In altri termini, un eccessivo raffreddamento del gas, con conseguente eccesso di formazione stella-

re, causa un flusso verso l'interno di gas che subisce riscaldamento da compressione adiabatica. Ciò porta al risultato apparentemente paradossale per il quale l'effetto del raffreddamento radiativo del gas è quello di riscaldare la componente barionica che rimane nella fase diffusa.

- L'abbondanza media del Ferro negli ammassi simulati e la sua dipendenza dalla temperatura riproduce bene i dati osservativi ASCA di Baumgartner et al. (2005), favorendo lo scenario di evoluzione stellare basato su una funzione di massa iniziale (IMF) di Salpeter (1955). Al contrario, una IMF Top-Heavy (Arimoto & Yoshii 1987) produce un eccesso di Ferro a tutte le temperature. Le abbondanze del Silicio danno invece risultati meno conclusivi, a causa delle maggiori incertezze nei dati osservativi.
- I profili simulati di metallicità del Ferro sono in buon accordo con i dati osservativi Chandra di Vikhlinin et al. (2005) nel caso di ammassi relativamente freddi ( $T_X < 3$  keV). Viceversa, le osservazioni degli ammassi con temperature maggiori indicano dei profili di  $Z_{Fe}$  che sono significativamente più piatti di quelli simulati ad  $R > 0.1 R_{500}$ .
- L'evoluzione con il redshift dei profili di metallicità mostra in genere per tutti gli ammassi un irripidimento centrale prodotto in epoche recenti (a partire da  $z < 0.5$ ). Tale irripidimento può essere dovuto in parte al rilascio di metalli nella zona centrale in conseguenza di formazione stellare recente, ed in parte dal merging recente nelle zone centrali di gruppi caratterizzati da forte *prearricchimento*.
- La metallicità globale degli ammassi simulati ha un'evoluzione positiva con il redshift, analoga a quella riscontrata dalle analisi più recenti di osservazioni in banda X di ammassi distanti. Le simulazioni basate su IMF di Salpeter mostrano tuttavia un generale livello di arricchimento più basso di quanto suggerito dai dati Chandra analizzati da Balestra et al. (2006).

Da un lato, i risultati ottenuti dimostrano che il codice numerico a nostra disposizione rappresenta uno strumento assai sofisticato e potente per seguire in dettaglio i processi di formazione stellare, di evoluzione delle popolazioni galattiche ed il loro impatto sulle proprietà osservative del mezzo intergalattico ed intracluster.

Tuttavia, i punti di differenza tra i risultati delle simulazioni ed osservazioni indicano che la presente modellistica numerica e fisica richiede ulteriori miglioramenti. Ciò lascia sicuramente dei punti aperti che dovranno essere soggetto di ulteriori approfondimenti.

- Sia i profili di temperature nelle zone interne che i colori eccessivamente blu delle galassie centrali negli ammassi simulati (Saro et al. 2006)

dimostrano la necessità di introdurre un meccanismo di *feedback* che prevenga formazione stellare recente e che, contemporaneamente, regoli l'afflusso di gas con conseguente riscaldamento da compressione. Tale meccanismo di *feedback* deve essere necessariamente svincolato dal processo di formazione stellare. Infatti osservazioni ottiche ed X convergono nell'indicare che le zone centrali degli ammassi hanno un basso tasso di raffreddamento del gas e, quindi, di formazione stellare. Ciò suggerisce come favorito il *feedback* da attività nucleare galattica (AGN). A sua volta, l'effetto del *feedback* da AGN dovrebbe influenzare anche la distribuzione dei metalli nell'ICM. Includere tale *feedback* nel nostro modello di arricchimento chimico rappresenterà sicuramente uno dei prossimi sviluppi.

- Come in ogni esperimento numerico, la robustezza dei risultati deve essere giudicata in base a dei criteri di convergenza numerica e test preliminari in tal senso sono in fase di sviluppo (Tornatore et al. 2006, in preparazione). Tuttavia è comprensibile che l'impatto di vari processi fisici possa dipendere sensibilmente dalla risoluzione. Per esempio, ci si aspettano almeno due effetti in tal senso sulla distribuzione dei metalli. Infatti, al crescere della risoluzione viene anticipato il redshift al quali sono risolti i primi aloni entro i quali la formazione stellare ha luogo. Ciò comporta un *prearricchimento* del mezzo intergalattico e quindi una diffusione più omogenea dei metalli. Inoltre, processi quali il *ram pressure stripping* e i moti turbolenti del gas, sono noti essere più efficacemente descritti ad alta risoluzione. Tali processi hanno l'effetto di diffondere il gas molto arricchito al di fuori delle zone di formazione stellare. Di nuovo, il risultato sarebbe un innalzamento del livello generale di metallicità del gas diffuso.

Alla luce di queste considerazioni, risulta chiaro come il miglioramento delle capacità predittive delle simulazioni cosmologiche passerà negli anni a venire attraverso una migliore comprensione dei meccanismi astrofisici da includere nei codici, nonché uno sforzo continuo per ottimizzare tali codici, così da sfruttare appieno le più moderne architetture di calcolo.

# Ringraziamenti

Un doveroso ringraziamento va al mio relatore prof. Stefano Borgani e al correlatore dott. Luca Tornatore che mi hanno aiutata e seguita durante tutto il periodo di tesi, per il loro aiuto, la loro infinita pazienza e disponibilità, nonché per il sostegno specialmente nell'ultimo periodo. Voglio in questo luogo ringraziare anche tutti coloro che fanno parte del Dipartimento di Astronomia, in particolare la prof. Matteucci, per i preziosi consigli e suggerimenti che mi hanno dato, come anche per aver reso l'ambiente di lavoro stimolante e aperto.

Di tante persone che vorrei ringraziare mi limiterò a quelle con le quali ho condiviso questi anni universitari, a partire dall'epoca in cui studiavo nella *Ljubljena Ljubljana* con David, Mojca, Berni, Luka, Breda, Martina, Tamara e Katja. Sono stati degli anni molto belli, perché ho potuto conoscere un'ambiente totalmente nuovo e vivere un'altra città, ma hanno anche rafforzato la mia scelta nel continuare lo studio nell'ambito dell'astrofisica.

Voglio ringraziare anche tutti gli amici e le persone speciali che ho trovato una volta tornata a Trieste: assieme era molto più facile superare i normali ostacoli degli esami e in tale modo siamo riusciti a conoscerci meglio, a frequentarci ed ad apprezzare le doti e qualità di ognuno. Grazie a Andrea, Anna, Martina, Riccardo, Alessia, Max, Omar, Rossella, Cecilia, David, Morris, Davide, Marika, Lorenzo, Alessandro, Federico e tutti gli altri per le cene, le serate e i momenti passati assieme. Adesso che ognuno sta prendendo la sua strada e alcuni si sono trasferiti in altre parti del mondo, spero che ci potremo ogni tanto ritrovare assieme.

Infine ringrazio tutti quelli che fanno parte del fantastico mondo astrofisico della STAFFA, dove sono nate tante amicizie che spero perdureranno nel tempo a prescindere da dove ci porteranno gli studi e il lavoro. Un grazie di cuore a Luca, Andrea, Elisabetta, Ilaria, Valentina, Daniele, Guido e Edoardo, e David, per i bei momenti passati assieme e per il sostegno e la pazienza, le cene degli astrofisici, i gelati dal cameriere pazzo, le serate al molo, le risate e i momenti barzelletta... e che il *Will someone do ...* sia con voi...

Un grazie particolare va a Michele, che è entrato nella mia vita da poco, per avermi sopportata negli ultimi mesi di tesi, per credere in me e sapermi ascoltare e aiutare nel momento del bisogno, ma soprattutto per il bene che

dimostra di volermi. Ringrazio anche la famiglia Guerrini per avermi accolta e spesso ospitata.

Infine un *Hvala!* va a tutta la mia famiglia che mi ha su(o)pportato anche per tutto il periodo universitario, sia quando ho vissuto a Ljubljana che adesso a Trieste, alla mamma Nataša, a papà Boris, a mia sorella Mira e allo zio Ivo per l'infinito amore dimostratomi anche con tutte le attenzioni e specialmente nei momenti più difficili.

Ringrazio tutte le persone che mi vogliono bene e alle quali voglio bene, anche quelle che per dimenticanza non ho nominato, perché mi hanno aiutata nelle mie scelte e mi hanno spronata a cambiare e, spero, migliorarmi.

# Bibliografia

- [1] Alpher,R.A., Bethe,H., Gamow,G., 1948, *The Origin of Chemical Elements*, Physical Review, 73 (7), 803-804
- [2] Arimoto,N., Yoshii,Y., 1987, *Chemical and photometric properties of a galactic wind model for elliptical galaxies*, A&A, 173, 23-38
- [3] Balestra,I. et al., 2006, *Tracing the evolution in the Iron content of the ICM*, A&A (in stampa), disponibile su arXiv:astro-ph/0609664
- [4] Barnes,J., Hut,P., 1986, *A Hierarchical  $O(N\log N)$  Force-Calculation Algorithm*, Nature, 324, 446-449
- [5] Baumgartner,W.H., Loewenstein,M., Horner,D.J., Mushotzky,R.F., 2005, *Intermediate-element abundances in galaxy clusters*, ApJ, 620, 680-696
- [6] Borgani,S., Guzzo,L., 2001, *X-ray clusters of galaxies as tracers of structure in the Universe*, Nature, 409, 39-45
- [7] Borgani,S. et al., 2001, *Preheating the Intracluster Medium in High-Resolution Simulations: The Effect on the Gas Entropy*, ApJ, 559 (2), L71-L74
- [8] Borgani,S. et al., 2004, *X-ray properties of galaxy clusters and groups from a cosmological hydrodynamical simulation*, MNRAS, 348 (3), 1078-1096
- [9] Borgani,S. et al, 2005, *Entropy amplification from energy feedback in simulated galaxy groups and clusters*, MNRAS, 361 (1), 233-243
- [10] Borgani,S., 2006, *Cosmology with clusters of galaxies*, Lectures for 2005 Guillermo Haro Summer School on Clusters, Lecture notes in Physics (Springer), disponibile su arXiv:astro-ph/0605575
- [11] Botazzini,U., 1999, *Poincaré: il cervello delle scienze razionali*, Le Scienze (I grandi della scienza, n.7), Milano



- [12] Carroll,B.W., Ostlie,D.A., 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*, ed. Addison-Wesley
- [13] Coles,P., Lucchin,F., 2002, *Cosmology - The Origin and Evolution of Cosmic Structure*, 2nd edition, John Wiley and Sons, Chichester
- [14] Cora,S.A., 2006, *Metal Enrichment of the ICM: a 3-D Picture of Chemical and Dynamical Properties*, MNRAS, 368 (4), 1540-1560
- [15] Croft,R. et al., 2001, *Hydrodynamic simulation of the cosmological X-ray background*, ApJ, 557, 67-87
- [16] De Grandi,S., Molendi,S., 2001, *Metallicity gradients in X-ray Clusters of Galaxies*, ApJ, 551, 153-159
- [17] De Grandi,S., Ettori,S., Longhetti,M., Molendi,S., 2004, *On the iron content in rich nearby clusters of galaxies*, A&A, 419, 7-18
- [18] De Lucia,G., Kauffmann,G., White,S.D.M., 2004, *Chemical enrichment of the intra-cluster and intergalactic medium in a hierarchical galaxy formation model*, MNRAS, 349 (3), 1101-1116
- [19] Dicke,R.H., Peebles,P.J.E., Roll,P.G., Wilkinson,D.T., 1965, *Cosmic blackbody radiation*, ApJ, 142, 414-419
- [20] Domainko,W. et al., 2006, *Enrichment of the ICM of galaxy clusters due to ram-pressure stripping*, A&A, 452, 795-802
- [21] Ettori,S., 2005, *Brief history of the metal accumulation in the intracluster medium*, MNRAS, 362 (1), 110-116
- [22] Fabian,A.C., 1994, *Cooling flows in clusters of galaxies*, ARA&A, 32, 27-318
- [23] Finoguenov,A., Burkert,A., Böhringer,H., 2003, *Role of clusters of galaxies in the evolution of the metal budget in the universe*, ApJ, 594, 136-143
- [24] Finoguenov,A., Ponman,T.J., Osmond,J.P.F., Zimer,M., 2006 (in prep.), *XMM-Newton study of 0.012<math>z</math>0.024 groups. I: Overview of the IGM thermodynamics*
- [25] Freedman,W.L. et al., 2001, *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, 553, 47-72
- [26] Fukazawa,Y. et al., 1998, *ASCA Measurements of Silicon and Iron Abundances in the Intracluster Medium*, Publ. Astron. Soc. Japan, 50, 187-193

- [27] Gastaldello, F., Molendi, S., 2002, *Abundance Gradients and the Role of Supernovae in M87*, ApJ, 572 (1), 160-168
- [28] Gingold, R.A., Monaghan, J.J., 1977, *Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars*, MNRAS, 181, 375-389
- [29] Haardt, F., Madau, P., 1996, *Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background*, ApJ, 461, 20-37
- [30] Hagiwara, K. et al., 2002, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D 66, disponibile su <http://pdg.lbl.gov/>
- [31] Hernquist, L., Katz, N., 1989, *TREESPH: A Unification of SPH with the hierarchical TREE method*, ApJS, 70, 419-446
- [32] Hockney, R.W., Eastwood, J.W., 1988, *Computer Simulation using Particles*, ed. Taylor & Francis, Bristol
- [33] Iben, I.Jr., Renzini, A., 1983, *Asymptotic giant branch evolution and beyond*, ARA&A, 21, 271-342
- [34] Iben, I.Jr., 1991, *Single and binary star evolution*, ApJS, 76, 55-114
- [35] Kahn, S.M., Behar, E., Kinkhabwala, A., Savin, D.W., 2002, *X-ray spectroscopy of astrophysical plasmas*, Phil. Trans. R. Soc. Lond., 360, 1923-1933
- [36] Kay, S.T., Pearce, F.R., Frenk, C.S., Jenkins, A., 2002, *Including star formation and supernova feedback within cosmological simulations of galaxy formation*, MNRAS, 330 (1), 113-128
- [37] Lia, C., Portinari, L., Carraro, G., 2002, *Star formation and chemical evolution in smoothed particle hydrodynamics simulations: a statistical approach*, MNRAS, 330, 821-836
- [38] Loeb, A., Barkana, R., 2001, *The Reionisation of the Universe by the First Stars and Quasars*, ARA&A, 39, 19-66
- [39] Loewenstein, M., 2006, *On Iron enrichment, Star Formation, and Type Ia Supernovae in Galaxy Clusters*, ApJ, 648 (1), 230-249
- [40] MacTavish, C.J., 2005, *Cosmological parameters from the 2003 flight of BOOMERANG*, astro-ph/0507503 (sottomesso all'ApJ)
- [41] Maeder, A., Meynet, G., 1989, *Grids of evolutionary models from 0.85 to 120 solar masses - Observational tests and the mass limits*, A&A, 210, 155-173

- [42] Mannucci,F., Della Valle,M., Panagia,N., 2006, *Two populations of progenitors for Type Ia supernovae?*, MNRAS, 370 (2), 773-783
- [43] Martinelli,A., Matteucci,F., Colafrancesco,S., 2000, *Evolution with redshift of the ICM abundances*, A&A, 354, 387-394
- [44] Matteucci,F., Vettolani,G., 1988, *Chemical abundances in galaxy clusters: a theoretical approach*, A&A, 202, 21-26
- [45] Matteucci,F., 2003, *The Chemical Evolution of the Galaxy*, Kluwer Academic Publishers, Netherlands
- [46] Mazzotta,P., Rasia,E., Moscardini,L., Tormen,G., 2004, *Comparing the temperatures of galaxy clusters from hydrodynamical N-body simulations to Chandra and XMM-Newton observations*, MNRAS, 354, 10-24
- [47] Monaghan,J.J., 2005, *Smoothed particle hydrodynamics*, Rep. Prog. Phys., 68, 1703-1759
- [48] Nagashima,M., Lacey,C.G., Baugh,C.M., Frenk,C.S., Cole,S., 2005, *The metal enrichment of the intracluster medium in hierarchical galaxy formation models*, MNRAS, 363 (1), L31-L35
- [49] Osmond,J.P.F., Ponman,T.J., 2004, *The GEMS project: X-ray analysis and statistical properties of the group sample*, MNRAS, 350, Issue (4), 1511-1535
- [50] Peebles,P.J.E., 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press, Princeton
- [51] Penzias,A.A., Wilson,R.W., 1965, *A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s*, ApJ, 142, 419-421
- [52] Peterson,J.R. et al., 2003, *High-resolution X-ray spectroscopic constraints on cooling-flow models for clusters of galaxies*, ApJ, 590, 207-224
- [53] Pipino,A., Matteucci,F., Borgani,S., Biviano,A., 2002, *Sne heating and the chemical evolution of the intra-cluster medium*, New Astronomy, 7, 227-247
- [54] Ponman,T.J., Sanderson,A.J.R., Finoguenov,A., 2003, *The Birmingham-CfA cluster scaling project - III. Entropy and similarity in galaxy systems*, MNRAS, 343, 331-342
- [55] Pratt,G.W., Arnaud,M., Pointecouteau,E., 2006, *Structure and scaling of the entropy in nearby galaxy clusters*, A&A, 446 (2), 429-438

- [56] Renzini,A., 2004, *The Chemistry of Galaxy Clusters*, Carnegie Observatories Astrophysics Series, Cambridge University Press
- [57] Renzini,A., 1997, *Iron as a tracer in galaxy clusters and groups*, ApJ, 488, 35-43
- [58] Romeo,A.D., Sommer-Larsen,J., Protinari,L., Antonuccio-Delogu,V., 2006, *Simulating galaxy clusters - I. Thermal and chemical properties of the intra-cluster medium*, MNRAS, 371 (2), 548-568
- [59] Roncarelli,M., 2003, *Simulazioni della struttura su grande scala dell'Universo: mappe dell'emissione in banda X e dell'effetto Sunyaev-Zel'dovich termico*, Università degli Studi di Bologna
- [60] Rosati,P., Borgani,S., Norman,C., 2002, *The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies*, ARA&A, 40, 539-577
- [61] Saro,A. et al., 2006, *Properties of the galaxy population in hydrodynamical simulations of clusters*, MNRAS, disponibile su arXiv:astro-ph/0609191
- [62] Shandarin,S.F., Zel'dovich,Y.B., 1989, *The large-scale structure of the universe: Turbulence, intermittency, structures in a self-gravitating medium*, Rev. Mod. Phys., 61, 185
- [63] Spergel,D.N. et al., 2006, *WMAP Three Year Results: Implications for Cosmology*, astro-ph/0603449 (sottomesso all'ApJ)
- [64] Springel,V., 2005, *The cosmological simulation code GADGET-2*, MNRAS, 364 (4), 1105-1134
- [65] Springel,V., Frenk,C.S., White,S.D.M., 2006, *The large-scale structure of the Universe*, Nature, 440, 1137-1144
- [66] Springel,V., Hernquist,L., 2003a o 2003 *Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation*, MNRAS, 339 (2), 289-311
- [67] Springel,V., Hernquist,L., 2003b, *The history of star formation in a  $\Lambda$  cold dark matter universe*, MNRAS, 339 (2), 312-334
- [68] Springel,V., Yoshida,N, White,S.D.M., 2001, *GADGET: A code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations*, New Astronomy, 6, 79-117
- [69] Tamura,T. et al., 2004, *Elemental abundances in the intracluster medium as observed with XMM-Newton*, A&A, 420, 135-146

- [70] Tornatore,L., Borgani,S., Matteucci,F., Recchi,S., Tozzi,P., 2004, *Simulating the metal enrichment of the ICM*, MNRAS, 349 (1), L19-L24
- [71] Tornatore,L., 2005, *Hydrodynamical Simulations of Galaxy Clusters: Thermodynamics and Chemical Enrichment*, tesi di dottorato, Università degli Studi di Trieste
- [72] Tornatore,L. et al., 2006, *Chemical Enrichment in SPH Simulations*, in preparazione
- [73] Tormen,G., 1996, *Hydrodynamic simulations of galaxy formation*, Invited talk to appear in the Proceedings of the XXXIst Rencontres de Moriond Dark Matter in Cosmology, Quantum Measurements, Experimental Gravitation, Les Arcs, Ed. Frontieres
- [74] Tormen,G., Bouchet,F.R., White,S.D.M., 1997, *The structure and dynamical evolution of dark matter haloes*, MNRAS, 286 (4), 865-884
- [75] Tozzi,P., Norman,C., 2001, *The evolution of X-ray clusters and the entropy of the intracluster medium*, ApJ, 546, 63-84
- [76] Tozzi,P., 2005, *Cosmological parameters from Galaxy Clusters: an Introduction*, conference proceedings for the 3rd Aegean Summer School, Chios
- [77] Valdarnini,R., 2003, *Iron abundances and heating of the intracluster medium in hydrodynamical simulations of galaxy clusters*, MNRAS, 339, 1117-1134
- [78] Vikhlinin,A. et al., 2005, *Chandra temperature profiles for a sample of nearby relaxed galaxy clusters*, ApJ, 628, 655-672
- [79] Voit,G.M., Ponman,T.J., 2003, *Signatures of galaxy formation in the intracluster medium*, ApJ, 594, L75-L78
- [80] Voit,G.M., 2005, *Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies*, Rev. Mod. Phys., 77, 207-258
- [81] White,S.D.M., 1995, *Formation and Evolution of Galaxies*, Lecture series of the Les Houches Summer School on 'Dark Matter and Cosmology' ed. R. Schaeffer, North Holland
- [82] Weinberg,S., 1972, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*, John Wiley and Sons, NY

- [83] Wright, E.L. et al., 1996, *Angular Power Spectrum of the Microwave Background Anisotropy seen by the COBE Differential Microwave Radiometer*, ApJ, 464, 21-24