Università degli Studi di Roma Tre
Dottorato di Ricerca in Fisica - XVIII ciclo

Il contenuto non-termico degli ammassi di galassie

Dottorando: Paolo Marchegiani

Tutore interno: Prof. G.C. Perola

Tutore esterno: Dott. S. Colafrancesco

Coordinatore: Prof. O. Ragnisco

Indice

Introduzione

L'argomento trattato in questa Tesi è lo studio delle componenti non-termiche degli ammassi di galassie, ovvero quelle componenti che non appartengono al gas caldo diffuso presente all'interno degli ammassi di galassie. L'evidenza più importante della presenza di queste componenti, diffuse negli ammassi e non legate quindi alle singole galassie, è data dalle osservazioni compiute nella banda radio, che indicano la presenza in un numero abbastanza alto di ammassi (ad oggi circa 50) di elettroni relativistici e di campi magnetici. Accanto a queste componenti, è naturale pensare, anche se fino ad oggi non se ne ha un'evidenza diretta, che sia presente una componente di protoni relativistici, analogamente a quanto avviene per i raggi cosmici galattici. Osservazioni in altre bande spettrali (raggi-X duri, estremo ultravioletto) hanno permesso di rivelare in alcuni ammassi delle emissioni che possono essere correlate con le componenti non-termiche dell'ammasso, anche se ad oggi permangono problemi aperti sia sulla correttezza sperimentale di queste misure, sia sulla loro interpretazione.

In questa Tesi, a partire dalle osservazioni oggi disponibili, si espone uno studio delle proprietà delle componenti non-termiche degli ammassi di galassie, illustrando i metodi con cui è possibile, a partire dalle osservazioni, ricavare delle informazioni sulle diverse componenti non-termiche, come il loro contenuto energetico e la loro distribuzione nello spazio, e applicando questi metodi allo studio di alcuni ammassi per i quali sono disponibili un numero abbastanza cospicuo di dati sperimentali. Le informazioni ricavabili possono essere importanti per la comprensione del contenuto globale di energia degli ammassi, e quindi sulla loro dinamica e sulla loro storia evolutiva. Gli aspetti su cui in questa Tesi ci si sofferma in modo particolare sono i seguenti:

- Lo studio della componente degli elettroni, usando come punto di partenza le osservazioni oggi disponibili della distribuzione di brillanza superficiale degli aloni radio, e mostrando come osservazioni spazialmente risolte dell'emissione che gli stessi elettroni producono nei raggi-X duri per Scattering Compton Inverso con la radiazione di fondo cosmico potranno permettere di stabilire la quantità e la distribuzione spaziale degli elettroni, e di conseguenza di determinare l'intensità e la struttura del campo magnetico.

- Lo studio della componente dei protoni, che è probabilmente quella dominante in energia tra quelle non-termiche; la stima della quantità dei protoni non-termici è, in linea di principio, possibile in maniera diretta misurando l'emissione gamma che viene prodotta in seguito alle interazioni dei protoni non-termici con quelli del gas caldo. Non essendo stata ad oggi rivelata un'emissione gamma negli ammassi di galassie, si evidenzia come un metodo alternativo per determinare le proprietà dei protoni non-termici sia quello di misurare le emissioni prodotte dagli elettroni che vengono prodotti nelle stesse interazioni descritte sopra (elettroni secondari). Questo conduce al problema di stabilire se le emissioni prodotte dagli elettroni secondari possano essere o meno rivelabili, e di conseguenza stabilire se le emissioni che si osservano nel radio, nei raggi-X duri o nell'estremo ultravioletto, siano o meno prodotte da elettroni secondari. A questo scopo si procede allo studio delle emissioni prodotte da parte degli elettroni secondari, studiando in dettaglio l'emissione radio da essi prodotta in quattro ammassi di galassie: Coma, A2319, A2255 e A2163, e studiando l'emissione degli elettroni secondari nell'estremo ultravioletto in Coma, e confrontando le emissioni aspettate con quelle osservate. Viene quindi studiata l'emissione gamma prevista negli stessi ammassi, e viene mostrato come future osservazioni nella banda gamma saranno in grado di vincolare le proprietà delle componenti non-termiche.

Il primo dei due punti non richiede di assumere un modello sull'origine degli elettroni, in quanto utilizza solamente proprietà direttamente osservabili, il che rende le osservazioni nella banda dei raggi-X duri particolarmente importanti per determinare le caratteristiche degli elettroni che producono gli aloni radio. Il secondo punto, come visto, richiede invece di affrontare la questione dell'origine degli elettroni che producono gli aloni radio: in letteratura esiste una discussione su quale tipo di elettroni (elettroni secondari od elettroni accelerati da shock, o riaccelerati da turbolenze) sia quello responsabile degli aloni radio. La Tesi parte dalla constatazione che il contenuto energetico degli elettroni secondari risente dell'energia che è stata iniettata nei protoni nel corso di tutta la storia dell'ammasso, mentre negli elettroni direttamente accelerati o riaccelerati solamente le iniezioni di energia avvenute in tempi relativamente recenti ($t \sim 10^9$ anni) possono avere effetti oggi osservabili. Questo fatto induce a ritenere che l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari vada studiata con cura e tenuta presente nel momento in cui si vuole determinare l'origine degli aloni radio. L'atteggiamento di fondo della Tesi comunque non è quello di voler stabilire la validità un modello piuttosto di un altro, quanto piuttosto quello di valutare la rivelabilità dell'emissione prodotta dagli elettroni secondari: a questo scopo è importante studiarne l'emissione radio prevista e confrontarla con le osservazioni, senza escludere che un'emissione significativa possa essere prodotta da elettroni accelerati da shock o da turbolenze; le emissioni prodotte dai diversi tipi di elettroni possono essere anche presenti contemporaneamente negli ammassi di galassie: i risultati presentati in questa Tesi vanno nella direzione di poter distinguere tra i diversi tipi di emissione, in modo da poter giungere ad una conoscenza completa del contenuto energetico degli ammassi di galassie.

Lo schema di lavoro seguito nella Tesi è il seguente: nel Capitolo 1 si presenta una descrizione generale degli ammassi di galassie, con particolare riferimento alla componente termica, che è la componente dominante tra quelle barioniche negli ammassi di galassie.

Nel Capitolo 2 si descrivono prima in dettaglio le osservazioni oggi disponibili relative alle componenti non-termiche, evidenziando le informazioni che queste osservazioni permettono di ricavare, e descrivendo i problemi connessi con le osservazioni e con le loro interpretazioni. Successivamente si presentano gli aspetti teorici oggi sviluppati riguardo l'origine e l'evoluzione delle particelle relativistiche e dei campi magnetici. Vengono presentati i modelli oggi proposti per l'accelerazione delle particelle, mostrando come questi modelli suggeriscano che un abbondante contenuto energetico possa essere immagazzinato nei protoni non-termici, e come però presentino dei problemi per spiegare la presenza degli aloni radio. Vengono quindi presentati e discussi i modelli che vengono proposti per spiegare l'origine degli aloni radio, cioè i modelli di riaccelerazione *in situ* degli elettroni e quelli ad elettroni secondari.

Nel Capitolo 3 si studia l'ammasso di cui sono disponibili un maggior numero di osservazioni in diverse bande spettrali, cioè quello di Coma (A1656). In primo luogo si descrive in dettaglio la procedura con cui le osservazioni della brillanza superficiale dell'alone radio possono essere adottate come punto di partenza per ottenere delle informazioni, in maniera degenere, sulla distribuzione spaziale della densità degli elettroni e dell'intensità del campo magnetico; nel fare questo si illustra anche l'effetto prodotto dalle fluttuazioni che possono essere presenti nel campo magnetico, sia in intensità che in direzione. Si mostra quindi in dettaglio come osservazioni spazialmente risolte dell'emissione che gli elettoni producono nei raggi-X duri per Scattering Compton Inverso con la radiazione di fondo cosmico sono in grado di rimuovere la degenerazione tra elettroni e campo magnetico, cosa che invece non può essere fatta utilizzando misure X non dotate di risoluzione spaziale, come sono quelle oggi disponibili. Viene poi affrontato il problema dell'origine dell'alone radio di Coma, calcolando l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari, facendo delle ipotesi sulla densità dei protoni in accordo con quanto suggeriscono i modelli sull'accelerazione delle particelle, e ipotesi sulla densità del campo magnetico in accordo con le misure di Rotazione Faraday. Si discutono poi i problemi connessi con alcune proprietà dello spettro radio che apparentemente non possono essere riprodotte dai modelli ad elettroni secondari, formulando e discutendo alcune possibili ipotesi per spiegare queste proprietà nell'ambito dei modelli ad elettroni secondari. Si studia poi l'emissione gamma prodotta nel modello ad elettroni secondari, per verificarne la consistenza con i limiti superiori oggi disponibili e per fornire previsioni utili in vista di future osservazioni. Infine si affronta la questione dell'origine dell'eccesso EUV misurato in Coma, studiando in particolare la possibilità che esso sia prodotto da elettroni secondari.

Nel Capitolo 4, viene applicato lo schema di lavoro presentato nel capitolo precedente ad altri tre ammassi di cui sono disponibili un sufficiente numero di informazioni sperimentali sull'alone radio: A2319, A2255 e A2163. Per A2319 si presenta, analogamente a quanto fatto per Coma, uno studio della brillanza nei raggi-X duri prodotta dagli elettroni che producono l'alone radio, e utilizzando la misura non spazialmente risolta in questa banda oggi disponibile. Viene poi effettuato per tutti i tre ammassi uno studio dell'emissione che gli elettroni secondari producono nel radio, valutando in quali condizioni l'emissione radio prodotta dai secondari è dell'ordine di quella osservata. Infine viene effettuato uno studio dell'emissione gamma che ci si aspetta nei tre ammassi considerati e in quello di Coma, evidenziando l'importanza che future osservazioni nella banda gamma potranno avere.

Infine il Capitolo 5 è dedicato al riassunto dei risultati ottenuti e delle conclusioni che se ne possono trarre.

Capitolo 1

Gli ammassi di galassie

1.1 Generalità sugli ammassi di galassie

Le osservazioni della struttura dell'universo a grande scala mostrano che la materia, su scale inferiori ai 100 Mpc, non è distribuita uniformemente, ma tende ad organizzarsi in strutture di diverse dimensioni (vedi Figura 1.1). Gli ammassi di galassie costituiscono le strutture gravitazionalmente legate di dimensioni maggiori presenti nell'universo, contenendo centinaia e, in alcuni casi, migliaia di galassie e raggiungendo le dimensioni di alcuni Mpc (1 Mpc = 3.09×10^{24} cm), e con masse dell'ordine di $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30}$ kg è la massa solare). La tendenza delle galassie, seppure all'epoca non ancora riconosciute nella loro vera natura, a presentarsi raggruppate è stata notata da molto tempo. Il primo studio dettagliato degli ammassi di galassie è quello compiuto da Wolf (1906). Successivamente sono stati compiuti molti studi della distribuzione della materia su grande scala, attraverso conteggi delle galassie osservabili nel cielo.

Fino al 1949, solamente poche dozzine di ammassi erano conosciuti; successivamente, grazie alle survey compiute, in particolare la National Geographic Society-Palomar Observatory Sky Survey (Abell 1958), sono stati identificati decine di migliaia di aggregati di galassie, di cui quasi due migliaia sufficientemente ricchi da poter essere considerati un campione omogeneo utile per studi statistici. Successivamente, sono stati dedicati numerosi lavori all'osservazione e alla classificazione degli ammassi di galassie in base alle loro proprietà ottiche. I risultati più importanti sono riassunti nel Paragrafo 1.2.

Gli ammassi di galassie sono stati osservati, oltre che nell'ottico, anche in altre bande spettrali. In particolare, oltre alle emissioni provenienti dai singoli componenti dell'ammasso, sono state rivelate emissioni diffuse, cioè

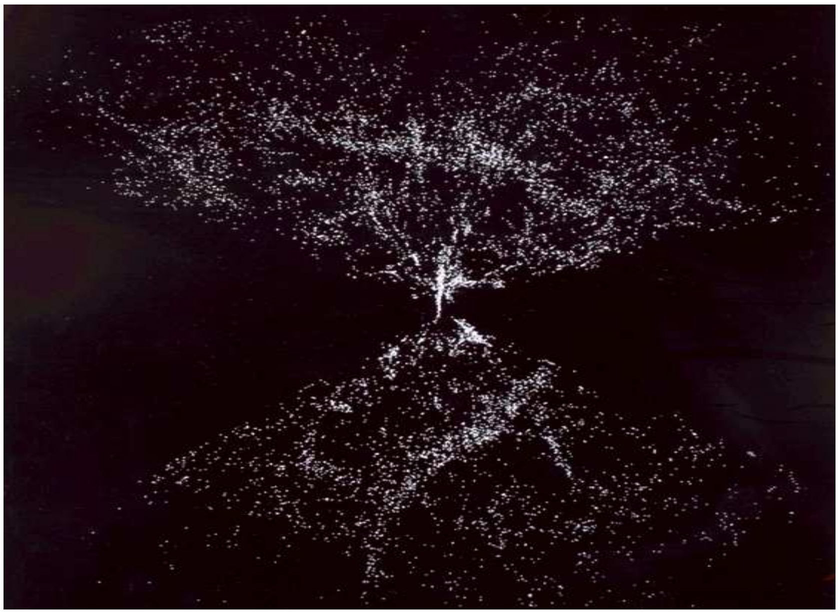


Figura 1.1: Posizione delle galassie rivelate dalla CfA survey entro una distanza di 150 Mpc. L'immagine mostra la presenza di concentrazioni di galassie intervallate da regioni vuote (immagine tratta da http://www.dampt.cam.ac.uk/user/gr/public/gal_lss.html).

non legate ai singoli oggetti, ma che riguardano l'ammasso nel suo complesso. Queste emissioni risultano di particolare importanza nel momento in cui si vogliono determinare le proprietà globali di un ammasso, come sarà visto nel seguito. In particolare sono molto importanti le misure compiute nei raggi-X, di cui si parlerà nel Paragrafo 1.3, che tracciano la distribuzione del gas caldo diffuso negli ammassi, e quelle nella banda radio, di cui si parlerà nel Paragrafo 2.1.1, che tracciano la distribuzione di particelle relativistiche e di campi magnetici.

Gli ammassi di galassie sono considerati le strutture gravitazionalmente legate più giovani nell'universo, in quanto negli scenari *bottom-up* di formazione delle strutture cosmiche, che oggi vengono considerati quelli che descrivono correttamente il processo della formazione delle strutture nell'universo, gli ammassi di galassie si formano a partire da strutture più piccole, galassie e gruppi di galassie, che interagiscono fino a legarsi in strutture di dimensioni maggiori, fino a formare gli ammassi. Essendosi gli ammassi di galassie distaccati solo in tempi recenti dal flusso di Hubble, essi sono considerati dei buoni tracciatori della distribuzione della materia primordiale, per cui possono essere utilizzati come strumento per ricavare informazioni cosmologiche e sulla storia della formazione delle strutture nell'universo.

1.2 Osservazioni e sistemi di classificazione nell'ottico

Otticamente gli ammassi di galassie appaiono come regioni del cielo in cui le galassie hanno una maggiore densità numerica rispetto alla media del resto del cielo. I cataloghi più importanti di ammassi di galassie sono quelli compilati da Abell (1958) e da Zwicky et al. (1961-1968). Entrambi sono stati compilati sulla base dei dati della National Geographic Society - Palomar Observatory Sky Survey, per cui riguardano solamente la zona settentrionale della volta celeste (il catalogo di Abell arriva fino alla declinazione di -20 gradi).

Il catalogo di Abell viene oggi largamente utilizzato per l'identificazione e la caratterizzazione degli ammassi di galassie. La nomenclatura oggi utilizzata è ancora quella di questo catalogo, in cui gli ammassi sono indicati dalla lettera "A" seguita dal numero che identifica l'ammasso. Il catalogo fornisce, per ciascuno dei 2712 ammassi considerati, la posizione dell'ammasso, la distanza, la magnitudine della decima galassia più brillante dell'ammasso, e la ricchezza dell'ammasso. Quest'ultimo parametro, legato al numero di galassie contenute nell'ammasso, è abbastanza delicato da determinare in maniera oggettiva, in quanto dipende da vari fattori, come la distanza dell'ammasso, che, data una magnitudine limite per le osservazioni, influenza il numero di galassie osservabili, l'area entro cui si contano le galassie dell'ammasso, e la presenza di galassie presenti nel campo di vista ma non appartenenti all'ammasso. I criteri stabiliti da Abell per definire la ricchezza di un ammasso in modo da avere un campione omogeneo sono stati quelli di considerare solo gli ammassi con un redshift cosmologico compreso nell'intervallo $0.02 \leq z \leq 0.20$, di contare il numero di galassie contenute entro un raggio $R_A = 1.7/z$ arcmin (raggio di Abell, pari a circa $3h_{50}^{-1}$ Mpc) e aventi una magnitudine compresa tra m_3 e $m_3 + 2$, dove m_3 è la magnitudine della terza galassia più brillante dell'ammasso. In base al numero di galassie così determinato, che fornisce il numero di Abell N_A, è stata definita una suddivisione in classi di ricchezza, con una scala che va da 0 per gli ammassi meno ricchi ($N_A < 50$) a 5 per i più ricchi ($N_A \geq 300$).

Una proprietà importante degli ammassi è la loro morfologia: una prima sommaria distinzione può essere fatta tra ammassi regolari ed irregolari (Abell 1965). I primi presentano un alto grado di simmetria sferica e una pronunciata concentrazione centrale di galassie, senza la presenza di subclustering, ovvero la tendenza delle galassie a raggrupparsi in più zone all'interno dell'ammasso. I secondi invece sono privi di una simmetria definita e di una forma regolare, non hanno una concentrazione centrale e mostrano spesso un

Figura 1.2: Ammasso A2199 osservato nell'ottico (immagine Digitized Sky Survey tratta da http://www.astr.ua.edu/white/mug/cluster/). Il lato dell'immagine corrisponde a $5h_{75}^{-1}$ Mpc.

significativo subclustering. Mentre gli ammassi regolari sono generalmente ricchi di galassie, tra gli irregolari si trovano sia ammassi ricchi che ammassi poveri. Un tipico esempio di un ammasso regolare e ricco, oltre che relativamente vicino, è quello di Coma (A1656), mentre un ammasso irregolare e ricco, oltre ad essere l'ammasso di galassie più vicino, è quello di Virgo, che, proprio a causa della forma irregolare, non rientra nei criteri di Abell per cui non fa parte di quel catalogo.

Altre classificazioni importanti degli ammassi di galassie in base alla loro morfologia sono quella di Bautz & Morgan (BM, 1970), e quella di Rood & Sastry (RS, 1971). La classificazione BM si basa sul grado in cui l'ammasso è dominato dalle sue galassie più brillanti. Gli ammassi classificati di tipo I sono dominati da una singola galassia centrale cD, che sono galassie in cui è presente un nucleo molto luminoso circondato da un alone esteso (Matthews, Morgan & Schmidt 1964); queste galassie sono le più luminose se si escludono i nuclei galattici attivi. Gli ammassi di tipo II hanno le galassie più luminose di tipo intermedio tra quelle cD e le normali ellittiche. Gli ammassi di tipo III non sono dominati da nessuna galassia. Esistono poi i tipi I-II e II-III che sono intermedi tra le classi descritte.

La classificazione RS si basa sulla natura e la distribuzione delle galassie

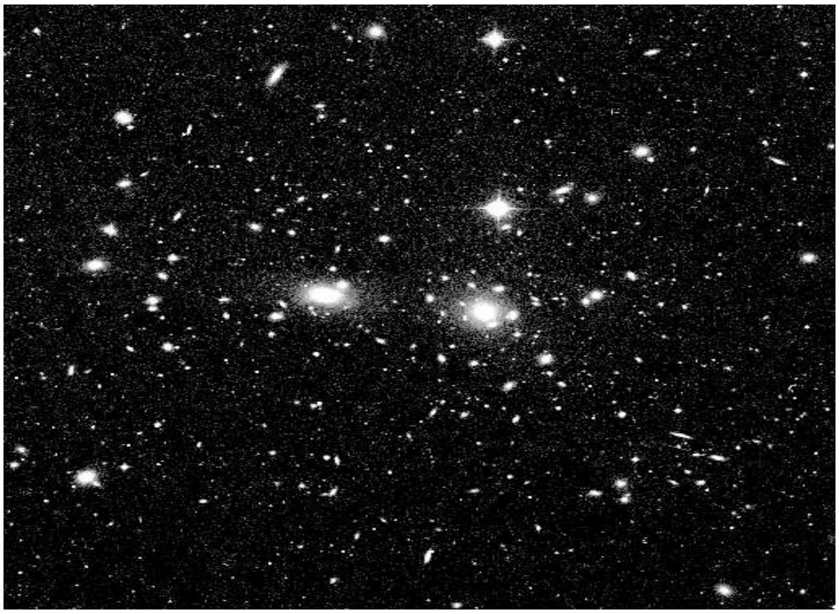


Figura 1.3: Ammasso di Coma osservato nell'ottico (immagine Digitized Sky Survey tratta da http://www.astr.ua.edu/white/mug/cluster/). Il lato dell'immagine corrisponde a $1h_{75}^{-1}$ Mpc.

Figura 1.4: Ammasso di Virgo osservato nell'ottico (immagine Digitized Sky Survey tratta da http://www.astr.ua.edu/white/mug/cluster/). Il lato dell'immagine corrisponde a $1h_{75}^{-1}$ Mpc.

più luminose dell'ammasso. Le classi RS sono così definite: cD, se l'ammasso è dominato da una galassia cD centrale (un esempio è A2199; Figura 1.2); B, se l'ammasso è dominato da una coppia di galassie luminose (Coma; Figura 1.3); L, se tre o più delle galassie luminose sono disposte lungo una linea retta (Perseus); C, se quattro o più galassie luminose formano un core dell'ammasso (A2065); F, se le galassie più luminose sono disposte con una distribuzione piatta (A2151); I, se la distribuzione è irregolare (Virgo; Figura 1.4).

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

Negli ammassi di forma regolare, King (1962) ha mostrato che una ragionevole approssimazione per rappresentare la distribuzione delle galassie nelle regioni interne dell'ammasso è data dalla funzione:

$$n(r) = n_0[1 + (r/r_c)^2]^{-3/2}, \tag{1.1}$$

dove il parametro r_c, detto raggio di core, esprime la dimensione della regione centrale dell'ammasso. A grandi distanze, l'equazione (1.1) implica che la massa dell'ammasso e il numero di galassie divergono come $\ln(r/r_c)$, per cui è necessario fissare un raggio a cui troncare la distribuzione delle galassie.

1.3 Osservazioni nella banda X: l'intra cluster medium

I primi telescopi operanti nei raggi-X hanno mostrato che gli ammassi di galassie sono sorgenti intense in questa banda spettrale. Le prime sorgenti ad essere rivelate furono in direzione di Virgo (Byram, Chubb & Friedman 1966; Bradt et al. 1967), Perseus (Fritz et al. 1971; Gursky et al. 1971a) e Coma (Meekins et al. 1971; Gursky et al. 1971b). Cavaliere, Gursky & Tucker (1971) formularono l'ipotesi che l'emissione X fosse una caratteristica comune degli ammassi di galassie. Questa ipotesi fu confermata dalle misure del satellite *Uhuru* (Giacconi et al. 1972), che permise di ottenere una survey completa del cielo nei raggi-X. Le misure di *Uhuru* stabilirono che gli ammassi di galassie sono le sorgenti X luminose più comuni tra quelle extragalattiche, che la loro luminosità è molto alta, $L_X \sim 10^{43} - 10^{45}$ erg s^{-1}, che le sorgenti

X associate agli ammassi sono estese, con dimensioni comprese tra 200 e 3000 kpc (Kellogg et al. 1972; Forman et al. 1972), e che quindi non sono associate ai singoli componenti dell'ammasso, e che non sono variabili nel tempo (Elvis 1976). Successivamente, misure degli ammassi di galassie nella banda X sono state realizzate con strumenti come *Einstein*, che per primo ha prodotto immagini dell'emissione X, e poi con altri strumenti tra cui ROSAT, ASCA, Chandra e XMM-Newton, che hanno permesso di ottenere un miglioramento notevole nella sensibilità e nella risoluzione angolare delle misure. Un esempio di un'immagine nei raggi-X di un ammasso di galassie è riportato in Figura 1.5, mentre nella Figura 1.6 si riportano i contorni X sovrapposti all'immagine ottica dell'ammasso RXJ1226.9+3332, un esempio di un ammasso rilassato e regolare.

Una questione fondamentale è quella dell'origine dell'emissione X osservata: le prime misure, a causa delle incertezze sui dati che non consentivano un'analisi spettrale dettagliata, non erano in grado di discriminare tra un'origine termica, cioè emissione di bremsstrahlung da parte di un gas caldo diffuso, ed emissione non-termica, prodotta per Scattering Compton Inverso (ICS) sui fotoni della radiazione di fondo cosmico (CMBR) da parte degli elettroni relativistici, che nel frattempo erano stati rivelati grazie alle osservazioni dell'alone radio in alcuni ammassi (vedi Paragrafo 2.1.1), come discusso da Perola & Reinhardt (1972). Successivamente la scoperta della linea di emissione K del ferro a 6.7 keV in Perseus (Mitchell et al. 1976) e in Coma e Virgo (Serlemitsos et al. 1977) ha fornito una prova della natura termica dell'emissione X. In seguito è stato visto che la presenza della riga del ferro è una caratteristica comune nello spettro dell'emissione X degli ammassi di galassie (Rothenflug & Arnaud 1985), confermando l'origine termica dell'emissione X come proprietà generale degli ammassi di galassie.

L'interpretazione dell'emissione X come emissione termica implica che lo spazio compreso tra le galassie in un ammasso deve essere riempito da un gas caldo ($T \sim 10^8$ K) e di bassa densità ($n_{th} \sim 10^{-3}$ cm^{-3}), con una massa complessiva superiore a quella della materia luminosa contenuta nelle galassie. Questo gas è quello che viene comunemente indicato come *Intra Cluster Medium* (ICM). Se il gas è in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso, allora la sua temperatura deve essere

$$kT \sim \frac{GM_{tot}m_p}{2R_v} \sim 7 \left(\frac{M_{tot}}{3 \times 10^{14} M_\odot}\right) \left(\frac{R_v}{\mathrm{Mpc}}\right)^{-1} \ \mathrm{keV}. \tag{1.2}$$

L'origine del gas è incerta. La presenza dei metalli ($\sim$ 0.3 dell'abbondanza solare) richiede che il gas non sia primordiale. Si può supporre che possa essere stato iniettato nello spazio intra-cluster da parte di esplosioni di su-

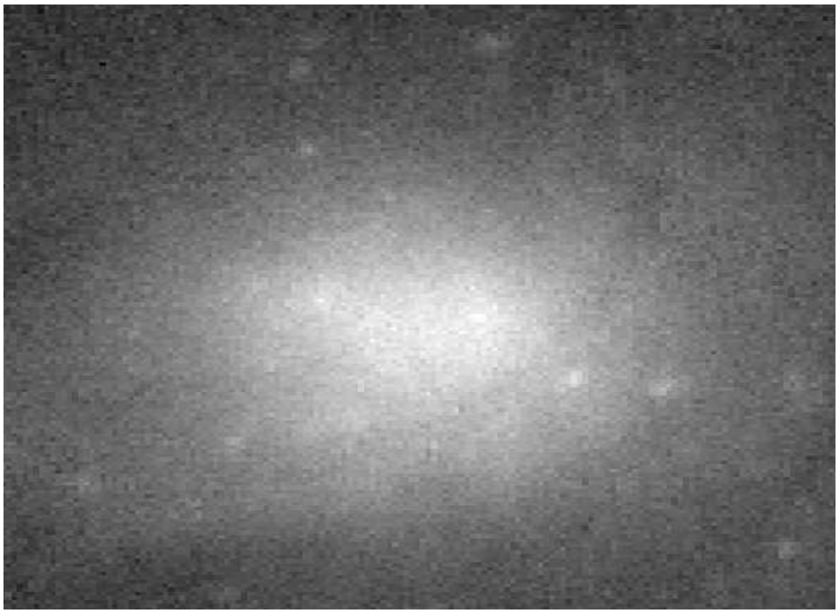


Figura 1.5: Ammasso di Coma osservato nei raggi X da ROSAT (immagine tratta da http://www.astr.ua.edu/white/mug/cluster/). Il lato dell'immagine corrisponde a $1 h_{75}^{-1}$ Mpc.

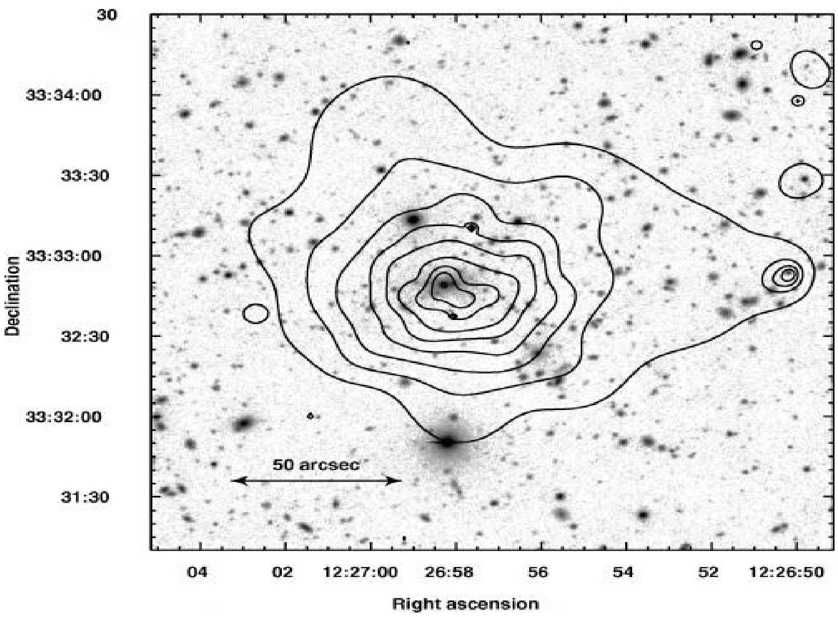


Figura 1.6: Ammasso RXJ1226.9+3332 osservato nei raggi X da XMM-Newton (contorni) sovrapposto ad un'immagine ottica ottenuta col telescopio Subaru (da Maughan et al. 2004). L'ammasso è un tipico esempio di un ammasso rilassato e regolare.

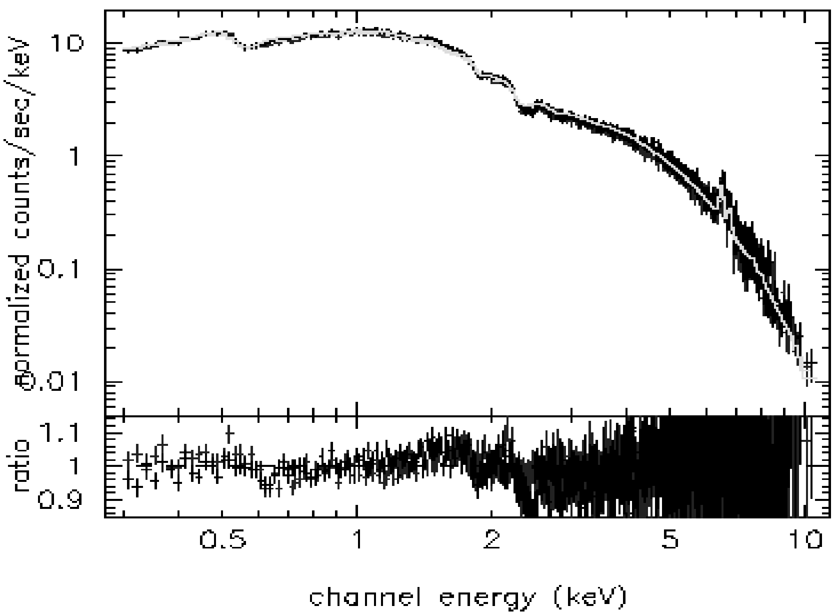


Figura 1.7: Spettro di emissione nei raggi-X di Coma ottenuto con XMM/EPIC/MOS. Lo spettro può essere ben rappresentato assumendo una temperatura di $kT \sim 8.25$ keV. Nel pannello inferiore sono riportati i valori del rapporto tra i dati sperimentali e il modello. Si può notare la riga del ferro a ~ 6.7 keV. La figura è tratta da Arnaud et al. (2001).

pernova di una primitiva popolazione di stelle, oppure che sia stato strappato alle galassie durante la formazione dell'ammasso.

Le osservazioni X sono in grado di vincolare le proprietà dell'ICM. Infatti, l'emissività di bremsstrahlung da parte di un plasma alla temperatura T con densità n_{th} è proporzionale all'espressione:

$$j(\nu, r) \propto T^{-1/2} n_{th}^2(r) g(\nu, T) \exp(-h\nu/kT) \tag{1.3}$$

(Longair 1994), in cui la quantità $g(\nu, T)$ è un fattore di correzione, detto fattore di Gaunt. Pertanto la misura della forma spettrale dell'emissione X permette di ricavare la temperatura dell'ICM, mentre la normalizzazione dell'emissione misurata è in grado di fornire la densità del gas. La Figura 1.7 mostra lo spettro del gas termico dell'ammasso di Coma nei raggi-X ottenuto da XMM: esso può essere ben rappresentato attraverso l'emissione di un gas a 8.25 keV.

Dall'equazione (1.3) discende anche la possibilità di ricavare, da misure spazialmente risolte dell'emissione X, il profilo di densità del gas caldo. Le misure della morfologia dell'emissione X rivelano che essa si presenta, negli ammassi di forma regolare, centrata nella regione centrale dell'ammasso, con una distribuzione regolare, che ha un picco al centro, una distribuzione approssimativamente piatta all'interno di una regione centrale (core), e una discesa verso le regioni esterne. Un modello che ha mostrato di approssimare bene l'andamento del gas caldo è il *modello beta isotermo* (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976), in cui si assume che la temperatura del gas sia costante, e che la densità del gas abbia un profilo radiale con simmetria sferica dato dall'espressione:

$$n_{th}(r) = n_{th,0}[1 + (r/r_{c,th})^2]^{-3\beta_{th}/2}, \tag{1.4}$$

in cui $n_{th,0}$ è la densità al centro dell'ammasso, $r_{c,th}$ è il raggio del core e β_{th} è il parametro che esprime la pendenza nella discesa del profilo radiale del gas per $r > r_{c,th}$. Assumendo che le galassie dell'ammasso siano in equilibrio con il gas caldo, si ha che il parametro β_{th}, che, a parità di raggi di core, esprime il fatto che la distribuzione del gas (1.4) è legata a quella delle galassie (1.1) dalla relazione $n_{th}(r) \propto n(r)^{\beta_{th}}$, è legato alla dispersione delle velocità delle galassie σ_r ed alla temperatura del gas dalla relazione:

$$\beta_{th} = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT}, \tag{1.5}$$

in cui μ è il peso molecolare medio espresso in unità di massa atomica e m_p è la massa del protone.

Jones & Forman (1984), applicando l'equazione (1.4) ad un campione di 46 ammassi di galassie, hanno ricavato che in circa 2/3 dei casi considerati il profilo della brillanza superficiale del gas caldo è ben approssimato dall'espressione descritta. Se il profilo radiale del gas è descritto dall'equazione (1.4), allora il profilo angolare della brillanza superficiale dell'emissione X, dato dall'integrale lungo la linea di vista dell'emissività (1.3), è dato dall'espressione:

$$S(\theta) = S_0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_{c,th}}\right)^2\right]^{-3\beta_{th}+1/2}, \tag{1.6}$$

in cui $\theta_{c,th} = r_{c,th}/D$, in cui D è la distanza dell'ammasso e $\theta_{c,th}$ è espresso in radianti. Un esempio di come l'equazione (1.6) rappresenti bene il profilo di brillanza superficiale dell'emissione X è mostrato, per l'ammasso di Coma, nella Figura 1.8. Di solito si ha che $\beta_{th} \leq 1$, il che indica che il gas caldo è distribuito in maniera più larga rispetto alla materia luminosa. Questo fa pensare che il riscaldamento del gas possa avvenire ad opera di meccanismi che hanno luogo nelle zone periferiche dell'ammasso, come per esempio i merger tra ammassi (vedi Paragrafo 1.5).

Nel lavoro di Jones & Forman (1984), è stato trovato che nei casi rimanenti, circa un terzo di quelli considerati, la forma del profilo di brillanza

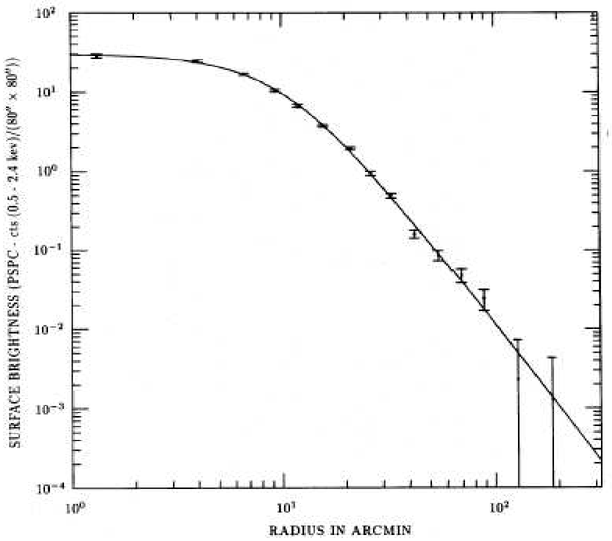


Figura 1.8: Distribuzione di brillanza superficiale mediata sull'azimuth dell'emissione nei raggi-X (banda $0.5 - 2.4$ keV) di Coma ottenuta da ROSAT. Il profilo della brillanza superficiale è ben rappresentato dall'equazione (1.6) con $\theta_{c,th} = 10.5$ arcmin e $\beta_{th} = 0.75$ (tratto da Briel, Henry & Böhringer 1992).

dell'emissione X può essere ben rappresentata da un'espressione come la (1.6) solo all'esterno di una regione centrale, all'interno della quale il profilo della brillanza appare invece deviare da quella distribuzione. Questa discrepanza può essere ben interpretata assumendo la presenza di un *cooling flow*, cioè un flusso di gas in raffreddamento spinto verso le regioni centrali dell'ammasso. Un cooling flow si forma nelle regioni centrali dell'ICM poiché il gas, emettendo continuamente radiazione di bremsstrahlung, è soggetto a perdere energia, e quindi a raffreddarsi, con un tempo di raffreddamento

$$t_{cool} \propto T^{\alpha}/n_{th}, \tag{1.7}$$

con $-1/2 \leq \alpha \leq 1/2$ (Fabian 1994). Pertanto nelle regioni centrali degli ammassi, in cui n_{th} è più alta, si ha che T_{cool} è più basso. Quando il tempo di raffreddamento è minore dell'età dell'ammasso, allora il raffreddamento del gas può avere luogo, e il gas in raffreddamento viene spinto verso il centro dalla pressione del gas circostante. Un problema oggi dibattuto riguardo i cooling flow è il fatto che il raffreddamento del gas sembra arrivare fino ad una temperatura che è dell'ordine della metà di quella esterna, e poi sembra non scendere al di sotto di tale temperatura (Peterson et al. 2003). Tale fenomeno è stato osservato, per esempio, negli ammassi A1795 (Tamura et al. 2001), Hydra (David et al. 2001), A2029 (Lewis, Stocke & Buote 2002) ed A2052 (Blanton, Sarazin & McNamara 2003). La spiegazione di questo fenomeno è dibattuta, e ipotesi proposte sono l'azione del riscaldamento da parte di AGN (Böhringer et al. 2002; Kaiser & Binney 2003), gli effetti provocati dai merger (vedi Paragrafo 1.5), e l'effetto del riscaldamento del gas prodotto dai raggi cosmici (CR) accelerati dai getti bipolari prodotti nell'esplosione di supernove (Colafrancesco, Dar & De Rújula 2004).

Studi dettagliati della temperatura dell'ICM fino a grandi distanze dal centro hanno mostrato che una caratteristica comune è che la temperatura tende a decrescere a grandi raggi: la Figura 1.9 (De Grandi & Molendi 2002) mostra che, sia negli ammassi senza cooling flow che in quelli con cooling flow, la temperatura rimane costante entro un core di $\sim 0.2 r_{180}$, in cui r_{180} è il raggio entro cui la densità media è uguale a 180 volte la densità critica dell'universo; in un universo con $\Omega_0 = 1$, r_{180} è una buona approssimazione del raggio viriale dell'ammasso.

Ci sono inoltre alcuni ammassi in cui le osservazioni X evidenziano una struttura complessa, ricca di sottostrutture, anche piuttosto lontana dalla simmetria sferica descritta dall'equazione (1.4), sia per quanto riguarda la temperatura che per la densità del gas. Come esempio nella Figura 1.10 sono riportate la mappa dell'emissione X e la mappa della temperatura ottenute con Chandra per l'ammasso A665 (Markevitch & Vikhlinin 2001).

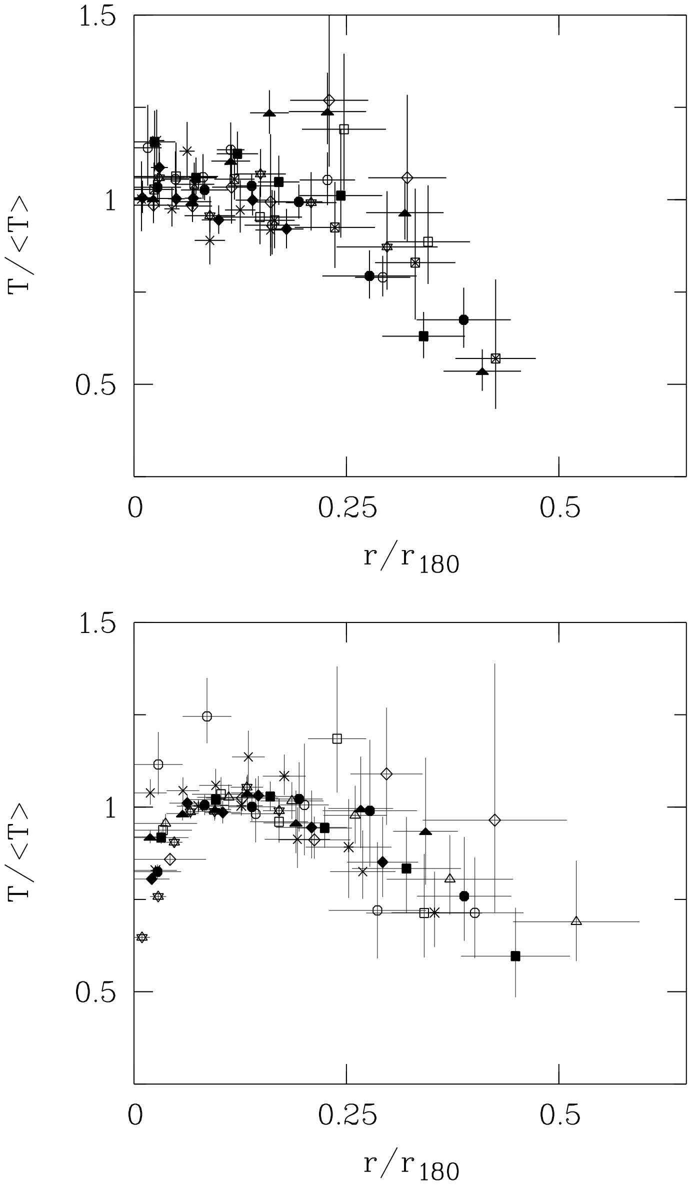


Figura 1.9: Profili della temperatura ottenuti con BeppoSaX per 10 ammassi senza cooling flow (in alto) ed 11 ammassi con cooling flow (in basso). Le figure sono tratte da De Grandi & Molendi (2002).

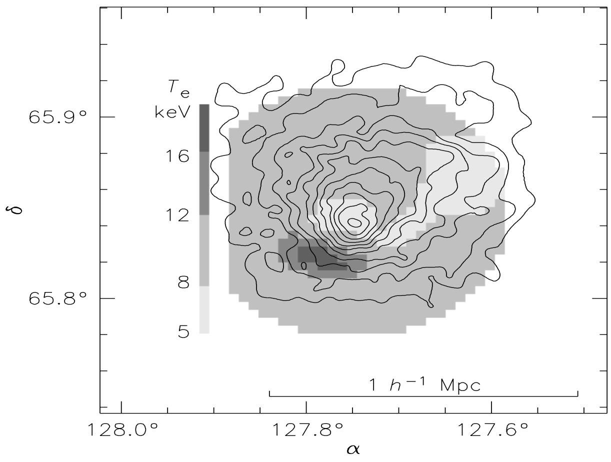


Figura 1.10: Mappa della temperatura (scala dei grigi) dell'ammasso A665 sovrapposta alla mappa nei raggi-X ottenuta con Chandra (da Markevitch & Vikhlinin 2001).

La struttura della mappa X suggerisce che il core centrale si stia muovendo, provocando la struttura asimmetrica visibile nell'immagine, e causando il riscaldamento del gas nelle regioni in cui avviene lo shock. In generale questi casi riguardano ammassi in cui hanno luogo fenomeni di *merging*, cioè di fusione tra ammassi o subammassi. Un esempio dell'evidenza di questi fenomeni, per l'ammasso RX J0152.7-1357, è riportato nella Figura 1.11, in cui è evidente la presenza nella mappa X di due subammassi che si stanno fondendo. Il ruolo che questi fenomeni giocano nella storia dell'evoluzione di un ammasso sarà discusso nel Paragrafo 1.5.

1.4 Stima della massa di un ammasso

La massa di un ammasso di galassie può essere determinata a partire dalla distribuzione delle posizioni e delle velocità delle galassie, assumendo che l'ammasso sia un sistema legato auto-gravitante stazionario. In questo caso può essere applicato il teorema del viriale, in base al quale l'energia potenziale gravitazionale del sistema,

$$U = -\frac{1}{2}\sum_{i\neq j}\frac{Gm_i m_j}{r_{ij}}, \tag{1.8}$$

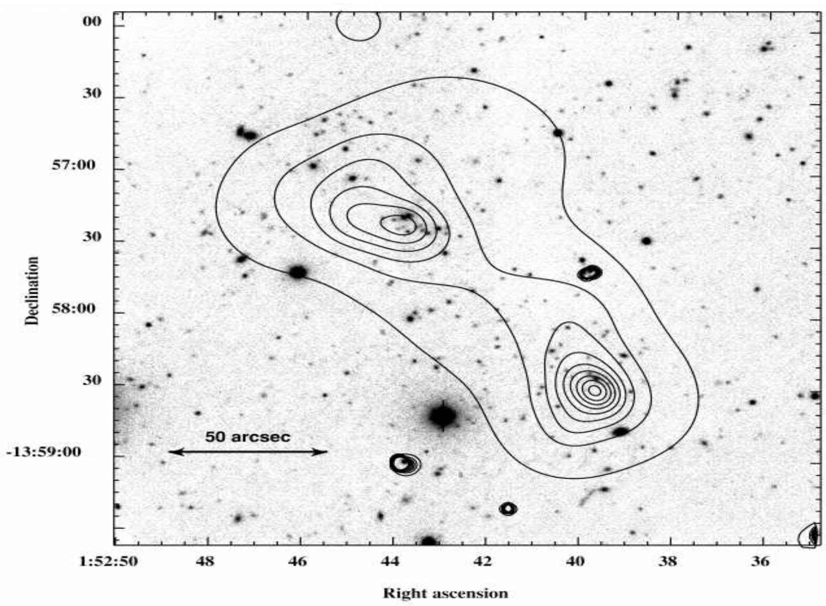


Figura 1.11: Mappa dell'emissione X dell'ammasso RX J0152.7-1357 ottenuta con Chandra sovrapposta all'immagine ottica ottenuta al Keck II (da Maughan et al. 2003).

in cui la sommatoria è fatta sulle galassie del sistema, m_i è la massa della galassia i e r_{ij} è la distanza tra la galassia i e la galassia j, è legata all'energia cinetica,

$$T = \frac{1}{2}\sum_i m_i v_i^2, \tag{1.9}$$

in cui v_i è la velocità della galassia i, dalla relazione

$$U = -2T. \tag{1.10}$$

Pertanto la massa totale del sistema può essere scritta come

$$M_{tot} = \sum_i m_i = \frac{R_v < v^2 >}{G}, \tag{1.11}$$

in cui si definisce la quantità $< v^2 >\equiv \sum_i m_i v_i^2 / M_{tot}$, che può essere interpretata come la dispersione delle velocità pesate con la massa, e in cui si introduce il raggio viriale, o raggio gravitazionale dell'ammasso:

$$R_v \equiv 2M_{tot}^2 \left[\sum_{i\neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}}\right]^{-1}, \tag{1.12}$$

che rappresenta il raggio fino a cui gli oggetti dell'ammasso sono gravitazionalmente legati.

Sperimentalmente, le quantità $< v^2 >$ e R_v possono essere stimate a partire rispettivamente dalla distribuzione delle velocità radiali delle galassie e dalla distribuzione delle posizioni delle galassie. Chiamando σ_r la dispersione delle velocità radiali pesate con la massa, che, nell'ipotesi di isotropia, è legata alla dispersione delle velocità dalla relazione $< v^2 >= 3\sigma_r^2$, una stima della massa gravitazionale di un ammasso è data dalla relazione

$$M_{tot} = \frac{3R_v\sigma_r^2}{G} = 7.0 \times 10^{14} M_\odot \left[\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km s}^{-1}}\right]^2 \left[\frac{R_v}{\text{Mpc}}\right] \tag{1.13}$$

(Sarazin 1986), in cui il risultato è espresso adottando come unità di misura i valori di σ_r e R_v tipici di un ammasso ricco.

Le prime applicazioni della stima della massa di un ammasso utilizzando questo tipo di tecnica sono state compiute da Zwicky (1933) per Coma e Smith (1936) per Virgo. I loro risultati mostrarono che la massa così determinata supera largamente quella ottenuta sommando le masse stimate delle singole galassie, che raggiunge solo il 10% della massa totale. Questo fatto è un indizio della presenza negli ammassi di galassie di una notevole quantità di materia non luminosa.

Il metodo descritto presenta dei limiti, in quanto le galassie sono distribuite in maniera discontinua, e la stima del raggio viriale non è univoca, dal momento che non è possibile visualmente determinare con certezza fino a dove l'ammasso è gravitazionalmente legato. Le osservazioni X dell'ICM hanno permesso di ricavare un metodo più affidabile, in quanto il gas caldo è distribuito in maniera diffusa, per cui dalla sua distribuzione nello spazio è possibile stimare la distribuzione della massa. In particolare l'assunzione che il gas caldo sia in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso, e che quindi la sua distribuzione spaziale possa essere espressa tramite l'equazione (1.4), permette di ricavare la distribuzione della massa racchiusa entro un raggio $x \equiv r/r_{c,th}$:

$$M(x) = 3\beta_{th} \frac{kTr_{c,th}}{G\mu m_p} \frac{x^3}{1 + x^2} \tag{1.14}$$

(Wu 1994).

Una stima indipendente della massa di un ammasso può essere ottenuta attraverso lo studio delle lenti gravitazionali, il fenomeno per cui la luce di sorgenti di fondo viene deflessa da parte degli ammassi di galassie interposti lungo la linea di vista. È stato trovato che la massa stimata attraverso questa tecnica è in sostanziale accordo, entro le incertezze sperimentali, con quella determinata assumendo l'equilibrio viriale (Xu, Fang & Wu 2000) e con quella determinata attraverso le misure X (Wu et al. 1998).

Appare quindi ben accertato che negli ammassi di galassie sia presente un'abbondante quantità di materia in più rispetto a quella luminosa. È anche ben determinato che anche la massa del gas caldo è insufficiente per legare gravitazionalmente l'ammasso, in quanto la massa del gas caldo, ricavabile dall'integrazione dell'equazione (1.4), costituisce una frazione della massa totale dell'ordine del $10-20\%$, come Mohr et al.(1998) hanno ricavato in un campione di 45 ammassi. Pertanto, in linea con quanto oggi viene ritenuto probabile riguardo al contenuto di materia dell'universo (Turner 2000), si ritiene che la maggior parte della materia contenuta negli ammassi di galassie sia di natura non-barionica, di natura non ancora ben definita (dark matter). Per esempio, uno studio della distribuzione radiale delle diverse componenti della massa totale dell'ammasso di Coma, effettuato attraverso lo studio della distribuzione delle velocità delle galassie dell'ammasso, è riportato in Lokas & Mamon (2003), in cui risulta che, rispetto alla massa totale contenuta entro il raggio viriale dell'ammasso, l'85% è costituito dalla materia non-barionica, il 13% dal gas caldo e il 2% dalla materia contenuta nelle galassie (vedi Figura 1.12). La distribuzione della materia oscura che meglio si adatta ai dati è del tipo:

$$\rho(r) = \frac{\rho_{char}}{(r/r_s)^{\alpha}(1+r/r_s)^{3-\alpha}}, \tag{1.15}$$

in cui ρ_{char} è una densità caratteristica che fornisce la normalizzazione della densità della dark matter, r_s è il raggio di scala della dark matter e α esprime la pendenza del profilo della materia, che nelle regioni centrali ha la dipendenza di $r^{-\alpha}$. Il profilo che meglio risulta approssimare i dati nel lavoro citato ha i valori $r_s \sim 140 h_{70}^{-1}$ kpc e $\alpha = 0$, che indica un profilo piatto al centro, simile al modello proposto da Burkert (1995), sebbene anche i modelli con $\alpha = 1$ (Navarro, Frenk & White 1997) e $\alpha = 3/2$ (Moore et al. 1998), suggeriti in base a simulazioni ad N corpi, non possono essere esclusi in base ai dati.

1.5 Formazione delle strutture nell'universo

Lo scenario che oggi viene ritenuto adatto a descrivere correttamente la formazione delle strutture dell'universo (vedi, per esempio, Padmanabhan 1995) è di tipo *bottom-up*: le prime strutture che si formarono nell'universo, a seguito del collasso gravitazionale intorno alle regioni in cui erano presenti piccole fluttuazioni primordiali nella densità di materia (si ritiene che il ruolo dominante è giocato dalla dark matter), furono quelle di piccole dimensioni.

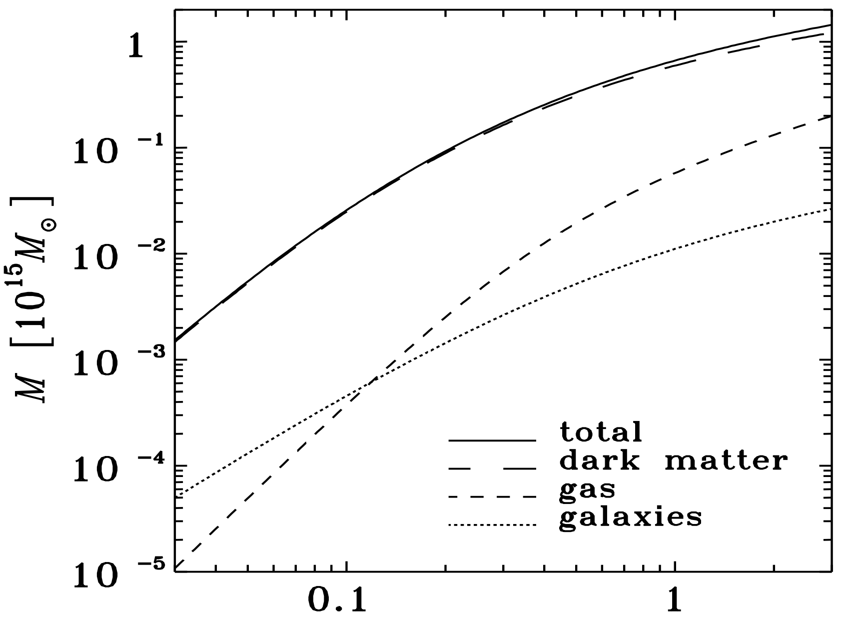


Figura 1.12: Distribuzioni radiali della massa totale, di quella della dark matter, del gas caldo e delle galassie nell'ammasso di Coma fino al raggio viriale (da Lokas & Mamon 2003). Sull'asse orizzontale è riportato il raggio espresso in Mpc.

Successivamente, l'interazione gravitazionale tra le prime strutture formatesi ha condotto a produrre le strutture più grandi, fino a formare gli ammassi di galassie, che, come detto, sono le strutture gravitazionalmente legate di dimensioni maggiori presenti nell'universo. Un semplice modello adatto a descrivere la formazione degli ammassi di galassie a seguito dell'evoluzione non lineare delle perturbazioni primordiali è quello del collasso sferico (Colafrancesco & Vittorio 1994), in cui si assume che una perturbazione, assunta omogenea ed a simmetria sferica, si distacchi dal flusso di Hubble al tempo $t_m = [3\pi/32G\rho_b(t_m)]^{1/2}$, in cui $\rho_b(t_m) = (6\pi G t_m^2)^{-1}$ è la densità di background al tempo t_m, collassi al tempo $t_c \simeq 2t_m$, e virializzi al tempo $t_v \simeq 3t_m$.

Nella formazione degli ammassi di galassie rivestono un ruolo fondamentale i processi di accrescimento gerarchico, in cui il materiale intergalattico cade all'interno del potenziale gravitazionale dell'ammasso, e gli eventi di *merging*, ovvero di fusione tra galassie o tra subammassi di galassie. I merging sono eventi molto energetici: una massa di $10^{14}M_\odot$ che si muove alla velocità di 1000 km s^{-1} possiede un'energia cinetica di 10^{63} erg, dell'ordine di quella che il gas caldo di un ammasso ricco emette nell'arco della vita dell'universo. Questo conduce a considerare gli eventi di merging come fattori importanti nella storia dell'evoluzione dell'ammasso: essi sono infatti oggetto di studi numerici (vedi Paragrafo 2.4.1), che hanno mostrato che durante questi eventi una grande quantità di massa viene iniettata nell'ammasso, e che in seguito ai merging si formano superfici di shock che hanno l'effetto sia di riscaldare il gas termico, sia di accelerare particelle relativistiche.

Come visto nel paragrafo precedente, le osservazioni X mostrano che in diversi ammassi sono in corso eventi di merging, il che conferma che questi processi avvengono durante l'evoluzione di un ammasso, e contribuiscono fortemente a determinare le proprietà dell'ICM. Gli shock prodotti riscaldano e comprimono il gas caldo, e ne aumentano l'entropia. L'energia dissipata dagli shock negli eventi maggiori può essere $\geq 10^{63}$ erg; tali shock costituiscono la sorgente più importante per il riscaldamento dell'ICM (Sarazin 2005). I merger hanno l'effetto di distruggere i cooling flow, come è dimostrato dal fatto che si osserva una anti-correlazione tra presenza di cooling flow ed evidenza di merger in corso (Buote & Tsai 1996). Simulazioni numeriche (Ricker & Sarazin 2001; Randall, Sarazin & Ricker 2002) mostrano che nel corso di un merger tra due ammassi il riscaldamento causato dalla compressione adiabatica può produrre, nella regione in cui le regioni centrali dei due ammassi vengono in contatto, un innalzamento della luminosità X di un fattore ~ 10 e della temperatura di un fattore ~ 3, ed una successiva discesa di queste due quantità in un tempo scala dell'ordine di quello necessario ad attraversare l'ammasso alla velocità del suono ($t \sim 1 - 2$ Gyr), quando le regioni centrali dei due ammassi si allontanano.

Un altro effetto che gli shock prodotti nei merger possono provocare è l'accelerazione di particelle relativistiche (Ryu et al. 2003). I merger possono inoltre dare origine a turbolenze in grado di scaldare l'ICM e di accelerare le particelle relativistiche su scala diffusa (Brunetti et al. 2004; Cassano & Brunetti 2005). Questi fenomeni conducono a considerare la possibilità di un'abbondante presenza nell'ICM di componenti che non sono in equilibrio termico con il gas caldo. Queste componenti sono introdotte nel prossimo paragrafo, e costituiscono l'argomento di studio al centro di questa tesi.

1.6 Le componenti non-termiche

Il nome "componente non-termica" viene attribuito alle componenti dell'ICM che non sono in equilibrio termico con il gas caldo. L'evidenza più importante della presenza di componenti non-temiche viene dalle osservazioni degli ammassi di galassie nella banda radio (vedi Paragrafo 2.1.1), che indicano la presenza di elettroni relativistici e di campi magnetici. Anche se ad oggi non se ne ha un'evidenza diretta, è ragionevole pensare che possa essere presente anche una componente di protoni relativistici, in analogia con quanto avviene per i raggi cosmici della nostra Galassia.

L'osservazione degli aloni radio, e l'osservazione dei processi di merging, che, come visto, hanno l'effetto di accelerare le particelle relativistiche, permette di supporre che il contenuto energetico della componente non-termica possa essere una frazione significativa del contenuto energetico totale di un ammasso. Un argomento ad oggi dibattuto, che costituisce l'argomento di studio di questa tesi, è la determinazione dell'entità del contenuto energetico delle componenti non-termiche negli ammassi di galassie. Le complicazioni nascono dal fatto che ad oggi non esistono osservazioni in grado di fornire una misura diretta del contenuto energetico non-termico. Le osservazioni degli aloni radio, infatti, forniscono risultati degeneri riguardo alla densità degli elettroni relativistici e all'intensità del campo magnetico, mentre la componente dei protoni, come detto, non è ancora mai stata osservata. È pertanto necessario studiare metodi alternativi per stimare l'entità del contenuto energetico non-termico, che saranno analizzati in dettaglio nei prossimi capitoli.

Un vincolo che si richiede sulle componenti non-termiche è che la pressione delle componenti non-termiche non sia superiore a quella termica. Infatti, se questa condizione non fosse verificata, la componente non-termica sarebbe quella dominante sulla dinamica dell'ammasso, e produrrebbe effetti di instabilità, in quanto il campo magnetico non resterebbe congelato nel gas termico, ma risentirebbe dell'effetto dalle particelle relativistiche, dando così origine a processi convettivi che impedirebbero il confinamento delle particelle (Enßlin et al. 1997), analogamente al processo in opera nella nostra Galassia (Parker 1969). Pertanto questo vincolo sarà sempre tenuto presente in questa tesi per valutare la consistenza dei risultati ottenuti.

La stima del contenuto energetico delle componenti non-termiche permetterà di avere una conoscenza più completa delle proprietà degli ammassi di galassie, e quindi di poter ricavare informazioni importanti sulla formazione e sull'evoluzione delle strutture dell'universo, con importanti implicazioni cosmologiche.

Capitolo 2

Il contenuto non-termico degli ammassi di galassie

In questo capitolo vengono presentate le evidenze osservative che riguardano le componenti non-termiche dell'ICM, e successivamente vengono descritti i modelli riguardanti l'origine e l'evoluzione dei campi magnetici e delle particelle relativistiche. Si affronta poi la questione dell'origine degli aloni radio, presentando i modelli esistenti e discutendoli alla luce delle osservazioni.

2.1 Aspetti osservativi

In questo paragrafo vengono passate in rassegna le osservazioni che indicano la presenza di componenti non-termiche negli ammassi di galassie. La banda spettrale in cui le osservazioni sono più solide e più numerose è quella radio, in cui gli ammassi di galassie mostrano la presenza di emissioni diffuse (aloni e relitti radio) e in cui vengono compiute le misure di rotazione Faraday. Nelle bande dei raggi-X duri e dell'estremo ultravioletto sono state rivelate emissioni potenzialmente molto utili al fine della corretta interpretazione delle proprietà delle componenti non-termiche. Queste rivelazioni però sono state compiute in un numero limitato di ammassi, ed inoltre ci sono delle controversie sia sull'effettiva presenza delle emissioni, sia sulla loro natura. Infine un'altra banda potenzialmente molto importante è quella gamma, in cui fino ad oggi non sono state rivelate emissioni negli ammassi di galassie.

2.1.1 Aloni e relitti radio

Le osservazioni che indicano con maggiore chiarezza la presenza di attività non-termica nell'ICM sono quelle compiute nella banda radio. Lo studio degli ammassi di galassie nella banda radio negli ultimi anni ha permesso di rivelare la presenza di emissioni diffuse in circa 50 ammassi, grazie alle ricerche compiute nelle survey NRAO VLA Sky Survey (Giovannini, Tordi & Feretti 1999), Westerbrock Northern Sky Survey (Kempner & Sarazin 2001) e nella Shapley Concentration (Venturi et al. 2000). A seconda delle loro caratteristiche, le emissioni radio diffuse vengono classificate come aloni, relitti o mini-aloni.

Osservazioni degli aloni radio

Gli *aloni radio* sono emissioni radio estese non associate a particolari galassie dell'ammasso, e che presentano una morfologia in prima approssimazione simile a quella dell'emissione termica nei raggi-X dell'ICM. Gli aloni presentano generalmente una bassa luminosità superficiale ($\sim \mu$Jy arcsec^{-2} a 1.4 GHz), una forma approssimativamente regolare, un'estensione tipicamente dell'ordine del Mpc e un grado di polarizzazione nullo o molto basso (vedi Fig. 2.1). Gli spettri degli aloni radio presentano in genere forme a legge di potenza $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha_R}$, con indici spettrali $\alpha_R > 1$. Il prototipo degli aloni radio è la sorgente Coma C dell'ammasso di Coma, riconosciuta per la prima volta come sorgente diffusa da Willson (1970) e studiata in seguito a diverse frequenze da diversi autori (vedi Par. 3.1.2). Altri ammassi in cui sono stati trovati aloni radio giganti sono A665 (Giovannini & Feretti 2000), A2163 (Feretti et al. 2001), A2219 (Bacchi et al. 2003) A2255 (Feretti et al. 1997a), A2319 (Feretti et al. 1997b), A2744 (Govoni et al. 2001a), 1E0657-56 (Liang et al. 2000) e CL0016+16 (Giovannini & Feretti 2000). Aloni radio di dimensioni più piccole ($<< 1$ Mpc) sono stati rivelati in A401 (Giovannini & Feretti 2000), A1300 (Reid et al. 1999), A2218 (Giovannini & Feretti 2000) e A3562 (Venturi et al. 2003).

Le osservazioni degli aloni radio mostrano alcune caratteristiche rilevanti. Un aspetto importante è la frequenza con cui gli aloni vengono osservati in funzione della luminosità X dell'ammasso. Il tasso di rivelazione degli aloni radio in un campione di ammassi di qualsiasi luminosità nella NRAO VLA Sky Survey è di circa il 5%, mentre considerando solo gli ammassi con $L_X > 10^{45}$ erg s^{-1} sale al 33%. Gli aloni sono quindi più frequenti negli ammassi più luminosi, o forse semplicemente essi sono tanto più luminosi, e quindi più facilmente rivelabili, quanto più intensa è l'emissione nei raggi-X. Infatti, è stato notato che la luminosità degli aloni osservata appare correlata con la luminosità X dell'ammasso (Bacchi et al. 2003; Fig. 2.2). Inoltre essa appare correlata con la temperatura del gas (Liang et al. 2000; Fig. 2.3) e con la massa totale dell'ammasso (Govoni et al. 2001a; Fig. 2.4). Questi

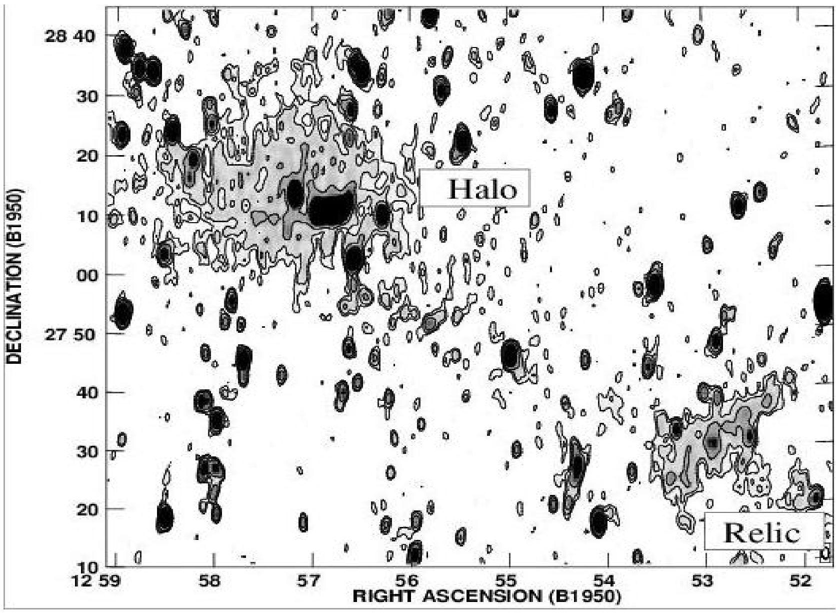


Figura 2.1: Immagine dell'alone e del relitto radio di Coma ottenuta dal WSRT a 90 cm (da Govoni & Feretti 2004).

altri tipi di correlazione discendono semplicemente dall'esistenza di analoghe correlazioni di L_X con la temperatura e la massa totale.

Gli aloni sono trovati di solito in ammassi che presentano morfologie X distorte e un numero significativo di sottostrutture (Schuecker et al. 2001; Buote 2001) e forti gradienti di temperatura (Govoni et al. 2004). Questo fatto indica una possibile relazione fisica tra la presenza di un alone radio e processi di merging, che sarebbero responsabili delle irregolarità osservate.

Come avviene per le radiogalassie estese, lo spettro radio è ben rappresentato da una legge di potenza, $\nu^{-\alpha_R}$, dove α_R non rimane necessariamente costante con la frequenza. Infatti, in alcuni ammassi, è stato notato che l'andamento spettrale si irripidisce alle alte frequenze. Questo fenomeno è stato osservato in Coma (Schlickeiser, Sievers & Thiemann 1987; Thierbach, Klein & Wielebinski 2003; Fig. 2.5), A754 (Bacchi et al. 2003) e A2319 (Feretti et al. 1997b). Bisogna notare che negli ultimi due ammassi citati l'irripidimento spettrale viene dedotto sulla base del flusso misurato solamente a tre frequenze, per cui un solido accertamento della presenza di questo fenomeno richiede ulteriori misure. Nel caso di Coma l'irripidimento si basa su un numero maggiore di osservazioni (anche se solo tre a $\nu > 1.4$ GHz, dove l'irripidimento ha luogo); è stato anche ipotizzato che questo effetto potrebbe avere un'origine strumentale, dovuta dal fatto che, a causa della bassa luminosità superficiale

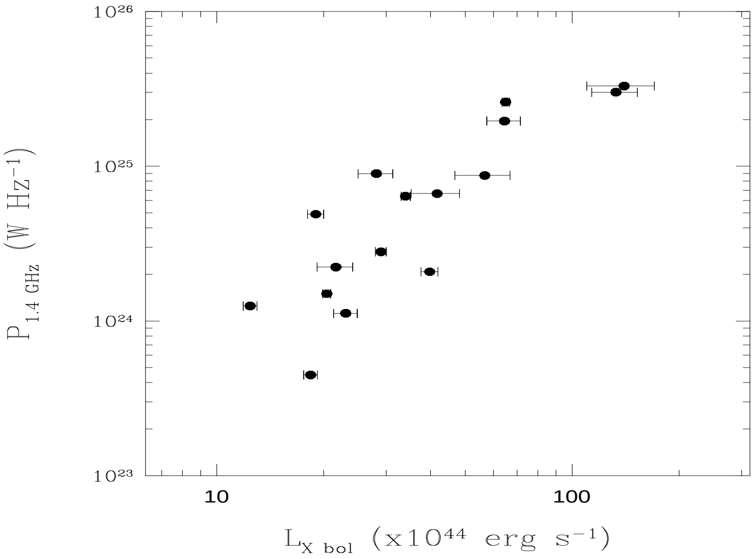


Figura 2.2: Correlazione tra la potenza osservata a 1.4 GHz e la luminosità nei raggi-X dell'ammasso (da Bacchi et al. 2003).

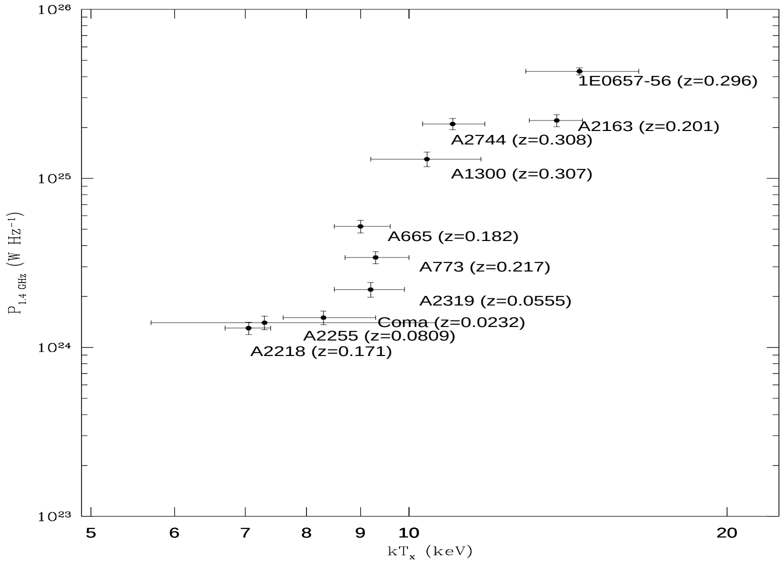


Figura 2.3: Correlazione tra la potenza osservata a 1.4 GHz e la temperatura dell'ammasso (da Liang et al. 2000).

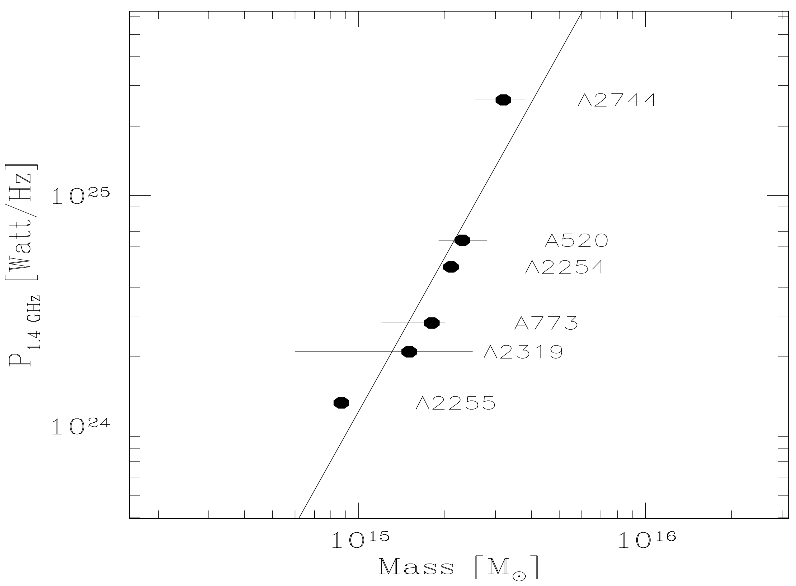


Figura 2.4: Correlazione tra la potenza osservata a 1.4 GHz e la massa totale dell'ammasso (da Govoni et al. 2001a).

delle regioni esterne dell'alone radio, il flusso viene misurato integrando su aree che decrescono progressivamente al crescere della frequenza (Deiss et al. 1997). La validità di questa spiegazione sarà discussa nel Paragrafo 3.3.2. L'irripidimento dello spettro radio ad alte frequenze è una caratteristica molto importante quando si vuole stabilire l'origine degli aloni radio, in quanto può permettere di discriminare tra i diversi modelli, come sarà discusso nel Paragrafo 2.8, e nel Paragrafo 3.3.2 per il caso specifico di Coma.

Un'altra proprietà studiata sinora solo in alcuni aloni radio è l'andamento dell'indice spettrale con la distanza del centro. Osservazioni compiute in Coma (Giovannini et al. 1993; Fig. 2.6), A665 e A2163 (Feretti et al. 2004), sembrano mostrare che l'indice spettrale dell'alone radio tende a crescere con la distanza radiale. L'andamento osservato è comunque piuttosto complesso e dipende dalla direzione in cui si misura l'indice spettrale (vedi Figura 2.6); inoltre si osserva una correlazione tra il valore dell'indice spettrale e la presenza di attività di merging recente, in quanto l'indice spettrale è più piatto dove i dati X mostrano evidenze di attività di merging. Riferendosi al caso di Coma, una caratteristica che appare evidente è che all'interno di un raggio di ~ 8 arcmin la distribuzione dell'indice spettrale rimane approssimativamente piatta, con $\alpha_R \sim 0.8$, e poi tende a salire nelle regioni esterne, raggiungendo un valore di ~ 1.5 nelle regioni che si trovano ad una distanza dal centro

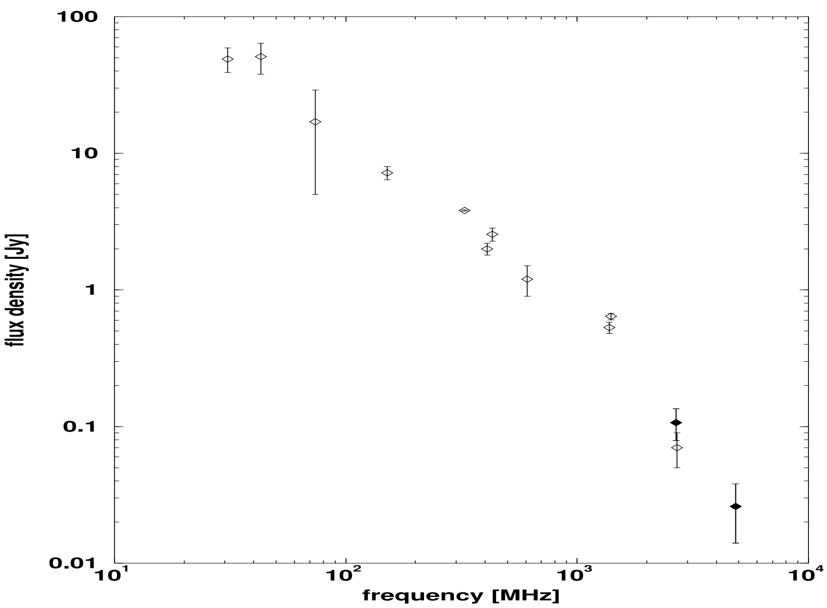


Figura 2.5: Spettro dell'alone radio radio di Coma (da Thierbach et al. 2003).

di $\sim$ 15 arcmin. A distanze maggiori, la brillanza superficiale nella mappa radio a 1380 MHz di Kim et al. (1990), usata da Giovannini et al. (1993) per ottenere l'andamento di $\alpha_R(\theta)$, è dell'ordine del rumore strumentale, per cui un ulteriore irripidimento dell'indice spettrale nelle regioni più esterne dell'alone radio non può essere stabilito con sicurezza in base a questi dati (Deiss et al. 1997). Anche il fenomeno dell'irripidimento radiale dell'indice spettrale ha importanti implicazioni sull'origine degli aloni radio; questo argomento sarà quindi discusso con maggiore dettaglio nel momento in cui si discuterà questo problema.

Relitti radio e mini-aloni

Il termine *relitto radio* viene utilizzato per indicare emissioni che, come gli aloni, non sono associate a particolari galassie dell'ammasso, hanno bassa luminosità, grande estensione e indici spettrali $\alpha_R > 1$, ma che, a differenza degli aloni, sono situati nelle zone periferiche degli ammassi, hanno forme irregolari e presentano un alto grado di polarizzazione (vedi Fig. 2.1). Il prototipo dei relitti radio è considerato 1253+275 nell'ammasso di Coma, classificato per la prima volta da Ballarati et al. (1981). Altri relitti radio sono osservati negli ammassi A2256 (Bridle & Fomalont 1976; Röttgering et al. 1994), A2255 (Burns et al. 1995; Feretti et al. 1997a), A1300 (Reid et

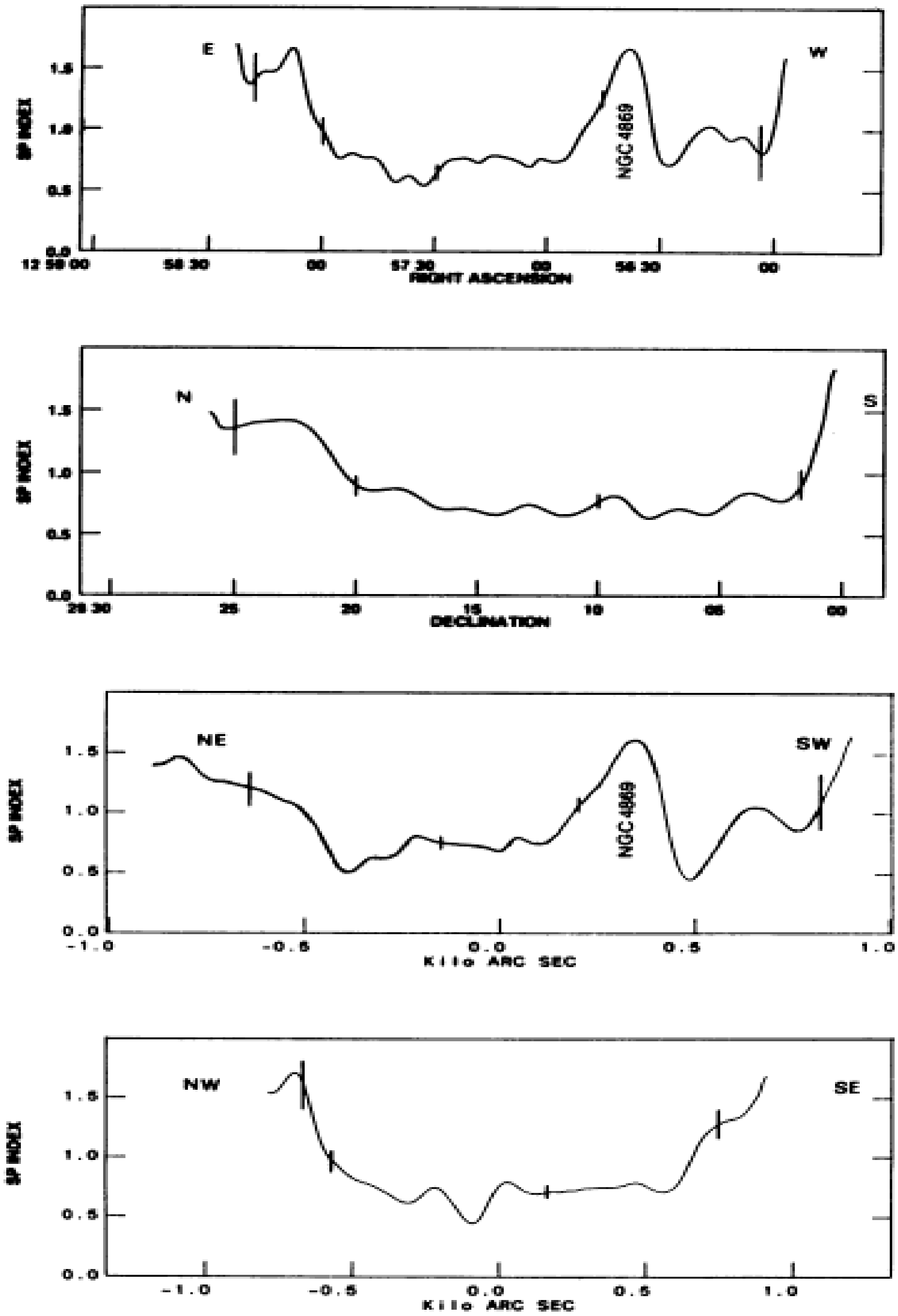


Figura 2.6: Andamento con la distanza dell'indice spettrale dell'alone radio di Coma misurato tra 326 e 1380 MHz, lungo quattro direzioni che incrociano il centro dell'alone radio. Sull'asse orizzontale sono riportati, dall'alto in basso, l'ascensione retta (direzione E-W), la declinazione (direzione N-S), e la distanza angolare in kiloarcsec, lungo direzioni con angoli di rotazione di -114 e 135 gradi, rispettivamente (da Giovannini et al. 1993).

al. 1999), A2744 (Govoni et al. 2001a), A754 (Bacchi et al. 2003; Kassim et al. 2001) e A3667 (Röttgering et al. 1997).

Infine un'altra tipologia di emissione radio osservata negli ammassi di galassie è costituita dai *mini-aloni*, che sono emissioni radio estese su scale moderate (fino a ~ 500 kpc), che circondano una radiogalassia dominante al centro dell'ammasso. I mini-aloni vengono ritrovati al centro di ammassi con un cooling-flow, dove non ci sono segni di attività di merging. Il prototipo dei mini-aloni è quello al centro dell'ammasso in Perseo (Burns et al. 1992), che ha una dimensione di ~ 450 kpc e non mostra una polarizzazione significativa. Altri mini-aloni sono stati trovati in PKS0745-191 (Baum & O'Dea 1991), Virgo (Owen, Eilek & Kassim 2000) e A2390 (Bacchi et al. 2003).

In questa Tesi comunque ci si concentrerà sugli aloni radio, in quanto per la loro grande estensione sono una caratteristica che coinvolge le proprietà globali dell'ammasso.

Origine dell'emissione radio

Il meccanismo fisico responsabile delle emissioni radio osservate è la radiazione di sincrotrone prodotta da elettroni relativistici in moto in un campo magnetico (vedi Appendice A). La forma a legge di potenza degli spettri radio indica che la distribuzione in energia degli elettroni relativistici segue anche essa una legge di potenza, $N_e(E) \propto E^{-p}$, il cui esponente p è legato all'indice spettrale α_R dalla relazione $p = 2\alpha_R + 1$.

Assumendo una configurazione minima per la somma dell'energia contenuta nelle particelle relativistiche e nel campo magnetico, il che corrisponde approssimativamente a richiedere che le energie degli elettroni e del campo magnetico siano vicine all'equipartizione, è possibile stimare che la densità di energia tipica degli aloni è dell'ordine di $10^{-14} - 10^{-13}$ erg cm^{-3}, molto più bassa di quella del gas termico ($10^{-11} - 10^{-10}$ erg cm^{-3}). L'intensità del campo magnetico stimata con questa tecnica è solitamente compresa nell'intervallo $0.4 - 1\,\mu$G (Carilli & Taylor 2002). Queste stime sono ricavate sotto alcune assunzioni, probabilmente troppo semplificative: che il contenuto energetico dei protoni relativistici sia uguale a quello degli elettroni, che il campo magnetico sia uniforme in tutto il volume dell'ammasso e che lo spettro dell'alone radio si estenda tra 10 MHz e 10 GHz. Pertanto si può ritenere che il range di valori indicato abbia un valore solo indicativo, e che valori del campo magnetico compresi tra alcuni decimi di μG e alcuni μG siano plausibili negli ammassi di galassie.

Visto che si può assumere che, per emissione di sincrotrone, un elettrone di energia E in un campo magnetico B emetta alla frequenza $\nu \simeq 16(E/GeV)^2(B/\mu G)$ MHz, si può stimare che gli elettroni che emettono alle frequenze osservate, $30 - 1400$ MHz, per i valori del campo magnetico nel range indicato, devono avere energie dell'ordine di alcuni GeV. I meccanismi che forniscono energia a questi elettroni e li mantengono in vita per tempi dell'ordine dell'età di un ammasso sono ad oggi tra i problemi più dibattuti nell'ambito degli studi sulle componenti non-termiche negli ammassi di galassie. Nel seguito, questa questione sarà ampiamente discussa.

La presenza di campi magnetici ed elettroni relativistici nell'ICM è una conseguenza inevitabile della presenza degli aloni radio. L'ammontare dell'intensità dei campi magnetici e della densità degli elettroni non è ricavabile univocamente sulla base dell'osservazione degli aloni, a causa della degenerazione di queste due quantità nella formula della radiazione di sincrotrone. Appare così chiara l'importanza di poter disporre di misure indipendenti dell'intensità del campo magnetico o della densità degli elettroni. Le prime possono essere ottenute attraverso le misure di rotazione Faraday, le seconde dalle misure dell'emissione che gli elettroni producono per Scattering Compton Inverso con la radiazione di fondo cosmico.

2.1.2 Misure di rotazione Faraday

Un metodo diretto per la misura dei campi magnetici nell'ICM è fornito dall'effetto che i campi magnetici producono sulla propagazione di una radiazione polarizzata linearmente. Quando un'onda linearmente polarizzata attraversa un plasma magnetizzato, il piano di polarizzazione subisce una rotazione a causa delle differenti velocità di fase dei due modi di polarizzazione circolare. Questo effetto, denominato *rotazione Faraday*, produce una rotazione $\Delta\chi$ del piano di polarizzazione secondo la legge $\Delta\chi = RM\lambda^2$, in cui il coefficiente di proporzionalità RM (*rotation measure*) è dato dall'espressione

$$RM = 0.812 \int_0^L n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \ \text{rad m}^{-2}, \tag{2.1}$$

in cui n_e è la densità degli elettroni del plasma espressa in 10^{-3} cm^{-3}, B è il campo magnetico espresso in μG, e l'integrale è eseguito lungo la linea di vista l, con le distanze espresse in kpc.

Quando l'emissione polarizzata proveniente da una sorgente radio attraversa un ammasso di galassie, in cui la densità degli elettroni è nota dalle misure dell'emissione nei raggi-X prodotta dal gas termico, è possibile misurare la rotazione del piano di polarizzazione a diverse lunghezze d'onda, almeno tre per poter rimuovere l'incertezza di $\pm n\pi$ insita nella misura di $\Delta\chi$, ottenendo una misura di RM, e, attraverso l'eq.(2.1), una stima di B.

Ci sono diversi fattori che producono incertezze nei risultati ottenuti con questa procedura. In primo luogo la rotazione osservata è la somma di tutti i contributi presenti lungo la linea di vista tra la sorgente e l'osservatore. In particolare contributi significativi possono venire dalla regione locale alla radio sorgente e dalla nostra Galassia. Il contributo galattico è stato oggetto di diversi studi (si veda per esempio Frick et al. 2001), che in generale hanno mostrato che il contributo galattico è piccolo per latitudini galattiche maggiori di $\sim 20°$. Un argomento decisivo per mostrare che le misure di rotazione osservate hanno un'origine per la maggior parte extragalattica è dato dalle mappe delle misure di rotazione Faraday su sorgenti estese, che mostrano strutture complesse nella distribuzione delle RM; per esempio nella sorgente Cygnus A sono stati rivelati gradienti dell'ordine di 600 rad m^{-2} arcsec^{-1}, il che esclude un'origine galattica (Dreher, Carilli & Perley 1987).

Un contributo alla rotazione osservata può venire dal plasma magnetizzato interno alla sorgente. L'entità di questo contributo può essere stimata considerando che se il plasma che produce la rotazione Faraday fosse mischiato alla sorgente, allora si dovrebbe osservare l'effetto della depolarizzazione interna, in base al quale alle alte lunghezze d'onda l'effetto delle fluttuazioni del campo magnetico interno alla sorgente diventa importante, conducendo ad una forte soppressione del grado di polarizzazione della radiazione emessa (Burn 1966). Questo effetto dovrebbe provocare una deviazione della dipendenza di RM da λ^2 alle alte lunghezze d'onda. Poiché questa deviazione non viene osservata in un vasto intervallo di lunghezze d'onda (Dreher, Carilli & Perley 1987), si può ritenere che la maggior parte dell'effetto osservato sia dovuta ad un plasma esterno alla sorgente. Inoltre studi statistici compiuti su un gran numero di ammassi (Clarke, Kronberg & Böhringer 2001) hanno evidenziato che le RM osservate nelle regioni interne ($r < 1$ Mpc) degli ammassi sono molto maggiori di quelle osservate nelle regioni esterne (vedi Fig. 2.7). Questo mostra che il contributo più importante alla rotazione osservata viene dalle regioni centrali dell'ICM, in cui sono presenti sia il gas termico sia il campo magnetico.

La fonte di incertezza più importante nella stima del campo magnetico attraverso le misure di rotazione Faraday è data dal fatto di non conoscere la struttura del campo magnetico nell'ICM. Le fluttuazioni delle mappe RM indicano che il campo magnetico nell'ICM presenta delle fluttuazioni su un ampio range di scale, che possono arrivare al limite della scala di risoluzione dello strumento (per esempio, si veda Feretti et al. 1995 per il caso di Coma). Dall'eq.(2.1) si vede che la componente del campo magnetico che contribuisce alla RM osservata è quella parallela alla linea di vista, $B_{\|}$. Pertanto fluttuazioni del campo magnetico sia in intensità che in direzione producono diversi contributi alla RM. In particolare, in assenza di una direzione privilegiata nell'orientazione del campo magnetico, i contributi positivi e quelli negativi presenti lungo la linea di vista tendono a compensarsi, per cui il valore aspet-

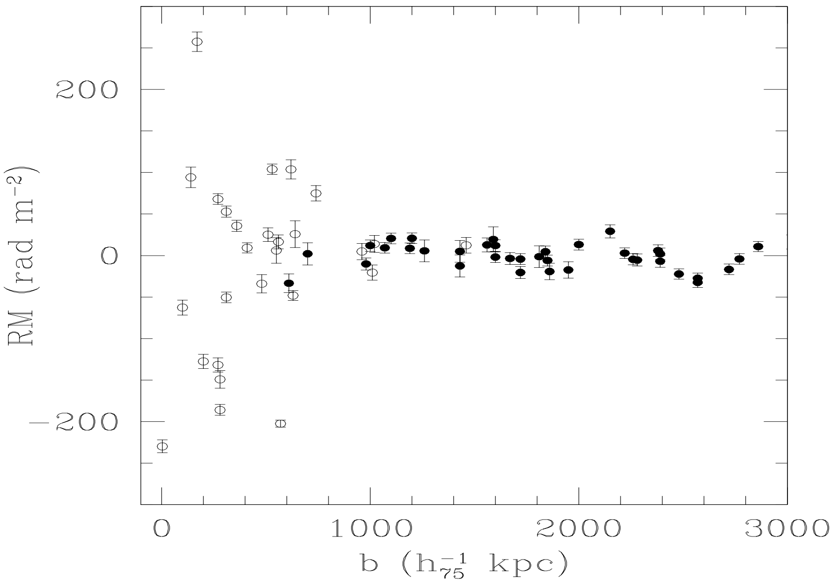


Figura 2.7: Misure RM compiute su un campione di ammassi per diversi valori del parametro b, che esprime la distanza dal centro dell'ammasso (da Clarke et al. 2001).

tato della RM mediata lungo la linea di vista è nullo. La stima del valore del campo magnetico, in presenza di radiosorgenti estese, viene solitamente ricavata calcolando la dispersione intorno allo zero delle misure RM. Felten (1996) ha derivato la formula che lega la dispersione delle RM all'intensità del campo magnetico, nell'assunzione che il gas termico abbia una distribuzione radiale espressa con un profilo beta (1.4) e che il campo magnetico sia ordinato in celle di grandezza fissata l, con intensità uguale in tutte le celle e orientazione casuale:

$$\sigma_{RM} = \frac{KBn_0 r_c^{1/2} l^{1/2}}{[1+(r/r_c)^2]^{(6\beta-1)/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(3\beta-0.5)}{\Gamma(3\beta)}}, \tag{2.2}$$

dove r è la distanza dal centro dell'ammasso, Γ è la funzione Gamma (Abramowitz & Stegun 1972) e K è un fattore che dipende dalla posizione della sorgente rispetto all'ammasso: per una sorgente posta oltre l'ammasso si ha $K = 624$, per una sorgente posta al centro dell'ammasso si ha $K = 441$. Nell'eq.(2.2) si assume inoltre che l'intensità del campo magnetico B sia legata al valor medio della componente parallela da $B = \sqrt{3}B_{\parallel}$.

Le stime del campo magnetico che si possono ottenere utilizzando l'eq.(2.2) dipendono dal valore della lunghezza di coerenza l. Vallée, MacLeod & Broten (1987) hanno ricavato una stima del campo magnetico in A2319: per una scala di coerenza di 20 kpc la stima del campo magnetico è di 2 μG. Kim et al. (1990) in uno studio nell'ammasso di Coma hanno stimato un valore del campo magnetico di $(2.0 \pm 1.1)h_{70}^{1/2}$ μG per una scala di coerenza nel range $(7-28)h_{70}^{-1}$ kpc. Sempre in Coma, Feretti et al. (1995) hanno stimato una lunghezza di coerenza più piccola, ~ 1 kpc, pari alla risoluzione delle loro misure, da cui hanno ricavato un'intensità di 6.2 μG. Studi statistici delle RM in un alto numero di sorgenti radio (Clarke et al. 2001) hanno stimato campi magnetici dell'ordine di $4-8$ μG, per celle di ~ 15 kpc. Negli ammassi in cui è presente un cooling flow è stata stimata la presenza di campi magnetici molto intensi, $5-30$ μG, nelle zone centrali degli ammassi, come Hydra A (Taylor & Perley 1993) e 3C295 (Perley & Taylor 1993; Allen et al. 2001).

L'eq.(2.2) si basa sull'assunzione che il campo magnetico sia ordinato in celle di dimensione fissata e abbia la stessa intensità in tutte le celle. Questa assunzione è probabilmente non realistica. Dal punto di vista teorico è stato osservato (Vogt & Enßlin 2003) che questa configurazione non rispetta la condizione, imposta dalle equazioni di Maxwell, che la divergenza del campo magnetico deve essere nulla. Dal punto di vista osservativo è stato osservato che le RM ottenute su sorgenti estese spesso mostrano valori medi della loro distribuzione diversi da zero, il che suggerisce l'esistenza di componenti del campo magnetico ordinate su grandi scale, anche paragonabili alla scala dell'ammasso. Per questo si può supporre che il campo magnetico presenti delle fluttuazioni su diverse scale, le più grandi delle quali possono essere anche di uno o due ordini di grandezza maggiori rispetto alla scala minima delle fluttuazioni osservata. Inoltre è legittimo pensare che le fluttuazioni del campo magnetico non abbiano luogo solamente in direzione, ma anche in intensità, e che il campo magnetico medio abbia una struttura radiale, come indicano per esempio le simulazioni numeriche (Dolag, Bartelman & Lesch 2002). Per questo motivo recentemente sono stati compiuti degli studi per ottenere una stima del valore del campo magnetico attraverso le RM assumendo configurazioni più realistiche. Newman, Newman & Rephaeli (2002) hanno compiuto uno studio delle incertezze intrinseche di questo metodo, dovute alla natura statistica delle quantità misurate, che essi stimano superiori al 33%. Inoltre essi stimano l'effetto di considerare che le fluttuazioni del campo non siano presenti su un'unica scala, ma siano distribuite con uno spettro di potenza della forma $P(k) \propto k^{-n}$. Nel caso di uno spettro di Kolmogorov, $n = 5/3$, essi trovano che la lunghezza media di coerenza, per uno spettro compreso tra l_1 e l_2, vale $< l > \sim 2/5\, l_2$, legata quindi alla scala più grande in cui sono presenti delle fluttuazioni. Questo conduce a stimare delle intensità del campo magnetico più basse rispetto a quelle che si ricavano applicando l'eq.(2.2) usando la più piccola scala osservata.

Un altro studio è stato compiuto da Enßlin & Vogt (2003) e Vogt & Enßlin (2003), che hanno usato una tecnica semi-analitica per mostrare che lo spettro di potenza delle fluttuazioni del campo magnetico può essere stimato attraverso la trasformata di Fourier delle mappe RM. Essi inoltre hanno evidenziato che la lunghezza di autocorrelazione delle fluttuazioni RM, che è quella ricavata dalle osservazioni, è in generale più grande della lunghezza di autocorrelazione del campo magnetico, che è quella che deve essere usata per la stima del campo magnetico. Questo effetto quindi conduce ad una sottostima del campo magnetico, un effetto che può in qualche misura compensare quello evidenziato da Newman, Newman & Rephaeli (2002).

Un altro approccio numerico basato su simulazioni Monte Carlo per stimare l'intensità e la struttura del campo magnetico è quello di Murgia et al. (2004). Un'applicazione di questa tecnica ha mostrato che l'intensità del campo magnetico ottenuta con le tecniche usuali può essere sovrastimata di un fattore dell'ordine anche del 50%.

In conclusione ci sono ancora diversi fattori di incertezza nell'interpretazione delle misure RM. Le indicazioni che se ne possono trarre comunque dicono che campi magnetici dell'ordine di almeno 1 μG sono normalmente presenti nelle regioni interne degli ammassi di galassie. Futuri studi ad alta risoluzione di mappe RM con gli strumenti di prossima generazione (per esempio EVLA, LOFAR, SKA) potranno favorire una migliore comprensione delle proprietà dei campi magnetici negli ammassi di galassie.

2.1.3 Misure degli eccessi HXR

Come riconosciuto da molto tempo (Perola & Reinhardt 1972; Harris & Grindlay 1979; Rephaeli 1979), una misura diretta della densità degli elettroni relativistici può essere ottenuta misurando la radiazione che essi producono per Scattering Compton Inverso (ICS) con la radiazione di fondo cosmico (CMB). In seguito a questa interazione (vedi Appendice A) si può approssimare che un elettrone di energia E_e emetta un fotone di energia $E_\gamma \sim 8E_e(GeV)^2$ keV, per cui gli elettroni che producono l'alone radio, che hanno energie di alcuni GeV, emettono radiazione nella zona dei raggi-X duri (HXR). In questa regione spettrale è presente la coda ad alte energie dell'emissione termica, per cui ci si aspetta che l'emissione non-termica, qualora sia rivelabile, si presenti come un eccesso di emissione rispetto a quella termica, con un'importanza relativa crescente andando verso le energie più alte. Essendo la densità dei fotoni della CMB una quantità nota ed indipendente dalla posizione, una misura della radiazione prodotta per ICS fornisce direttamente il valore della densità degli elettroni relativistici, e, combinan-

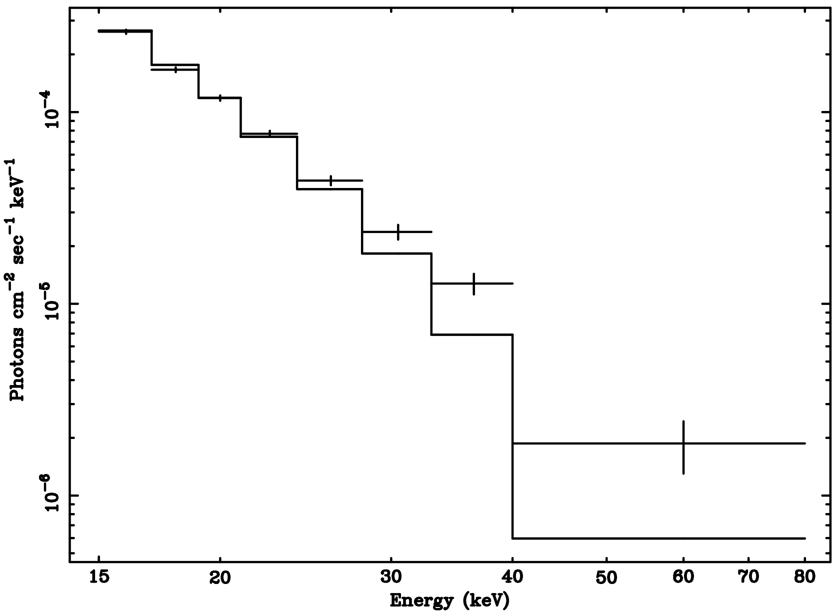


Figura 2.8: Spettro HXR di Coma misurato da BeppoSAX/PDS confrontato con l'emissione termica prevista per $kT = 8.1$ keV (da Fusco-Femiano et al. 2004).

do questo valore con la misura dell'alone radio, è possibile ricavare il valore dell'intensità del campo magnetico.

Ad oggi le misure dei satelliti BeppoSAX e Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) hanno indicato la possibile presenza di un'emissione HXR in eccesso negli ammassi di Coma (Rephaeli, Gruber & Blanco 1999; Fusco-Femiano et al. 1999; 2004; vedi Fig. 2.8), A2256 (Fusco-Femiano et al. 2000; Rephaeli & Gruber 2003; Fusco-Femiano, Landi & Orlandini 2005), A2319 (Gruber & Rephaeli 2002), e marginalmente in A754 (Valinia et al. 1999; Fusco-Femiano et al. 2003a) e A119 (Fusco-Femiano et al. 2003b). In questi due ultimi ammassi comunque la presenza nel primo caso di un oggetto BL Lac e nel secondo di diverse sorgenti puntiformi nel campo di vista rende possibile pensare che l'emissione HXR osservata sia dovuta alle sorgenti e non all'ICS.

La rivelazione dell'eccesso HXR in Coma è stata recentemente messa in discussione (Rossetti & Molendi 2004), a causa della procedura di analisi dei dati utilizzata. Fusco-Femiano et al. (2004) hanno invece confermato la presenza di un eccesso HXR in Coma. Per il futuro è auspicabile poter avere delle misure non controverse dell'eccesso HXR, per esempio con lo strumento di alta energia di Astro-E2, che non sarà dotato di risoluzione spaziale, oppure con NeXT, che invece sarà in grado di fornire anche delle misure spazialmente risolte.

L'interpretazione dell'eccesso HXR in termini di ICS permette, combinato con le osservazioni dell'alone radio, di ricavare una stima dell'intensità del campo magnetico nell'ICM. I valori stimati con questa procedura sono in generale più bassi di quelli che si ricavano attraverso le misure RM: per esempio per Coma Fusco-Femiano et al. (2004) ricavano un valore del campo magnetico di $\sim 0.2\ \mu$G. Un valore di $0.1 - 0.3\ \mu$G è ricavato da Gruber & Rephaeli (2002) per A2319. La discrepanza tra i valori del campo magnetico ricavati dalle RM e quelli ricavati dalle misure HXR è ad oggi uno degli argomenti maggiormente dibattuti nell'ambito degli studi sul contenuto non-termico degli ammassi di galassie. Da una parte i lavori sull'interpretazione delle RM citati nel paragrafo precedente hanno suggerito che i valori del campo magnetico possono essere più bassi di quelli solitamente ricavati dalle RM. Dall'altra parte, alcuni lavori hanno ricavato il campo magnetico necessario per spiegare l'eccesso HXR osservato assumendo dei profili spaziali per gli elettroni ed il campo magnetico, assumendo un cut-off nello spettro degli elettroni (Brunetti et al. 2001a) o una distribuzione anisotropa del pitch angle degli elettroni (Petrosian 2001), trovando che la discrepanza può essere ridotta. Come detto, non bisogna trascurare la possibilità che la rivelazione HXR sia spuria, oppure che sia dovuta a sorgenti di campo non riconosciute. Infine è stata suggerita anche la possibilità che l'eccesso HXR possa essere prodotto per bremsstrahlung non-termica da parte di una coda nella distribuzione degli elettroni con energie > 10 keV (Enßlin, Lieu & Biermann 1999). È stato però mostrato che l'inefficienza del meccanismo dell'emissione di bremsstrahlung richiederebbe una grande quantità di elettroni fuori dall'equilibrio termico, ponendo il problema di quale sia il meccanismo in grado di mantenere una grande quantità di elettroni a queste energie senza sovrariscaldare l'ammasso (Petrosian 2001).

Si noti come il valore del campo magnetico stimato, che di solito viene usato come una stima del valor medio del campo magnetico nell'ammasso (Henriksen 1998; Fusco-Femiano et al. 1999; 2004), non sia propriamente una stima di questa quantità, ma in realtà costituisce il valore che si ottiene assumendo che il campo magnetico sia costante nell'ammasso. La procedura corretta per ricavare il valor medio del campo magnetico nel caso generale di un campo magnetico e di una distribuzione degli elettroni non uniformi nell'ammasso, in maniera consistente con la distribuzione radiale del profilo della brillanza radio, sarà discussa nel Par. 3.2.5.

2.1.4 Eccessi EUV e SXR

La presenza di un'emissione nella banda dell'estremo ultravioletto (EUV, $E \sim 65 - 190$ eV) in eccesso rispetto all'emissione prodotta per bremsstrahlung termica nella stessa banda dal gas caldo presente negli ammassi di galassie, è stata rivelata da misure del satellite EUVE nelle regioni centrali di alcuni ammassi, come Coma (Lieu et al. 1996a), Virgo (Lieu et al. 1996b), A1795 (Mittaz, Lieu & Lockman 1998) e A2199 (Bowyer, Lieu & Mittaz 1998). In seguito la presenza dell'eccesso EUV in alcuni di questi ammassi è stata messa in discussione, poiché sono state avanzate delle critiche circa i metodi che nei lavori originari erano stati seguiti per valutare l'effetto della variazione della sensibilità del telescopio nel campo di vista e circa i metodi di sottrazione dell'emissione prodotta dal gas caldo nella banda EUV (Bowyer, Berghöfer & Korpela 1999). In seguito alcuni lavori hanno confermato la presenza dell'eccesso EUV in tutti gli ammassi citati (Lieu et al. 1999b,c; Bonamente, Lieu & Mittaz 2001a,b; Durret et al. 2002), mentre altri lavori hanno confermato la presenza dell'eccesso EUV solo in Coma (Bowyer, Berghöfer & Korpela 1999; Bowyer et al. 2004; vedi Fig. 2.9) e in Virgo (Berghöfer, Bowyer & Korpela 2000a), mentre non hanno confermato la presenza dell'eccesso EUV negli altri ammassi (Bowyer, Berghöfer & Korpela 1999; Berghöfer, Bowyer & Korpela 2000b; Bowyer, Korpela & Berghöfer 2001). Pertanto ad oggi Coma e Virgo sono gli unici due ammassi in cui l'eccesso EUV è stato rivelato in maniera non controversa.

Un'emissione in eccesso rispetto a quella prodotta dal gas caldo è stata rivelata in alcuni ammassi anche nella banda contigua dei raggi-X soffici (SXR, $E \geq 0.2$ keV). In particolare uno studio effettuato col rivelatore PSPC a bordo di ROSAT (Bonamente et al. 2002) su un campione di 38 ammassi ha rivelato in maniera statisticamente significativa la presenza di un eccesso SXR in 13 ammassi, tra cui Coma e Virgo, mentre ha escluso ad un livello significativo la presenza di un eccesso SXR solo in tre degli ammassi considerati. Per quanto riguarda Coma, altri studi che hanno rivelato la presenza di un eccesso SXR sono stati effettuati con XMM-Newton nelle zone centrali dell'ammasso (Kaastra et al. 2003; Nevalainen et al. 2003), mentre Bonamente, Joy & Lieu (2003) hanno rivelato con ROSAT un eccesso SXR in Coma presente fino alle zone esterne dell'ammasso ($\theta \sim 90$ arcmin).

L'origine dell'eccesso nelle bande EUV e SXR non è ancora stata appurata: le ipotesi avanzate al riguardo sono due: *i)* emissione termica da parte di un gas tiepido con $T \sim 10^6$ K; *ii)* emissione non-termica per Scattering Compton Inverso (ICS) con la radiazione di fondo cosmico (CMB) da parte di elettroni con energie dell'ordine di $E_e \sim 100 - 200$ MeV, inferiore quindi rispetto a quella degli elettroni che producono l'alone radio.

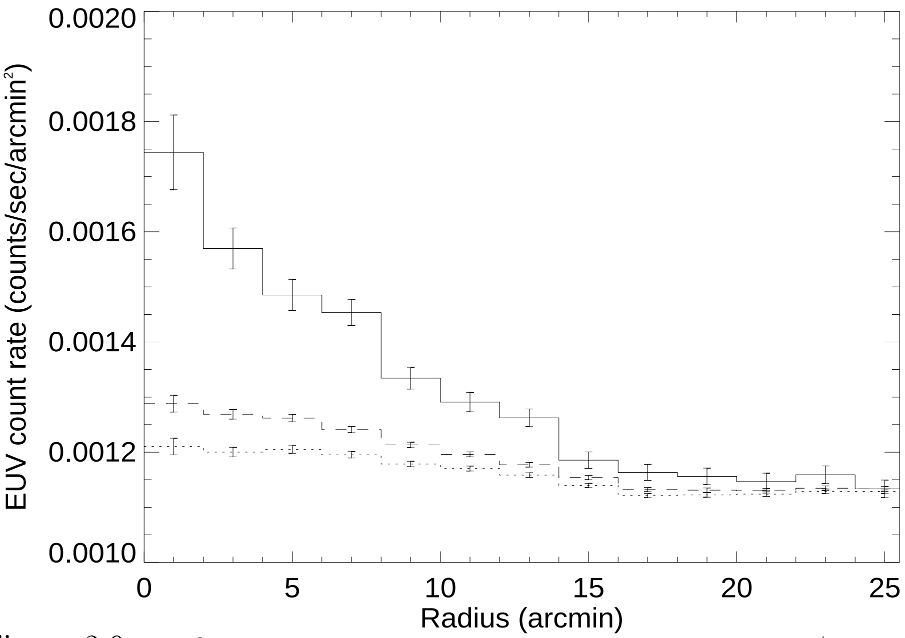


Figura 2.9: Profilo radiale mediato sull'azimuth dell'emissione EUV ($0.13 - 0.18$ keV) prodotta da Coma misurata da EUVE/DS (linea continua), confrontata con l'emissione in questa banda prodotta dal gas caldo sommato al background (linea tratteggiata) e al solo background (line a puntini) (da Bowyer et al. 2004).

La questione dell'origine dell'eccesso EUV, con riferimento particolare al caso di Coma, sarà ripresa e discussa in dettaglio nel Par. 3.4.

2.1.5 Emissioni gamma

L'osservazione degli ammassi di galassie in banda gamma costituisce un mezzo potenzialmente molto efficace per poter caratterizzare le proprietà delle componenti non-termiche dell'ICM. Infatti ci si aspetta che in questa banda vengano prodotte delle emissioni non-termiche in seguito a diversi processi: emissione di bremsstrahlung da parte di elettroni con energie $E \geq 100$ MeV, ICS di elettroni con $E \geq 100$ GeV, oppure emissione prodotta dal decadimento dei pioni neutri che si producono nelle interazioni tra i protoni dei raggi cosmici e i nuclei del gas caldo (vedi Par. 2.7). Ognuna di queste emissioni viene prodotta con un diverso spettro in energia, per cui la determinazione dello spettro gamma potrebbe consentire di separare i contributi dei diversi processi di emissione, fornendo informazioni sulle proprietà delle particelle relativistiche che le producono.

Ad oggi gli studi nella banda gamma negli ammassi di galassie sono quelli compiuti da EGRET, che non ha rivelato nessuna emissione, ma ha fornito una serie di limiti superiori che possono essere usati per porre dei vincoli alle proprietà delle componenti non-termiche (Reimer et al. 2003).

Nel futuro la missione GLAST dovrebbe essere in grado di misurare effettivamente l'emissione gamma in alcuni ammassi di galassie, o quanto meno di abbassare sostanzialmente i limiti superiori ottenuti con EGRET: ciò rappresenterà, per quanto detto sopra, un notevole passo avanti nella comprensione delle proprietà delle componenti non-termiche degli ammassi di galassie.

2.2 Origine dei campi magnetici e dei raggi cosmici

Le evidenze osservative descritte nel paragrafo precedente indicano la presenza negli ammassi di galassie di componenti non-termiche, come campi magnetici con intensità dell'ordine del μG ed elettroni relativistici con energie dell'ordine del GeV presenti su grandi scale ($\sim$ Mpc) all'interno dell'ICM.

È lecito chiedersi se, in analogia con quanto avviene per i raggi cosmici galattici, oltre alla componente elettronica possa essere presente nell'ICM una componente di protoni relativistici. Questa popolazione potrebbe costituire la componente energeticamente dominante tra quelle non-termiche, considerando sia il fatto che nei raggi cosmici galattici i protoni superano in numero gli elettroni di un fattore ~ 100, per cui ci si può aspettare che qualcosa di analogo avvenga anche negli ammassi di galassie, sia, soprattutto, il fatto che i protoni relativistici, a differenza degli elettroni, non perdono la propria energia in tempi scala dell'ordine dell'età dell'ammasso, e possono così accumularsi nell'ICM nel corso dell'evoluzione dell'ammasso. La componente protonica pertanto può avere un ruolo importante nella dinamica e nella storia evolutiva dell'ammasso e la sua caratterizzazione è fondamentale per una comprensione globale delle proprietà dell'ammasso.

In questo paragrafo vengono descritte le ipotesi che vengono avanzate circa l'origine dei campi magnetici e delle particelle relativistiche (elettroni e protoni).

2.2.1 Origine ed evoluzione dei campi magnetici

I processi che sono alla base dell'origine e dell'evoluzione dei campi magnetici presenti nell'ICM non sono ancora compresi nei dettagli. Lo schema più semplice che viene adottato per spiegare l'origine dei campi magnetici, già suggerito da Perola & Reinhardt (1972), è la compressione adiabatica di campi magnetici intergalattici aventi intensità di $B_{IGM} > 10^{-9}\,\mu$G (Carilli & Taylor 2002). Questo conduce a spostare la questione su quale sia l'origine dei campi intergalattici (IGM), per la quale varie possibilità sono state proposte.

Una classe di modelli riguarda la produzione di campi magnetici prima dell'epoca della ricombinazione, utilizzando il fatto che i campi possono essere generati secondo l'effetto dinamo di Biermann (1950), che si basa sulla separazione delle cariche dovuta al fatto che protoni ed elettroni hanno la stessa carica ma masse diverse, per cui l'effetto di frenamento da parte della radiazione è diverso nei due casi. Harrison (1970) ha suggerito che questo potrebbe accadere nel caso di una turbolenza vorticosa, per cui si possono generare delle correnti elettriche, e quindi campi magnetici. Altri meccanismi proposti invocano effetti dinamo che si producono durante la transizione di fase quark-adroni (QCD) (Quashnock, Loeb & Spergel 1989), meccanismi di dinamo durante la transizione di fase elettro-debole (QED) (Baym, Bödeker & McLerran 1996), e meccanismi legati alla fisica base dell'inflazione (Turner & Widrow 1988).

Questi meccanismi presentano però un problema: infatti i campi generati durante l'era della radiazione non possono essere sopravvissuti, poiché, come è stato studiato da Lesch & Birk (1998) e da Battaner & Lesch (2000), durante l'era della radiazione lo stretto accoppiamento tra fotoni ed elettroni non consente la formazione di moti di deriva di cariche positive e negative, per cui le correnti elettriche non possono essere mantenute per un tempo sufficientemente lungo da permettere la generazione e il mantenimento dei campi magnetici. In conseguenza di questo, i campi magnetici di piccola scala (scala comovente $\leq$ alcuni Mpc), che sono entrati nell'orizzonte cosmologico prima dell'epoca dell'equivalenza tra radiazione e materia, non possono essere sopravvissuti a questa epoca. Per questo motivo si pensa che la generazione dei campi magnetici debba essere avvenuta successivamente all'epoca della ricombinazione.

I campi magnetici IGM possono essere iniettati da parte di galassie normali o attive (Kronberg 1996; Rees 1989), da AGN (Rees & Setti 1968; Daly & Loeb 1990) o essere generati durante gli eventi di merging tra ammassi con parametri di impatto diversi da zero che inducono una rotazione degli ammassi, anche se il meccanismo di rotazione globale di un ammasso non è stato mai osservato, e l'energia associata a lente rotazioni non è sufficiente per la generazione dei campi magnetici (Carilli & Taylor 2002).

Un approccio generale al problema viene dagli studi numerici del merging gerarchico delle strutture di grande scala con un campo magnetico iniziale di $\sim 10^{-9}$ G (Dolag & Schindler 2000; Roettiger, Stone & Burns 1999). Questi studi mostrano che una combinazione di compressioni adiabatiche e di amplificazioni non-lineari che si producono negli shock che hanno luogo durante gli eventi di merging può condurre a campi magnetici ICM dell'ordine del μG. Recenti lavori di simulazione hanno mostrato che i campi magnetici generati da questi meccanismi hanno profili radiali decrescenti verso le zone esterne dell'ammasso, e che in prima approssimazione ci si aspetta che il profilo del campo magnetico ICM sia simile a quello del gas termico (Dolag et al. 2001; Dolag, Bartelman & Lesch 2002).

2.2.2 Origine delle particelle relativistiche

Le possibili sorgenti ipotizzate per l'iniezione di raggi cosmici negli ammassi di galassie sono i venti galattici, gli shock da accrescimento, gli shock da merger e le radiogalassie.

L'iniezione da venti galattici (Völk, Aharonian & Breitschwerdt 1996; Völk & Atoyan 2000) è un meccanismo potenzialmente rilevante, in quanto si stima che nelle galassie primordiali, in seguito all'attività di starburst e alle esplosioni delle supernove, sia stata iniettata una grande potenza nei raggi cosmici, con un'efficienza stimata intorno al 10%. È stato notato che i raggi cosmici iniettati dai venti galattici perdono la loro energia in seguito all'espansione adiabatica (Biermann et al. 2003), per cui ci si aspetta che essi mantengano solo una piccola frazione dell'energia originaria. Pertanto si ritiene che il contributo dei venti galattici ai raggi cosmici negli ammassi di galassie non dovrebbe essere dominante su quello di altre sorgenti. Berezinsky, Blasi & Ptuskin (1997) hanno stimato che il contributo del rilascio di energia nell'ICM dovuto ai venti galattici prodotti durante una fase di forte attività starburst dovrebbe essere dell'ordine di 10^{60} erg.

I raggi cosmici possono essere accelerati dagli shock che si producono nel corso dei processi di accrescimento gerarchico che hanno luogo nella storia degli ammassi di galassie. Enßlin et al. (1998) hanno stimato che l'efficienza di accelerazione delle particelle relativistiche nel corso degli shock da accrescimento può raggiungere il 10% dell'energia cinetica del gas che cade nell'ammasso, e il tasso di energia iniettato nei raggi cosmici che se ne può derivare è dell'ordine di 10^{44} erg s^{-1} (Berezinsky, Blasi & Ptuskin 1997).

Shock molto potenti possono essere prodotti nel corso dei merger tra ammassi. In questi eventi grandi quantità di energia, anche dell'ordine del contenuto dell'energia termica dell'ammasso ($10^{63} - 10^{64}$ erg) possono essere iniettati nell'ammasso. Recenti simulazioni idrodinamiche (Miniati et al. 2001a; Ryu et al. 2003) predicono che l'energia totale iniettata nei raggi cosmici nel corso della storia del cluster ad opera degli shock da merger potrebbe essere dell'ordine anche della metà di quella dissipata nel gas termico.

Infine una tipologia di sorgente che può iniettare una grande quantità di energia sotto forma di raggi cosmici e campi magnetici sono le radio galassie. In questo caso è stato stimato che l'energia iniettata, estratta dalla potenza di accrescimento sul buco nero centrale, potrebbe anche uguagliare quella del gas caldo (Enßlin et al. 1997). Berezinsky, Blasi & Ptuskin (1997) hanno stimato il contributo all'energia dei raggi cosmici che viene iniettato durante la storia di un ammasso, stimando un tasso di iniezione di energia dell'ordine di 10^{44} erg s^{-1}, di un ordine di grandezza inferiore alla luminosità X prodotta dal gas caldo, che è dell'ordine di 10^{45} erg s^{-1}.

In conclusione, l'accelerazione da shock e l'iniezione da radiogalassie appaiono essere i meccanismi più efficienti per l'origine dei raggi cosmici. Nel Par. 2.4 questi meccanismi saranno considerati in dettaglio e saranno confrontati con le proprietà degli elettroni non-termici che si possono ricavare dalle osservazioni degli aloni radio. Per compiere una tale analisi è necessario considerare i processi che determinano l'evoluzione dei raggi cosmici una volta che sono stati iniettati nell'ammasso.

2.3 Evoluzione delle particelle relativistiche

Una volta che le particelle sono state iniettate nel volume dell'ammasso, la loro evoluzione è determinata dai processi di interazione con le componenti dell'ICM. L'evoluzione di una popolazione di particelle con spettro $N(\gamma)$, dove $\gamma = E/(mc^2)$ è il fattore di Lorentz della particella, è descritta dall'equazione:

$$\frac{\partial N(\gamma,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\frac{d\gamma}{dt}N(\gamma,t)\right] + Q(\gamma,t) \tag{2.3}$$

(Sarazin 1999), in cui il termine $Q(\gamma,t)$ rappresenta l'iniezione di particelle, e $d\gamma/dt$ indica le variazioni di energia (perdite, $d\gamma/dt < 0$, o guadagni, $d\gamma/dt > 0$) che le particelle subiscono interagendo con le componenti dell'ICM. Mentre i guadagni di energia sono legati ai processi di accelerazione o riaccelerazione che le particelle possono subire, con meccanismi non noti nei dettagli e per i quali è necessario sviluppare dei modelli, le perdite di energia sono prodotte da meccanismi fisici noti ed inevitabili, che nel seguito vengono descritti per gli elettroni e per i protoni.

2.3.1 Perdite di energia degli elettroni

I processi che determinano le perdite di energia per gli elettroni sono lo Scattering Compton Inverso (ICS) con i fotoni della radiazione di fondo cosmico (CMB), l'interazione di sincrotrone con il campo magnetico, l'interazione Coulombiana con gli elettroni del gas caldo e l'interazione di bremsstrahlung con i nuclei del gas caldo. Definendo $b(\gamma) \equiv -d\gamma/dt$, espressioni per le perdite di energia degli elettroni possono essere trovate in Sarazin (1999). Per le perdite per Inverse Compton si ha:

$$b_{ICS}(\gamma) = \frac{4}{3}\frac{\sigma_T}{m_e c}\gamma^2 U_{CMB} = 1.37\times10^{-20}\gamma^2(1+z)^4 \text{ s}^{-1}, \tag{2.4}$$

in cui σ_T è la sezione d'urto Thomson, U_{CMB} è la densità di energia della CMB, e z è il redshift cosmologico. Le perdite per sincrotrone sono date da un'espressione analoga alla (2.4) sostituendo all'energia della CMB quella del campo magnetico $U_B = B^2/(8\pi)$:

$$b_{syn}(\gamma) = \frac{4}{3}\frac{\sigma_T}{m_e c}\gamma^2 U_B = 1.30\times10^{-21}\gamma^2\left(\frac{B}{1\mu\text{G}}\right)^2 \text{ s}^{-1}. \tag{2.5}$$

Le perdite Coulombiane, per interazione con gli elettroni termici, possono essere approssimate attraverso l'espressione:

$$b_{Coul}(\gamma) \sim 1.2\times10^{-12} n_{th}\left[1.0 + \frac{\ln(\gamma/n_{th})}{75}\right] \text{ s}^{-1}, \tag{2.6}$$

in cui n_{th} è la densità degli elettroni termici espressa in cm^{-3}. Infine le perdite per bremsstrahlung, per interazione con i nuclei del gas caldo, possono essere approssimate con l'espressione:

$$b_{brem}(\gamma) \sim 1.51\times10^{-16} n_{th}\gamma[\ln(\gamma) + 0.36] \text{ s}^{-1}. \tag{2.7}$$

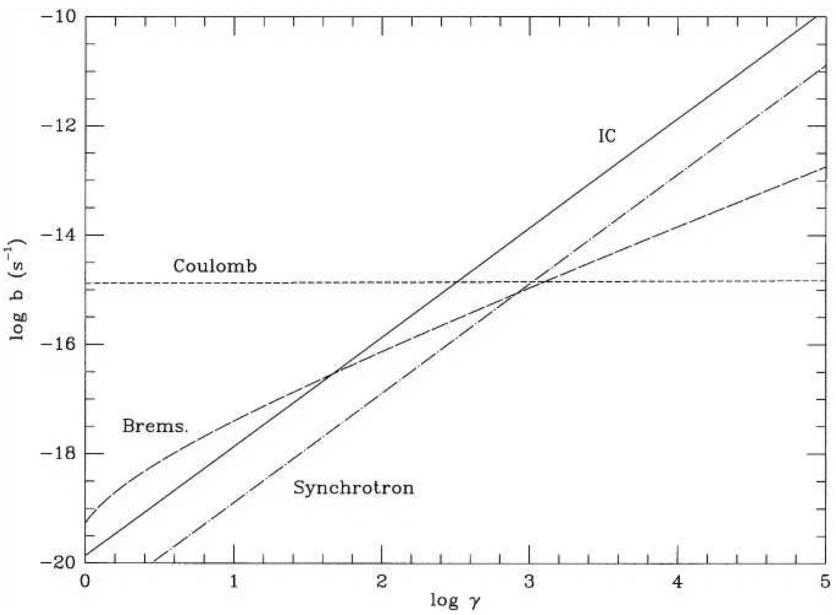


Figura 2.10: Perdite di energia per gli elettroni per $n_e = 10^{-3}$ cm^{-3}, $B = 1$ μG e $z = 0$ (da Sarazin 1999).

Nella Fig.2.10 sono riportati i valori delle funzioni $b(\gamma)$ calcolati per valori tipici dei parametri al centro di un ammasso di galassie: per elettroni con $\gamma < 10^2$ dominano gli effetti delle perdite Coulombiane, mentre per $\gamma > 10^3$ sono le perdite radiative per sincrotrone o per ICS a dominare, rispettivamente per $B >> 3.2$ μG e per $B << 3.2$ μG, mentre i due meccanismi sono paragonabili per $B \sim 3.2$ μG.

Nella Fig.2.11 vengono riportati i tempi scala su cui avvengono le perdite, dati dal valore $t_{loss} = \gamma/b(\gamma)$. Si noti che, in condizioni tipiche nell'ICM, gli elettroni che producono gli aloni radio ($\gamma \sim 10^3 - 10^4$) perdono la loro energia in tempi $t_{loss} < 10^9$ yrs, minori dell'età dell'ammasso. Le implicazioni di questo fatto saranno discusse nel Par.2.5.

2.3.2 Perdite di energia dei protoni

Dal momento che la sezione d'urto per le perdite radiative (sezione d'urto Thomson) dipende dall'inverso del quadrato della massa, è immediato riconoscere che gli effetti delle perdite radiative sui protoni sono del tutto trascurabili per un tempo molto maggiore dell'età dell'universo. Il canale principale delle perdite di energia per i protoni è rappresentato dalle interazioni inelastiche con i protoni del gas caldo. Il tempo scala di questo processo

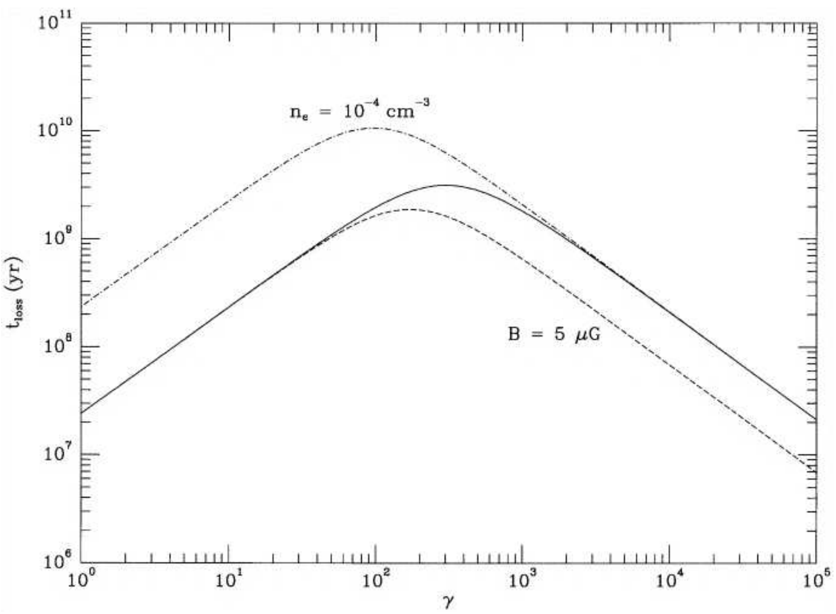


Figura 2.11: Tempo di vita degli elettroni in funzione della loro energia per $B = 1\ \mu$G e $n_e = 10^{-3}$ cm^{-3} (linea continua), e con le modifiche $B = 5\ \mu$G e $n_e = 10^{-4}$ cm^{-3} (da Sarazin 1999).

è dato dall'espressione:

$$t_{pp} \sim 10^{18} \left(\frac{n_{th}}{10^{-3}\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{s} \tag{2.8}$$

(Brunetti et al. 2004). I tempi scala, nelle regioni centrali degli ammassi, sono quindi dell'ordine di alcune decine di miliardi di anni. Questo implica da una parte che i protoni non perdono una frazione significativa della propria energia durante un tempo pari all'età dell'universo, da un'altra che le reazioni tra i protoni non-termici e quelli termici avvengono comunque ad un ritmo non trascurabile. I prodotti di queste reazioni (pioni neutri e pioni carichi) possono decadere in fotoni o in elettroni, per cui queste reazioni possono avere conseguenze osservabili. Questo è un punto importante ed è la base dei modelli ad elettroni secondari (Par. 2.7).

A basse energie il contributo più importante viene dalle perdite per interazione Coulombiana con il gas caldo. Il tempo scala stimato in questo caso per un protone di impulso $m_p c x_m < p << m_p c$, con $x_m = [(3\sqrt{\pi})/4]^{1/3}\beta_e$, essendo β_e la velocità degli elettroni termici, è dato da:

$$t_{Coul} \sim 2.5 t_{pp} \left(\frac{p}{m_p c} \right)^3 \tag{2.9}$$

(Brunetti et al. 2004). Da queste relazioni si vede che i protoni perdono energia in tempi scala confrontabili con l'età dell'universo solo per $p < m_p c$ (protoni transrelativistici). Per questo motivo si può assumere che i protoni non-termici mantengono la propria energia durante la vita dell'ammasso.

2.3.3 Evoluzione dello spettro delle particelle relativistiche

La soluzione dell'equazione (2.3) fornisce lo spettro delle particelle relativistiche in funzione del tempo. L'evoluzione dello spettro dipende dalla forma della funzione sorgente $Q(\gamma, t)$. Come visto nel Par.2.2.2, ci si aspetta che l'iniezione di particelle avvenga in maniera complessa nello spazio e nel tempo. Semplici soluzioni possono essere trovate in due casi: *i)* un'iniezione iniziale di particelle e poi l'evoluzione procede con $Q(\gamma, t) = 0$; *ii)* una iniezione continua ed a tasso costante di particelle $Q(\gamma, t) = Q(\gamma)$.

Nel primo caso si ha uno spettro di particelle che, a partire dalla condizione iniziale, evolve nel tempo guidato dai meccanismi delle perdite e dei guadagni di energia. Nella Fig.2.12 si riporta l'evoluzione, calcolata da Lieu et al. (1999a) dello spettro dei protoni e di quello degli elettroni assumendo, per condizioni dell'ICM tipiche del centro di un ammasso come quello di Coma, che le particelle vengano iniettate ad un istante iniziale con una forma spettrale a legge di potenza negli impulsi $Q \propto p^{-s}$ in ugual numero per protoni ed elettroni e poi seguano l'evoluzione descritta dall'eq.(2.3) sotto la sola azione delle perdite di energia. Come si vede, l'azione delle perdite ha l'effetto alle basse energie di appiattire lo spettro delle particelle, in misura maggiore per gli elettroni, mentre alle alte energie lo spettro dei protoni resta invariato, mentre quello degli elettroni, per effetto delle perdite radiative, subisce un cutoff ad energie sempre più basse nel corso dell'evoluzione. In particolare gli elettroni che producono l'alone radio, con $E_e > 1$ GeV, non sono più presenti nello spettro dopo 1 Gyr dalla loro iniezione. Le implicazioni di questo fatto saranno discusse nel Par.2.5.

L'altro caso in cui l'equazione (2.3) può essere risolta facilmente è quello in cui le particelle vengono iniettate continuamente ad un ritmo costante. In questo caso è possibile calcolare lo spettro delle particelle che si forma in seguito all'equilibrio tra la produzione continua e l'effetto delle perdite. Questo può essere fatto risolvendo l'eq.(2.3) ponendo $\partial N / \partial t = 0$:

$$\frac{\partial}{\partial \gamma} \left[b(\gamma) N(\gamma) \right] = -Q(\gamma) \tag{2.10}$$

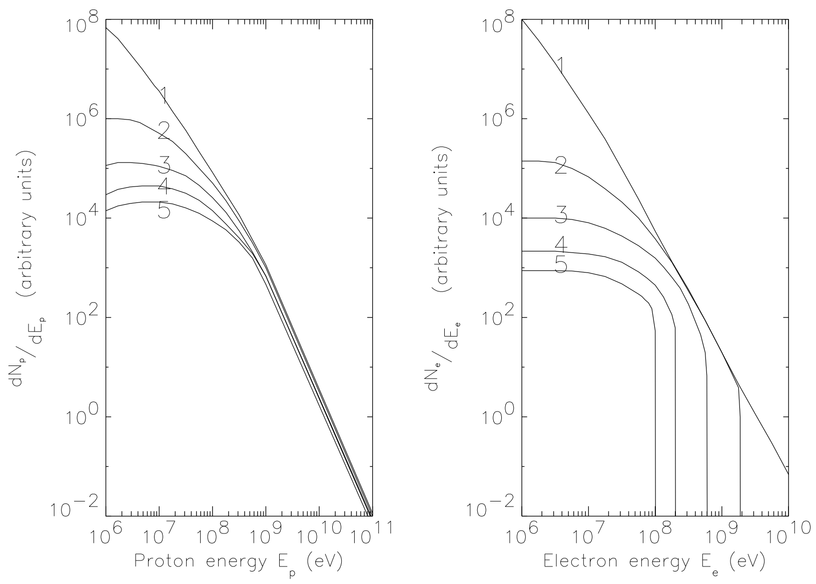


Figura 2.12: Evoluzione dello spettro dei protoni (a sinistra) e degli elettroni (a destra) in funzione del tempo dopo 0, 0.5, 1.5, 3.0 e 4.5 Gyr dall'iniezione per le curve da 1 a 5 (da Lieu et al. 1999a).

(Sarazin 1999), che ammette come soluzione

$$N(\gamma) = \frac{1}{b(\gamma)} \int_{\gamma}^{\infty} Q(\gamma') d\gamma'. \tag{2.11}$$

Un caso fisico rilevante in cui si ha una produzione a un tasso costante di elettroni è quello in cui gli elettroni vengono prodotti dalle interazioni dei protoni non-termici con i nuclei del gas caldo (*elettroni secondari*). Questo aspetto sarà trattato nel Par.2.7.

2.3.4 Propagazione e confinamento dei raggi cosmici

Il discorso del paragrafo precedente riguarda lo spettro delle particelle integrato sul volume dell'ammasso. In realtà una comprensione delle proprietà delle componenti non-termiche negli ammassi di galassie richiede lo studio delle loro proprietà spaziali. Sia l'iniezione di particelle sia i meccanismi delle perdite di energia hanno luogo in maniera non omogenea nel volume dell'ammasso. Se l'iniezione avviene ad opera di radiogalassie, allora essa è chiaramente non omogenea, in quanto è legata alla distribuzione delle sorgenti. Se l'iniezione avviene mediante gli shock da merging, allora è legata alla geometria del merger. Per quanto riguarda le perdite, esse sono legate sia alla distribuzione del gas caldo sia all'intensità del campo magnetico. La prima è una quantità con profilo radiale noto dalle misure X, la seconda non si conosce in dettaglio, ma è molto probabile che abbia anch'essa una struttura radiale, oltre a presentare delle fluttuazioni, come mostrano sia le osservazioni dei profili di brillanza superficiale degli aloni radio, sia le misure di rotazione Faraday, sia le simulazioni magnetoidrodinamiche.

La propagazione dei raggi cosmici in un campo magnetico in cui sono presenti delle fluttuazioni avviene in regime diffusivo, ed è descritta dall'equazione:

$$\begin{aligned}\frac{dn(E,t,r)}{dt} &= -n(E,t,r)\vec{\nabla}\cdot\vec{v} + \vec{\nabla}\cdot[D(E,r)\vec{\nabla}n(E,t,r)] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial E}[b(E,r)n(E,t,r)] + q(E,t,r) \qquad (2.12)\end{aligned}$$

(Sarazin 1999), in cui $n(E,t,r)$ è la densità degli elettroni con energia E al tempo t nella posizione r (avendo assunto una simmetria sferica), $\vec{v}$ è la velocità dell'ICM e $b(E,r)$ e $q(E,t,r)$ hanno un significato analogo a quello dell'eq.(2.3), con la differenza che qui sono intesi valere nel punto a distanza r dall'origine. La quantità $D(E)$ è il coefficiente di diffusione, che determina la capacità della particella di diffondersi nello spazio intra-cluster.

Colafrancesco & Blasi (1998) hanno proposto una semplice espressione che lega il coefficiente di diffusione di una particella allo spettro delle fluttuazioni del campo magnetico $P(k)$:

$$D(E,r) = \frac{1}{3} r_L c \frac{< B^2 >}{\int_{1/r_L}^{\infty} P(k)dk}, \qquad (2.13)$$

dove $r_L = pc/(eBc)$ è il raggio di Larmor per una particella di impulso p in un campo magnetico B. Lo spettro delle fluttuazioni può essere normalizzato come $\int_{k_0}^{\infty} P(k)dk =< B^2 >$, dove $k_0 = 1/d_0$ è l'inverso della massima scala su cui sono presenti le fluttuazioni. Nel caso in cui lo spettro delle fluttuazioni del campo magnetico è di tipo di Kolmogorov, $P(k) = P_0(k/k_0)^{-5/3}$, si ottiene l'espressione:

$$D(E,r) = 2.3 \times 10^{29} \left(\frac{E}{1\ \mathrm{GeV}}\right)^{1/3} \left(\frac{B(r)}{1\mu\mathrm{G}}\right)^{-1/3} \left(\frac{d_0}{20\mathrm{kpc}}\right)^{2/3} \ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1} \qquad (2.14)$$

(Blasi & Colafrancesco 1999).

Nel caso di forte turbolenza, si può assumere il coefficiente di diffusione di Bohm, $D(E) = r_L c/3$, che rappresenta il caso in cui la capacità di diffondersi è minima, per cui il coefficiente di diffusione vale

$$D(E,r) = 3.3 \times 10^{22} \frac{E}{B_\mu(r)} \;\; \mathrm{cm^2\ s^{-1}} \tag{2.15}$$

(Gabici & Blasi 2003), in cui B_μ è il campo magnetico espresso in μG.

Propagazione degli elettroni

Il cammino di diffusione di una particella è dato dalla distanza che la particella può percorrere in un tempo pari alla sua vita media, per cui può essere stimato con l'espressione $R_d(E) = \sqrt{4D(E)t_{loss}}$. Nel caso degli elettroni, per $\gamma >> 10^3$ e $B < 3\,\mu$G, per cui dominano le perdite per ICS, si ha

$$R_d(\gamma) \sim 36(1+z)^{-2} \left(\frac{\gamma}{10^4}\right)^{-1/3} \left(\frac{l_0/\mathrm{kpc}}{(B/\mu\mathrm{G})^{1/2}}\right)^{1/3} \mathrm{kpc} \tag{2.16}$$

(Brunetti 2003). Da questa espressione si ricava che gli elettroni che producono gli aloni radio non possono diffondersi nell'ammasso per più di circa 50 kpc. Questo cammino è molto minore della scala tipica degli aloni radio ($\sim$ Mpc). Le implicazioni di questo fatto saranno discusse nel Par.2.5.

Propagazione dei protoni

A differenza degli elettroni, i protoni non perdono la propria energia in tempi scala dell'ordine del tempo di vita dell'ammasso, e sono quindi soggetti a propagazione diffusiva per tutta la vita dell'ammasso. Berezinski et al. (1997) hanno calcolato il tempo di fuga dall'ammasso di una particella di energia E in un ambiente con coefficiente di diffusione $D(E)$:

$$t_{esc} \approx \frac{R_{cl}^2}{6D(E)}. \tag{2.17}$$

Nel caso di un campo magnetico con uno spettro di fluttuazioni di Kolmogorov si ricava che il tempo di fuga è pari a

$$t_{esc} \sim 6.9 \times 10^{21} R_{cl}^2 B_\mu^{1/3} E_{eV}^{-1/3} (l_0/20\mathrm{kpc})^{-2/3}\,\mathrm{s}. \tag{2.18}$$

Per $R_{cl} = R_H = 0.9$ Mpc (raggio tipico di un alone radio), $B = 0.2\,\mu$G (dell'ordine di quello delle zone esterne degli ammassi) e $E = 1$ TeV, si ottiene $t_{esc} \sim 3.3 \times 10^{17}$ s, dell'ordine cioè dell'età dell'ammasso. Particelle con energia maggiore hanno tempi di fuga minori per cui, nelle condizioni descritte, è ipotizzabile che possano fuggire dall'ammasso nell'arco della loro evoluzione. Le particelle di energia inferiore restano invece confinate all'interno dell'ammasso, e si possono accumulare nel corso dell'evoluzione dell'ammasso.

Nel caso di diffusione di Bohm il tempo di fuga dall'ammasso è maggiore, per cui particelle con energie fino a 10^9 GeV possono essere conservate all'interno dell'ammasso per tutta l'età dell'universo (Berezinski et al. 1997).

Il confinamento dei protoni di bassa energia, che per le forme degli spettri con indice spettrale $s > 2$ sono quelli che contribuiscono principalmente al contenuto energetico, insieme al basso tasso di perdite di energia, fa sì che l'energia immagazzinata nei protoni non-termici si accumuli nell'ammasso e possa raggiungere valori elevati, mentre la possibile fuga dall'ammasso dei protoni di energia più alta non contribuisce in maniera significativa alla quantità totale di energia immagazzinata nei raggi cosmici. Questi fattori portano a ipotizzare che la popolazione dei protoni possa essere quella energeticamente dominante tra quelle non-termiche.

2.4 Meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici

Per avere una stima dell'entità del contributo delle componenti non-termiche all'energia totale di un ammasso è necessario procedere allo studio dei meccanismi che sono alla base dell'iniezione e dell'accumulazione di energia negli ammassi di galassie, e ricavare una stima degli effetti di questi processi nel corso della storia dell'evoluzione dell'ammasso. A questo scopo si deve tenere conto di due tipi di vincoli:

- vincoli teorici che possono essere ricavati da modelli analitici, semi-analitici o da simulazioni idrodinamiche
- vincoli osservativi ricavati dalle misure effettuate nelle diverse bande spettrali sugli ammassi di galassie.

L'aggancio tra i due tipi di vincoli non è immediato: infatti mentre i vincoli teorici si riferiscono prevalentemente alla componente dominante dell'energia dei raggi cosmici, cioè quella protonica, i vincoli osservativi sono determinati dalla componente elettronica, che è quella dominante nei processi radiativi. Un'importante eccezione è costituita dall'emissione gamma proveniente dal decadimento dei π^0, che si lega direttamente alla popolazione protonica dei raggi cosmici. Come visto, tale emissione però non è stata ancora rivelata negli ammassi di galassie.

Nel seguito si descrivono i processi ritenuti alla base dell'accumulo di energia nei raggi cosmici nell'ICM. Come descritto nel Par.2.2.2, l'energia proveniente da venti galattici, prodotti sia in galassie normali che con forte attività starburst, è da considerarsi trascurabile rispetto a quella proveniente dall'accelerazione prodotta dagli shock che si producono durante l'accrescimento dell'ammasso o durante i merger tra ammassi, oppure all'energia che può essere iniettata dalle radiogalassie nel corso della vita dell'ammasso. Pertanto qui verranno discussi in dettaglio gli effetti legati a queste due ultime modalità di iniezione.

2.4.1 Accelerazione da shock

L'idea di base dell'accelerazione diffusiva da shock (DSA) (Drury 1983, Blandford & Eichler 1987), seguendo l'idea originale di Fermi (1949) secondo cui una particella che attraversa una superficie di shock subisce un'accelerazione con un guadagno di energia proporzionale alla velocità dello shock $\Delta E/E \sim V/c$ (meccanismo di Fermi del primo ordine), è che, in presenza di superfici di shock che si propagano in un plasma magnetizzato, una particella che viene diffusa dalle irregolarità del campo magnetico può attraversare più volte le superfici di shock, guadagnando energia ad ogni attraversamento. È stato mostrato (Bell 1978) che lo spettro delle particelle che viene prodotto con questo meccanismo dipende solo dalla forza dello shock. Indicando, nel sistema di riferimento in cui lo shock è stazionario, con u_1 la velocità del fluido prima dello shock (flusso di upstream) e con u_2 quella dopo lo shock (downstream), assumendo che queste velocità siano molto minori di quella della particella (shock non relativistici), si ricava che lo spettro delle particelle prodotto ha la forma di una legge di potenza $N(p) \propto p^{-s}$, in cui p è l'impulso della particella, e l'indice spettrale è dato dall'espressione

$$s = \frac{2u_2 + u_1}{u_1 - u_2}, \tag{2.19}$$

che può essere espresso in funzione del fattore di compressione dello shock, $r \equiv u_1/u_2$, ottenendo

$$s = \frac{r+2}{r-1}. \tag{2.20}$$

La pendenza dello spettro prodotto dipende quindi dalla forza dello shock: per $r >> 1$ (shock forte) si ha $s \sim 1$, mentre per $r \to 1$ (shock debole) si ha $s \to \infty$, cioè la pendenza dello spettro tende a diventare molto forte.

Studi della DSA che includono gli effetti non-lineari, come le reazioni di feedback delle particelle sulle onde di shock, sono stati compiuti numericamente (Kang, Jones & Gieseler 2002; Kang & Jones 2002). In generale viene trovato che il processo della DSA può essere molto efficiente, e che forti shock possono trasferire circa la metà dell'energia cinetica dello shock all'accelerazione dei raggi cosmici.

Negli ammassi di galassie il processo della DSA è potenzialmente molto efficace, in quanto si pensa che nel corso del processo di formazione delle strutture su larga scala venga generata una notevole quantità di superfici di shock. Questo è un risultato ottenuto da diverse simulazioni idrodinamiche (Ryu et al. 1993; Miniati et al. 2000; Ryu et al. 2003). Gli shock prodotti sono in grado, attraverso la DSA, di accelerare le particelle, provocando il riscaldamento del gas ICM e l'accelerazione delle particelle relativistiche. Questo meccanismo è stato spesso invocato come il processo di accelerazione più importante tra quelli che possono avere luogo negli ammassi di galassie (Takizawa & Naito 2000; Blasi 2001; Miniati et al. 2001a; Fujita & Sarazin 2001).

La classificazione dei tipi di shock che si producono nell'ICM non è univoca: generalmente si è soliti distinguere tra shock di accrescimento e shock da merger. Gli shock da accrescimento si producono in seguito alla caduta all'interno dell'ammasso del materiale intergalattico diffuso, mentre gli shock da merger vengono prodotti nel corso di una collisione tra due ammassi. In realtà la formazione delle strutture coinvolge sottostrutture diverse sia per dimensioni che per forme, per cui tra le due categorie non c'è una distinzione netta, e spesso non è semplice distinguere tra i due tipi di shock (Jones et al. 2003).

La forza di uno shock può essere indicata attraverso il numero di Mach M, definito come il rapporto tra la velocità dello shock e la velocità del suono nel mezzo. Recentemente sono stati effettuati calcoli numerici o semianalitici per stimare la forza degli shock che si producono durante la storia di un ammasso, e i risultati trovati nei diversi lavori presentano alcune differenze. Alcune simulazioni numeriche (Miniati et al. 2000; Miniati et al. 2001a) trovano la presenza di una grande frazione di shock da merger con numeri di Mach relativamente alti, fino a 10 con un picco intorno a $4-5$, mentre calcoli semi-analitici (Gabici & Blasi 2003) hanno ricavato numeri di Mach più bassi, con un numero medio $\overline{M} \simeq 1.4$. Shock con numeri di Mach più alti possono essere prodotti al di fuori delle regioni virializzate, dal momento che la propagazione degli shock avviene in un materiale più freddo ($T \sim 10^4$ K), per cui la velocità del suono nel mezzo è più bassa. Simulazioni più recenti (Ryu et al. 2003) hanno operato una diversa classificazione degli shock, distinguendo tra shock esterni, in cui il gas preesistente allo shock non è mai stato precedentemente riscaldato da altri shock, e shock interni, in cui il gas è già stato precedentemente riscaldato. I primi riguardano il materiale presente al di fuori delle strutture virializzate, mentre i secondi riguardano le regioni interne. Ryu et al. (2003) trovano che gli shock esterni hanno una distribuzione di numeri di Mach con un picco intorno a $3-5$ che si estende fino a $M \sim 100$ e oltre, con un valor medio intorno a 8, mentre gli shock interni hanno numeri di Mach con un picco a valori bassi ($M \sim 1.5$, corrispondente al minimo valore considerato nelle loro simulazioni). D'altra parte gli shock interni avvengono a velocità maggiori rispetto a quelli esterni (il numero di Mach è più basso a causa della maggiore velocità del suono nelle regioni centrali dell'ICM, in cui la temperatura è più alta), e hanno luogo in regioni di densità significativamente maggiore rispetto a quelle esterne, per cui gli shock interni sono in grado di iniettare una quantità maggiore di energia nell'ICM e di avere così un'importanza dinamica maggiore rispetto a quelli esterni (vedi Fig. 2.13, a destra).

Un aspetto importante che si può ricavare da questo tipo di simulazioni è l'energia che ci aspetta venga iniettata nell'accelerazione di particelle relativistiche nel corso dell'evoluzione dell'ammasso a causa degli shock prodotti dai merger. Ryu et al. (2003) hanno calcolato l'energia che in un singolo shock prodotto da un merger viene dissipata per il riscaldamento del gas termico e per l'accelerazione delle particelle relativistiche in funzione del numero di Mach dello shock, ottenendo il risultato riportato nella Figura 2.13, a sinistra).

In base a questi risultati, Ryu et al. (2003) hanno calcolato l'energia dissipata nel riscaldamento del gas termico e nell'accelerazione di particelle relativistiche nel corso dell'evoluzione di un ammasso di una data massa, simulando la storia degli shock prodotti dai merger. Essendo le perdite di energia della componente protonica dei raggi cosmici trascurabili nell'arco di tempo della vita dell'ammasso, l'energia iniettata dagli shock deve essere stimata considerando il contributo di tutti gli shock prodotti durante la storia dell'ammasso. I risultati di Ryu et al. (2003), in buon accordo con quelli precedenti di Miniati et al. (2001a), mostrano che nel corso della storia di un ammasso può essere iniettata nei raggi cosmici una grande quantità di energia, che può arrivare anche al 50% dell'energia termica dell'ammasso. Questi risultati mostrano anche che gli shock maggiormente efficienti nell'accelerazione dei raggi cosmici sono quelli con $2 < M < 4$ (vedi Fig. 2.14).

Un altro aspetto importante di cui tenere conto è la forma dello spettro delle particelle relativistiche prodotto dai processi di accelerazione da shock. Come visto, ci si aspetta che lo spettro abbia una forma a legge di potenza con indice dato dall'eq.(2.20). L'indice di compressione r si lega al numero di Mach dello shock tramite la relazione

$$r = \frac{8/3M^2}{2/3M^2 + 2}, \tag{2.21}$$

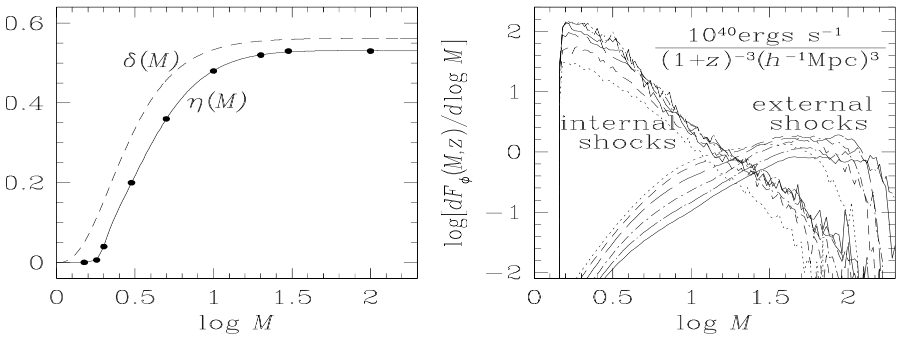


Figura 2.13: *A sinistra:* efficienza di termalizzazione e di accelerazione dei raggi cosmici in funzione del numero di Mach dello shock. *A destra:* energia cinetica per unità di volume comovente che attraversa le superfici degli shock esterni ed interni in funzione del numero di Mach dello shock (da Ryu et al. 2003).

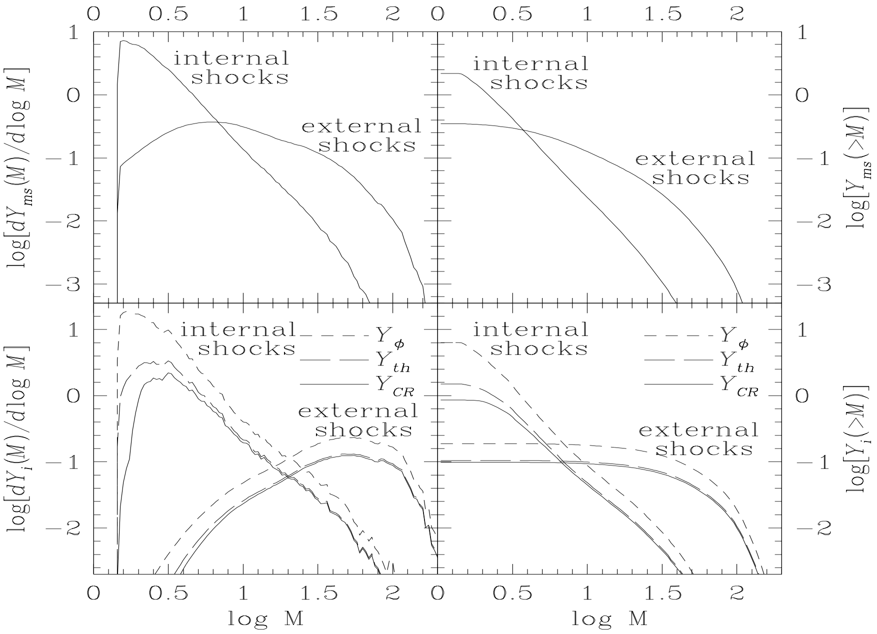


Figura 2.14: *In alto:* Massa che attraversa le superfici di shock tra $z = 2$ e $z = 0$ in funzione del numero di Mach dello shock (a sinistra) e integrata per numero di Mach $> M$ (a destra); la quantità Y è definita come: $(dY_{ms}(M)/d\log M) = (1/M_{sg})\int_{z=2}^{z=0}(dF_{ms}(M,z)/d\log M)dt$, in cui M_{sg} è la massa del gas che subisce lo shock e F_{ms} è il flusso della massa. *In basso:* Flussi di energia cinetica (Y_ϕ), energia termica (Y_{th}), energia dei raggi cosmici (Y_{CR}) che attraversa le superfici di shock tra $z = 2$ e $z = 0$ in funzione del numero di Mach dello shock (a sinistra) e integrata per numero di Mach $> M$ (a destra); la quantità Y in questo caso è definita come l'integrale sul tempo del flusso di energia che attraversa le superfici di shock normalizzato all'energia termica totale (da Ryu et al. 2003).

valida per un gas ideale monoatomico, da cui si ricava il valore dell'indice spettrale s in funzione del numero di Mach:

$$s = 2\frac{M^2+1}{M^2-1}. \tag{2.22}$$

In base a questa relazione è possibile stimare che se, come indicato dai risultati di Ryu et al. (2003), i numeri di Mach che agiscono con maggiore efficienza nell'accelerazione delle particelle relativistiche sono compresi nel range $2 < M < 4$, allora l'indice spettrale che ci si aspetta di trovare nelle particelle relativistiche è dell'ordine di $2.3 < s < 3.3$. Questo risultato è da tenere presente quando si confrontano gli spettri delle emissioni non-termiche osservate con gli spettri delle particelle previsti dai modelli.

Un'altra importante previsione da considerare è quella relativa all'energia massima alla quale le particelle possono essere accelerate. Questa quantità dipende dal rapporto tra il tempo scala necessario per accelerare una particella fino ad una determinata energia, il tempo scala delle perdite, che come visto è funzione dell'energia della particella, e il tempo della durata dello shock. Il tempo necessario per l'accelerazione si può esprimere in funzione dell'energia E della particella come

$$t_{acc}(E) = \frac{3}{u_1-u_2}D(E)\left(\frac{1}{u_1}+\frac{1}{u_2}\right) \tag{2.23}$$

(Drury 1983), in cui $D(E)$ è il coefficiente di diffusione. Gabici & Blasi (2003) hanno calcolato l'energia massima di accelerazione per gli elettroni e i protoni nel caso in cui la diffusione avvenga in un campo magnetico con uno spettro di turbolenze di Kolmogorov e nel caso della diffusione di Bohm. Per gli elettroni il tempo scala da confrontare con quello di accelerazione è quello delle perdite. L'accelerazione è efficiente per $t_{acc} < t_{loss}$, che si traduce nei risultati

$$E^e_{max} \sim 118 L_{20}^{-1/2} B_\mu^{1/4} v_8^{3/2} g(r)^{-3/4}\,\mathrm{GeV} \tag{2.24}$$

nel caso di diffusione di Kolmogorov e

$$E^e_{max} \sim 6.3\times10^4 B_\mu^{1/2} v_8 g(r)^{-1/2}\,\mathrm{GeV} \tag{2.25}$$

per la diffusione di Bohm. In queste relazioni L_{20} è la scala più grande dello spettro di potenza delle fluttuazioni del campo magnetico, espressa in unità di 20 kpc, v_8 è la velocità dello shock in unità di 10^8 cm s^{-1}, B_μ è il campo magnetico in unità di μG, e $g(r) = r(r+1)/(r-1)$, in cui r è il fattore di compressione dello shock. Per quanto riguarda i protoni, il tempo scala rilevante è quello della durata del merger, visto che le perdite di energia avvengono su tempi maggiori della vita dell'ammasso. Assumendo $t_{merger} \sim 10^9$ yr, la condizione $t_{acc} < t_{merger}$ si traduce nella condizione

$$E^p_{max} \sim 9 \times 10^7 L_{20}^{-2} B_\mu v_8^6 g(r)^{-1/2} \,\mathrm{GeV} \tag{2.26}$$

nel caso di Kolmogorov, e

$$E^p_{max} \sim 3 \times 10^9 B_\mu v_8^2 g(r)^{-1} \,\mathrm{GeV} \tag{2.27}$$

nel caso di Bohm. Per energie maggiori di $\sim 10^{10}$ GeV, diventano importanti per i protoni i processi di produzione di coppie e di fotopioni dovuti all'interazione con i fotoni della CMB, per cui l'accelerazione diventa meno efficiente.

L'eq.(2.26) merita alcuni commenti: in primo luogo osserviamo che ha una forte dipendenza dalla velocità dello shock. A questo proposito si osservi che essa è stata ricavata assumendo un tempo di 10^9 yr come durata standard del merger; in realtà è ragionevole pensare che la durata del merger sia legata alla velocità dello shock, in quanto un merger che avviene ad una velocità maggiore, e che quindi dura un tempo inferiore, è immaginabile che produca onde di shock più veloci. Se $t_{merger} \propto v^{-1}$, allora la dipendenza dell'energia massima dalla velocità dello shock si riduce a $E^p_{max} \propto v_8^3$. In secondo luogo si assume che le onde di shock si propaghino nell'ICM mantenendo la propria forza per tutta la durata del merger, cosa che può essere discussa visto che zone di diversa densità e diversa temperatura possono influire in modo diverso sulla propagazione dell'onda. Infine la dipendenza da L_{20} e B_μ induce a pensare che, per valori più alti della scala massima delle fluttuazioni e per campi magnetici bassi, come nelle zone esterne dell'ammasso, l'energia massima di accelerazione possa essere significativamente più bassa, anche di tre ordini di grandezza, rispetto al valore di $\sim 10^8$ GeV riportato nell'eq.(2.26): per esempio, per $L = 100$ kpc, $B = 0.2$ μG, $v_8 = 1$ e $r = 2$, si ha $E^p_{max} \sim 3 \times 10^5$ GeV.

Un altro elemento rilevante nella formazione dello spettro dei raggi cosmici negli ammassi di galassie è quella del confinamento delle particelle in presenza di un campo magnetico con delle fluttuazioni (vedi Par.2.3.4), in base al quale è possibile pensare che particelle di energia superiore ad alcuni TeV possano uscire dall'ammasso in un tempo inferiore alla vita dell'ammasso, provocando possibilmente un irripidimento nello spettro dei raggi cosmici.

Il discorso dell'energia massima a cui si può estendere lo spettro dei protoni sarà ripreso nel Paragrafo 3.3.2, in quanto è una caratteristica che può avere influenze sullo spettro degli elettroni secondari (vedi il Paragrafo 2.7 per la definizione di elettroni secondari).

2.4.2 Energia iniettata dalle radiogalassie

Enßlin et al. (1997) hanno stimato la quantità di energia che viene iniettata nelle regioni centrali degli ammassi di galassie da parte delle radiogalassie. L'input di energia è dato dall'espressione $f_{core}Q_{jet}(z=0)$, in cui f_{core} è la frazione della potenza complessiva dei jet che viene assorbita dalle regioni centrali degli ammassi; poiché la frazione di tutte le radiogalassie contenuta all'interno delle regioni centrali degli ammassi viene stimata dell'ordine del 10%, una stima $f_{core} \sim 0.1$ sembra ragionevole. Q_{jet} è la potenza totale che viene emessa dai jet delle radiogalassie:

$$Q_{jet} = \int \frac{dN(L_{2.7GHz}, z)}{dL_{2.7GHz}} q_{jet}(L_{2.7GHz}) dL_{2.7GHz}, \tag{2.28}$$

dove dN/dL è la funzione di luminosità radio degli ammassi (Dunlop & Peacock 1990) e q_{jet} è la potenza contenuta in un jet in funzione della luminosità radio, che è stata trovata seguire una relazione del tipo

$$q_{jet} = 10^a L_{2.7GHz}^b, \tag{2.29}$$

con $b = 0.82 \pm 0.07$ e $a = 38.28 \pm 0.18 - 26.22b$ (Laing, Riley & Longair 1983). Enßlin et al. (1997), attraverso un'integrazione numerica dell'eq.(2.28), hanno stimato che la potenza media rilasciata nei jet per volume cosmologico comovente è pari a $Q_{jet}(z=0) = 4 \times 10^{40}$ W Gpc^{-3} h_{50}^{-2}, per cui l'input di energia nelle regioni centrali degli ammassi è dell'ordine di 4×10^{39} W Gpc^{-3} h_{50}^{-2}, che è circa la metà della luminosità nei raggi-X delle regioni centrali degli ammassi di galassie, $\sim 10^{40}$ W Gpc^{-3} h_{50}.

In conclusione la frazione di energia iniettata sotto forma di raggi cosmici da parte delle radiogalassie può essere cospicua, potendo anche raggiungere valori dell'ordine di alcune decine di punti percentuali dell'energia del gas termico dell'ammasso. D'altra parte il calcolo citato utilizza parametri cosmologici globali, mentre la presenza di radiogalassie nei singoli ammassi può variare, così come l'efficienza dell'iniezione di energia da esse prodotta. Un altro effetto da considerare è quello delle perdite adiabatiche a cui i jet vanno incontro quando vengono espulsi dalle radiogalassie, per cui l'accelerazione da radiogalassie è da considerare efficiente solamente nelle vicinanze delle radiogalassie stesse. Quello che sembra lecito affermare è che, considerando sia l'iniezione di particelle da parte di radiogalassie, sia l'accelerazione che le particelle subiscono da parte degli shock da merger o di accrescimento, è che è molto probabile che negli ammassi di galassie la componente protonica dei raggi cosmici possa avere un contenuto energetico piuttosto elevato, dell'ordine almeno di alcune decine di punti percentuali rispetto al contenuto energetico del gas termico.

2.5 Problemi connessi alla presenza degli aloni radio su larga scala

L'accelerazione da shock o l'iniezione di radiogalassie hanno l'effetto di generare elettroni e protoni non-termici di alta energia. Il rapporto tra l'energia immagazzinata nei protoni e quella immagazzinata negli elettroni non è noto: come visto nel Par. 2.3.3, ci si aspetta che questo rapporto possa essere > 10 già all'epoca dell'iniezione, per poi evolvere rapidamente (tempi dell'ordine di 10^9 yr) verso alti valori a causa delle perdite di energia degli elettroni.

Alla luce di tutto questo, è inevitabile porsi il problema di quale sia l'origine degli elettroni che producono gli aloni radio, considerando la breve vita media degli elettroni con $E > 1$ GeV e l'estensione degli aloni, spesso dell'ordine del Mpc.

La presenza degli elettroni dell'energia indicata richiede un'accelerazione che si è prodotta entro $0.1 - 0.5$ Gyr prima dell'epoca in cui la radiazione è stata emessa. Jaffe (1977) per primo ha rilevato il problema per cui gli elettroni accelerati, anche se in alcuni casi possono essere in numero sufficiente per spiegare gli aloni radio osservati, non possono diffondersi in tutto l'ammasso. Infatti, come visto nel Par.2.3.4, se l'accelerazione avviene ad opera di una radiogalassia, allora le particelle non possono propagarsi più lontano di qualche decina di kpc dalla sorgente. Se l'accelerazione avviene ad opera di uno shock da merger, gli elettroni vengono accelerati solamente nelle regioni interessate al merger, che ricoprono un volume generalmente inferiore al volume totale in cui è presente l'alone radio. Un'ipotesi proposta è che lo shock prodotto da un merger possa attraversare l'ammasso in un tempo inferiore alla vita delle particelle; questo sarebbe possibile per uno shock con un numero di Mach dell'ordine di $M > 5$ (Brunetti 2003). Miniati et al. (2001b) hanno calcolato la radiazione di sincrotrone risultante da un evento di questo tipo, e hanno trovato che il tipo di emissione prodotta presenta una morfologia irregolare, simile a quella dei relitti radio piuttosto che a quella degli aloni.

Per risolvere i problemi descritti è necessario ipotizzare che esistano uno o più meccanismi in grado di rifornire continuamente di energia gli elettroni su scala diffusa. Ci sono due classi di modelli che sono state proposte come soluzione a questo problema:

- **elettroni riaccelerati**: gli elettroni vengono riaccelerati continuamente (o in maniera episodica) *in situ* in seguito alle turbolenze che si generano nell'ammasso in occasione di eventi di merger (Jaffe 1977; Schlickeiser et al. 1987; Brunetti et al. 2001);

- **elettroni secondari**: gli elettroni vengono prodotti continuamente su scala diffusa in seguito alle interazioni dei protoni non-termici con i nuclei del gas caldo (Dennison 1980; Blasi & Colafrancesco 1999).

Nei prossimi paragrafi saranno discussi questi due tipi di modelli.

2.6 Processi di riaccelerazione *in situ*

Jaffe (1977) per primo ha suggerito la possibilità che gli elettroni possano essere riaccelerati *in situ* da qualche meccanismo alla Fermi. Nei modelli di riaccelerazione si assume l'esistenza di qualche processo che, su scala diffusa, fornisce energia agli elettroni, con l'effetto di bilanciare l'effetto delle perdite di energia. Matematicamente questo processo può essere rappresentato con l'aggiunta, nell'eq.(2.3), di un termine con $d\gamma/dt > 0$. Brunetti et al. (2001a) hanno sviluppato un modello a due fasi, in cui gli elettroni relativistici vengono inizialmente iniettati nell'ammasso e successivamente riaccelerati in una seconda fase. Nel modello si assume la presenza di un termine di riaccelerazione dovuto alla presenza sistematica di meccanismi di Fermi del primo ordine. Sommando questo effetto a quello delle perdite si ha:

$$\frac{d\gamma}{dt} = -b(\gamma) + \chi\gamma, \tag{2.30}$$

in cui $b(\gamma)$ contiene la somma di tutti i meccanismi delle perdite e χ è il coefficiente che esprime l'efficienza della riaccelerazione. Nel lavoro citato, si assume che la riaccelerazione sia data dalla somma di un termine che agisce su larga scala (turbolenza diffusa) e di uno legato alla distribuzione delle galassie, dovuto alla turbolenza prodotta dal moto delle galassie massicce.

Uno dei punti fondamentali dei modelli di riaccelerazione è quello che essi sono efficienti solo nel range di energie degli elettroni in cui il tempo scala della riaccelerazione è minore di quello delle perdite di energia. Scrivendo l'espressione per i guadagni e le perdite di energia come: $d\gamma/dt = \chi\gamma - b_{rad}\gamma^2 - b_{Coul}$, in cui b_{rad} è dato dalla somma delle perdite per sincrotrone e per ICS e b_{Coul} rappresenta le perdite Coulombiane, allora è immediato riconoscere che la riaccelerazione opera con efficacia tra due energie $\gamma_1 = b_{Coul}/\chi$ e $\gamma_2 = \chi/b_{rad}$. Imponendo $\gamma_2 > \gamma_1$ si ricava che per poter avere una riaccelerazione efficiente si deve avere $\chi^2 > b_{Coul}b_{rad}$. Per valori tipici negli ammassi di galassie, $b_{Coul} \sim 10^{-15}$ s^{-1} e $b_{rad} \sim 10^{-20}$ s^{-1}, si ottiene che per avere un processo di riaccelerazione efficiente si deve avere un coefficiente di riaccelerazione di $\chi \sim 10^{-17}$ s^{-1}. Per tali valori si ha che gli elettroni riaccelerati sono quelli compresi nel range di energie $\gamma \sim 10^2 - 10^3$.

Gli spettri dell'alone radio ad alte frequenze disponibili mostrano che, considerando valori del campo magnetico tipici dell'ICM, $B \sim 1\ \mu$G, gli elettroni si estendono fino ad energie $\gamma > 10^4$, per cui è necessario che il coefficiente di riaccelerazione sia almeno dell'ordine di $\chi > 10^{-16}\ \mathrm{s}^{-1}$. Un punto da rimarcare è che questi modelli prevedono l'esistenza di un'energia massima nello spettro degli elettroni, che si dovrebbe riflettere nello spettro dell'alone radio come un irripidimento ad alte frequenze, un effetto che, come visto nel Par. 2.1, sembra essere stato osservato in alcuni ammassi.

Visto che i meccanismi fisici che producono la riaccelerazione non sono noti nei dettagli, questi modelli contengono un numero piuttosto alto di parametri liberi. Questo da un lato fa sì che essi siano facilmente adattabili alle osservazioni, mentre dall'altro lato richiede sviluppi sia nella loro verifica osservativa (per esempio attraverso osservazioni dello spettro radio a basse frequenze, in cui il modello prevede un appiattimento dell'indice spettrale, poichè viene prodotto da elettroni di bassa energia in cui le perdite Coulombiane dominano sui guadagni di energia), sia nel loro sviluppo teorico, attraverso dei modelli che indaghino la fisica all'origine di questi processi.

Studi in questo senso sono stati recentemente compiuti da Brunetti et al. (2004) e da Cassano & Brunetti (2005). In questi lavori si studia il modo in cui le turbolenze generate durante un evento di merging danno origine ad onde magnetoidrodinamiche (rispettivamente, onde di Alfvén nel primo lavoro ed onde magnetosoniche veloci nel secondo), e al modo in cui queste onde evolvono e accelerano gli elettroni e i protoni nell'ICM.

Il processo con cui le turbolenze nell'ICM possono essere generate durante un merger è stato oggetto di studi numerici (Norman & Bryan 1999; Roettiger et al. 1999; Ricker & Sarazin 2001), che hanno mostrato che le turbolenze possono essere prodotte in seguito al passaggio di subammassi all'interno del volume dell'ammasso primario. Durante questi passaggi vengono prodotte delle instabilità su grande scala che ridistribuiscono l'energia del merger attraverso il volume dell'ammasso e decadono in campi di velocità turbolenti.

Il processo con cui le turbolenze iniettate su grandi scale danno origine ad onde magnetoidrodinamiche (MHD) non è ben compreso. Lo schema seguito da Brunetti et al. (2004), che segue quello di Fujita, Takizawa & Sarazin (2003), è quello di assumere che le turbolenze del fluido siano presenti con uno spettro a legge di potenza, $W_f(x_f) = W_f^0 x_f^{-m}$, che si estende nel range compreso tra il numero d'onda minimo, x_f^{min}, corrispondente alla scala massima di iniezione delle turbolenze, e il numero d'onda massimo, x_f^{max}, determinato dalla scala a cui l'effetto della viscosità del fluido diventa importante. Le turbolenze del fluido danno origine ad onde MHD attraverso il meccanismo di Lighthill (1952), in cui si assume che un moto vorticoso del fluido irradi onde MHD con un numero d'onda $k = (v_f(x)/v_\alpha)x_f$, dove v_f è la velocità del fluido e v_α è la velocità dell'onda nel modo α (Eilek & Henriksen 1984). Il meccanismo di Lighthill produce onde di Alfvén (onde incomprimibili che si propagano lungo la direzione del campo magnetico con velocità $v_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$) e onde magnetosoniche (onde comprimibili che si propagano obliquamente alla direzione del campo magnetico con velocità $v_m^2 = c_s^2 + v_A^2 \sin^2\theta$ per le onde magnetosoniche veloci, in cui c_s è la velocità del suono e θ è l'angolo tra il campo magnetico e la direzione di propagazione, e $v_m = v_A \cos\theta$ per le onde magnetosoniche lente). Ci si aspetta che le onde MHD vengano prodotte solo per $x_f > x_T$, in cui x_T è il numero d'onda che corrisponde alla scala in cui ha luogo la transizione da una turbolenza ordinata su larga scala ad una disordinata su piccola scala (scala di Taylor).

Le onde MHD così prodotte sono soggette ad un'evoluzione determinata dall'interazione tra le onde, dall'interazione con le particelle, e dall'iniezione di nuove onde. Le interazioni tra le onde provocano l'allargamento dello spettro delle onde verso valori più grandi di k, cioè verso scale più piccole (*cascading*). Le interazioni con le particelle provocano l'attenuazione (*damping*) delle onde e, conseguentemente, l'accelerazione delle particelle. L'effetto combinato dei processi che agiscono sull'evoluzione delle onde determina l'efficienza del processo.

Le onde MHD possono accelerare le particelle relativistiche attraverso interazione risonante. Per le onde di Alfvén la condizione di risonanza è data dall'espressione:

$$\omega - \nu\frac{\Omega}{\gamma} - k_{\|}v_{\|} = 0, \tag{2.31}$$

(Melrose 1968; Eilek 1979), dove ω è la frequenza dell'onda, $k_{\|}$ la proiezione del numero d'onda lungo il campo magnetico, $\Omega = eB/mc$, γ e $v_{\|}$ sono rispettivamente la frequenza di ciclotrone, il fattore di Lorentz e la velocità della particella proiettata lungo il campo magnetico, e il fattore ν è un numero intero, che, come Melrose (1968) ha mostrato, nel caso in cui $k_{\perp} << m\Omega/p$ dà un effetto diverso da zero solo per $\nu = -1$ e $\nu = 1$, rispettivamente per gli elettroni e per i protoni. Nel caso delle onde di Alfvén risulta che gli elettroni che possono entrare in risonanza hanno un impulso minimo più grande di quello degli elettroni termici, per cui questi ultimi non possono risuonare con le onde di Alfvén. Questo richiede la presenza di elettroni relativistici già presenti nell'ICM per poter far funzionare questo meccanismo. Si trova invece che i protoni termici possono risuonare efficacemente con le onde di Alfvén. Inoltre le onde di Alfvén risultano fortemente soggette ad essere attenuate in seguito all'interazione con i protoni non-termici, per cui Brunetti et al. (2004) trovano che per poter riaccelerare efficacemente gli elettroni questo meccanismo richiede un'energia dei protoni non-termici $\leq 3\%$ di quella termica. Come visto nel Par. 2.4, alla luce dell'energia che ci aspetta venga iniettata nei raggi cosmici negli eventi di merging, questa condizione sembra abbastanza improbabile da essere verificata.

Nel caso delle onde magnetosoniche, solamente quelle veloci possono accelerare efficacemente le particelle relativistiche a causa della loro maggiore velocità di fase e a causa del fatto che le onde lente sono maggiormente attenuate dall'interazione con il gas termico e si propagano solo entro piccoli angoli rispetto alla direzione del campo magnetico (Eilek 1979). Per le onde magnetosoniche la condizione di risonanza è data dall'espressione:

$$\omega = \frac{p_{\parallel} k_{\parallel}}{\gamma m} \tag{2.32}$$

(Melrose 1968; Eilek 1979). Le onde magnetosoniche sono fortemente attenuate dall'interazione con il gas termico; solamente le onde che formano un angolo di $\sim 89-91$ gradi con il campo magnetico non vengono attenuate dagli elettroni termici, per cui questo meccanismo ha un'alta efficienza nel riscaldamento del gas termico, il che pone dei limiti sull'efficienza dell'accelerazione delle particelle relativistiche.

2.6.1 Efficienza dei processi di riaccelerazione

Come detto, i meccanismi di riaccelerazione non sono conosciuti nei dettagli, per cui non è semplice poter stimare la quantità di energia che iniettano nei raggi cosmici. In generale questi processi hanno l'effetto di rifornire di energia le componenti non-termiche dell'ICM, oltre che di riscaldare la componente termica, il che pone un limite alla loro efficienza, visto che il contenuto termico dell'ammasso non può essere riscaldato oltre il livello che viene osservato.

Il primo passo da compiere per ottenere una stima dell'energia disponibile per la riaccelerazione *in situ* delle particelle è quello di stimare la quantità di energia che nel corso di un merger viene incanalata per lo sviluppo di turbolenze, in rapporto a quella che va a riscaldare l'ICM. Una stima è stata ricavata da Brunetti et al. (2004) e da Cassano & Brunetti (2005) (vedi Fig. 2.15). I risultati da loro ottenuti indicano che il contenuto di energia che può essere iniettato in forma di turbolenze nell'arco di vita dell'ammasso è aspettato essere dell'ordine del $10-15\%$ del contenuto energetico del gas termico. Tale risultato è in linea con quello ottenuto nella simulazione numerica di Ricker & Sarazin (2001).

L'efficienza con cui le turbolenze diffuse nell'ICM danno luogo alle onde MHD è un fattore non conosciuto: si può definire un'efficienza $\eta_W \equiv \dot{E}_W/\dot{E}_t$,

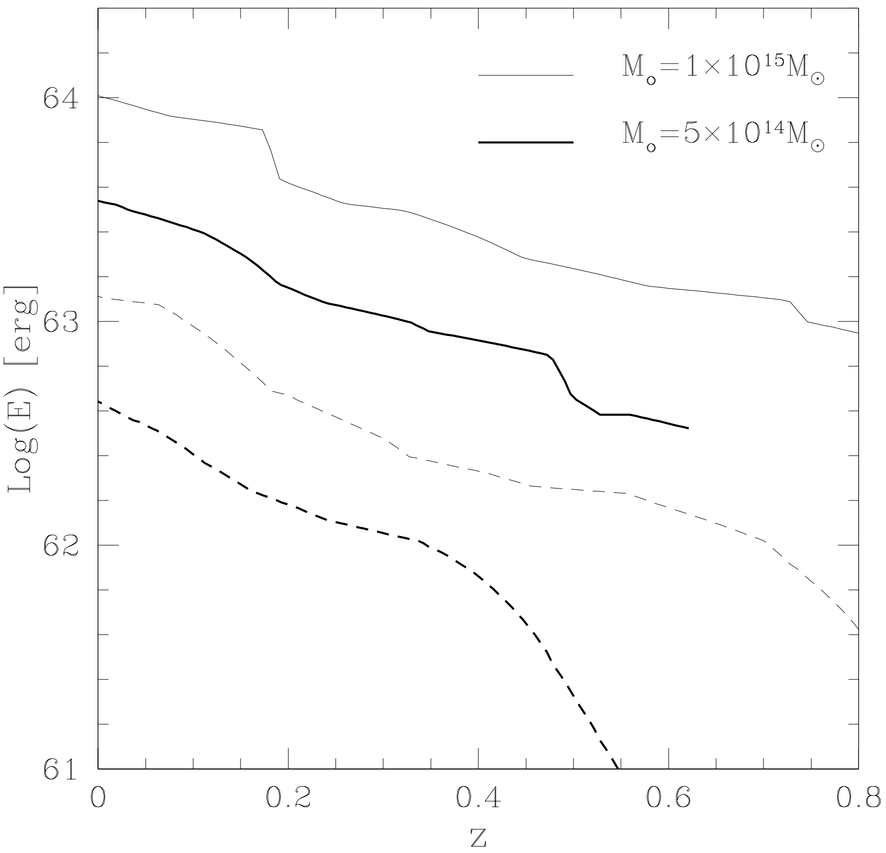


Figura 2.15: Evoluzione dell'energia termica (linee continue) e dell'energia iniettata in turbolenze (linee tratteggiate) integrate durante la vita dell'ammasso simulate in un ammasso con massa odierna $M_0 = 10^{15} M_\odot$ e $M_0 = 5 \times 10^{14} M_\odot$ (da Cassano & Brunetti 2005).

che Cassano & Brunetti (2005) stimano dell'ordine del $20 - 30\%$. L'efficienza del meccanismo con cui le onde MHD accelerano i protoni, sempre nel lavoro di Cassano & Brunetti (2005), viene stimata dell'ordine del $4 - 10\%$.

In conclusione si ricava che l'energia iniettata nella riaccelerazione dei protoni secondo questi risultati può essere al massimo dell'ordine dello 0.5 % rispetto all'energia del gas termico, una quantità inferiore di quasi due ordini di grandezza rispetto a quella che ci si aspetta che venga iniettata nei raggi cosmici nei processi di accelerazione da shock che si producono in seguito ai merger.

Per quanto riguarda l'energia iniettata negli elettroni, bisogna tener conto del fatto che essi perdono rapidamente la propria energia, per cui solo i processi di riaccelerazione avvenuti nel corso degli ultimi $\sim 10^9$ yr hanno effetti osservabili. Inoltre, come è già stato sottolineato, se la riaccelerazione avviene ad opera di onde di Alfvén, allora la presenza di protoni relativistici contribuisce ad attenuare le onde, per cui la riaccelerazione perde la propria efficacia se il contenuto energetico dei protoni supera un valore di circa il 3% di quello termico (Brunetti et al. 2004). Infine l'efficienza di riaccelerazione degli elettroni è da aspettarsi minore di quella dei protoni: Cassano & Brunetti (2005) stimano che le onde magnetosoniche veloci possano accelerare gli elettroni con un'efficienza dello 0.1%. Questo conduce a stimare un'efficienza della riaccelerazione degli elettroni dell'ordine di $\sim 5 \times 10^{-5}$ rispetto all'energia termica.

In conclusione i processi di riaccelerazione *in situ* sembrano essere piuttosto inefficienti, e infatti perché la riaccelerazione degli elettroni abbia effetti osservabili bisogna richiedere, oltre che il processo di riaccelerazione abbia avuto inizio nel corso degli ultimi $\sim 10^9$ yr, che gli elettroni siano stati accelerati nel periodo immediatamente precedente l'inizio della fase di riaccelerazione (Brunetti et al. 2001a), o che vengano continuamente iniettati nell'ammasso con un contenuto energetico pari a circa lo 0.3 % di quello termico (Cassano & Brunetti 2005).

D'altra parte gli elettroni che possono venire riaccelerati sono solo quelli compresi nell'intervallo $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$, dove, come visto all'inizio di questo paragrafo, per valori del coefficiente di riaccelerazione $\chi \sim 10^{17}$ s^{-1}, che sono i più bassi che danno luogo ad una riaccelerazione efficace, i valori limite sono dell'ordine di $\gamma_1 \sim 10^2$ e $\gamma_2 \sim 10^3$. Per questo motivo anche una riaccelerazione nel complesso di bassa efficienza può avere effetti osservabili, operando essenzialmente nella zona in cui gli elettroni, per valori tipici del campo magnetico del μG, emettono nel radio, o quanto meno nella regione dello spettro radio osservata a basse frequenze. Inoltre gli elettroni che possono essere riaccelerati, che hanno $\gamma \sim 10^2$, si trovano al picco della curva del tempo di vita (vedi Figura 2.11). Questi elettroni possono quindi essere presenti in quantità rilevante come residui da precedenti fasi di accelerazione.

2.7 Elettroni secondari

La produzione di elettroni secondari è una conseguenza inevitabile della presenza di protoni relativistici e del gas termico nell'ICM. Dennison (1980) per primo ha proposto che questi elettroni possono essere quelli responsabili dell'emissione degli aloni radio.

Nel modello ad elettroni secondari (SEM), gli elettroni non-termici sono prodotti nelle interazioni dei protoni non-termici con i nuclei del gas intracluster, secondo le reazioni:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow \pi^{\pm} + X \\ \pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} \\ \mu^{\pm} &\rightarrow e^{\pm} + \nu_{\mu} + \nu_{e}. \end{aligned}$$

Lo spettro sorgente onnidirezionale degli elettroni secondari può essere calcolato in funzione dello spettro dei protoni dei CR usando l'espressione:

$$\begin{aligned} Q_e(\gamma_e) &= 4\pi n_{th} \int_{\gamma_p^{min}}^{\infty} d\gamma_p J_p(\gamma_p) \sigma_\pi(\gamma_p) \times \\ &\times \int_{\gamma_\pi^{min}}^{\gamma_\pi^{max}} d\gamma_\pi F_e(\gamma_e, \gamma_\pi) F_\pi(\gamma_\pi, \gamma_p) \end{aligned} \tag{2.33}$$

(Moskalenko & Strong 1998, Furlanetto & Loeb 2002). Nell' eq.(2.33), n_{th} è la densità dei protoni termici, $J_p(\gamma_p)$ è il flusso differenziale dei protoni non-termici, $J_p(\gamma_p) = (c/4\pi)\beta(\gamma_p)N_p(\gamma_p)$, in cui $N_p(\gamma_p)$ è lo spettro dei protoni non-termici; $\sigma_\pi(\gamma_p)$ è la sezione d'urto per la produzione di pioni nelle collisioni protone-protone, $F_e(\gamma_e, \gamma_\pi)$ è la funzione di distribuzione per la produzione di elettroni a partire dai pioni, e $F_\pi(\gamma_\pi, \gamma_p)$ è la funzione di distribuzione per la produzione di pioni a partire dai protoni; gli estremi di integrazione sono fissati dalla cinematica. Le espressioni per le funzioni contenute nell'eq.(2.33) sono riportate nell'Appendice B.

Lo spettro sorgente in eq.(2.33) contiene funzioni dipendenti da una fisica nota, e contiene come unico parametro libero lo spettro $N_p(\gamma_p)$ dei protoni non-termici. Ipotesi ragionevoli sulla forma di questo spettro possono essere ricavate dalla fisica dei processi di iniezione e accelerazione dei raggi cosmici negli ammassi di galassie.

Sia nel caso che i protoni siano accelerati da shock, sia che vengano iniettati da radiosorgenti, ci si aspetta che il loro spettro abbia una forma a legge di potenza negli impulsi $N_p(p) \propto p^{-s}$, che si traduce in uno spettro in energia della forma:

$$N_p(\gamma_p) = N_{p,0}\frac{\gamma_p}{(\gamma_p^2 - 1)^{(s+1)/2}}. \tag{2.34}$$

Come discusso nel Par. 2.4, i valori di s che ci si aspetta di trovare nel caso di accelerazione da shock sono dell'ordine di $2.3 < s < 3.3$. Come esempio di calcolo dello spettro di produzione degli elettroni secondari, nella Figura 2.16 si riporta il risultato ottenuto per la produzione totale (elettroni più positroni) nel caso $s = 2.7$. Lo spettro di produzione degli elettroni secondari ad alte energie, $\gamma >> 10^3$, è ben approssimabile con una legge di potenza con un indice spettrale $s_e \sim s$.

Con lo spettro di produzione continua di secondari riportato nell'eq.(2.33), è possibile applicare l'eq.(2.11), ottenendo come risultato lo spettro di equilibrio degli elettroni secondari che è quello da confrontare con le osservazioni. Lo spettro di equilibrio, calcolato per $s = 2.7$ e in condizioni tipiche delle regioni centrali dell'ICM, è riportato in Figura 2.17. Alle alte energie, poiché le perdite radiative dipendono dall'energia come E^2, si ottiene che lo spettro di equilibrio degli elettroni è approssimabile con una legge di potenza con indice spettrale $p = s_e + 1 = s + 1$. Alle basse energie, poiché lo spettro di produzione dei secondari ha un andamento del tipo $Q(\gamma) \propto \gamma^s$ per $\gamma << \gamma^*$, con $\gamma^* \sim 10^2$, e le perdite di energia dominanti sono quelle Coulombiane, approssimativamente costanti con l'energia, si ha che lo spettro di equilibrio dei secondari è proporzionale a $\int_\gamma^{\gamma^*} \gamma^s$, che per $\gamma << \gamma^*$ è approssimativamente indipendente da γ: come risultato lo spettro dei secondari in questo range di energie è approssimativamente costante, come mostra la Figura 2.17.

Gli elettroni secondari sono sicuramente presenti nell'ICM: il fattore incognito è la loro abbondanza, che è direttamente legata all'abbondanza dei protoni non-termici, che non è nota. Una stima della quantità di energia immagazzinata nei protoni non-termici in seguito ai meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici è stata descritta nel Par. 2.4.

Un metodo diretto per la misura dell'energia dei protoni viene fornito dal fatto che nelle stesse interazioni che danno origine agli elettroni secondari vengono anche prodotti dei pioni neutri che decadono in fotoni:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow \pi^0 + X \\ \pi^0 &\rightarrow 2\gamma. \end{aligned}$$

Lo spettro dei fotoni prodotti è dato da un'espressione analoga alla (2.33):

$$\begin{aligned} Q_\gamma(E_\gamma) &= 4\pi n_{th} \int_{E_p^{min}}^{\infty} dE_p J_p(E_p)\sigma_\pi(E_p) \times \\ &\times \int_{E_\pi^{min}}^{E_\pi^{max}} dE_\pi F_\gamma(E_\gamma, E_\pi) F_\pi(E_\pi, E_p). \end{aligned} \tag{2.35}$$

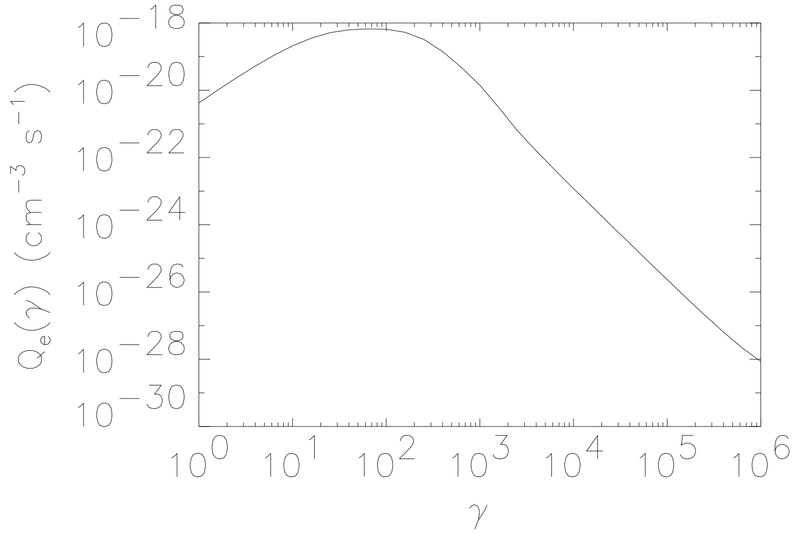


Figura 2.16: Spettro di produzione totale (elettroni+positroni) degli elettroni secondari calcolato secondo l'eq.(2.33) per una popolazione di protoni della forma riportata in eq.(2.34) con $s = 2.7$. Il calcolo è riportato per $n_{th} = N_{p,0} = 1$ cm^{-3}.

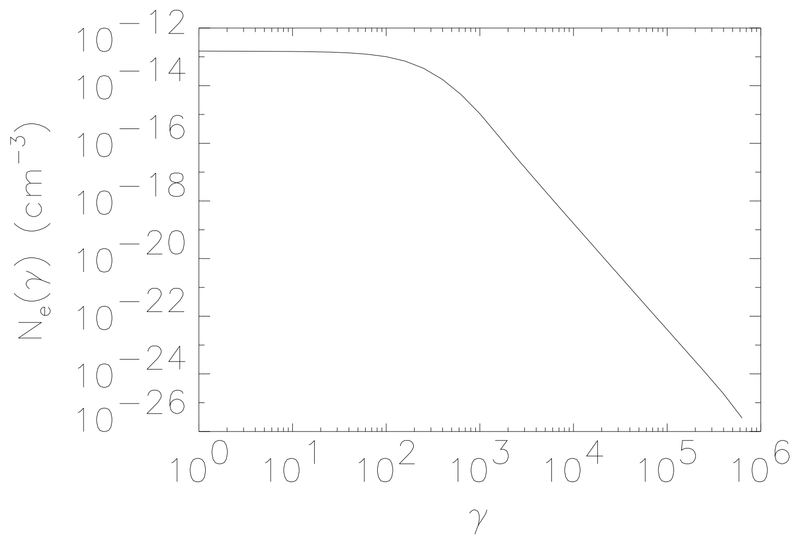


Figura 2.17: Spettro di equilibrio degli elettroni secondari calcolato secondo l'eq.(2.11) per lo spettro di produzione riportato in Fig. 2.16 con $n_{th} = 3.4 \times 10^{-3}$ cm^{-3}, $N_{p,0} = 1 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e $B = 1$ μG.

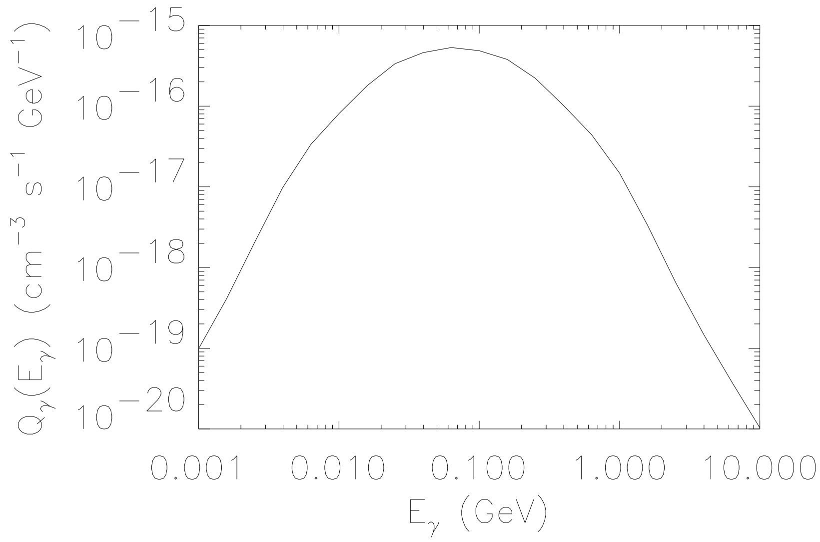


Figura 2.18: Spettro di produzione dei fotoni prodotti dal decadimento dei π^0 calcolato secondo l'eq.(2.35) per una popolazione di protoni della forma riportata in eq.(2.34) con $s = 2.7$. Il calcolo è riportato per $n_{th} = N_{p,0} = 1$ cm^{-3}.

Lo spettro (2.35) è, in linea di principio, osservabile direttamente. Appare quindi evidente come questo metodo sia molto promettente, in quanto, conoscendo la densità del gas termico dalla misure X, è in grado di fornire una misura diretta della densità e dello spettro dei protoni, e, in presenza di misure spazialmente risolte, anche della loro distribuzione all'interno dell'ammasso. Un esempio di uno spettro di produzione dei fotoni calcolato secondo l'eq.(2.35) è riportato in Figura 2.18.

2.7.1 Efficienza dei modelli a secondari

Il contenuto di energia immagazzinata negli elettroni secondari dipende dall'equilibrio tra l'energia continuamente iniettata dal processo di produzione e le perdite di energia degli elettroni. Assumendo condizioni tipiche delle regioni centrali degli ammassi di galassie, $B \sim \mu$G e $n_{th} \sim 10^{-3}$ cm^{-3}, applicando l'equazione (2.11) nel caso dei secondari, si ricava che il rapporto tra l'energia immagazzinata nello spettro di equilibrio degli elettroni secondari e quella contenuta nello spettro dei protoni è dell'ordine dello $0.1 - 0.2\%$. Questo dato, combinato con i risultati delle simulazioni che indicano che il contenuto di energia immagazzinato nei raggi cosmici nel corso della storia evolutiva dell'ammasso può essere dell'ordine del $30-50\%$ dell'energia termica (Ryu et al. 2003), indica che l'energia degli elettroni secondari può essere dell'ordine di $(3-10) \times 10^{-4}$ dell'energia termica.

Quindi il contenuto di energia degli elettroni secondari può essere maggiore di quello fornito agli elettroni dai processi di riaccelerazione. Il contributo degli elettroni secondari deve essere quindi considerato nel momento in cui si procede allo studio dell'origine delle emissioni non-termiche osservate negli ammassi di galassie. Inoltre i due tipi di meccanismi non sono necessariamente disgiunti, nel senso che gli elettroni che vengono riaccelerati possono essere quelli che sono stati prodotti come secondari. Un recente studio che considera l'effetto dei processi di riaccelerazione sugli elettroni secondari è stato effettuato da Brunetti & Blasi (2005).

La questione dell'origine degli elettroni che emettono gli aloni radio è ancora dibattuta. Nel prossimo paragrafo viene presentato un discorso generale sull'interpretazione delle emissioni osservate, mentre nel prossimo capitolo il discorso sarà applicato al caso dell'ammasso di Coma.

2.8 Confronto dei modelli con le osservazioni

Per poter stimare il contenuto energetico immagazzinato nelle componenti non-termiche negli ammassi di galassie, è necessario poter stabilire il contenuto energetico della componente protonica dei raggi cosmici, che, come visto, è con tutta probabilità la componente dominante tra quelle non-termiche. Come detto, esiste un metodo diretto per poter determinare la densità, lo spettro e la distribuzione spaziale dei protoni: la misura dell'emissione gamma prodotta a seguito delle interazioni tra i protoni non-termici con quelli termici. In mancanza di una tale misura, un metodo per poter stimare le proprietà dei protoni è quello di misurare le emissioni prodotte dagli elettroni secondari. Questo però richiede di stabilire se le emissioni non-termiche rivelate negli ammassi di galassie siano prodotte dagli elettroni secondari o da elettroni che sono stati accelerati, o che vengono continuamente riaccelerati da processi del tipo di quelli descritti nel Paragrafo 2.6.

Un primo punto da mettere in evidenza è il fatto che, se in un ammasso sono presenti i protoni non-termici, cosa che come visto è assolutamente probabile, alla luce delle osservazioni degli eventi di merging e dell'attività delle radiogalassie, allora gli elettroni secondari sono anche essi sicuramente presenti; viceversa, poiché la fisica dei processi di riaccelerazione non è nota nei dettagli, non è possibile stabilire a priori la presenza degli elettroni riaccelerati e le loro proprietà, ma queste ultime possono essere ricavate solo a posteriori a partire dalle osservazioni, sfruttando il notevole numero di parametri liberi ad oggi presenti nelle teorie. Questo fatto, in un certo senso, costituisce contemporaneamente il punto di forza e quello di debolezza dei modelli ad elettroni riaccelerati.

Un altro aspetto da considerare è quello dell'efficienza prevista dai due tipi di modelli. La presenza di elettroni riaccelerati, come visto, richiede la presenza di turbolenze, che si ipotizzano originate da eventi di merging. La correlazione osservata tra presenza di aloni radio ed eventi di merging in corso sembra confermare questa ipotesi. È però da notare che i merger hanno l'inevitabile effetto di accelerare anche i protoni: a questo proposito bisogna tenere presente che l'accelerazione dei protoni presenta un'efficienza maggiore rispetto a quella degli elettroni, e soprattutto che l'energia immagazzinata nei protoni è dovuta a tutti i merger che hanno avuto luogo nella storia dell'ammasso, visto che i protoni non perdono la propria energia in tempi dell'ordine del tempo di vita dell'universo. Quindi gli eventi di merging, oltre a poter dare origine alla riaccelerazione degli elettroni, sono sicuramente all'origine di un'abbondante quantità di protoni, e conseguentemente di elettroni secondari.

Importanti informazioni sull'origine degli elettroni che producono gli aloni radio possono essere ricavate dal confronto delle previsioni delle teorie con alcune osservazioni sperimentali. In generale si richiede ad un modello sull'origine degli elettroni che producono gli aloni radio di spiegare: *i)* le proprietà statistiche degli aloni che vengono osservate, come il tasso di presenza degli aloni radio, e la correlazione tra la luminosità dell'alone radio e la luminosità del gas caldo; *ii)* alcune proprietà osservate in alcuni ammassi, come la distribuzione della brillanza superficiale, lo steepening dello spettro ad alte frequenze e lo steepening radiale dell'indice spettrale. Per questi ultimi casi si fa solitamente riferimento all'ammasso in cui questi fenomeni sono stati osservati con maggiore evidenza, ossia quello di Coma.

Riguardo le proprietà statistiche degli aloni radio, gli elementi da considerare sono la correlazione tra la luminosità radio e quella X, la correlazione tra presenza di aloni radio e presenza di attività di merging, e il tasso di presenza degli aloni, che, come visto, è del $\sim 5\%$ considerando tutti gli ammassi, e del $\sim 30\%$ considerando gli ammassi con $L_X > 10^{45}$ erg s^{-1}. Il fatto che non si osservano aloni radio negli ammassi in cui sono presenti i cooling flow, ammassi che hanno quindi avuto il tempo di rilassare la propria struttura, indica una correlazione tra l'emissione radio e la presenza nel corso dell'evoluzione dell'ammasso di processi che hanno distrutto i cooling flow. I processi di merging che avvengono nella storia dell'ammasso, come visto, sono in grado di riscaldare l'ammasso e contemporaneamente di accelerare le particelle relativistiche, per cui sono in grado di svolgere tale ruolo. Il fatto che la luminosità radio sia correlata con quella X appare in accordo con questa ipotesi. A questo proposito, un elemento da considerare è il fatto che la luminosità X, come visto nel Paragrafo 2.4.1, risente dell'energia depositata nell'ammasso in seguito al riscaldamento prodotto dagli eventi di merging avvenuti nel corso dell'intera storia dell'ammasso; questo fatto suggerisce che anche la luminosità radio, essendo correlata a quella X, sia connessa all'energia che è stata iniettata nell'accelerazione di particelle nel corso di tutta l'evoluzione dell'ammasso: questo si accorda con le caratteristiche degli elettroni secondari, mentre, come visto, se l'emissione radio provenisse da elettroni direttamente accelerati, essa risentirebbe solo dell'energia iniettata in tempi recenti ($t \sim 10^9$ yrs). D'altra parte gli aloni radio tendono ad essere presenti in ammassi che mostrano la presenza di merging in corso, o recenti, evidenziati da una struttura dell'emissione X e da una distribuzione della temperatura irregolari. Una possibile interpretazione di questo fatto è che è possibile che l'emissione radio prodotta da elettroni accelerati da shock si sovrapponga a quella prodotta dai secondari, facendo sì che l'emissione radio appaia più intensa, e quindi più facilmente rivelabile, negli ammassi con recente attività di merging. Questa ipotesi potrebbe essere avvalorata dal risultato ottenuto da Buote (2001), secondo il quale la luminosità dell'alone radio è correlata sia al grado di asimmetria nella struttura X dell'ammasso (indizio di un merger in corso), sia alla temperatura globale (che risente di tutti gli eventi di merging accaduti nella storia dell'ammasso). Un altro elemento da considerare è che gli aloni sono ad oggi rivelati solo in una minoranza di ammassi, anche considerando solo gli ammassi con un merging in corso. Questo fatto induce a pensare che gli elettroni che vengono accelerati dagli shock o dalle turbolenze in molti casi non sono sufficienti, da soli, a produrre un'emissione radio rivelabile. Questo potrebbe confermare che la luminosità radio dipende non solo dai merging recenti ma anche da quelli passati. Un punto interessante da verificare con futuri strumenti (per esempio SKA) sarà quello di vedere se questa rarità degli aloni sarà confermata anche aumentando la sensibilità dello strumento, oppure se il numero di aloni rivelati aumenterà sensibilmente.

Visto che non è possibile osservare oggi gli eventi di merging avvenuti in un passato remoto, l'unica possibilità per poter stimare l'energia che nel corso dell'evoluzione dell'ammasso viene iniettata nei secondari, e stimare conseguentemente l'emissione radio prodotta, è quella di operare studi statistici servendosi di simulazioni numeriche. Uno studio in proposito, nell'ambito dei modelli di riaccelerazione è stato compiuto da Cassano & Brunetti (2005), che, simulando la storia della formazione degli ammassi in funzione della massa odierna attraverso processi di accrescimento gerarchico, e valutando la generazione di moti turbolenti prodotti in questi processi, hanno trovato che, assumendo che una frazione del $20-30\%$ dell'energia dei moti turbolenti sia iniettata in onde magnetosoniche, il loro modello è in grado di riprodurre il tasso di presenza di aloni radio negli ammassi massicci. Nell'ambito dei modelli a secondari, Dolag & Enßlin (2000) hanno trovato che, assumendo un rapporto tra l'energia dei raggi cosmici e quella termica del $4-14\%$, sotto condizioni realistiche riguardo i campi magnetici, si ricava una relazione tra la luminosità radio e la temperatura dell'ammasso che riproduce bene quella osservata. In conclusione, secondo questi studi, entrambi i tipi di modelli sembrano poter spiegare, con opportune assunzioni, le proprietà statistiche degli aloni radio.

Infine bisogna considerare che nella produzione degli aloni radio interviene un altro importante grado di libertà, cioè l'intensità del campo magnetico: siccome l'emissività radio è proporzionale a $n_{rel}B^{1+\alpha_R}$, con $\alpha_R > 1$, è possibile pensare che in realtà sia proprio il campo magnetico il fattore che determina la rivelabilità dell'emissione radio di un ammasso. In conclusione, l'uso delle proprietà statistiche degli aloni radio non sembra oggi poter essere un metodo decisivo per poter determinare l'origine degli aloni radio.

La spiegazione delle proprietà osservate in alcuni aloni radio viene invece oggi ritenuta l'elemento chiave per poter discriminare tra le due classi di modelli. Un fattore che mette in difficoltà i modelli ad elettroni secondari è il fatto di non riprodurre le proprietà osservate dell'indice spettrale radio. Infatti i protoni sono liberi di diffondersi nell'ammasso senza subire perdite di energia, per cui ci si aspetta che il loro indice spettrale, a cui quello degli elettroni secondari è direttamente legato, sia lo stesso fino ad alte energie e in tutto l'ammasso. Questo sembra contrastare con le due osservazioni descritte nel Paragrafo 2.1.1, cioè l'irripidimento ad alte frequenze dello spettro radio e l'irripidimento radiale dell'indice spettrale.

Le implicazioni dell'irripidimeto dello spettro radio ad alte frequenze sono state considerate in diversi lavori, tra cui Schlickeiser et al. (1987) e Thierbach, Klein & Wielebinski (2003). In questi lavori si opera una confronto tra i modelli di riaccelerazione e quelli a secondari alla luce dello spettro dell'alone radio di Coma. Questi studi mostrano che il modello ad elettroni riaccelerati è quello che meglio si adatta a spiegare l'irripidimento osservato. In effetti, come mostrato nel Par. 2.6, la presenza di un cut-off ad alte energie dello spettro degli elettroni, e conseguentemente dello spettro radio da essi prodotto, è una naturale conseguenza dei modelli di riaccelerazione, mentre una tale caratteristica non è predetta dai modelli a secondari. Questo aspetto sarà discusso nel Paragrafo 3.3.2.

L'altro fattore considerato è l'irripidimento dell'indice spettrale dell'alone radio con l'aumentare della distanza dal centro dell'ammasso (Giovannini et al. 1993). Questo dato è stato usato da Brunetti et al. (2001a) per porre dei vincoli sui parametri dei modelli di riaccelerazione. Il loro risultato è che, assumendo opportuni valori per lo spettro degli elettroni iniettati, per i fattori di riaccelerazione su grande e piccola scala, per la durata della fase di riaccelerazione, per il valore centrale e la forma del profilo radiale del campo magnetico, il loro modello può riprodurre le proprietà dell'alone radio di Coma, come l'irripidimento dello spettro ad alte frequenze, l'andamento dell'indice spettrale con la distanza dal centro dell'ammasso e, per alcuni valori del campo magnetico, l'emissione HXR osservata in Coma. Come si vede, il numero di parametri liberi presente in questi studi è piuttosto alto. Anche in questo caso i risultati osservativi sembrano sfavorire il modello ad elettroni secondari, in quanto esso non prevede un irripidimento radiale dell'indice spettrale: anche questo aspetto sarà discusso nel Paragrafo 3.3.2.

Un altro aspetto che viene ritenuto critico per i modelli ad elettroni secondari è il fatto che essi predicono un profilo di brillanza superficiale più ripido di quello effettivamente osservato (Brunetti 2003). Questi risultati però si basano sull'assunzione che il profilo radiale dei protoni abbia lo stesso andamento di quello del gas termico, cosa che non è necessariamente vera, considerando che i protoni accelerati nei processi di merging possono essere abbondanti nelle regioni esterne degli ammassi e di conseguenza avere un profilo radiale meno ripido rispetto al gas termico. Utilizzando modelli di campo magnetico coerenti con i risultati delle simulazioni numeriche, Dolag & Enßlin (2000) hanno trovato che in alcuni casi il profilo della brillanza superficiale dell'alone radio di Coma può essere riprodotto in un modello ad elettroni secondari. Questo punto sarà ripreso nel Paragrafo 3.3.1.

In conclusione, mentre alcune evidenze sperimentali sembrano far propendere per un'origine degli aloni radio in termini di elettroni riaccelerati, dal punto di vista energetico si può pensare che gli elettroni secondari possano essere dominanti rispetto a quelli riaccelerati. Per esempio, Miniati et al. (2001b) hanno mostrato che, utilizzando per lo spettro dei protoni i risultati delle loro simulazioni (Miniati et al. 2001a), la luminosità dell'alone radio di Coma osservata è facilmente riproducibile in alcuni casi di modelli a secondari. Inoltre deve essere tenuta presente la possibilità che elettroni prodotti come secondari, ed elettroni accelerati da shock o riaccelerati da turbolenze possano essere presenti contemporaneamente negli ammassi in quantità paragonabile, facendo sì che le emissioni radio rivelate siano costituite dalla somma delle emissioni delle diverse popolazioni elettroniche. Questo lascia pensare che una conclusione definitiva sulla presenza degli elettroni secondari negli ammassi di galassie potrà essere ottenuta solamente quando sarà disponibile una misura dell'emissione gamma, e quindi della densità dei protoni non-termici.

Infine, nei casi, limitati in numero, in cui un'emissione non-termica in altre bande spettrali è stata rivelata negli ammassi di galassie, è possibile chiedersi quale sia l'origine degli elettroni. Per quanto riguarda l'eccesso HXR osservato in Coma, Blasi & Colafrancesco (1999) hanno mostrato che, se tutta l'emissione osservata proviene dalla regione dell'alone radio, richiederne un'origine da ICS di secondari implica una densità dei protoni non-termici molto alta, che darebbe origine ad un'emissione gamma superiore al limite di EGRET, per cui questa possibilità è da escludere. Per quanto riguarda l'eccesso EUV osservato in Coma, la possibilità che esso possa essere prodotto da ICS di secondari è stata proposta, e ritenuta accettabile, da Bowyer et al. (2004). Questo aspetto sarà discusso nel Paragrafo 3.4.2.

Capitolo 3

Il caso di Coma

L'ammasso di Coma (A1656) è un ammasso ricco e relativamente vicino. Queste caratteristiche fanno sì che questo ammasso sia probabilmente quello meglio studiato a livello sperimentale. Un gran numero delle fenomenologie correlate alle componenti non-termiche (alone radio, relitti radio, misure di rotazione Faraday, eccesso HXR, eccesso EUV) sono state rivelate in Coma. Per questo motivo molti studi teorici hanno applicato a questo ammasso i loro modelli. In questo capitolo viene presentata un'applicazione al caso di Coma delle problematiche descritte nel Cap.2. In primo luogo si riassumono le osservazioni rilevanti che riguardano le componenti non-termiche dell'ammasso di Coma. Successivamente si procede allo studio degli elettroni che producono l'alone radio, evidenziando la connessione con l'emissione nella banda HXR e studiando gli effetti prodotti dal fatto che il campo magnetico può avere, coerentemente con la forma della brillanza radio e le misure di rotazione Faraday, un profilo radiale e delle fluttuazioni. Viene poi presa in considerazione l'origine dell'emissione radio, studiando l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari. Infine viene affrontata la questione dell'eccesso EUV e della sua possibile origine da elettroni secondari.

3.1 Osservazioni

3.1.1 Osservazioni in ottico e nei raggi-X

L'ammasso di Coma è situato a $z = 0.023$ ($D = 96h_{70}^{-1}$ Mpc). A questa distanza 1 arcmin corrisponde a $28h_{70}^{-1}$ kpc. In ottico (vedi Figura 3.1) questo ammasso è classificato di tipo RS B, cioè mostra la presenza di due galassie giganti vicine, situate nella regione centrale dell'ammasso. Riguardo alla ricchezza dell'ammasso, esso è caratterizzato da un numero di Abell $N_A =$

Figura 3.1: Ammasso di Coma osservato nell'ottico (immagine ESO Digitized Sky Survey).

106 (Struble & Rood 1982), corrispondente alla classe 2. Nella classificazione BM, l'ammasso è classificato di classe II (Bautz & Morgan 1970), cioè il contrasto tra le galassie centrali e il resto dell'ammasso è intermedio tra il caso di forte dominio e il caso di assenza di galassie dominanti. Il raggio viriale dell'ammasso è stimato in $R_v \sim 3h_{70}^{-1}$ Mpc (Lokas & Mamon 2003).

Nei raggi-X Coma mostra un'emissione diffusa di forma regolare (vedi Figura 3.2), ben descritta da un modello beta isotermo (eq.(1.4)) con $\beta = 0.75$, $\theta_c = 10.5'$ e una densità centrale pari a $3.4 \times 10^{-3} h_{70}^{1/2}$ cm^{-3} (Briel, Henry & Böhringer 1992). Studi della temperatura dell'ammasso mostrano una struttura complessa (Donnelly et al. 1999; Watanabe et al. 1999), il che è stato interpretato come indizio della presenza di recenti processi di merging. Studi della temperatura nella regione centrale ($\theta < 10$ arcmin) dell'ammasso hanno fornito i valori $kT = 8.21 \pm 0.09$ keV con GINGA (Hughes et al. 1993), 9.0 ± 0.6 keV con ASCA (Donnelly et al. 1999) e 8.25 ± 0.10 keV con XMM-Newton (Arnaud et al. 2001). Uno studio con PSPC ROSAT a distanze maggiori dal centro dell'ammasso (Bonamente, Joy & Lieu 2003) ha rivelato una temperatura media nella regione centrale ($R < 20$ arcmin) di 7 ± 0.25 keV, con variazioni tra diversi quadranti tra 5.8 e 13.6 keV, e

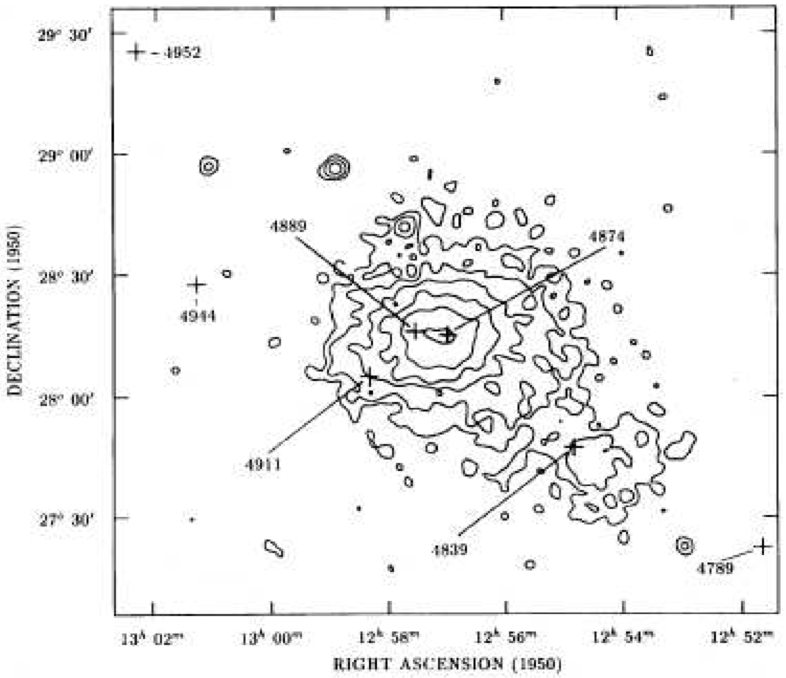


Figura 3.2: Mappa dell'ammasso di Coma osservato nei raggi-X (banda 0.5–2.4 keV) da ROSAT PSPC; sono riportate le posizioni di alcune delle galassie luminose dell'ammasso, indicate dai loro numeri NGC (da Briel, Henry & Böhringer 1992).

temperature negli anelli esterni (fino a 90 arcmin) comprese tra 2.6 e 5.3 keV, raggiungendo 8 keV in alcuni settori.

Nel seguito sarà sempre mantenuta l'approssimazione della simmetria sferica e del gas isotermo, assumendo una temperatura pari a quella di GINGA, 8.2 keV, e una distribuzione del gas descritta dai parametri di Briel, Henry & Böhringer (1992).

3.1.2 Osservazioni dell'alone radio

A partire dalla scoperta dell'emissione radio diffusa in Coma (Willson 1970), sono state compiute diverse osservazioni dell'alone radio in un intervallo di frequenze compreso tra 30 e 4800 MHz (vedi Fig. 2.5). Nella Tabella 3.1, tratta da Thierbach, Klein & Wielebinski (2003), si riportano i risultati delle misure del flusso dell'alone radio di Coma con i riferimenti corrispondenti. L'alone radio di Coma ha una forma a legge di potenza $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha_R}$ con $\alpha_R = 1.35$ (Deiss et al. 1997). Come descritto nel Cap.2, l'alone radio di Coma sembra avere un irripidimento a $\nu > 1.4$ GHz. Un'altra caratteristica è l'irripidimento dell'indice spettrale dell'alone radio in funzione della distanza dal centro dell'ammasso (vedi Fig. 2.6).

Frequenza [MHz]	Flusso [Jy]			Riferimento
30.9	49	±	10	1
43	51	±	13	2
73.8	17	±	12	2
151	7.2	±	0.8	3
326	3.81	±	0.03	4
408	2.0	±	0.2	5
430	2.55	±	0.28	6
608.5	1.2	±	0.3	7
1380	0.53	±	0.05	5
1400	0.64	±	0.035	8
2675	0.11	±	0.03	9
2700	0.07	±	0.02	10
4850	0.03	±	0.01	9

Tabella 3.1: Flusso misurato dell'alone radio di Coma. I riferimenti sono: (1) Henning (1989), (2) Hanisch & Erickson (1980), (3) Cordey (1985), (4) Venturi, Giovannini & Feretti (1990), (5) Kim et al. (1990), (6) Hanisch (1980), (7) Giovannini et al. (1993), (8) Deiss et al. (1997), (9) Thierbach, Klein & Wielebinski (2003), (10) Schlickeiser, Sievers & Thiemann (1987).

La brillanza superficiale dell'alone radio mostra una morfologia regolare, in prima approssimazione simile a quella dell'emissione del gas termico. Govoni et al. (2001a), usando una correlazione punto per punto, hanno ricavato che l'andamento radiale della brillanza radio è proporzionale a quello X secondo l'espressione $S_R \propto S_X^b$ con $b = 0.64 \pm 0.07$.

In Coma è presente anche un relitto radio, 1253+275, la cui emissione è stata osservata per la prima volta da Jaffe & Rudnick (1979), mentre Andernach, Feretti, & Giovannini (1984) ne hanno per la prima volta discusso la natura di relitto radio. Questo relitto è situato alla periferia dell'ammasso, in direzione SW ad una distanza di $\sim$ 70 arcmin dal centro. Il relitto presenta una forma allungata perpendicolarmente alla direzione verso il centro dell'ammasso, con un'estensione lungo l'asse maggiore di $\sim$ 800 kpc, e lungo l'asse minore di $\sim$ 450 kpc. Il grado di polarizzazione complessivo a 2.675 GHz è del $26 \pm 4\%$. Lo spettro della sorgente tra 151 e 4750 MHz ha la forma di una legge di potenza con $\alpha = 1.18 \pm 0.02$ (Thierbach et al. 2003).

3.1.3 Misure di rotazione Faraday

Studi delle RM in Coma sono stati compiuti da Kim et al. (1990) su un campione di 18 sorgenti situate entro un raggio di ~ 96 arcmin dal centro, che hanno rivelato un campo magnetico di $(2.0 \pm 1.1)h_{70}^{1/2}$ μG su una scala di coerenza di $(7-28)h_{70}^{-1}$ kpc. Feretti et al. (1995) hanno misurato la dispersione delle misure RM sulla sorgente NGC 4869, trovando la presenza di un campo magnetico di $\leq 6.9h_{70}^{1/2}$ μG con scala di coerenza ~ 1 kpc e una componente organizzata su scala ~ 200 kpc con intensità ~ 0.2 μG.

Come descritto nel Par. 2.1.2, le misure del campo magnetico ottenute con questa tecnica sono soggette ad incertezze che lavori più recenti hanno provato a valutare. Murgia et al. (2004) hanno stimato che i risultati ottenuti possono sovrastimare il valore del campo magnetico di un fattore 2. In conclusione è ragionevole pensare che un campo magnetico di intensità $\sim 1-3$ μG possa essere presente nelle regioni centrali dell'ammasso di Coma.

3.1.4 Misure HXR

Fusco-Femiano et al. (2004) hanno misurato con BeppoSAX/PDS un eccesso di emissione nella banda $20-80$ keV in Coma, trovando come risultato $F_{HXR} = (1.5 \pm 0.5) \times 10^{-11}$ erg s^{-1} cm^{-2}. Questo valore implica un'abbondante densità di elettroni di energie $\sim 1-3$ GeV, per cui gli autori ricavano dal confronto con l'alone radio un campo magnetico $B_{ICS} \sim 0.2$ μG, che essi identificano come il valor medio del campo magnetico nell'ammasso. Questi risultati meritano alcune osservazioni:

- Il valore di B_{ICS}, per come è stato ricavato, corrisponde al valore che il campo magnetico avrebbe se fosse costante in tutto l'ammasso; come si vedrà nel Paragrafo 3.2.5, l'identificazione di B_{ICS} come valor medio del campo magnetico (Fusco-Femiano et al. 2004) non è formalmente corretta.

- Il valore F_{HXR} misurato è il flusso integrato sul campo di vista del PDS (FWHM=42'): esso non contiene informazioni sulla distribuzione spaziale dell'emissione HXR. In particolare l'emissione potrebbe provenire da una regione più estesa di quella dell'alone radio ($\sim 30'$).

- Non è da escludere che l'emissione osservata possa provenire da una sorgente discreta oscurata ad altre lunghezze d'onda (eventualità discussa in Fusco-Femiano et al. 1999); comunque il fatto di aver rivelato in due epoche diverse un flusso paragonabile (Fusco-Femiano et al. 1999; Fusco-Femiano et al. 2004) indebolisce questa eventualità, vista la variabilità delle sorgenti discrete.

- È da rimarcare che Rossetti & Molendi (2004) hanno messo in discussione le tecniche di analisi dei dati usate per ricavare il valore dell'eccesso osservato. La loro conclusione è quella di non aver trovato nei dati di BeppoSAX un'emissione significativamente in eccesso rispetto a quella termica; Fusco-Femiano et al. (2004) hanno addebitato questa discrepanza nei risultati all'uso di un diverso software nell'analisi dei dati. In mancanza di una conclusione sicura su quale dei due risultati sia corretto, il valore dell'eccesso HXR misurato da Fusco-Femiano et al. (2004) è considerabile come un limite superiore; nel seguito della Tesi, esso sarà considerato come tale, ad eccezione del Paragrafo 3.2.5, in cui sarà utilizzato come valore effettivo dell'eccesso HXR, studiando le conseguenze che questa assunzione comporta. È auspicabile che future misure effettuate con altri strumenti potranno stabilire e quantificare con maggiore solidità la presenza di un eccesso HXR in Coma: se il valore pubblicato da Fusco-Femiano et al. (2004) sarà confermato, allora le conclusioni del Paragrafo 3.2.5 resteranno valide, mentre in caso contrario si potrà applicare lo stesso schema di lavoro usando il nuovo risultato.

3.1.5 Misure EUV

Come detto nel Par. 2.1.4, Coma è, insieme a Virgo, uno dei due ammassi in cui è stata rivelata in maniera non controversa un'emissione nell'estremo ultravioletto in eccesso rispetto a quella aspettata da parte del gas termico nella stessa banda (Lieu et al. 1996a; Bowyer, Berghöfer & Korpela 1999; Bowyer et al. 2004). Un'emissione in eccesso è stata rivelata anche nei lavori che hanno studiato Coma nella contigua banda dei raggi-X soffici (Bonamente et al. 2002; Kaastra et al. 2003; Nevalainen et al. 2003; Bonamente, Joy & Lieu 2003).

L'eccesso EUV misurato da Bowyer et al. (2004) nella banda effettiva $0.13 - 0.18$ keV è pari a 1.7×10^{-13} erg s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}, che corrisponde ad un flusso integrato pari a $(4.1 \pm 0.4) \times 10^{-12}$ erg s^{-1} cm^{-2}, dove l'errore riportato è stato stimato sulla base degli errori riportati nella Fig. 3.3.

Come detto nel Par. 2.1.4, non è chiaro quale sia il meccanismo di emissione che produce l'eccesso EUV. Le ipotesi avanzate sono quella di un'emissione termica da parte di un gas con $T \sim 10^6$ K e di un'emissione per ICS da parte di elettroni non-termici con $E \sim 100 - 200$ MeV. Al fine di caratterizzare le proprietà delle componenti non-termiche dell'ammasso è quindi importante riuscire a stabilire quale sia l'origine dell'eccesso EUV. A questo scopo, da un punto di vista osservativo, sarebbe importante conoscerne la distribuzione spettrale. Le misure di EUVE non hanno risoluzione spettrale,

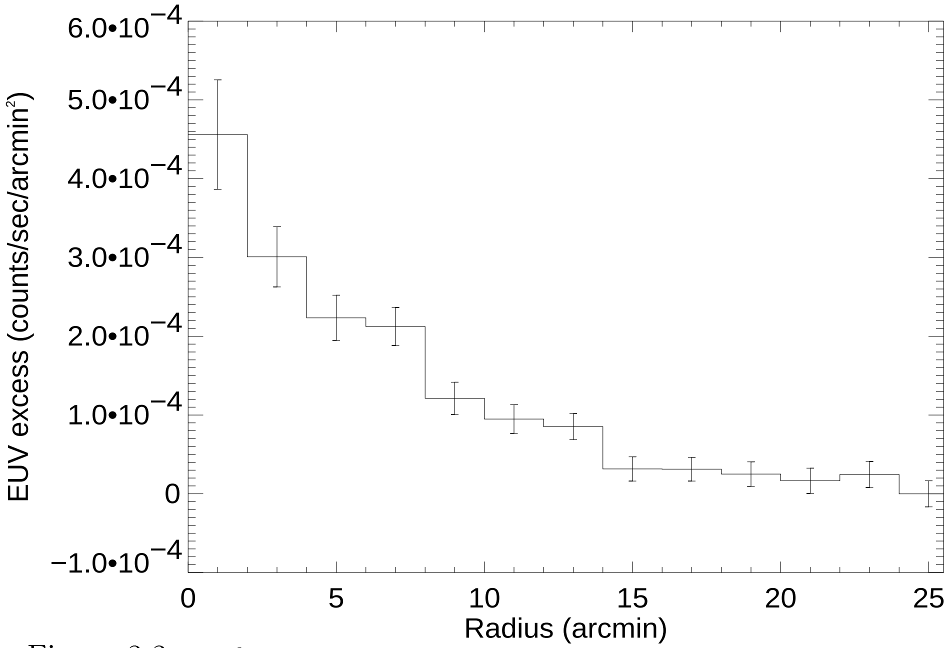


Figura 3.3: Profilo radiale mediato sull'azimuth dell'eccesso EUV misurato in Coma da EUVE/DS (da Bowyer et al. 2004).

ma forniscono solo un valore integrato nella banda di osservazione. Un'indicazione potrebbe venire invece dalle misure SXR, che sono spettralmente risolte, ma, riguardo a Coma, la loro analisi non ha permesso di stabilire con certezza l'origine dell'eccesso: Bonamente et al. (2002) non escludono nessuna delle due possibilità, mentre Nevalainen et al. (2003) privilegiano lo scenario termico senza escludere quello non-termico; Kaastra et al. (2003) non riescono a discriminare tra i due modelli ma sottolineano che l'emissione EUV osservata è in ragionevole accordo con l'estrapolazione dei loro dati SXR con un modello a legge di potenza.

Un eccesso nella banda SXR è stato rivelato anche nelle regioni periferiche dell'ammasso ($20' < \theta < 90'$) da Bonamente et al. (2003). Attraverso l'analisi dello spettro, essi trovano che l'eccesso SXR nelle regioni esterne di Coma non può essere modellato non-termicamente, ma richiede un'origine termica.

Un modo per poter stabilire l'origine termica dell'eccesso SXR in Coma è quello di rivelare nello spettro le righe di emissione tipiche di un gas alla temperatura di ~ 0.2 keV. A questo proposito, Kaastra et al. (2003), in un'indagine eseguita con XMM-Newton, hanno rivelato il tripletto dell'O VIII nelle regioni esterne di alcuni ammassi, ma non in Coma; Finougenov, Briel & Henry (2003), sempre con XMM-Newton, hanno rivelato in una regione esterna di Coma (ad una distanza di 25-30 arcmin dal centro) le righe dell'O VII e O VIII. Recentemente però è stato notato che la rivelazione potrebbe essere il frutto della sottrazione del background che non tiene conto delle variazioni lungo il cielo (Lieu & Mittaz 2005), un effetto che potrebbe portare alla sovrastima dell'eccesso SXR e alla rivelazione spuria delle righe. Un'altra ipotesi avanzata è che l'emissione osservata potrebbe avere un'origine locale, in seguito all'interazione del vento solare con il mezzo interstellare (Bowyer & Vikhlinin 2004).

In conclusione, le osservazioni al momento disponibili dell'eccesso EUV/SXR in Coma non permettono di stabilirne definitivamente l'origine. La questione dal punto di vista teorico sarà ripresa nel Par. 3.4.

3.2 Emissione HXR prevista a partire dalla brillanza radio

La densità degli elettroni relativistici che producono l'alone radio non è ricavabile univocamente a partire dalle osservazioni dell'alone, in quanto il flusso di sincrotrone dipende in maniera degenere dalla densità degli elettroni $n_{rel}(r)$ e dall'intensità del campo magnetico $B(r)$:

$$F_{syn}(\nu) \propto \nu^{-\alpha_R} \int dr r^2 n_{rel}(r) [B_\perp(r)]^{\alpha_R+1} \, . \tag{3.1}$$

È stato notato da molto tempo (Perola & Reinhardt 1972, Harris & Grindlay 1979, Rephaeli 1979) che una possibilità di misurare direttamente la densità degli elettroni è quella di misurare la radiazione che essi producono per ICS con la radiazione di fondo cosmico:

$$F_{ICS}(E) \propto E^{-\alpha_x} \int dr r^2 n_{rel}(r) \, , \tag{3.2}$$

con $\alpha_x \equiv \alpha_R$.

Confrontando l'eq.(3.1) con l'eq.(3.2), si nota che una misura del flusso HXR integrato sull'area dell'ammasso *non* risolve completamente la degenerazione tra elettroni e campo magnetico, in quanto non fornisce informazioni sulle distribuzioni spaziali delle due quantità. La degenerazione potrebbe essere rimossa solo disponendo di misure spazialmente risolte dell'emissione HXR. In vista di missioni del prossimo futuro, come NeXT (Takahashi et al. 2004), in grado di fornire immagini HXR spazialmente risolte, è utile procedere ad uno studio dell'emissione ICS usando i vincoli sui profili radiali degli elettroni e del campo magnetico che possono essere ricavati a partire dalla brillanza radio dell'ammasso. Come visto nel Par. 3.1, sia le misure relative all'intensità del campo magnetico sia quelle del flusso HXR presentano delle incertezze. Pertanto è utile procedere ad uno studio della brillanza HXR prodotta dagli elettroni utilizzando un vasto intervallo dei valori che il campo magnetico può assumere. Con queste assunzioni sarà mostrato come il valore del flusso HXR osservato può essere usato per vincolare la densità degli elettroni e l'intensità del campo magnetico nell'ammasso.

Il tipo di approccio usato viene qui applicato all'ammasso di Coma come caso di riferimento, ma è un approccio generale che può essere applicato ad altri ammassi, come sarà mostrato nel Cap. 4.

3.2.1 Assunzioni

Nel seguito si assume che gli elettroni ed il campo magnetico possano essere scritti in maniera semplice come:

$$
\begin{aligned}
n_{rel}(E,r) &= n_{rel,0}E^{-p}\eta(r) \qquad (3.3)\\
B(r) &= B_0 g(r), \qquad (3.4)
\end{aligned}
$$

in cui $p = 2\alpha_R + 1 = 3.7$, e in cui si assume che le distribuzioni $\eta(r)$ e $g(r)$ abbiano simmetria sferica.

L'assunzione di un indice spettrale degli elettroni p indipendente sia da E che da r è un'approssimazione che può essere ritenuta valida. Infatti l'irripidimento dello spettro radio di Coma a frequenze $\nu > 1.4$ GHz non dovrebbe avere conseguenze sull'emissione HXR: gli elettroni che emettono a 1.4 GHz hanno energie $E_e \approx 9.35 B_\mu^{-1/2}$ GeV. Questi elettroni emettono per ICS all'energia $E_X \sim 700 B_\mu^{-1}$ keV, per cui per valori del campo magnetico $B < 8.75$ μG l'emissione nella banda $20-80$ keV è prodotta da elettroni che emettono nel radio a $\nu < 1.4$ GHz, dove lo spettro radio di Coma mostra un andamento a legge di potenza. Per quanto riguarda l'irripidimento dell'indice spettrale con il raggio, è da tenere presente che questo andamento appare diverso lungo diverse direzioni (vedi Fig. 2.6), ed è stato notato che, a causa della bassa emissione radio nelle zone esterne dell'ammasso, potrebbe essere più debole di quanto osservato (Deiss et al. 1997). Pertanto l'assunzione di un indice spettrale indipendente da r, in vista dello studio dei parametri globali dell'ammasso, non dovrebbe comportare un errore maggiore di quello che comporta l'assunzione di simmetria sferica.

Infine è da rimarcare che questo approccio è essenzialmente indipendente dal modello che viene assunto per l'origine degli elettroni, visto che gli elettroni che emettono nell'HXR per ICS sono, per valori del campo magnetico nell'intervallo indicato dalle misure di rotazione Faraday, gli stessi che vengono visti attraverso le osservazioni dell'alone radio.

3.2.2 Brillanza superficiale dell'alone radio

La brillanza superficiale dell'alone radio permette di ottenere un vincolo degenere sui profili radiali degli elettroni e del campo magnetico. Il profilo di brillanza radio di Coma può essere rappresentato con una forma funzionale analoga a quella che viene usata per il gas termico:

$$S_\nu(\theta) = S_{\nu,0}\left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2\right]^{-q'_R} \tag{3.5}$$

fissando il raggio di core $\theta_c = 10.5'$ a quello termico. Il risultato ottenuto per il best fit è $q'_R = 1.63 \pm 0.09$, con un valore del χ^2 ridotto di $\chi^2_{red} = 2.13$ per 6 d.o.f. (incertezze 1σ). Questo fit non è quindi sufficientemente buono, come si vede anche nella Fig. 3.4.

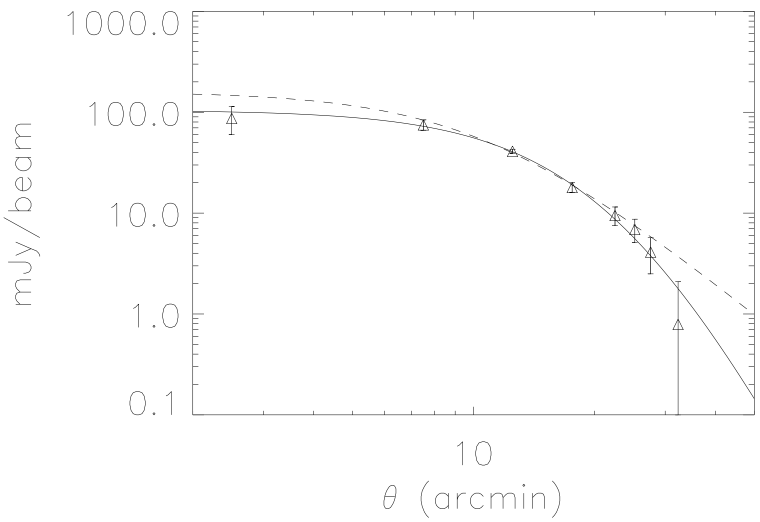


Figura 3.4: Distribuzione radiale della brillanza superficiale dell'alone radio di Coma a 1.4 GHz fittata con la forma funzionale in eq.(3.5): la curva tratteggiata rappresenta il best fit con θ_c fissato al valore del gas termico, mentre la curva continua rappresenta il best fit per $\theta_{c,R} = 23.8$ arcmin. I dati sono presi da Deiss et al. (1997).

Un fit migliore si ottiene lasciando $\theta_{c,R}$ come parametro libero. Il best fit fornisce in questo caso $q'_R = 3.9 \pm 1.2$ e $\theta_{c,R} = 23.8 \pm 6.2$ arcmin ($\chi^2_{red} = 0.40$ per 5 d.o.f.). Questo fit rappresenta bene la brillanza radio superficiale di Coma e sarà quello usato nel seguito.

Nell'assunzione di simmetria sferica, un profilo di brillanza della forma riportata nell'eq.(3.5) implica un profilo radiale dell'emissività radio della forma:

$$J(r) \propto [1 + (r/r_{c,R})^2]^{-q_R} \tag{3.6}$$

con $q_R = q'_R + 1/2 = 4.4$ e $r_{c,R} = 0.67 h_{70}^{-1}$ Mpc.

I profili radiali degli elettroni e del campo magnetico possono essere vincolati a partire dal profilo dell'emissività radio tenendo presente che $J(r) \propto \eta(r) g(r)^{\beta_R}$, con $\beta_R = \alpha_R + 1$. La scelta più semplice (anche se non l'unica possibile) è quella di rappresentare le funzioni $\eta(r)$ e $g(r)$ come:

$$\eta(r) = [1 + (r/r_{c,R})^2]^{-q_e} \tag{3.7}$$

$$g(r) = [1 + (r/r_{c,R})^2]^{-q_B}, \tag{3.8}$$

con lo stesso $r_{c,R}$ dell'emissività radio ed esponenti q_e e q_B legati dalla relazione

$$q_e + \beta_R q_B = q_R. \tag{3.9}$$

L'eq.(3.9) pone un vincolo degenere sui profili radiali degli elettroni e del campo magnetico, in quanto è soddisfatta per infiniti valori della coppia di parametri (q_e, q_B). Nel seguito si adottano tre casi di riferimento:

- distribuzione degli elettroni uniforme: $q_e = 0$, $q_B = 1.87$;
- equilibrio di pressione tra elettroni e campo magnetico ($q_e = 2q_B$): $q_B = 1.01$, $q_e = 2.02$;
- campo magnetico costante: $q_e = 4.4$, $q_B = 0$.

Il primo ed il terzo caso vengono assunti come casi limite, in quanto è difficile ipotizzare che i profili radiali degli elettroni o del campo magnetico possano crescere verso le zone esterne dell'ammasso; il secondo è un caso intermedio che può essere considerato realistico, anche se non necessariamente soddisfatto esattamente.

Un altro caso che può essere considerato è quello, suggerito dal confronto delle simulazioni idrodinamiche sull'origine dei campi magnetici con le misure di rotazione Faraday (Dolag et al. 2001), in cui il profilo radiale del campo magnetico è proporzionale a quello del gas caldo. In questo caso si ottiene la forma del profilo radiale degli elettroni riportata in Fig. 3.5. Questo profilo cresce fino a $R \sim 0.8$ Mpc, una situazione che sembra piuttosto improbabile. Questo risultato è interessante, perché mostra che, data la brillanza superficiale dell'alone radio che viene osservata, la situazione prevista dalle simulazioni riguardanti il profilo radiale del campo magnetico sembra essere sfavorita. Questo fatto si può ricollegare ad un'altra questione, cioè il fatto che il gas termico e l'alone radio si possono rappresentare con due raggi di core abbastanza diversi (rispettivamente, 300 e 670 kpc). Si può quindi pensare che i fenomeni non-termici dipendano non solo dalla distribuzione della materia nell'ammasso, ma anche da altri fattori, come per esempio dai fenomeni di merging che hanno avuto luogo nella storia dell'ammasso, o che sono tuttora in corso. Questa ipotesi è in accordo con quelle sull'origine dei raggi cosmici presentate nel Capitolo 2.

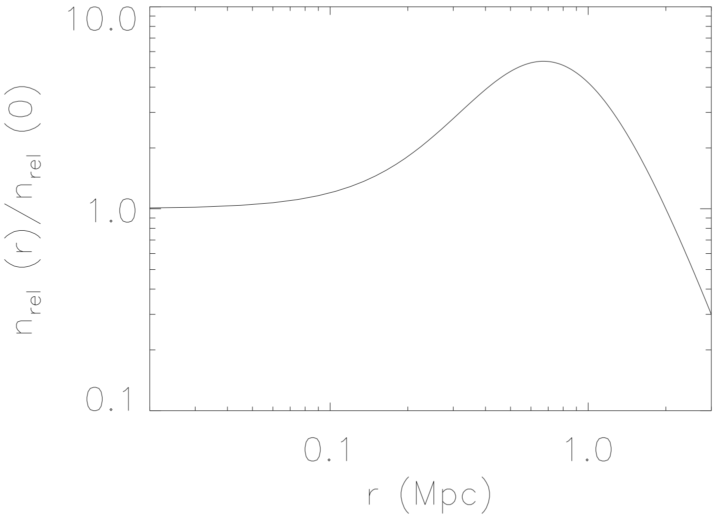


Figura 3.5: Profilo radiale degli elettroni ricavato dal profilo dell'emissività radio nel caso in cui il profilo del campo magnetico è assunto proporzionale a quello del gas caldo.

3.2.3 Effetto del profilo spaziale e delle fluttuazioni del campo magnetico sulla densità degli elettroni

Come suggeriscono le RM, è probabile che il campo magnetico intra-cluster sia costituito da una componente regolare (rappresentata dal profilo $g(r)$) a cui si sovrappongono fluttuazioni sia in ampiezza che in direzione.

Poiché l'emissività di sincrotrone dipende non-linearmente dalla componente trasversa del campo magnetico, $J \propto B_{\perp}^{\alpha_R+1}$, una dipendenza radiale di $B(r)$ e la presenza di fluttuazioni hanno un forte impatto sulla densità degli elettroni relativistici.

Per caratterizzare le proprietà della componente regolare di $B(r)$, si introduce il suo valor medio:

$$< B >= \frac{\int dV B(r)}{\int dV} = 3B_0 \left(\frac{r_{c,R}}{R}\right)^3 I\,, \tag{3.10}$$

dove $I = \int_0^X dx x^2 g(x)$, $x \equiv (r/r_{c,R})$ in termini del raggio di core $r_{c,R}$ e della massima estensione del campo magnetico $R = X r_{c,R}$.

Un semplice stima degli effetti delle fluttuazioni in ampiezza del campo magnetico può essere ottenuta ipotizzando che su scale più piccole di $l(r)$,

$$l(r) \ll \frac{dr}{dB} B(r), \tag{3.11}$$

in cui il campo magnetico può essere considerato costante, l'intensità del campo magnetico possa essere scritta come $B + \delta B$, con la proprietà che

$$\langle B + \delta B \rangle = B. \tag{3.12}$$

All'interno di $l(r)$ si può scrivere:

$$\langle (B + \delta B)^2 \rangle = B^2 + \langle (\delta B)^2 \rangle, \tag{3.13}$$

che, sostituito nell'espressione dell'emissione di sincrotrone, fornisce il risultato:

$$J(r) \propto n_{rel}(r) B(r)^{\alpha_R + 1} \left[1 + \frac{\langle (\delta B)^2 \rangle}{B^2}\right]^{(\alpha_R+1)/2}. \tag{3.14}$$

Il fattore che contiene la correzione al secondo ordine nell'eq.(3.14) è sempre ≥ 1, per cui l'effetto delle fluttuazioni in ampiezza è quello di richiedere un numero minore di elettroni a parità di intensità dell'emissione di sincrotrone. Il fattore di correzione può essere dipendente da r: ipotizzando per semplicità che non lo sia, è possibile ricavare il fattore di riduzione del numero di elettroni. Per il valore di α_R adottato per Coma, tale fattore vale $1.12, 1.6, 2.26$ per $\langle (\delta B)^2 \rangle / B^2 = 0.1, 0.5$ e 1, rispettivamente.

Per quantificare l'effetto delle fluttuazioni in direzione del campo magnetico sull'emissione di sincrotrone, si assume una distribuzione casuale ed isotropa delle fluttuazioni. In questo caso il fattore che compare nelle espressioni dell'emissioni di sincrotrone vale:

$$\langle B_\perp^{\alpha_R+1} \rangle = \frac{1}{2} B^{\alpha_R+1} \int_0^\pi (\sin\theta)^{2+\alpha_R} d\theta. \tag{3.15}$$

Usando il profilo dell'emissività radio ricavato dall'analisi della brillanza superficiale e il flusso integrato a 1.4 GHz, $J(1.4) = 0.64$ Jy (Deiss et al. 1997), si può ricavare la densità centrale degli elettroni in funzione del valore centrale del campo magnetico:

$$n_{rel,0} = K_{\alpha_R} I_R^{-1} f(\alpha_R)^{-1} \left(\frac{B_0}{\mu G}\right)^{-(\alpha_R+1)} \mathrm{cm}^{-3}\mathrm{GeV}^{-1} \tag{3.16}$$

in cui K_{α_R} è legato all'espressione dell'emissione di sincrotrone e al flusso osservato, $I_R = \int_0^1 dx x^2 [1 + (R_h/r_{c,R})^2 x^2]^{-q_R}$ dipende dalla forma del profilo di emissività radio, e non dalla scelta dei profili $\eta(r)$ e $g(r)$, $f(\alpha_R)^{-1} = 0.5 \int_0^{\pi} (\sin\theta)^{2+\alpha_R} d\theta$ tiene conto delle fluttuazioni in direzione, mentre si assume che non ci siano fluttuazioni in ampiezza, che possono essere considerate nel modo descritto in precedenza. Per $\alpha_R = 1.35$, il fattore di normalizzazione $K \cdot f^{-1}$ nell'eq.(3.16) vale $8.64 \cdot 10^{-14}$.

3.2.4 Profili di brillanza HXR

Assumendo dei valori per il campo magnetico centrale B_0, e i profili spaziali per gli elettroni e il campo magnetico compatibili con la brillanza dell'alone radio, attraverso l'eq.(3.16) si ottiene la normalizzazione della distribuzione degli elettroni, e conseguentemente il contenuto di pressione ad essi associato. Assumendo un intervallo di valori del campo magnetico $B_0 = 0.1$, 0.2, 0.5, 1, 3, 5, che ricopre sia i valori che si ricavano dalle RM sia quello che è stato ricavato dalle misure HXR (Fusco-Femiano et al. 2004), si possono calcolare i valori delle pressioni degli elettroni e del campo magnetico in funzione dalla distanza dal centro dell'ammasso. Tali valori sono stati ricavati secondo le relazioni $P_{rel}(r) = (1/3) \int_{E_{min}}^{E_{max}} E\, n_{rel}(E, r)\, dE$ per gli elettroni, assumendo un valore minimo dell'energia $E_{min} = 1$ GeV (cioè considerando, approssimativamente, solo il range di energie degli elettroni che emettono l'alone radio), e $P_B(r) = B^2(r)/(2\mu_0)$ per il campo magnetico. I risultati sono riportati nelle Figure 3.6–3.8, confrontati con la pressione del gas termico. Come si nota, all'interno del raggio dell'alone radio, in nessun caso tra quelli considerati la pressione degli elettroni o quella del campo magnetico superano quella del gas termico. È da notare inoltre che i valori della pressione degli elettroni sono da considerare un limite superiore, in quanto la presenza di fluttuazioni in ampiezza del campo magnetico ha l'effetto di diminuire il numero di elettroni richiesti per ottenere lo stesso flusso radio. I parametri degli elettroni e del campo magnetico usati sono riportati nella Tabella 3.2, in cui il valore del campo magnetico medio è stato calcolato secondo l'eq.(3.10) assumendo come raggio massimo il raggio dell'alone radio $R_h = 0.9 h_{70}^{-1}$ Mpc.

Per i profili degli elettroni indicati, è possibile calcolare l'emissione HXR prodotta per ICS. Per questo scopo si fa l'assunzione che gli elettroni si possono estendere oltre il raggio dell'alone radio, assumendo come limite il raggio

q_e	q_b	B_0 (μG)	$< B >$ (μG)	$n_{rel,0}$ ($cm^{-3} GeV^{-1}$)
0	1.87	0.1	0.03	6.46×10^{-10}
2.02	1.01	0.1	0.051	6.46×10^{-10}
4.4	0	0.1	0.1	6.46×10^{-10}
0	1.87	0.2	0.06	1.26×10^{-10}
2.02	1.01	0.2	0.1	1.26×10^{-10}
4.4	0	0.2	0.2	1.26×10^{-10}
0	1.87	0.5	0.15	1.48×10^{-11}
2.02	1.01	0.5	0.255	1.48×10^{-11}
4.4	0	0.5	0.5	1.48×10^{-11}
0	1.87	1	0.3	2.89×10^{-12}
2.02	1.01	1	0.51	2.89×10^{-12}
4.4	0	1	1	2.89×10^{-12}
0	1.87	3	0.9	2.19×10^{-13}
2.02	1.01	3	1.5	2.19×10^{-13}
4.4	0	3	3	2.19×10^{-13}
0	1.87	5	1.5	6.58×10^{-14}
2.02	1.01	5	2.55	6.58×10^{-14}
4.4	0	5	5	6.58×10^{-14}

Tabella 3.2: Lista dei parametri usati per il calcolo della brillanza HXR in Coma.

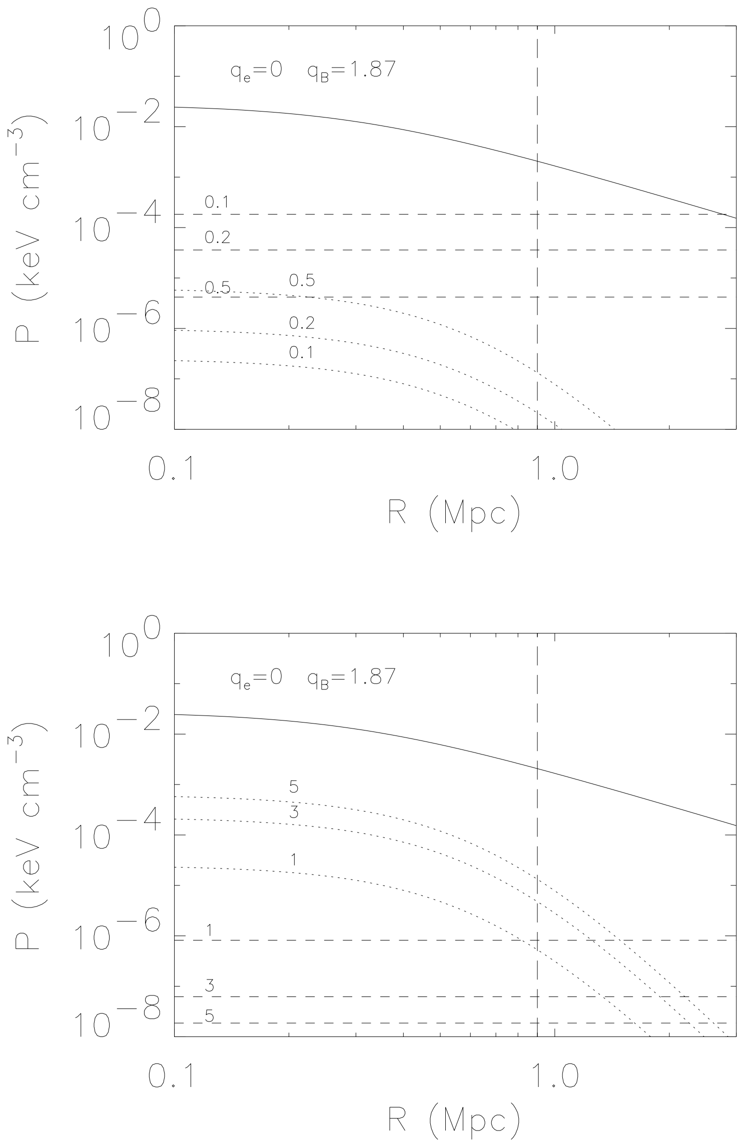


Figura 3.6: Distribuzione radiale della pressione degli elettroni relativisici (linee tratteggiate) e dei campi magnetici (linee a puntini) che riproducono la distribuzione della brillanza superficiale dell'alone radio di Coma. Vengono mostrati i modelli con $q_e = 0$ e $q_B = 1.87$ per valori $B_0 = 0.1$, 0.2 e 0.5 μG (panello superiore) e $B_0 = 1$, 3e 5 μG (panello inferiore). Viene anche mostrata la pressione del gas termico (linea continua) per confronto. La linea tratteggiata verticale corrisponde al raggio dell'alone radio ($R_h = 0.9$ Mpc).

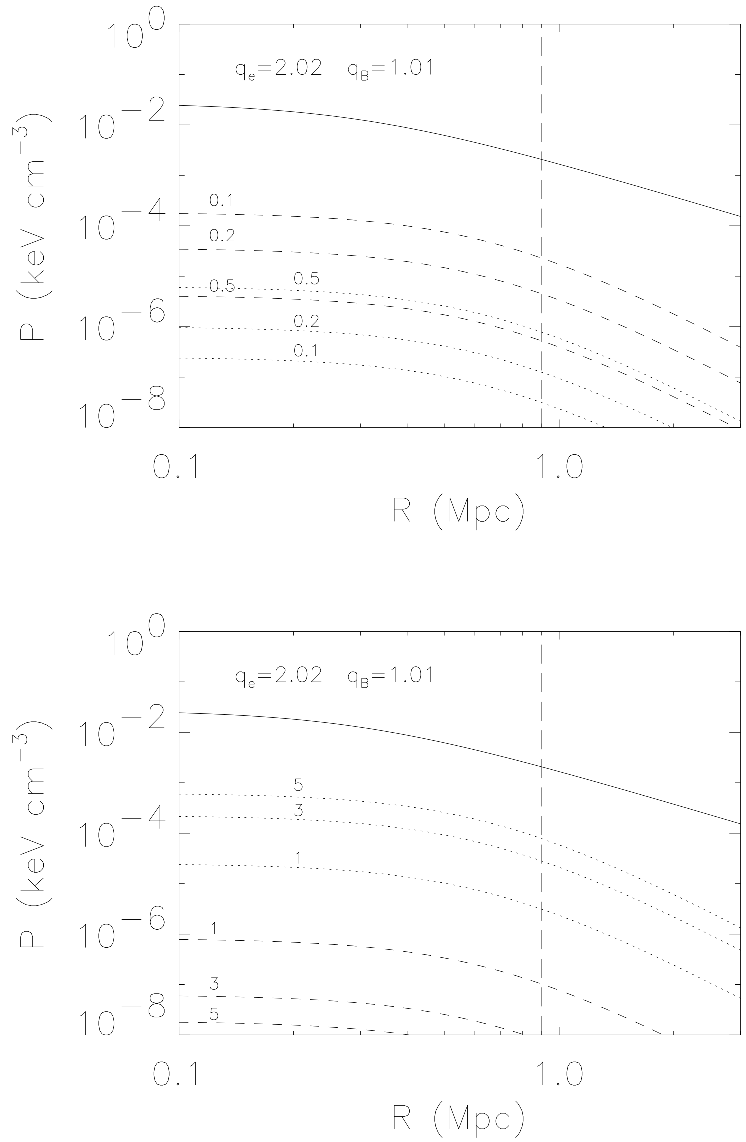


Figura 3.7: Come in Fig.3.6 ma per $q_e = 2.02$ e $q_B = 1.01$.

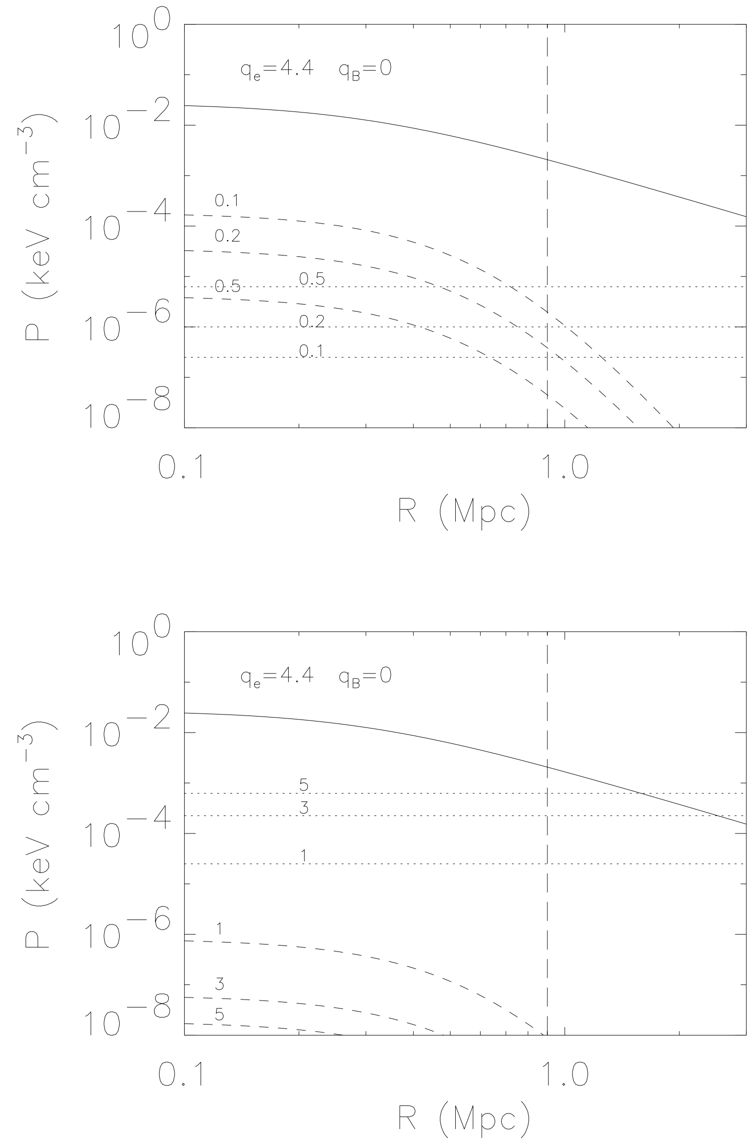


Figura 3.8: Come in Fig.3.6 ma per $q_e = 4.4$ e $q_B = 0$.

viriale dell'ammasso, $R_{vir} = 3$ Mpc (Lokas & Mamon 2003), corrispondente a una distanza angolare massima di $\Theta = 105$ arcmin.

La brillanza HXR all'energia E_X e alla distanza angolare θ dal centro dell'ammasso può essere scritta come:

$$\begin{aligned} S_X(E_X, \theta) &= S_{X,0} \left[1 + (\theta/\theta_{c,R})^2\right]^{-q_e+1/2} \\ &\cdot \; [\mathcal{B}(q_e - 1/2, 1/2) - \mathcal{B}_m(q_e - 1/2, 1/2)], \end{aligned} \tag{3.17}$$

dove $\mathcal{B}$ e $\mathcal{B}_m$ sono la funzione Beta e la funzione Beta incompleta, rispettivamente (Abramowitz & Stegun 1972)

$$\mathcal{B}(a,b) \equiv \int_0^1 t^{a-1}(1-t)^{b-1} dt \tag{3.18}$$

$$\mathcal{B}_m(a,b) \equiv \int_0^m t^{a-1}(1-t)^{b-1} dt \tag{3.19}$$

con

$$m = \frac{1 + (\theta/\theta_{c,R})^2}{1 + (\Theta/\theta_{c,R})^2}. \tag{3.20}$$

La normalizzazione della brillanza HXR è data dall'espressione:

$$\begin{aligned} S_{X,0} &= 4.17 \times 10^{-4} \times (8)^{\alpha_R - 1} \left(\frac{E_X}{\mathrm{keV}}\right)^{-\alpha_R} \left(\frac{r_{c,R}}{\mathrm{Mpc}}\right) \times \\ &\times \left(\frac{n_{rel,0}}{\mathrm{cm^{-3}GeV^{-1}}}\right) \; \mathrm{erg\ s^{-1}\ cm^{-2}\ keV^{-1}\ arcmin^{-2}}. \end{aligned} \tag{3.21}$$

Per i casi riportati nella Tabella 3.2 è stata calcolata la brillanza HXR integrata nella banda $20 - 80$ keV. I risultati sono riportati nelle Figure 3.9–3.14. Queste figure mostrano che, in presenza di un'immagine spazialmente risolta dell'emissione HXR in Coma, è possibile risolvere la degenerazione tra elettroni e campo magnetico sia per quanto riguarda la normalizzazione sia per il profilo spaziale. In mancanza di un'immagine HXR è possibile usare la misura del flusso integrato per ottenere un vincolo degenere.

3.2.5 Confronto con il valore HXR misurato

Il valore del flusso HXR misurato (Fusco-Femiano et al. 2004), essendo un valore integrato sull'area dell'ammasso, non risolve totalmente la degenerazione tra gli elettroni ed il campo magnetico. Calcolando la brillanza HXR assumendo che gli elettroni si estendano solo all'interno del raggio dell'alone radio (che è la minima estensione ipotizzabile per gli elettroni non-termici), il che equivale ad applicare l'eq.(3.17) con $\Theta = 32$ arcmin, integrando sulla superficie la brillanza superficiale e uguagliando il risultato al flusso misurato,

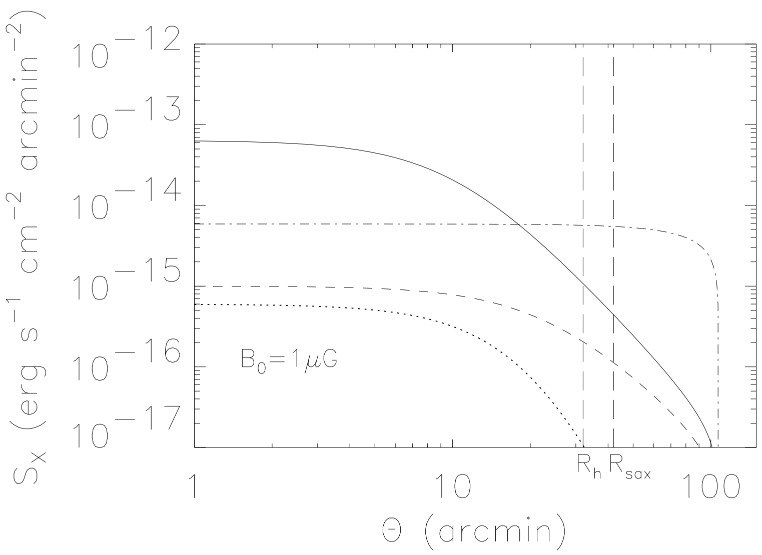


Figura 3.9: Distribuzione radiale della brillanza superficiale HXR di Coma integrata nella banda di energia $20-80$ keV prodotta dagli elettroni relativistici che riproducono la brillanza radio osservata. Vengono mostrate le predizione per i modelli: $q_e = 0$ (linea a tratto e punto), $q_e = 2.02$ (linea tratteggiata) e $q_e = 4.4$ (linea a puntini) per $B_0 = 1$ μG. Per confronto è anche mostrata la brillanza superficiale prodotta nella stessa banda di energia dal gas termico (linea continua).

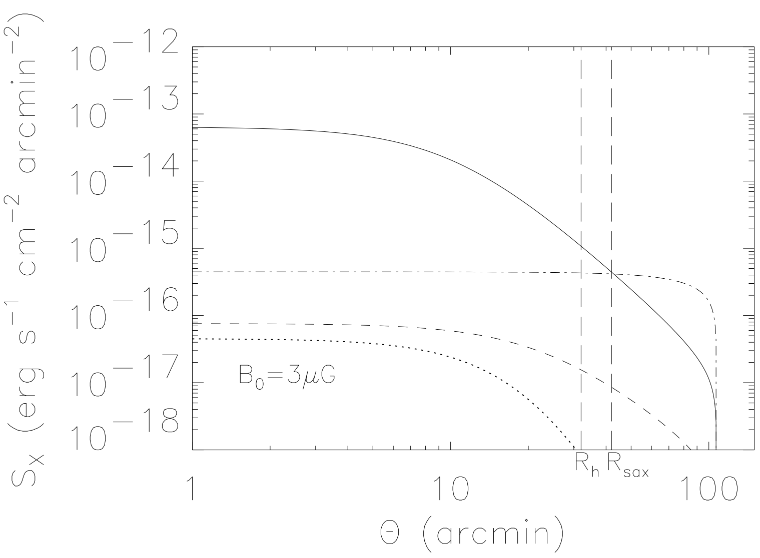


Figura 3.10: Come in Fig. 3.9 ma per $B_0 = 3\ \mu$G.

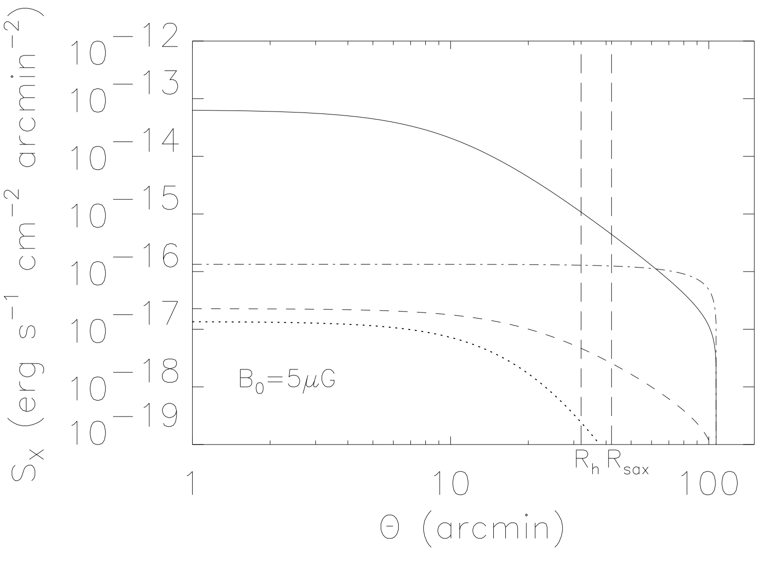


Figura 3.11: Come in Fig. 3.9 ma per $B_0 = 5\ \mu$G.

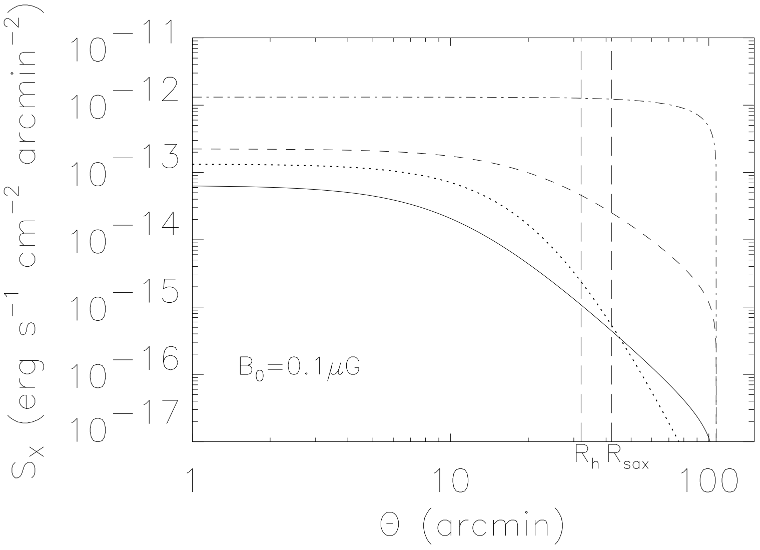


Figura 3.12: Come in Fig. 3.9 ma per $B_0 = 0.1\ \mu$G.

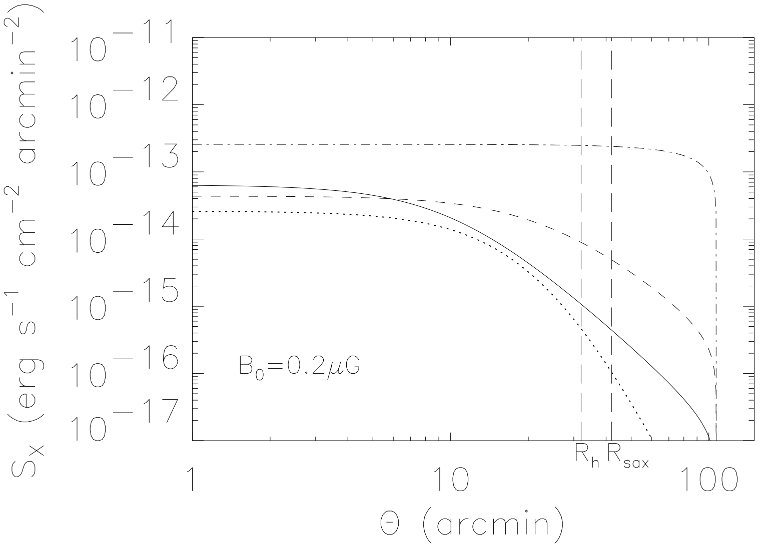


Figura 3.13: Come in Fig. 3.9 ma per $B_0 = 0.2\ \mu$G.

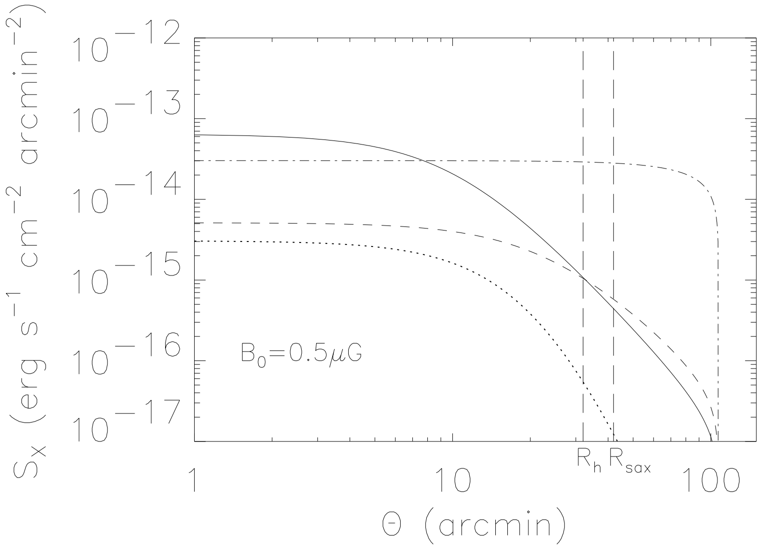


Figura 3.14: Come in Fig. 3.9 ma per $B_0 = 0.5\ \mu$G.

si ottengono i risultati riportati nella Tabella 3.3, in cui viene anche riportato il caso in cui il profilo degli elettroni sia quello che si ottiene assumendo che il campo magnetico sia proporzionale al gas termico (vedi Fig.3.5). Come si vede, la compatibilità di queste stime di B_0 con le misure RM è piuttosto scarsa, anche nel caso di elettroni costanti. Inoltre, se il campo magnetico presenta delle fluttuazioni in ampiezza, a parità del numero di elettroni l'intensità del campo magnetico richiesta per spiegare il flusso radio osservato diminuisce, come mostrato nel Paragrafo 3.2.3, per cui i valori di B_0 riportati devono essere intesi come dei limiti superiori. Gli andamenti corrispondenti della brillanza HXR, confrontati con quella termica, sono riportati nelle Figure 3.15–3.16.

Un dato che appare evidente è che, per diversi profili radiali del campo magnetico e degli elettroni, non solo il valore centrale B_0 ma anche il valor medio $< B >$ del campo magnetico sono diversi nei casi considerati, il che dimostra che una misura del flusso HXR integrato sulla superficie non è sufficiente per determinare il valor medio del campo magnetico nell'ammasso. A questo proposito si noti che le formule che vengono generalmente usate per il calcolo del campo magnetico a partire dalla misura del flusso radio e di quello HXR assumono che $< B^{1+\alpha_R} >=< B >^{1+\alpha_R}$ (vedi per esempio Henriksen 1998), fornendo così un valore che viene solitamente assunto come stima del valor medio del campo magnetico. In realtà l'uguaglianza descritta

q_e	q_b	B_0 (μG)	$< B >$ (μG)	$n_{rel,0}$ ($cm^{-3}GeV^{-1}$)
0	1.87	0.55	0.17	1.16×10^{-11}
2.02	1.01	0.32	0.16	4.20×10^{-11}
4.4	0	0.20	0.20	1.29×10^{-10}
-	-	1.10	0.18	2.37×10^{-12}

Tabella 3.3: I parametri riportati in questa tabella sono calcolati in base alla richiesta che l'emissione HXR prodotta per ICS dagli elettroni fornisca, nell'ipotesi che gli elettroni si estendano all'interno del raggio dell'alone radio, il flusso misurato da BeppoSAX. Viene riportato il valore centrale del campo magnetico B_0, il valore mediato sul volume $< B >$ e la densità centrale degli elettroni relativistici $n_{rel,0}$ per i tre casi dei profili radiali indicati. L'ultima riga corrisponde al caso in cui la distribuzione radiale degli elettroni è quella riportata in Fig.3.5.

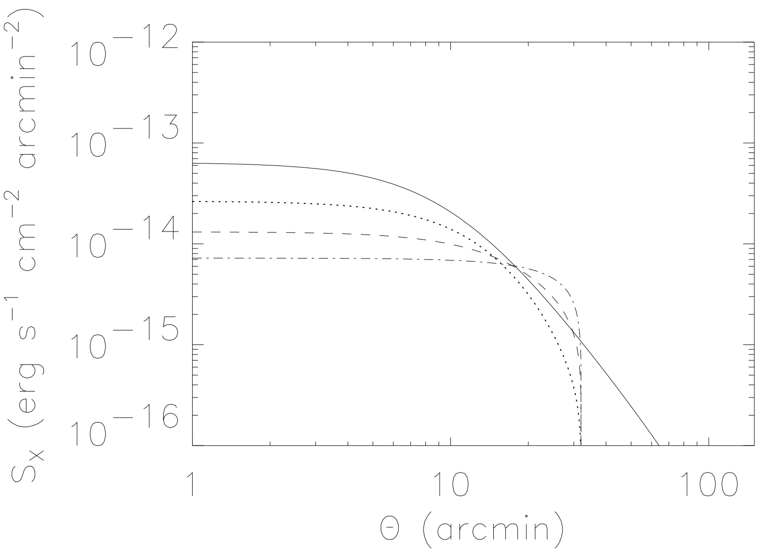


Figura 3.15: Distribuzione superficiale della brillanza HXR integrata nella banda 20−80 keV prodotta da elettroni che si trovano entro il raggio dell'alone radio (Θ = 32 arcmin): le normalizzazioni sono scelte in modo da riprodurre il flusso misurato da Fusco-Femiano (2004). Le tre curve corrispondono a $q_e = 0$ (linea a tratto e punto), $q_e = 2.02$ (linea tratteggiata) e $q_e = 4.4$ (linea a puntini). Per confronto è anche mostrata la brillanza superficiale prodotta nella stessa banda di energia dal gas termico (linea continua).

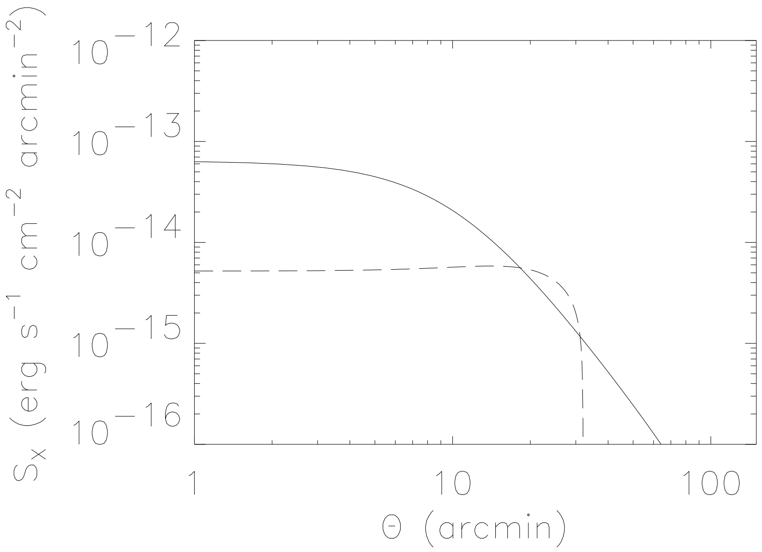


Figura 3.16: Come in Fig. 3.15, per la distribuzione di elettroni mostrata in Fig. 3.5.

è valida solo se B è costante, per cui il valore di 0.2 μG ricavato dalle misure HXR da Fusco-Femiano et al. (2004), che apparentemente hanno seguito questa procedura, può essere identificato, a rigore, solo con il valore che il campo magnetico assume se è costante (caso che corrisponde alla terza riga della Tabella 3.3). Nel caso in cui il campo magnetico non è costante, allora si può ricavare l'espressione corretta per derivare il valore di $< B >$ a partire da una misura del flusso HXR. Il flusso emesso per sincrotrone e quello emesso per ICS dipendono dalle quantità:

$$F_{syn} \propto n_{rel,0} B_0^{1+\alpha_R} \int \eta(r) g(r)^{1+\alpha_R} d^3r \quad (3.22)$$

$$F_{ICS} \propto n_{rel,0} \int \eta(r) d^3r. \quad (3.23)$$

Ricavando $n_{rel,0}$ dalla seconda equazione e risolvendo la prima rispetto a B_0 si trova:

$$B_0 \propto \left[\frac{F_{syn}}{F_{ICS}} \frac{\int \eta(r) d^3r}{\int \eta(r) g(r)^{1+\alpha_R} d^3r} \right]^{1/(1+\alpha_R)}. \quad (3.24)$$

Sostituendo questo valore nell'espressione del campo magnetico medio,

$$< B >= \frac{\int B(r) d^3r}{\int d^3r} = \frac{3B_0}{R_h^3} \int_0^{R_h} r^2 g(r) dr, \quad (3.25)$$

si ricava l'espressione di $< B >$ in funzione dei profili radiali $\eta(r)$ e $g(r)$:

$$< B > \propto \frac{3}{R_h^3} \left[\frac{F_{syn}}{F_{ICS}} \frac{\int_0^{R_h} r^2 \eta(r) dr}{\int_0^{R_h} r^2 \eta(r) g(r)^{1+\alpha_R} dr} \right]^{1/(1+\alpha_R)} \int_0^{R_h} r^2 g(r) dr. \qquad (3.26)$$

Scrivendo i profili radiali secondo l'eq.(3.8), e con la condizione dell'eq.(3.9), si può isolare nell'eq.(3.26) il fattore che dipende dalla particolare scelta di q_e e q_B:

$$\begin{aligned} I_{<B>} \equiv & \left[\int_0^{R_h} r^2 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c,R}} \right)^2 \right]^{-q_e} dr \right]^{1/(1+\alpha_R)} \times \\ & \times \int_0^{R_h} r^2 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c,R}} \right)^2 \right]^{-q_B} dr. \end{aligned} \qquad (3.27)$$

La quantità $I_{<B>}$, anche con la condizione (3.9), non è indipendente dalla scelta di q_e e q_B. Per esempio, calcolando numericamente l'espressione (3.27) nei tre casi qui considerati, si ha, rispettivamente, $I_{<B>} = 0.040$, 0.039 e 0.048. Bisogna quindi concludere che, sebbene numericamente i risultati non siano troppo diversi tra loro, il valore del campo magnetico che si ottiene usualmente dai flussi radio e HXR fornisce una stima del valore che il campo magnetico avrebbe se fosse costante, e non il valore del campo magnetico medio nell'ammasso. Quest'ultima informazione può essere ricavata, in maniera degenere, solo utilizzando le informazioni disponibili sul profilo della brillanza radio.

Un altro punto da considerare è il fatto di aver assunto che gli elettroni si estendono entro il raggio dell'alone radio. Visto che il campo visivo di BeppoSAX/PDS ha una FWHM di 42 arcmin, e che gli elettroni, in linea di principio, si possono estendere anche fino a grandi raggi, $R \sim R_{vir}$, è opportuno calcolare il valore del campo magnetico che si può ricavare in questo caso. Assumendo un'estensione degli elettroni fino a R_{vir} e calcolando il flusso integrando la brillanza fino a $R_{sax} \sim 21$ arcmin, si ottiene, nei tre casi dei profili radiali considerati, un valore del campo magnetico centrale di 1.37, 0.40 e 0.20 μG, per $q_e = 0$, 2.02 e 4.4 rispettivamente. È da notare come anche con queste assunzioni il valore del campo magnetico centrale appare marginalmente compatibile con quello che si ricava dalle RM solo nel caso di elettroni costanti, il che è un caso piuttosto improbabile, specialmente fino ad un raggio di 3 Mpc.

Se si accettano queste ipotesi, allora bisogna concludere che la maggior parte dell'emissione HXR di Coma, se effettivamente presente, proviene dagli elettroni situati nelle regioni esterne dell'ammasso, mentre l'alone radio è prodotto da quelli localizzati nella parte centrale dell'ammasso.

Il caso in cui il campo magnetico ha lo stesso profilo del gas termico (Figura 3.5), suggerito da Dolag et al. (2001), è riportato nell'ultima riga della Tabella 3.3 e nella Figura 3.16. Come si vede, il valore del campo magnetico centrale stimato in questo caso nell'ipotesi che tutto il flusso provenga dalla regione dell'alone radio, 1.10 μG, è maggiore di quelli che si ricavano negli altri casi, e quindi più vicino al valore indicato dalle misure di rotazione Faraday. Da questo punto di vista, quest'ultimo caso potrebbe essere considerato migliore degli altri casi considerati. Si deve però ricordare che in questo caso gli elettroni devono avere un profilo radiale crescente verso le regioni esterne dell'alone radio. Se si accetta questa ipotesi, allora si può concludere che in questo caso la conclusione che la maggior parte del flusso HXR proviene dalle regioni periferiche dell'ammasso è ancora più forte che nei casi precedenti.

3.3 Origine dell'emissione radio

Per avere una stima del contenuto energetico associato alle componenti non-termiche dell'ammasso di Coma, bisogna cercare di valutare il contributo della componente protonica dei raggi cosmici. Questa componente può avere effetti osservabili grazie alle emissioni prodotte dagli elettroni secondari e a quella prodotta dal decadimento dei pioni neutri. In mancanza di una rivelazione gamma di Coma, riveste una particolare importanza la stima dell'emissione prodotta dai secondari. In questo paragrafo sarà discussa l'emissione nel radio, mentre nel prossimo sarà discussa l'emissione nell'EUV per ICS.

Nel capitolo precedente (Par. 2.8) è stata riassunta la questione dell'origine dell'alone radio secondo i modelli ad elettroni riaccelerati e a secondari. Lo schema di lavoro generalmente adottato (vedi per esempio Schlickeiser et al. 1987; Brunetti et al. 2001a; Thierbach et al. 2003) è quello di partire dalle caratteristiche dell'indice spettrale dell'alone radio che vengono osservate nell'ammasso di Coma, ossia l'irripidimento ad alte frequenze e l'irripidimento con la distanza dal centro. Qui si adotta un approccio diverso: prima sarà discussa l'emissione radio prodotta dai secondari usando i risultati circa il contenuto energetico dei protoni non-termici che ci si aspetta sulla base dei lavori di simulazione sui processi di accelerazione e usando i risultati delle misure di rotazione Faraday per i valori del campo magnetico. Successivamente vengono presi in considerazione dei modelli che potrebbero spiegare le caratteristiche dell'indice spettrale radio nell'ambito dei modelli a secondari.

3.3.1 Emissione radio degli elettroni secondari

Come visto nel Par. 2.7, i meccanismi di produzione degli elettroni secondari sono legati a processi fisici ben noti. Per calcolare l'emissione radio prodotta dai secondari è necessario fare delle assunzioni riguardo ai protoni non-termici e al campo magnetico. Per i protoni, si è visto nel Par. 2.4 che le previsioni dei modelli di accelerazione dei raggi cosmici favoriscono una forma spettrale a legge di potenza negli impulsi, $N_p \propto p^{-s}$, con un indice spettrale aspettato nel range $2.3 < s < 3.3$. Il contenuto energetico aspettato nei protoni nel corso della storia dell'ammasso è dell'ordine di alcune decine di punti percentuali di quello termico. Pertanto si può assumere uno spettro dei protoni del tipo:

$$N_p(\gamma) = N_{p,0} \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{(s+1)/2}}, \tag{3.28}$$

la cui pressione può essere scritta come:

$$P_{CR} = \frac{1}{3} m_p c \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N_p(\gamma) \beta \gamma v(\gamma) d\gamma \tag{3.29}$$

in cui $v = \beta c$ è la velocità della particella. Il contenuto energetico dei protoni dipende fortemente, per $s > 2$, dal valore γ_{min}, mentre è essenzialmente indipendente dal valore di γ_{max}. Seguendo Gieseler, Jones & Kang (2000), si può assumere che il valore dell'impulso minimo sia c_2 volte l'impulso termico medio dietro lo shock, $p_{min} \approx 2c_2(m_p kT)^{1/2}$, e si può fissare $c_2 \sim 4$ come valore risultante dalle simulazioni numeriche, ottenendo

$$\gamma_{min} - 1 \approx 3.4 \times 10^{-5} T_{keV} \left(\frac{c_2}{4}\right)^2. \tag{3.30}$$

Descrivendo le distribuzioni spaziali dei raggi cosmici e del campo magnetico come $N_p(\gamma, r) = N_p(\gamma) f_p(r)$ e $B(r) = B_0 g(r)$ rispettivamente, è possibile cercare la combinazione dei profili radiali che forniscono il profilo della brillanza superficiale dell'alone radio descritto dall'eq.(3.5). Chiamando $f_{th}(r)$ il profilo radiale del gas termico, si ha che il profilo degli elettroni secondari è dato dall'espressione:

$$\eta_s(r) \propto \frac{f_{th}(r) f_p(r)}{1 + 0.1 B_0^2 g^2(r)}, \tag{3.31}$$

dove il termine $1 + 0.1 B_0^2 g^2(r)$ è dovuto alla somma delle perdite per Inverse Compton e per sincrotrone, e B_0 è espresso in μG.

Se l'emissività radio ha profilo spaziale $J(r)$, allora la relazione tra il profilo dei protoni termici, quello dei raggi cosmici e quello del campo magnetico è data dall'espressione:

$$\frac{f_{th}(r)f_p(r)}{1+0.1B_0^2 g^2(r)}[g(r)]^{1+\alpha_R} \propto J(r). \tag{3.32}$$

Per un valore del campo magnetico $B_0 << 3\mu$G, si ha $1+0.1B_0^2 g^2(r) \simeq 1$, per cui la relazione tra i profili spaziali diventa più semplice:

$$f_{th}(r)f_p(r)[g(r)]^{1+\alpha_R} \propto J(r). \tag{3.33}$$

Per campi magnetici dell'ordine, o leggermente superiori a 3 μG, come possono essere nelle zone centrali dell'ammasso, il fattore di correzione $0.1B_0^2 g^2(r)$ diventa ~ 1, introducendo un abbassamento della densità degli elettroni secondari. Sulla base della Fig. 3.4, si può stimare qualitativamente che questo effetto non dovrebbe peggiorare significativamente il fit sulla brillanza radio. Nel seguito sarà usata l'eq.(3.33), trascurando quindi le perdite per sincrotrone, per ricavare i profili radiali dei raggi cosmici e del campo magnetico che riproducono, in prima approssimazione, il profilo osservato della brillanza superficiale dell'alone radio. Successivamente, con i profili così stimati, si calcolerà il profilo degli elettroni secondari e la brillanza radio da essi prodotta, tenendo conto delle perdite di sincrotrone, e poi si confronterà la brillanza calcolata con quella osservata, in modo da verificare se l'utilizzo dell'eq.(3.33) comporta un forte errore nel riprodurre la brillanza radio osservata.

L'eq.(3.33) contiene due fattori incogniti: $f_p(r)$ e $g(r)$, per cui il vincolo che pone è degenere, permettendo l'assunzione di un numero di combinazioni in linea di principio infinito. Un caso realistico che si può assumere è quello in cui i raggi cosmici e il campo magnetico mantengono un rapporto di pressione costante in tutto l'ammasso $f_p(r) \propto g(r)^2$. Si noti che la presenza del fattore $f_{th}(r)$ fa sì che le funzioni f_p e g non siano esprimibili come dei semplici modelli beta, eq.(3.8), ma siano esprimibili come:

$$f_p(r) \propto (J(r)f_{th}(r)^{-1})^{2/(3+\alpha_R)} \tag{3.34}$$

$$g(r) \propto (J(r)f_{th}(r)^{-1})^{1/(3+\alpha_R)}. \tag{3.35}$$

Poiché $\alpha_R = 1.35$ per l'alone radio di Coma, si assume l'indice spettrale dello spettro dei protoni $s = 2.7$, che fornisce per l'indice spettrale degli elettroni secondari ad alte energie il valore $p = 3.7$.

Un altro caso che è possibile considerare è quello in cui i protoni non-termici hanno lo stesso profilo radiale del gas termico. In questo caso le funzioni $f_p(r)$ e $g(r)$ valgono, rispettivamente,

$$f_p(r) \propto f_{th}(r) \tag{3.36}$$

$$g(r) \propto (J(r)f_{th}(r)^{-2})^{1/(1+\alpha_R)}. \tag{3.37}$$

La normalizzazione dello spettro dei protoni può essere ricavata in base alle richieste sul rapporto tra la loro pressione e quella del gas termico. La pressione dei protoni non-termici può essere scritta come:

$$P_{CR}(r) = \xi(r) n_{th}(r) kT, \tag{3.38}$$

in cui $P_{CR}(r)$ è calcolato secondo l'eq.(3.29) e la pressione termica è ricavata assumendo un gas isotermo in tutto l'ammasso. La scelta qui operata, sulla base dei risultati dei lavori di simulazione sugli effetti dell'accelerazione diffusiva shock negli ammassi di galassie (vedi Par. 2.4), è di avere un valore di $\xi(r)$ che in tutto l'ammasso non supera mai la soglia di $0.3 - 0.5$.

Con queste premesse si può assumere lo spettro dei protoni e, conseguentemente, calcolare lo spettro degli elettroni secondari e l'emissione radio corrispondente. Oltre a $N_{p,0}$, stimato come descritto, l'unico parametro rimasto libero è il valore centrale del campo magnetico B_0. Nella Fig.3.17 si riporta l'andamento delle pressioni termica, dei protoni e del campo magnetico per $B_0 = 3$ μG e $N_{p,0} = 2 \times 10^{-9}$ cm^{-3} nel primo caso considerato, quello in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico hanno un rapporto costante in tutto l'ammasso. Come si vede, il rapporto tra la pressione non-termica e quella termica ha un valore massimo nelle regioni periferiche del volume dell'alone radio, mentre in quelle centrali la pressione dei raggi cosmici vale circa 0.08 volte quella termica. Comunque la pressione non-termica non supera mai la soglia stabilita entro il raggio dell'alone radio. Nella Figura 3.18 è riportato il campo magnetico risultante dall'eq.(3.35): l'andamento mostra un profilo essenzialmente piatto, leggermente crescente, entro $r_{c,th}$, e una discesa verso le zone periferiche dell'alone radio. Un andamento del genere non contrasta con quello previsto dalle simulazioni (Dolag, Bartelman & Lesch 2002).

Lo spettro radio prodotto dagli elettroni secondari sotto queste ipotesi è riportato in Fig.3.19 per alcuni valori del campo magnetico centrale. Come si vede, l'assunzione del rapporto tra le pressioni non-termica e termica riportato nella Figura 3.17 e di valori del campo magnetico centrale tra 2 e 3 μG, del tutto compatibili con le RM, comporta che l'emissione radio prodotta dai secondari è dell'ordine di quella osservata.

Per verificare che il profilo della brillanza prodotta sia consistente con quello osservato, nella Fig.3.20 si riporta il confronto della brillanza calcolata con quella osservata a 1.4 GHz (Deiss et al. 1997). Per ottenere un buon fit ai dati con $B_0 = 3$ μG è necessario richiedere una densità centrale dei protoni $N_{p,0} = 2.8 \times 10^{-9}$ cm^{-3}, che richiede un valore di ξ nelle regioni periferiche di ~ 0.6. Si noti comunque dalla Fig.3.19 che il punto a 1.4 GHz qui utilizzato è quello che appare leggermente più in alto rispetto alla

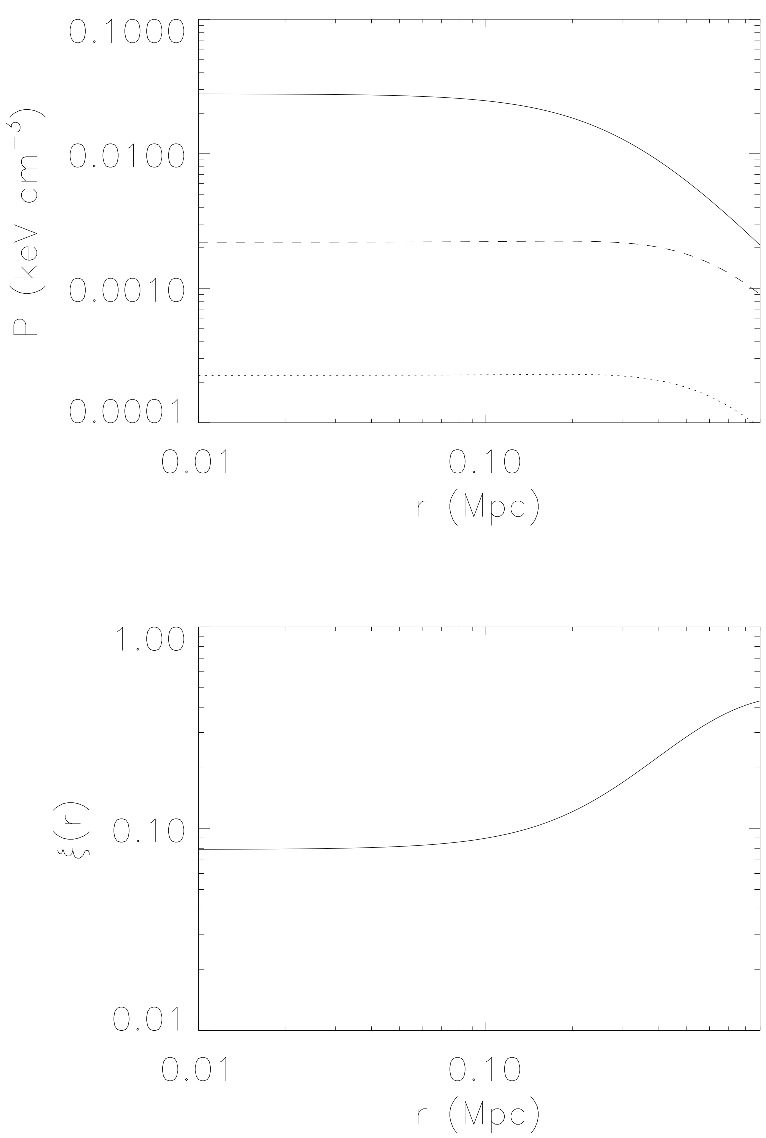


Figura 3.17: In alto: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) nel caso in cui la pressione dei protoni vada come quella del campo magnetico, per $B_0 = 3$ μG e $N_{p,0} = 2 \times 10^{-9}$ cm^{-3}. In basso: andamento del rapporto $\xi(r)$ tra la pressione dei protoni e quella termica.

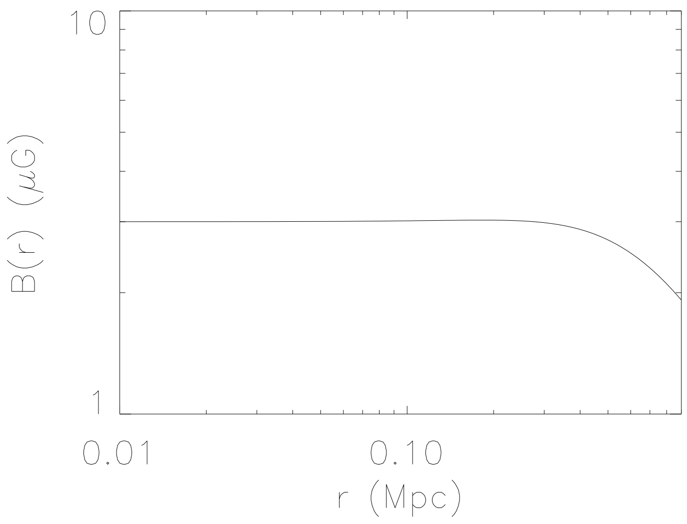


Figura 3.18: Andamento del campo magnetico sotto le ipotesi della Figura 3.17 per $B_0 = 3\ \mu$G.

curva con $B_0 = 3\ \mu$G, per cui si può ritenere che questa richiesta sulle pressioni dipende essenzialmente dall'avere imposto di uguagliare il flusso radio calcolato a quello misurato a questa frequenza. Normalizzare il flusso ad un altro punto sperimentale avrebbe probabilmente portato a richiedere un valore inferiore di ξ.

L'altro caso considerato è quello in cui il rapporto tra la pressione dei protoni e quella del gas termico è costante nell'ammasso. In questo caso viene fissato il valore del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica a $\xi \equiv 0.3$, mentre il valore del campo magnetico centrale è fisato a $B_0 = 3\ \mu$G. I corrispondenti andamenti delle pressioni sono riportati nella Figura 3.21. Come si vede, l'andamento del campo magnetico richiesto per ottenere il profilo di brillanza dell'alone radio osservato presenta, in questo caso, un andamento crescente verso l'esterno dell'ammasso. Questo fenomeno è in accordo con la discussione presente in Brunetti (2003), in cui si mostra che la brillanza dell'alone radio non può essere riprodotta nei modelli ad elettroni secondari se si assume che i protoni non-termici abbiano lo stesso profilo radiale del gas termico. Come visto, questa però non è la sola assunzione possibile. Anche per questa configurazione è stata calcolata comunque l'emissione radio prodotta dai secondari, riportata nella Figura 3.22. Come si vede, l'emissione radio di Coma può essere riprodotta in questo caso per valori più bassi di

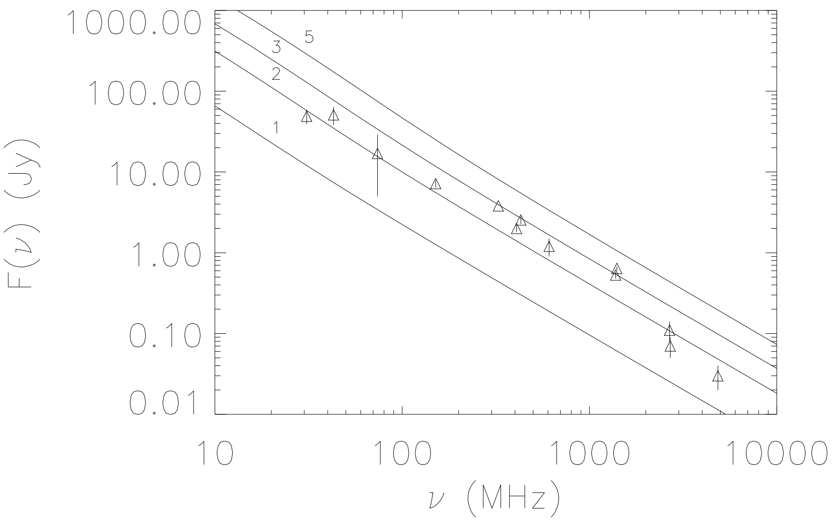


Figura 3.19: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari per l'andamento di $\xi(r)$ rappresentato nella Figura 3.17. I valori del campo magnetico centrale, espressi in μG, sono riportati nelle etichette delle curve.

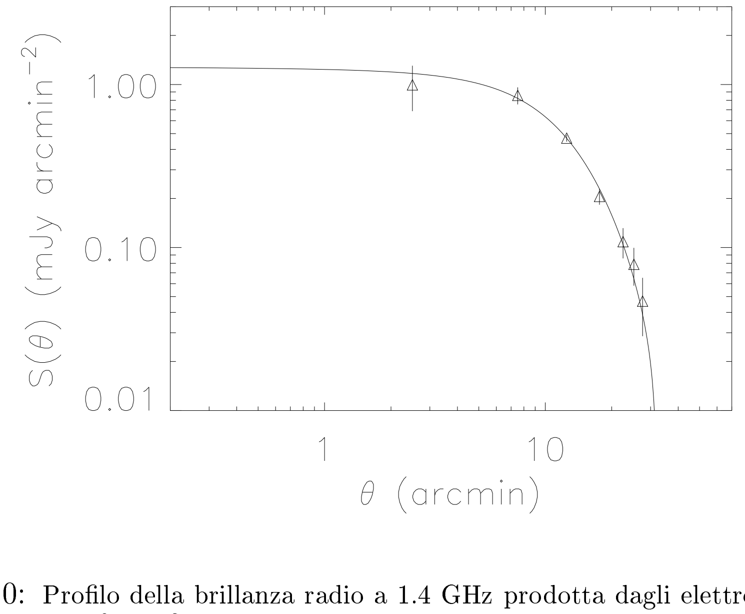


Figura 3.20: Profilo della brillanza radio a 1.4 GHz prodotta dagli elettroni secondari per $N_{p,0} = 2.8 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e $B_0 = 3$ μG. I dati sono presi da Deiss et al. (1997), ricavati assumendo un beam di 9.35^2 arcmin^2.

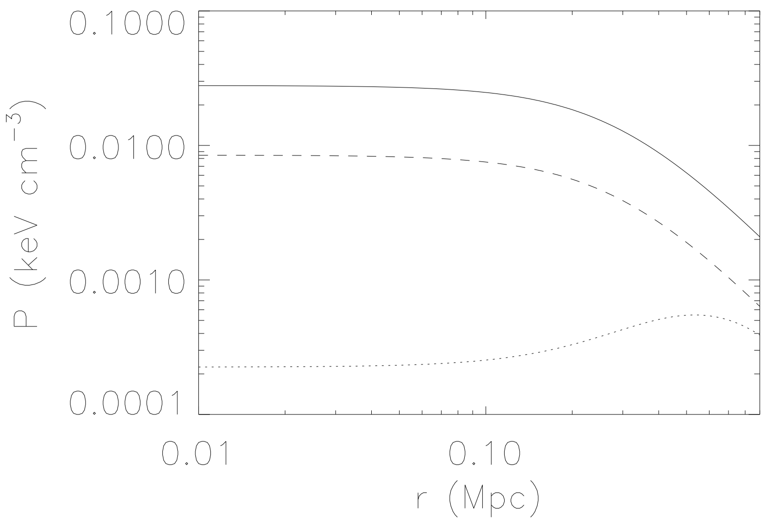


Figura 3.21: Andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) nel caso in cui la pressione dei protoni sia proporzionale al gas termico, con $\xi \equiv 0.3$ e $B_0 = 3\ \mu$G.

B_0 rispetto al caso considerato in precedenza, come è naturale, visto che in questo caso è maggiore la densità dei protoni al centro dell'ammasso, nella zona cioè in cui la brillanza radio ha la massima intensità.

Si può quindi concludere che l'emissione radio prodotta dai secondari, sotto ipotesi del tutto compatibili con le previsioni dei lavori sull'accelerazione dei raggi cosmici ed i risultati delle misure RM, è dell'ordine di grandezza di quella osservata. Questo risultato non può essere trascurato quando si vuole determinare l'origine dell'alone radio. Inoltre qui è stato mostrato che il problema di riprodurre il profilo radiale della brillanza radio osservata con un modello a secondari può essere facilmente risolto con assunzioni opportune, ma del tutto ragionevoli, sui profili radiali dei protoni e del campo magnetico.

Esistono d'altra parte alcuni problemi con l'interpretazione dell'alone radio in termini di elettroni secondari:

- Il fatto che, per i valori del campo magnetico usati, l'emissione prodotta per ICS è inferiore a quella osservata negli HXR: questo fatto è in realtà un aspetto del problema più generale della discrepanza tra i valori del campo magnetico che si possono ricavare dalle osservazioni negli HXR e quelli ricavabili dalle RM. Il problema è già stato discusso nel caso generale, indipendentemente dall'origine degli elettroni.

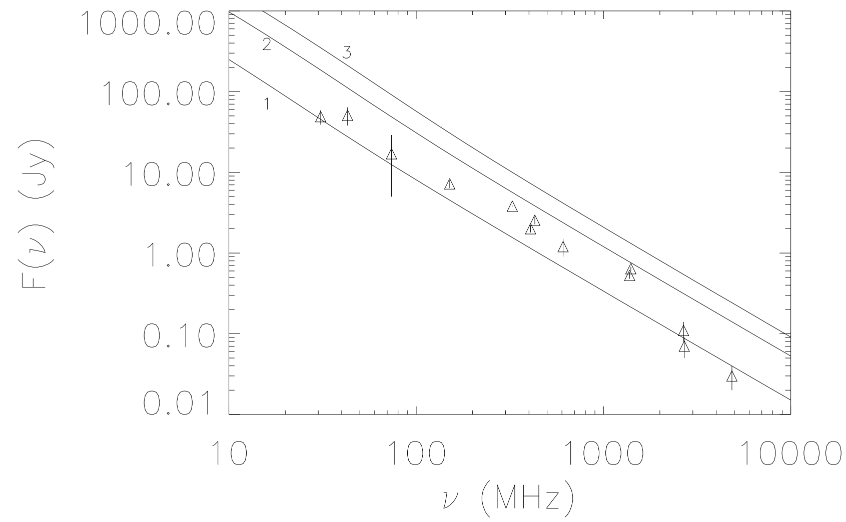


Figura 3.22: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari per un valore $\xi = 0.3$ costante in tutto l'ammasso. I valori del campo magnetico centrale, espressi in μG, sono riportati nelle etichette delle curve.

- Le proprietà dell'indice spettrale dell'alone radio non vengono riprodotte in questo modello, in cui l'indice spettrale mantiene un valore $\alpha_R \sim 1.35$ a tutte le frequenze e in tutte le regioni dell'ammasso. Questo aspetto sarà discusso nel prossimo paragrafo.

3.3.2 Proprietà dell'indice spettrale radio in un modello a elettroni secondari

In questo paragrafo si discute in primo luogo la possibilità che le proprietà osservate dell'indice spettrale dell'alone radio di Coma siano dovute ad effetti osservativi. Successivamente si studia l'effetto che un eventuale cut-off nello spettro dei protoni può avere sullo spettro radio prodotto dai secondari.

Effetti dell'integrazione su aree diverse

Come è stato notato in passato (vedi, per esempio Deiss et al. 1997, Thierbach, Klein & Wielebinski 2003), l'alone radio di Coma mostra diverse estensioni angolari a diverse frequenze (vedi Figura 3.23). Confrontando la mappa dell'alone radio riportata da Deiss et al. (1997) a 1.4 GHz con quelle riportate da Thierbach et al. (2003) a 2.675 e 4.85 GHz, e con quella riportata da Schlickeiser et al. (1987) a 2.7 GHz, si trova che le estensioni dell'alone sono diverse tra loro. In particolare la mappa a 1.4 GHz mostra un raggio di $\sim 30'$, quelle a 2.675 GHz e 4.85 GHz di Thierbach et al. (2003) hanno un raggio di $\sim 20'$ e $\sim 10'$ rispettivamente, mentre quella di Schlickeiser et al. (1987) ha un raggio di $\sim 15'$.

Una domanda che ci si può porre è se l'irripidimento osservato nello spettro di Coma a frequenze maggiori di 1.4 GHz possa essere dovuto ad un effetto strumentale, prodotto dal fatto di avere ottenuto il flusso radio integrando la brillanza osservata entro aree decrescenti con l'aumentare della frequenza. Per verificare tale possibilità, è stato calcolato lo spettro dell'alone radio di Coma assumendo un modello fenomenologico di uno spettro di elettroni a legge di potenza $n_e \propto E^{-p}$ con $p = 3.7$ a tutte le frequenze (del tipo di quello che ci si aspetta nel caso del modello a elettroni secondari), integrando la brillanza superficiale su un'area con un raggio di $30'$ per tutte le frequenze ≤ 1.4 GHz, e di $20'$ e $10'$ rispettivamente per 2.675 e 4.85 GHz, ottenendo il risultato riportato nella Fig.3.24.

Questo risultato sembrerebbe indicare che l'ipotesi che l'irripidimento spettrale sia causato da effetti osservativi di questo tipo potrebbe essere corretta, ma bisogna notare che questo calcolo è stato fatto utilizzando a tutte le frequenze lo stesso profilo radiale della brillanza radio, ossia quello ricavato nel Par.3.2.2, che si riferisce alla frequenza di 1.4 GHz. In realtà le mappe della brillanza radio mostrano che il profilo radiale varia con la frequenza, per cui questo risultato non prova l'ipotesi di partenza.

È stato discusso in passato (Deiss et al. 1997; Thierbach, Klein & Wielebinski 2003) che la mappa di Schlickeiser et al. (1987) presenta in effetti dei problemi dovuti all'aver considerato una mappa dell'alone radio di Coma a 2.7 GHz che ricopre una regione inferiore a quella occupata dall'alone, per cui in questa mappa non è possibile ricavare il livello di zero, essenziale in una immagine ottenuta con uno strumento a disco singolo. Per questo motivo è riconosciuto che il flusso di Schlickeiser et al. (1987) è sottostimato, come dimostra il fatto che il valore del flusso misurato alla stessa frequenza da Thierbach et al. (2003) è maggiore.

Le misure di Thierbach et al. (2003) non sembrano invece presentare questo problema. Per verificare che l'irripidimento osservato non sia causato da effetti di integrazione sull'area si può calcolare il flusso a 1.4 GHz che sarebbe osservato se si considerasse solo il flusso proveniente da una regione di raggio ~ 20 arcmin, pari a quello dell'immagine a 2.7 GHz. Come risultato, si ha che, considerando flussi provenienti dalla stessa area, l'indice spettrale tra 1.4 e 2.7 GHz sarebbe pari a $\alpha_R \sim 2.4$, molto maggiore quindi di quello alle frequenze ≤ 1.4 GHz, per cui bisogna concludere che l'effetto

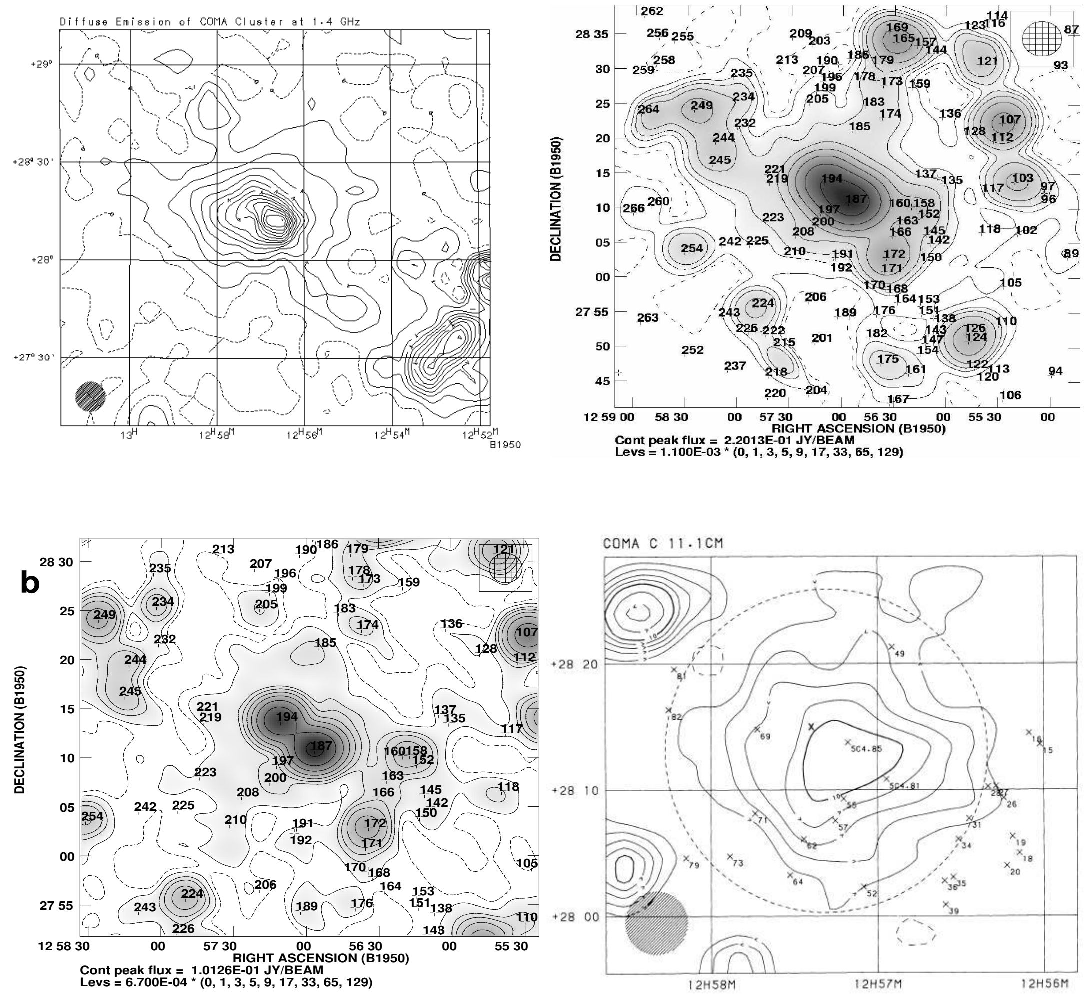


Figura 3.23: Mappe dell'alone radio di Coma ottenute a 1.4 GHz (in alto a sinistra, da Deiss et al. 1997), a 2.675 GHZ (in alto a destra, da Thierbach et al. 2003), a 4.85 GHz (in basso a sinistra, da Thierbach et al. 2003) e a 2.7 GHz (in basso a destra, da Schlickeiser et al. 1987).

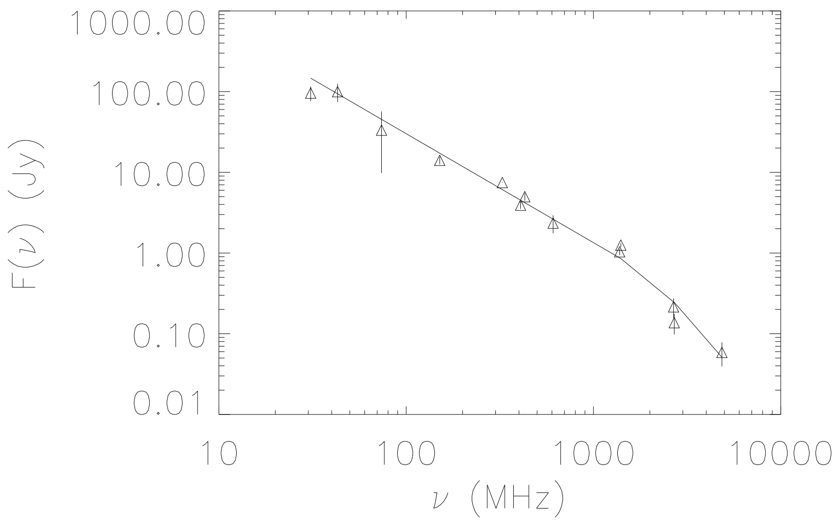


Figura 3.24: Spettro radio di Coma calcolato assumendo una diversa estensione delle aree a diverse frequenze, secondo quanto descritto nel testo.

dell'irripidimento dello spettro non dipende da effetti di integrazione su aree diverse.

In aggiunta a questo, è stata ricavata la forma del profilo della brillanza superficiale alle frequenze di 330 MHz (dati pubblicati in Govoni et al. 2001a) e di 2700 MHz (dati ricavati dalla mappa pubblicata in Thierbach et al. 2003), rappresentando i profili radiali con la forma funzionale riportata nell'equazione (3.5), ottenendo come risultato la conferma che il profilo della brillanza superficiale dell'alone radio di Coma presenta forme diverse a diverse frequenze (vedi Figura 3.25). Utilizzando il profilo a 2.7 GHZ, si ottiene che, anche se la brillanza fosse integrata fino a 30 arcmin, il flusso corrispondente sarebbe praticamente lo stesso ricavato entro 20 arcmin, il che conferma che l'irripidimento ad alte frequenze non è causato da effetti strumentali da questo tipo.

Un'altra possibilità da verificare è quella che, in linea di principio, i limiti strumentali potrebbero essere all'origine dell'andamento radiale osservato di α_R, visto che l'emissione radio proveniente dalle regioni esterne ad alte frequenze potrebbe non essere rivelata a causa del basso valore della brillanza superficiale, causando un apparente irripidimento radiale dell'indice spettrale. Come è stato notato nel Paragrafo 2.1.1, è però da notare che l'irripidimento radiale viene osservato tra 327 e 1380 MHz ed entro $10-15$

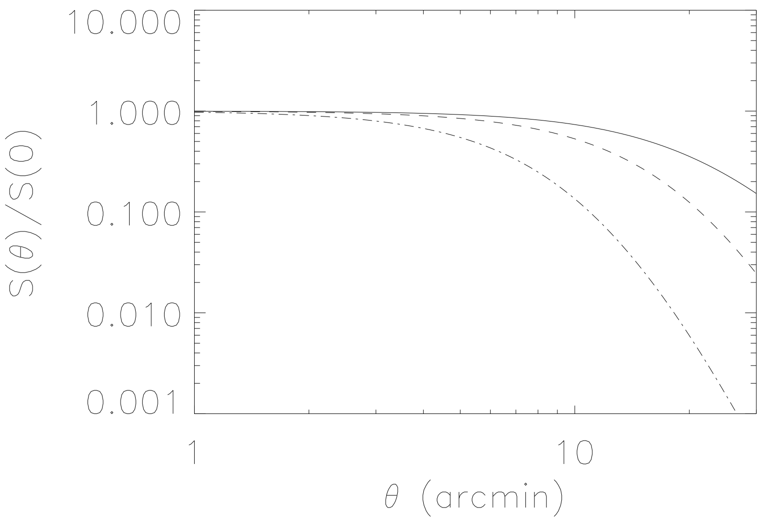


Figura 3.25: Forme funzionali che rappresentano i profili radiali della brillanza superficiale dell'alone radio misurata a 330 MHz (linea continua), a 1.4 GHz (linea tratteggiata) e a 2.7 GHz (linea a tratto e punto). Le forme funzionali sono del tipo riportato nell'equazione (3.25) con parametri, per i tre casi, $\theta_c = 25.8$ arcmin e $q'_R = 2.2$, $\theta_c = 23.8$ arcmin e $q'_R = 3.9$, $\theta_c = 12.4$ arcmin e $q'_R = 4.0$, rispettivamente.

arcmin dal centro, regioni in cui l'emissione radio è rivelata in entrambe le mappe, per cui una possibilità di questo tipo è da escludere. Non è possibile invece trarre delle conclusioni definite nelle regioni più esterne, dove l'emissione misurata a 1380 MHz è sotto il livello di rumore dello strumento.

Visto che le caratteristiche dello spettro dell'alone radio di Coma non sembrano essere dovute ad effetti strumentali, è doveroso chiedersi se ci sono meccanismi fisici in grado di determinare un irripidimento reale dello spettro degli elettroni secondari: un tale effetto potrebbe essere presente qualora fosse presente un irripidimento nello spettro dei protoni non-termici; l'effetto prodotto da questa possibilità viene discusso qui di seguito.

Cutoff nello spettro dei protoni

Un eventuale cutoff nello spettro dei protoni non-termici potrebbe essere causato da due tipi di meccanismi. Una possibilità da considerare è quella che i meccanismi che accelerano i protoni possano avere un'energia massima oltre la quale l'accelerazione non è efficace. Nel Par. 2.4 si è visto che, per l'accelerazione indotta dagli shock, l'energia massima di accelerazione è stimata nel range $10^5 - 10^9$ GeV, al variare delle condizioni fisiche. Un cutoff a queste energie nello spettro dei protoni si traduce in un irripidimento nello spettro degli elettroni secondari, che però risulta avvenire ad energie troppo grandi per poter avere effetti osservabili nello spettro radio a frequenze $\nu > 1.4$ GHz. Pertanto è necessario ipotizzare un altro tipo di meccanismo, in grado di sopprimere lo spettro dei protoni al di sopra di un'energia dell'ordine del TeV.

Un tale meccanismo potrebbe essere identificato nel confinamento dei protoni all'interno dell'ammasso. Come discusso nel Par.2.3.4, i protoni di energie $E \sim$ TeV che si trovano in un campo magnetico con uno spettro delle fluttuazioni del tipo di Kolmogorov possono percorrere un cammino dell'ordine del raggio dell'alone radio se il valore del campo magnetico è $B \sim 0.2$ μG (condizione che plausibilmente si può verificare nelle regioni periferiche degli aloni radio). Si può pensare che le particelle con energia di quell'ordine di grandezza possano quindi uscire dall'ammasso in tempi scala dell'ordine dell'età dell'ammasso. Questo effetto non è probabilmente in grado di causare un cutoff del tipo di una step function nello spettro dei protoni. Nonostante questo, si può calcolare lo spettro radio prodotto dagli elettroni seguendo un modello in cui un tale cutoff sia presente, considerando questo come un modello fenomenologico per verificare in quali condizioni l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari può avere le caratteristiche di quella osservata.

Mantenendo tutte le ipotesi di lavoro descritte nel Par. 3.3.1, si può cal-

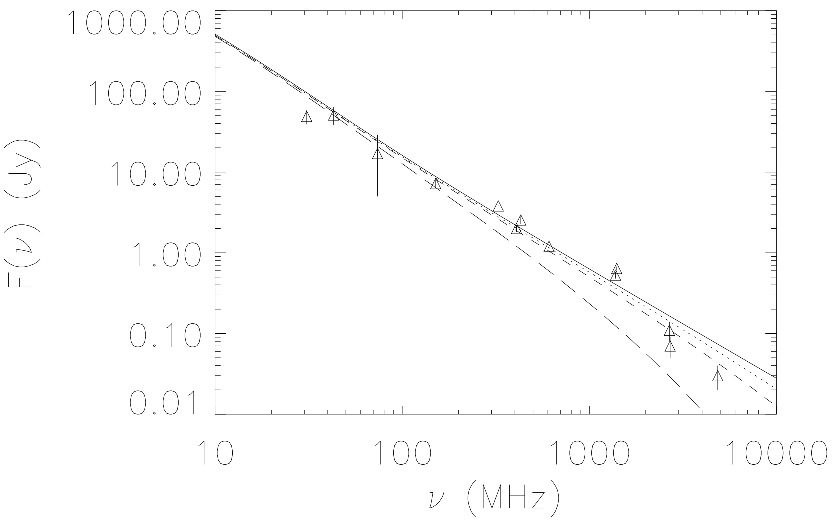


Figura 3.26: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari nelle condizioni della Fig.3.19 con $B_0 = 3\ \mu$G, per popolazioni dei protoni del tipo (3.39). Sono riportate le curve per $E_{cut} \to \infty$ (linea continua), $E_{cut} = 1$ TeV (linea a puntini), $E_{cut} = 400$ GeV (linea tratteggiata) e $E_{cut} = 100$ GeV (linea a tratteggio lungo).

colare lo spettro degli elettroni secondari, e lo spettro radio da essi prodotto, assumendo che lo spettro dei protoni ad alte energie sia del tipo:

$$\begin{array}{rcll} N_p(E) & \propto & E^{-s} & E \leq E_{cut} \\ N_p(E) & = & 0 & E > E_{cut}. \end{array} \tag{3.39}$$

Il risultato è riportato nella Fig.3.26 per alcuni valori di E_{cut}. Come si vede, un cutoff a $E \sim 400$ GeV sembra sufficiente per riprodurre l'andamento dello spettro radio ad alte frequenze. È naturale chiedersi se la presenza di un tale cutoff nello spettro dei protoni debba essere considerato possibile: certamente questo valore dell'energia di cutoff è piuttosto basso, e sembra difficile da riprodurre invocando il mancato confinamento dei protoni di energia più alta. Visto però che i dettagli dello spettro delle fluttuazioni del campo magnetico non sono conosciuti, tale ipotesi non è da escludere del tutto.

Per quanto riguarda l'andamento radiale dell'indice spettrale, si osservi che la frequenza a cui emettono gli elettroni di una determinata energia varia a seconda del valore del campo magnetico. Perciò, in un campo magnetico che presenta un profilo radiale, anche se il cutoff è presente alla stessa energia in tutto l'ammasso, la frequenza a cui emettono gli elettroni prodotti

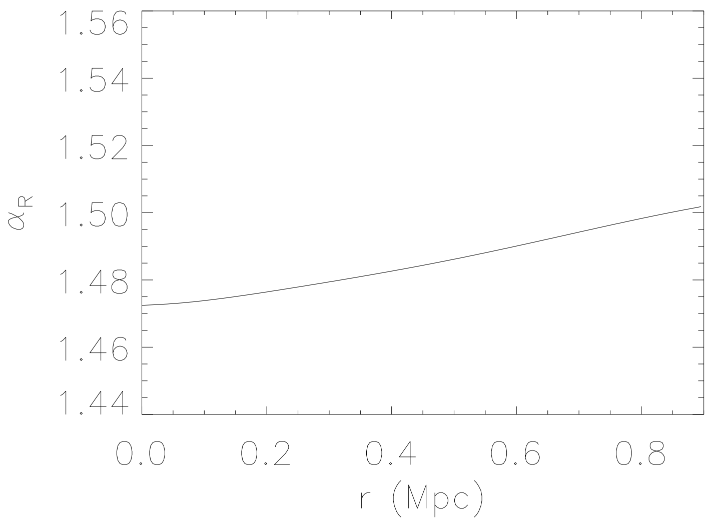


Figura 3.27: Indice spettrale radio calcolato tra 300 e 1400 MHz prodotto da elettroni secondari per una popolazione di protoni con un cutoff a 400 GeV e $B_0 = 3\ \mu$G.

dai protoni con un'energia prossima a E_{cut} deve variare con la distanza dal centro dell'ammasso. In particolare nelle zone periferiche, dove il campo magnetico è aspettato essere più basso, lo spettro radio risultante si piegherà a frequenze inferiori rispetto alle regioni centrali. Questo fatto, qualitativamente, può essere in grado di generare l'irripidimento di α_R verso le regioni esterne. Un calcolo dell'indice spettrale calcolato tra 300 e 1400 MHz mostra il risultato riportato in Fig.3.27, assumendo un cutoff nello spettro dei protoni a 400 GeV in tutto l'ammasso. Anche a causa della forma del campo magnetico usata (vedi Fig.3.18), che è praticamente costante in un'ampia regione dell'ammasso, appare evidente che l'irripidimento calcolato è molto piccolo rispetto a quello osservato, che tra il centro dell'ammasso e la periferia raggiunge il valore $\Delta\alpha_R \sim 0.7$ (vedi Figura 2.6), e non sarebbe rivelabile sperimentalmente.

Poiché l'energia massima di confinamento dei protoni dipende dal valore del campo magnetico, si può eseguire lo stesso calcolo assumendo che il valore del cutoff vari con la distanza dal centro. Il calcolo per un andamento continuo di $E_{cut}(r)$ è concettualmente semplice, ma piuttosto lungo perché richiederebbe il calcolo dello spettro di produzione dei secondari con un diverso spettro dei protoni ad ogni r. Perciò, essendo interessati soprattutto alla variazione dell'indice spettrale tra le zone centrali e quelle periferiche,

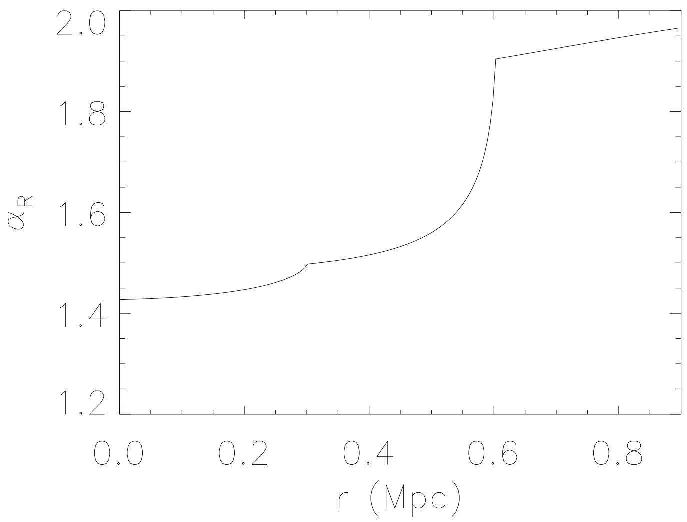


Figura 3.28: Indice spettrale radio calcolato tra 300 e 1400 MHz prodotto da elettroni secondari per una popolazione di protoni con un cutoff dipendente dal raggio.

qui si approssima la variazione del cutoff col raggio considerando tre valori diversi del cutoff in tre regioni diverse: 1 TeV tra 0 e 300 kpc, 400 GeV tra 300 e 600 kpc e 100 GeV tra 600 e 900 kpc. L'indice spettrale così calcolato è riportato in Fig.3.28. In questo caso l'andamento dell'indice spettrale, anche se irregolare, come è naturale visto l'andamento imposto a $E_{cut}(r)$, presenta una differenza tra il valore centrale e quello periferico di ~ 0.6, paragonabile a quella osservata. Questo calcolo, basato su un'approssimazione abbastanza rozza, permette di verificare che in queste condizioni l'entità della variazione radiale dell'indice spettrale radio è paragonabile a quella osservata; in futuro il modello potrà essere raffinato, sia considerando una diminuzione radiale continua del valore del cutoff, sia variando opportunamente il valore usato dell'indice spettrale dei protoni, per poter vedere se è possibile in questo modo riprodurre nei dettagli l'andamento radiale osservato dell'indice spettrale radio.

Questo semplice modello non ha naturalmente la pretesa di spiegare in maniera definitiva l'origine dell'alone radio di Coma in termini di elettroni secondari. La conclusione che può essere tratta è che, in virtù dei possibili effetti causati dal mancato confinamento dei protoni con energia superiore ad una certa soglia, l'origine dell'alone radio di Coma in termini di elettroni secondari non può essere esclusa sulla base delle proprietà dell'indice spettrale. Poiché, come mostrato, gli elettroni secondari sono in grado di produrre un'emissione radio dell'ordine di quella osservata assumendo condizioni ragionevoli per la densità dei protoni e per l'intensità del campo magnetico, il modello a secondari deve essere tenuto ancora in considerazione nella discussione dell'origine dell'alone radio di Coma.

3.3.3 Emissione gamma nel modello ad elettroni secondari

Una delle caratteristiche più importanti dei modelli ad elettroni secondari è il fatto che, una volta data la popolazione dei raggi cosmici, risulta immediatamente una produzione di raggi gamma dovuta al decadimento dei π^0 prodotti nelle interazioni tra protoni termici e protoni non-termici (vedi Par. 2.7).

Accanto a questa produzione, esistono due altri meccanismi che possono dare orgine a emissioni nei raggi gamma: l'emissione di bremsstrahlung non-termica e l'emissione per ICS degli elettroni secondari. La prima riguarda elettroni con $E \sim 100$ MeV, quindi ad energie inferiori rispetto a quelli che producono l'alone radio. La seconda riguarda gli elettroni con $E \sim 100$ GeV, di energia superiore rispetto a quella degli elettroni che producono l'alone radio.

Nella Fig.3.29 si riporta l'emissione gamma calcolata nelle condizioni della Fig.3.19 per $B_0 = 3\ \mu$G. Come si vede, in queste condizioni il contributo dominante al flusso gamma totale è quello dei pioni neutri. Il flusso integrato corrispondente è pari a $F(0.1-10\ \mathrm{GeV}) = 1.0\times10^{-8}\ \mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}$. Questo valore è minore del limite superiore trovato da EGRET in Coma, $F_{EGRET} < 3.81 \times 10^{-8}\ \mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}$ (Reimer et al. 2003), per cui questo scenario è assolutamente consistente con questo limite superiore. Si noti che il limite di sensibilità di GLAST per una survey di un anno, per una rivelazione a 5σ, è stimato in $F_{GLAST} = 6 \times 10^{-9}\ \mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}$, per cui il flusso previsto in questo scenario si colloca al di sopra della soglia di rivelazione di GLAST.

Il risultato presentato non è in contraddizione con quello di Blasi & Colafrancesco (1999), che hanno trovato che, se il flusso prodotto per ICS dagli elettroni secondari all'interno della regione dell'alone radio è uguale all'eccesso HXR misurato da Fusco-Femiano et al. (1999), allora il limite superiore di EGRET viene volato dalla produzione dei fotoni prodotti dal decadimento dei π^0. Infatti nelle nostre ipotesi, $B_0 = 3\ \mu$G, il flusso HXR proveniente dalla regione dell'alone radio prodotto per ICS dagli elettroni secondari è pari a $F_{HXR} = 3.1 \times 10^{-14}\ \mathrm{erg\ cm^{-2}\ s^{-1}}$, molto minore del flusso misurato ($F_{HXR} = 1.5 \times 10^{-11}\ \mathrm{erg\ cm^{-2}\ s^{-1}}$; Fusco-Femiano et al. 2004), per cui il

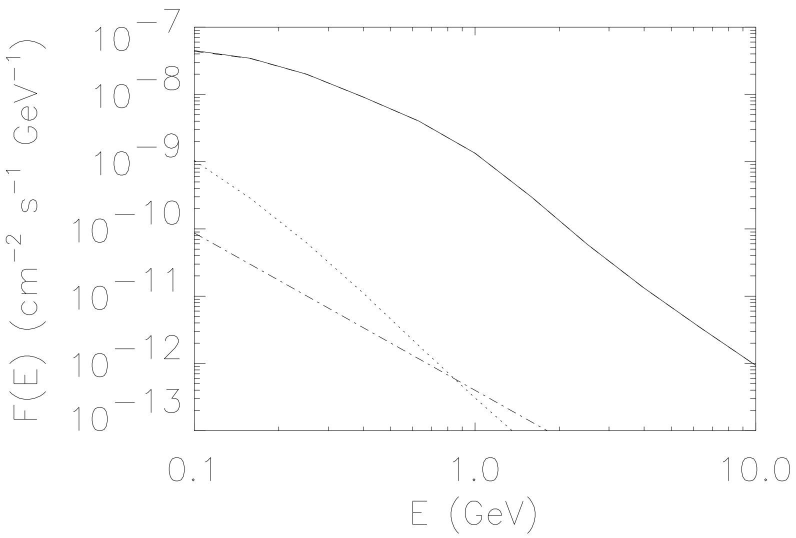


Figura 3.29: Emissione gamma totale calcolata nelle condizioni riportate nella Fig.3.19 per $B_0 = 3\ \mu$G. La linea continua rappresenta l'emissione dovuta al decadimento dei π^0, la linea tratteggiata l'emissione di bremsstrahlung e la linea a tratto e punto l'emissione per ICS degli elettroni secondari.

non superare il limite gamma in questo caso è coerente con il risultato del lavoro citato.

Riassumendo, le uniche assunzioni fatte qui sono quella relativa al profilo radiale dei protoni, scelto in modo che la loro pressione abbia lo stesso andamento di quella del campo magnetico, e in modo che venga riprodotta la brillanza radio osservata, e quella di aver imposto $\xi(r) \leq 0.5$. La dipendenza del flusso prodotto da ξ è puramente lineare, visto che la pressione dei protoni, così come il numero di fotoni prodotti, variano linearmente con N_p. Perciò, anche incrementando $\xi(r)$ di un fattore 3.8, che porterebbe ad avere $\xi > 1$ nelle regioni periferiche dell'alone radio, l'emissione gamma prodotta non supererebbe il limite di EGRET. Perciò questo limite, in questa applicazione, non è molto significativo, visto che il vincolo sulle pressioni è più stringente. Appare perciò molto importante la misura che GLAST potrà eseguire su Coma: infatti, anche se non dovesse essere rivelata nessuna emissione significativa, un valore più basso del limite gamma potrebbe permettere di porre un vincolo più stringente sul contributo energetico dei protoni non-termici, e conseguentemente anche sulle emissioni prodotte dagli elettroni secondari.

3.4 Origine dell'eccesso EUV

La questione dell'origine (termica o non-termica) dell'eccesso EUV in Coma è un problema discusso in letteratura. Da un punto di vista teorico, l'origine termica dell'eccesso EUV in Coma è stato il primo modello ad essere stato proposto, ipotizzando la presenza nell'ICM di una o due popolazioni con $T \sim 10^6$ K (Lieu et al. 1996a), che vengono definite *tiepide*, in confronto alla temperatura del gas caldo, $T \sim 10^8$ K. In seguito è stato notato che questo modello presenta alcuni problemi (Fabian 1996): la massa del gas tiepido richiesta sarebbe molto grande ed è stato calcolato che il tempo di raffreddamento di un gas a questa temperatura è dell'ordine di 0.5 Gyr, per cui sarebbe necessario un meccanismo in grado di mantenere una grande quantità di gas a queste temperature per un lungo tempo. Inoltre, il fatto, descritto nel Par. 3.1.5, di non aver rivelato con sicurezza, fino a questo momento, la presenza in Coma delle righe spettrali di emissione che ci si aspetta per un gas a questa temperatura fornisce un'evidenza sfavorevole all'ipotesi termica.

Una variante al modello termico (Bonamente et al. 2003, Finougenov et al. 2003) consiste nell'ipotesi che l'eccesso SXR possa essere prodotto dall'emissione del Warm Hot Intergalactic Medium (WHIM), un gas tiepido che alcune simulazioni idrodinamiche prevedono essere presente in forma di filamenti nello spazio compreso tra gli ammassi di galassie (Cen & Ostriker 1999). Recentemente però è stato calcolato che questo modello prevede emissioni più basse di 3 o 4 ordini di grandezza rispetto a quelle osservate per gli eccessi SXR, per cui è stata raggiunta la conclusione che il WHIM da solo non dovrebbe essere all'origine dell'eccesso osservato (Mittaz et al. 2004).

L'ipotesi alternativa è quella dell'origine non-termica dell'eccesso EUV/SXR. I primi modelli di questo tipo proposti (Hwang 1997; Ensslin & Biermann 1998) hanno considerato l'emissione EUV prodotta per ICS da parte di elettroni con $E_e \sim 100 - 200$ MeV con uno spettro ricavato estrapolando a basse energie lo spettro degli elettroni che producono l'alone radio in Coma. Uno sviluppo di questo modello è dato da Sarazin & Lieu (1998), che hanno considerato l'emissione prodotta dagli elettroni residui nell'ICM e soggetti alle perdite di energia coulombiane e per ICS, evidenziando che la vita media degli elettroni nell'ICM ha un picco per $\gamma \sim 300$, in corrispondenza dell'energia in cui essi emettono per ICS nell'EUV. Essi, in base a questo modello, prevedono che il rapporto tra l'eccesso EUV e l'emissione termica cresca verso le zone periferiche dell'ammasso, in cui le perdite coulombiane sono meno forti; le recenti osservazioni dell'eccesso EUV (Bowyer et al. 2004) però indicano che in Coma questo rapporto sembra rimanere approssimativamente costante. Inoltre è stato notato che, data la distribuzione spaziale osservata dell'eccesso EUV e quella dell'alone radio, se gli elettroni che producono l'alone radio hanno la stessa distribuzione spaziale di quelli che producono l'eccesso EUV, allora bisogna richiedere un campo magnetico crescente verso le zone esterne dell'ammasso (Bowyer & Berghöfer 1998); vista l'improbabilità di un tale scenario, è più naturale ammettere che l'eccesso EUV e l'alone radio siano prodotti da distinte popolazioni di elettroni. Questo risultato è ancora connesso con il fatto discusso a proposito del profilo spaziale degli elettroni relativistici richiesto dal considerare, seguendo Dolag et al. (2001), un campo magnetico proporzionale al gas termico (Figura 3.5): cioè il gas termico e l'alone radio hanno due profili radiali diversi, per cui assumere che gli elettroni relativistici abbiano il profilo che produce l'effetto EUV (che ha una distribuzione approssimativamente simile a quella del gas termico), e imporre che elettroni con questo profilo producano l'alone radio, comporta una forma irrealistica del profilo radiale del campo magnetico.

Riguardo al contenuto di energia immagazzinata nelle componenti non-termiche, Lieu et al. (1999a) hanno trovato che se l'eccesso EUV è prodotto per ICS da elettroni accelerati da shock, allora la pressione associata ai protoni accelerati negli stessi processi è vicina, o in equipartizione, a quella del gas caldo. Questo potrebbe costituire un problema per la stabiltà dell'ammasso.

Un modello non-termico più complesso è stato proposto da Brunetti et al. (2001b), come estensione del modello che spiega l'origine dell'alone radio in termini di elettroni riaccelerati (Brunetti et al. 2001a). Essi hanno proposto un modello a due fasi in cui gli elettroni che producono l'eccesso EUV per ICS vengono prima iniettati nell'ICM da attività di tipo AGN e poi riaccelerati da turbolenze causate dagli eventi di *merging*. In questo caso gli elettroni che producono l'eccesso EUV sono diversi da quelli che producono l'alone radio, poiché per non originare un contributo significativo nelle emissioni radio e HXR bisogna assumere che vengano iniettati con un cutoff ad alte energie e riaccelerati per un tempo inferiore a 0.3 Gyr. Questo modello richiede quindi un certo numero di assunzioni *ad hoc* in più rispetto a quelle, già numerose, necessarie per spiegare l'alone radio.

Un modello non-termico alternativo recentemente proposto per l'origine dell'eccesso EUV in Coma consiste nell'ICS da parte di elettroni e positroni secondari (Bowyer et al. 2004). Secondo questi autori questo modello può funzionare all'interno di Coma per spiegare il flusso osservato dell'eccesso EUV e la sua distribuzione spaziale. Essi suggeriscono che questa emissione possa essere la sola prodotta dagli elettroni secondari tra quelle che si osservano in Coma. Se questa ipotesi è corretta, l'emissione EUV, in attesa delle misure gamma di GLAST, può costituire l'unico mezzo per poter stimare il contenuto energetico associato alla componente dei protoni non-termici.

Per approfonidire questo discorso, è opportuno in primo luogo discutere l'eventualità che l'eccesso EUV/SXR misurato in direzione del centro di Coma possa essere prodotto dal materiale che produce l'effetto SXR misurato nelle regioni esterne di Coma visto in prospettiva. Se questa ipotesi fosse vera, allora non sarebbe richiesta la presenza di materiale nel centro dell'ammasso, evitando di dover risolvere i problemi descritti in precedenza per i modelli proposti. Successivamente, l'ipotesi di Bowyer et al. (2004) verrà approfondita e testata calcolando lo spettro di produzione dei secondari e l'emissione gamma corrispondente.

3.4.1 Confronto con l'eccesso SXR

Nelle regioni periferiche dell'ammasso di Coma, Bonamente et al. (2003) hanno misurato un eccesso di emissione nella banda $0.1 - 1$ keV in anelli concentrici fino ad una distanza dal centro di ~ 90 arcmin (~ 2.5 Mpc). Nel loro lavoro, essi trovano che questo eccesso non può essere adeguatamente descritto da un modello non-termico, mentre può essere spiegato come radiazione termica prodotta da un gas tiepido. La temperatura di questo gas data dai loro best fit varia a seconda dell'anello e del settore considerato, ma, per $\theta > 20$ arcmin, è sempre molto vicina a 0.2 keV (vedi Tab.3 del lavoro citato). La questione da affrontare è se l'eccesso osservato nella zona centrale di Coma può essere spiegato ipotizzando che il materiale visto nelle zone periferiche dell'ammasso abbia una simmetria sferica, e pertanto dia un contributo importante anche in direzione delle parti centrali di Coma. A priori è possibile prevedere che, data la forma della brillanza superficiale dell'eccesso EUV, che è simile a quella dell'emissione termica (Bowyer et al. 2004), sia comunque necessario ipotizzare che il materiale che produce l'eccesso EUV debba essere presente anche nelle regioni centrali dell'ammasso. Nonostante questo, è importante stimare il contributo che può venire dal materiale esterno, per vedere se può costituire una frazione significativa dell'emissione totale.

A questo scopo si consideri la presenza di una shell sferica di densità costante e $kT = 0.2$ keV, che si estende ad una distanza dal centro compresa tra 560 e 2500 kpc, corrispondenti alle distanze, viste in proiezione, di 20 e 90 arcmin rispettivamente. Quindi si può calcolare la sua emissione di bremsstrahlung, integrata nella banda $0.2 - 1$ keV, normalizzando la densità in modo da recuperare l'eccesso osservato nell'anello più esterno. Poi si può calcolare l'emissione prodotta nella banda $0.13 - 0.18$ keV usando la stessa normalizzazione. Il risultato è riportato nella Figura 3.30, in cui si vede che l'eccesso EUV osservato nel centro di Coma richiede la presenza di una popolazione aggiuntiva di elettroni. In particolare, nella zona più interna, l'emissione EUV osservata da Bowyer et al. (2004) entro 14 armin è pari a $(3.15 \pm 0.21) \times 10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1}, mentre l'emissione della shell sferica considerata è pari a 8.91×10^{-13} erg cm^{-2} s^{-1}, circa il 28% dell'emissione osservata. Se poi si considera solo l'emissione al centro, si ha che l'emissione osservata all'interno del raggio di 2 arcmin da Bowyer et al. (2004) è pari a $(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-13}$ erg cm^{-2} s^{-1}, mentre l'emissione della shell è 1.4×10^{-14} erg cm^{-2} s^{-1}, circa il 7%.

Da queste considerazioni si può concludere che l'eccesso EUV osservato nel centro di Coma non può essere spiegato solo come prodotto dall'interposizione lungo la linea di vista del materiale che produce l'eccesso SXR osservato a grandi distanze dal centro, a meno di ipotizzare che il materiale possa essere distribuito in maniera non simmetrica, come potrebbe avvenire per esempio nel caso di filamenti disposti lungo la linea di vista proprio in direzione del centro dell'ammasso. A tale proposito Bonamente, Lieu & Mittaz (2004) riportano che un filamento così disposto, di densità $n = 10^{-4}$ cm^{-3}, pari alla densità più alta che le simulazioni prevedono per il WHIM, dovrebbe essere lungo 18 Mpc per spiegare l'eccesso SXR osservato nel centro dell'ammasso. L'eccesso SXR è osservato in un numero abbastanza grande di ammassi (Bonamente et al. 2002), per cui sembra improbabile che una tale configurazione si presenti con tale frequenza.

Considerando l'emissione rivelata nella parte centrale dell'ammasso, l'eccesso EUV può essere confrontato con l'eccesso SXR trovato da Bonamente

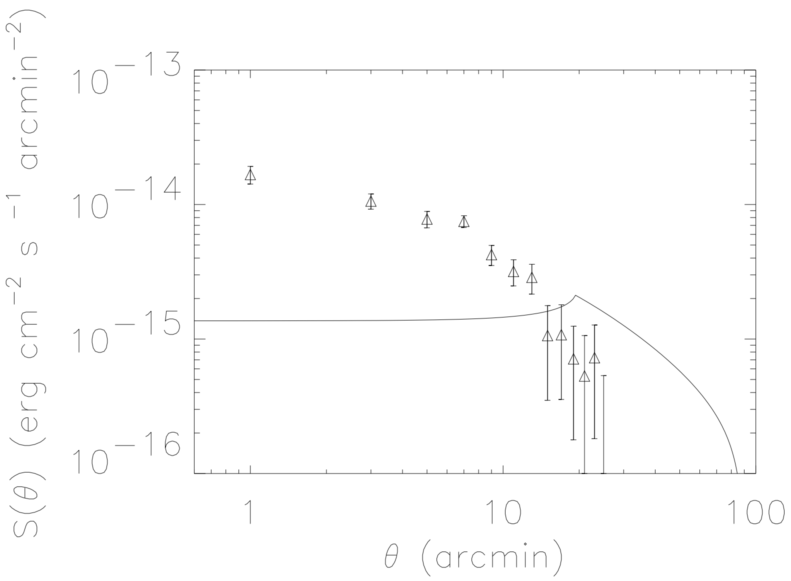


Figura 3.30: Brillanza EUV ($0.13-0.18$ keV) prodotta per emissione di bremsstrahlung da una shell sferica di densità costante che si estende tra 560 e 2500 kpc di raggio dal centro dell'ammasso, e temperatura costante $kT = 0.2$ keV, con la densità normalizzata in modo da riprodurre il flusso osservato da Bonamente et al. (2003) nell'anello tra 70 e 90 arcmin nella banda $0.2-1$ keV. I dati sono ricavati da Bowyer et al. (2004).

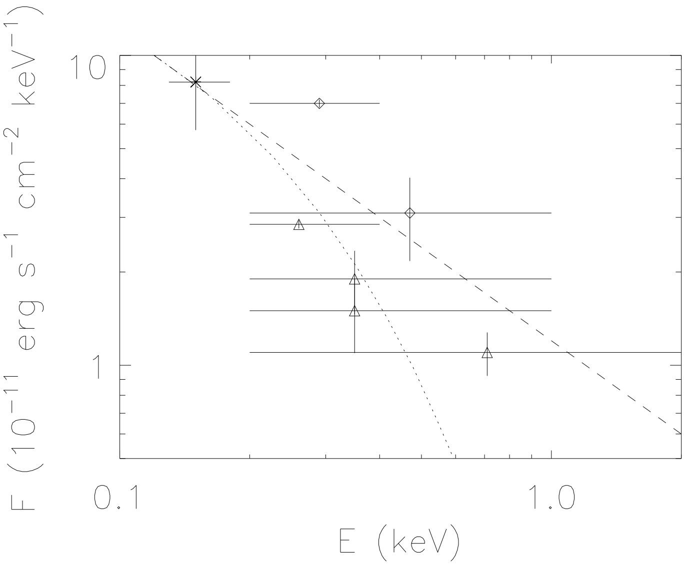


Figura 3.31: Valori dei flussi integrati nella zona centrale di Coma e divisi per l'ampiezza della banda. L'asterisco si riferisce al lavoro di Bowyer et al. (2004), con i triangoli si riportano i flussi ricavati assumendo un modello termico (dall'alto: Bonamente et al. 2002, Kaastra et al. 2003, Bonamente et al. 2003, Nevalainen et al. 2003), con i rombi quelli ricavati con un modello non-termico (dall'alto: Bonamente et al. 2002, Kaastra et al. 2003). Le bande orizzontali rappresentano l'ampiezza delle bande. La riga tratteggiata rappresenta una power-law normalizzata al flusso dell'eccesso EUV, quella a puntini l'emissione di bremsstrahlung di un gas con $kT = 0.2$ keV, normalizzata anch'essa all'eccesso EUV.

et al. (2002; 2003), Kaastra et al. (2003) e Nevalainen et al. (2003), al fine di ricavare un andamento spettrale che potrebbe aiutare a verificare l'origine termica o non-termica di queste emissioni. Nei lavori citati viene riportato l'eccesso SXR integrato in diverse bande spettrali risultante da fit dipendenti da diversi modelli (termici e non-termici) integrati in aree diverse tra loro. Pertanto un confronto tra i diversi risultati può avere al più un valore indicativo. Nella Figura 3.31 si riportano gli eccessi osservati nella zona centrale di Coma integrati nelle diverse bande e divisi per l'ampiezza della banda corrispondente. L'ampiezza della banda è riportata come barra sull'asse x del grafico. Come si vede, queste informazioni non sono sufficienti per determinare se l'eccesso osservato ha una forma spettrale che si adatta meglio ad un modello termico o ad uno non-termico.

3.4.2 Origine da elettroni secondari

Brillanza superficiale dell'eccesso EUV

Il profilo della brillanza superficiale dell'eccesso EUV (Fig. 3.3) può essere usato come vincolo per i modelli che interpretano l'eccesso EUV in termini di elettroni secondari. La distribuzione angolare dell'eccesso EUV presenta una morfologia simile a quella dell'emissione nella banda dei raggi-X prodotta dal gas termico. I dati della brillanza superficiale dell'eccesso EUV, ricavati da Bowyer et al. (2004), sono stati fittati con un modello del tipo:

$$S(\theta) = S_0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right]^{-q'_{EUV}} \tag{3.40}$$

fissando θ_c al valore di quello del gas termico, $\theta_c = 10.5$ arcmin. In questo modo si ottiene un best fit soddisfacente per $q'_{EUV} = 1.92 \pm 0.20$ ($\chi^2_{red} = 0.64$ con 11 d.o.f.; vedi Fig.3.32). Questo profilo può essere confrontato con quello della brillanza nei raggi-X prodotta dal gas caldo, che si rappresenta bene con un modello del tipo (3.40) con $q'_{th} = 3\beta_{th} - 0.5 = 1.75$, per $\beta_{th} = 0.75$ (Briel, Henry & Böhringer 1992). I due valori di q' trovati differiscono tra loro per meno di 1σ. Questo risultato conferma che la brillanza dell'eccesso EUV è molto simile (uguale entro 1σ) a quella dell'emissione termica del gas caldo, in accordo con quanto trovato da Bowyer et al. (2004).

Operando in modo analogo a quanto già visto per la brillanza superficiale dell'alone radio, utilizziamo il fatto che un profilo di brillanza del tipo (3.40), nell'assunzione di simmetria sferica, implica una forma dell'emissività $j_{EUV}(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-q_{EUV}}$ con $r_c = 0.3 h_{70}^{-1}$ Mpc e $q_{EUV} = q'_{EUV} + 1/2 = 2.42 \pm 0.20$. Questo risultato può essere usato per ricavare la distribuzione spaziale degli elettroni necessaria per riprodurre la forma dell'eccesso EUV a seconda del processo di emissione ipotizzato. Se l'eccesso EUV ha un'origine termica, allora il profilo degli elettroni vale $\eta_{EUV}(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-q_{EUV}/2}$, con $q_{EUV}/2 = 1.21 \pm 0.10$. Se invece l'eccesso EUV ha origine non-termica, allora il profilo degli elettroni vale $\eta_{EUV}(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-q_{EUV}}$. In quest'ultimo caso si può provare a ipotizzare che gli elettroni che producono l'alone radio abbiano questo stesso profilo radiale, e ricavare il profilo radiale del campo magnetico che si ricava sotto questa ipotesi. Usando il profilo dell'emissività radio trovato nel Par. 3.2.2, dalla relazione $\eta(r) g(r)^{1+\alpha_R} \propto J_R(r)$ si ricava che il campo magnetico necessario per spiegare l'alone radio in questo caso cresce verso l'esterno dell'ammasso (vedi Figura 3.33), il che conduce a ritenere che le due emissioni sono probabilmente dovute a distinte popolazioni di elettroni. Questo risultato è in accordo con quello ottenuto da Bowyer & Berghöfer (1998).

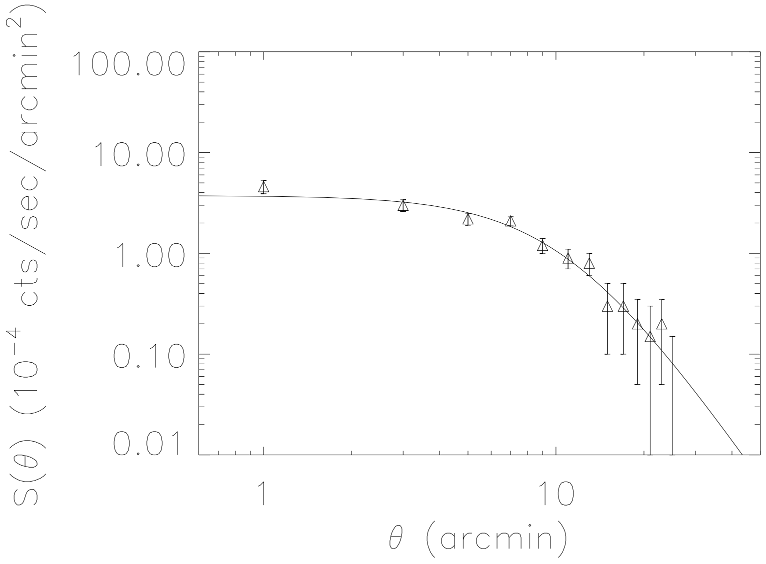


Figura 3.32: Best fit della brillanza EUV con $\theta_c = 10.5$ arcmin e $q'_{EUV} = 1.92$. I dati sono presi da Bowyer et al. (2004).

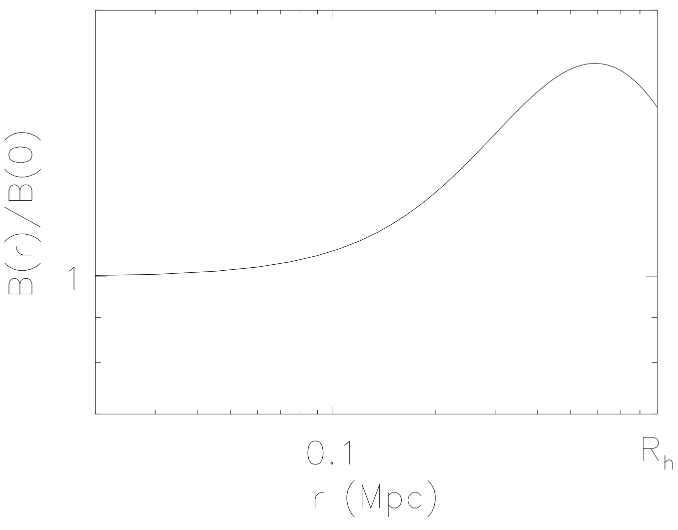


Figura 3.33: Profilo radiale del campo magnetico richiesto se gli elettroni che producono l'alone radio hanno la stessa distribuzione spaziale di quelli che producono l'eccesso EUV per ICS.

La forma del profilo degli elettroni nel caso in cui l'origine dell'eccesso EUV è di natura non-termica è approssimativamente proporzionale al quadrato della distribuzione degli elettroni termici. Bowyer et al. (2004) hanno notato che questa distribuzione è quella che ci si aspetta nel caso in cui gli elettroni siano di origine secondaria, se i protoni non-termici hanno lo stesso profilo spaziale di quelli termici. Nel seguito verrà mostrato che questo, quando si effettua un calcolo completo dell'emissione prodotta dai secondari, non è strettamente vero.

Spettro degli elettroni secondari e calcolo dell'emissione EUV

Nel calcolo dello spettro di equilibrio degli elettroni secondari, eseguito sempre secondo l'eq.(2.11), per elettroni nel range di energia di interesse, è opportuno considerare i meccanismi dominanti con cui gli elettroni perdono la loro energia. Usando le espressioni per le perdite di energia riportate nel Par. 2.3.1, risulta che, per le energie degli elettroni $E_e \sim 100 - 200$ MeV, le perdite Coulombiane al centro dell'ammasso, dove, nel caso di Coma, la densità è dell'ordine di $n_{th} \sim 3 \times 10^{-3}$ cm^{-3}, sono dello stesso ordine di grandezza, o anche superiori, a quelle per Inverse Compton (vedi anche la Fig. 2.10), per cui entrambe devono essere tenute in considerazione. Le perdite per sincrotrone sono paragonabili a quelle per ICS per $B \sim 3\,\mu$G, mentre quelle per bremsstrahlung sono trascurabili rispetto a quelle Coulombiane.

Bowyer et al. (2004), in un calcolo analogo, hanno trascurato le perdite Coulombiane, notando che le perdite per ICS sono dipendenti dalla temperatura della CMB e quindi in passato erano dominanti su quelle Coulombiane. Il risultato trovato dalle formule del Par. 2.3.1 è che le perdite per ICS al centro di Coma, ipotizzando che la densità del gas caldo non cambi con l'evoluzione dell'ammasso, per $\gamma = 300$ erano uguali a quelle Coulombiane all'epoca $z^* = 0.384$, con un tempo di vita di 2.1 Gyr. Assumendo $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1} e $q_0 = 0.5$, si ricava che il tempo intercorso tra l'epoca tra $z^* = 0.384$ e quella in cui è stata emessa la radiazione che vediamo, pari al redshift osservato di Coma, $z = 0.023$, è di 2.5 Gyr. Pertanto gli elettroni che hanno emesso radiazione all'epoca in cui le perdite si equivalevano dovrebbero aver perso la loro energia prima dell'epoca in cui è stata emessa la radiazione che osserviamo. Per questo motivo non è giusto trascurare l'effetto delle perdite Coulombiane nella regione del centro di Coma. Anche le perdite per sincrotrone, per $B \sim 3\,\mu$G, non sono trascurabili rispetto a quelle per ICS. Comunque nei calcoli seguenti le perdite per sincrotrone saranno trascurate. L'effetto di questa approssimazione sarà descritto in seguito.

Fatte queste premesse, è possibile procedere al calcolo dello spettro degli elettroni secondari e alla loro emissione per ICS nella banda $0.13 - 0.18$ keV.

Si assume ancora uno spettro dei protoni della forma riportata nell'eq.(3.28) e con profilo radiale $f_p(r)$, che in questo caso viene scelto in modo da riprodurre la brillanza EUV osservata. Il profilo degli elettroni secondari in questo caso è dato dall'espressione:

$$\eta_s(r) \propto \frac{f_{th}(r) f_p(r)}{b(r)}, \tag{3.41}$$

in cui la dipendenza radiale delle perdite di energia è complessa in quanto in zone diverse dell'ammasso dominano meccanismi diversi. Nelle zone centrali dell'ammasso, in cui dominano le perdite Coulombiane, si ha $b(r) \propto f_{th}(r)$, e quindi $\eta_s(r) \propto f_p(r)$, mentre nelle zone esterne, a bassa densità, in cui dominano le perdite per ICS, si ha $b(r) \propto const$, e quindi $\eta_s(r) \propto f_{th}(r) f_p(r)$.

Esprimendo la distribuzione dei protoni non-termici usando un modello del tipo

$$f_p(r) \propto \left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-q_p}, \tag{3.42}$$

si ricava che una distribuzione con $r_c = 300$ kpc (pari al raggio di core del gas termico) e $q_p \sim 2$ produce una brillanza EUV che riproduce bene quella osservata. Nella Fig. 3.34 questa distribuzione è confrontata con quella che si ottiene assumendo una distribuzione dei protoni non-termici della stessa forma di quella del gas caldo, $q_p = 1.125$. Quindi si può concludere che la distribuzione dei protoni che meglio si adatta al profilo spaziale dell'eccesso EUV è più ripida di quella del gas caldo. Si osservi che una distribuzione con $q_e \sim 2$ è stata ottenuta per gli elettroni che producono l'alone radio nell'ipotesi che siano in equilibrio di pressione con il campo magnetico, per cui la distribuzione dei protoni qui ottenuta potrebbe essere considerata simile a quella degli elettroni in quel caso. Tuttavia i profili radiali degli elettroni e dei protoni sono espressi con due diversi valori del raggio di core, per cui i due profili non hanno la stessa forma, in quanto decrescono al crescere di r con la stessa pendenza, ma la discesa comincia ad una distanza dal centro maggiore per gli elettroni rispetto ai protoni.

Con queste assunzioni, è possibile calcolare l'emissione EUV prodotta per ICS dagli elettroni secondari, fissando il parametro $N_{p,0}$ in modo che il flusso calcolato sia uguale a quello osservato da Bowyer et al. (2004). Una volta nota la densità dei protoni, si può verificare se vengono rispettati due vincoli:

- se l'emissione nella banda gamma corrispondente si mantiene al di sotto del limite superiore di EGRET;
- se la pressione dei protoni non-termici si mantiene al di sotto di quella del gas termico.

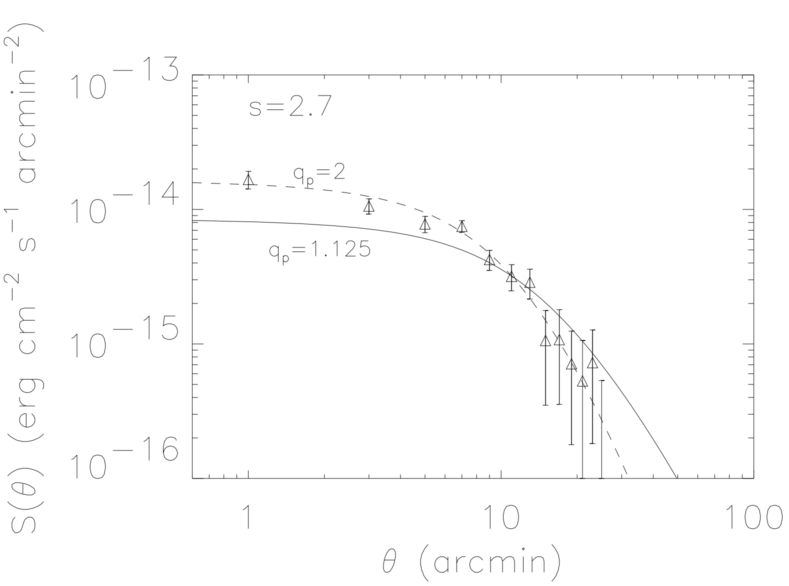


Figura 3.34: Profilo della brillanza EUV prodotta per ICS da elettroni secondari per due valori di q_p. Le curve della brillanza sono state normalizzate in modo da produrre il flusso EUV osservato entro 25 arcmin. I dati sono stati ricavati da Bowyer et al. (2004).

Risultati

Tutti i flussi riportati nel seguito sono stati calcolati come provenienti solo dalla regione con $\theta < 25$ arcmin, pari al raggio massimo indagato da Bowyer et al. (2004). I risultati sono riassunti nella Tabella 3.4.

Il calcolo dello spettro di produzione dei secondari è stato eseguito secondo l'eq.(2.33), assumendo due indici diversi per lo spettro dei protoni, $s = 2.3$ e $s = 2.7$. Lo spettro di equilibrio, considerando tutti i possibili meccanismi per le perdite di energia degli elettroni, è stato calcolato secondo l'equazione (2.11). L'emissione prodotta nella banda 0.13–0.18 keV per ICS è stata calcolata secondo le formule riportate nell'Appendice A. Per la distribuzione radiale dei protoni non-termici, inizialmente è stata assunta una distribuzione proporzionale a quella termica, $f_p(r) \propto n_{th}(r)$, il che equivale ad assumere $q_p = 1.125$ nell'eq.(3.42). Il flusso EUV così ricavato è pari a $8.6 \times 10^{-6}(N_{p,0}/cm^{-3})$ erg cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.7$ e $1.4 \times 10^{-5}(N_{p,0}/cm^{-3})$ erg cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.3$. È stato quindi calcolato per ciascun caso considerato il valore della densità centrale dei raggi cosmici che permette di ottenere il flusso in eccesso osservato nell'EUV. Per tale valore sono state calcolate la pressione dei protoni non-termici e la corrispondente emissione nei raggi gamma. Per $s = 2.7$ risulta che il rapporto richiesto tra la pressione non-

$s = 2.7$	$\max(P_{CR}/P_{th})$	F_γ/F_{EGRET}
$q_p = 1.125$	19	14
$q_p = 2$	43	16

$s = 2.3$	$\max(P_{CR}/P_{th})$	F_γ/F_{EGRET}
$q_p = 1.125$	14	14
$q_p = 2$	31	16

Tabella 3.4: Valori del massimo rapporto P_{CR}/P_{th} tra la pressione dei protoni e della pressione termica nell'ammasso, e del rapporto F_γ/F_{EGRET} tra il flusso gamma previsto e il limite superiore di EGRET nel caso in cui l'eccesso EUV in Coma sia prodotto da ICS di elettroni secondari, per i valori di s e di q_p riportati.

termica e quella termica al centro dell'ammasso è di circa 19, mentre per $s = 2.3$ si ricava un valore massimo del rapporto tra le pressioni di circa 14. Il calcolo dell'emissione gamma prodotta dal decadimento dei π^0 è stato eseguito secondo l'eq.(2.35), ottenendo un flusso di $1.1(N_{p,0}/cm^{-3})$ cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.7$ e $2.0(N_{p,0}/cm^{-3})$ cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.3$. Normalizzando questi risultati al flusso EUV, si ottiene che, per $q_p = 1.125$, il flusso previsto nella banda gamma 0.1–10 GeV ammonta a 5.3×10^{-7} cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.7$ e di 5.5×10^{-7} cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.3$. Quindi, in entrambi i casi, entrambi i vincoli richiesti vengono violati: la pressione non-termica risulta di oltre un ordine di grandezza superiore a quella termica, mentre il flusso gamma prodotto risulta di oltre un ordine di grandezza più alto del limite superiore di EGRET.

Assumendo una distribuzione dei protoni non-termici con $q_p = 2$, che produce un profilo di brillanza più vicino a quello osservato, allora la densità centrale dei protoni non-termici richiesta è ancora più alta. Infatti i flussi prodotti per ICS nell'EUV sono pari a $3.9 \times 10^{-6}(N_{p,0}/cm^{-3})$ erg cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.7$ e $6.5 \times 10^{-6}(N_{p,0}/cm^{-3})$ erg cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.3$. Questo si traduce in una richiesta sul valore centrale del rapporto tra le pressioni pari a 43 per $s = 2.7$ e circa 31 per $s = 2.3$. Il flusso gamma prodotto sotto queste ipotesi è invece pari a $5.6 \times 10^{-1}(N_{p,0}/cm^{-3})$ cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.7$ e $9.9 \times 10^{-1}(N_{p,0}/cm^{-3})$ cm^{-2} s^{-1} per $s = 2.3$. Normalizzando all'eccesso EUV, si ottengono i flussi 6.2×10^{-7} cm^{-2} s^{-1} sia per $s = 2.7$ che per $s = 2.3$. Questi risultati sono ancora più incompatibili con le richieste fatte rispetto al caso $q_p = q_{th}$.

In questo scenario sono state calcolate le emissioni nelle altre bande spettrali di interesse. Per quanto riguarda le emissioni prodotte dagli elettroni con energia maggiore, si ottiene che l'emissione nella banda HXR ($20 - 80$

keV) vale, per $s_p = 2.7$, $(3.5 - 4.0) \times 10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1} per $q_p = 1.125 - 2$, e, per $s_p = 2.3$, $(1.1 - 1.3) \times 10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1}. Dunque il flusso HXR previsto è sempre inferiore alla misura effettuata da BeppoSAX, 1.5×10^{-11} erg cm^{-2} s^{-1} (Fusco-Femiano et al. 2004). Infine è stato calcolato che, assumendo per semplicità un campo magnetico costante, l'emissione radio prodotta supera quella osservata se il campo magnetico è maggiore di 0.3 μG; questo risultato è coerente con l'assunzione di aver trascurato le perdite per sincrotrone, ed è coerente con la stima di 0.2 μG che si ottiene dal confronto tra l'emissione radio e quella negli HXR (Fusco-Femiano et al. 2004), ma non è compatibile con i risultati delle misure di rotazione Faraday nel centro di Coma (Kim et al. 1990, Feretti et al. 1995).

3.4.3 Discussione

I risultati ottenuti nel Par. 3.4.1 permettono di concludere che l'eccesso EUV osservato in direzione del centro di Coma richiede la presenza di elettroni nella regione centrale dell'ammasso e non può essere prodotto da materiale presente nelle regioni esterne dell'ammasso visto in prospettiva, a meno di non ammettere che sia disposto in maniera asimmetrica ed allineato lungo la linea di vista. Le informazioni che si possono ricavare dal confronto dell'eccesso EUV con le distribuzioni spettrali dell'eccesso SXR misurato nel centro di Coma non permettono di distinguere l'origine termica o non-termica dell'eccesso.

I risultati ottenuti nel Par. 3.4.2 permettono di concludere che l'ipotesi dell'origine dell'eccesso EUV da ICS di elettroni secondari deve essere rigettata, in quanto essa richiede un ammontare di protoni non-termici che genera una pressione molto superiore a quella termica, e produce un flusso nella banda gamma generato dal decadimento dei pioni neutri che è maggiore del limite superiore trovato da EGRET.

Questo risultato è in disaccordo con quello trovato da Bowyer et al. (2004). Nel loro lavoro, infatti, viene trovato che l'eccesso EUV può essere spiegato come prodotto da ICS di elettroni secondari ipotizzando un contenuto energetico dei protoni non-termici pari a circa il 2.5% di quello termico. Le ragioni di questa discrepanza nei risultati possono essere ricercate nella somma di diversi fattori. In primo luogo qui è stata usata l'espressione per la produzione degli elettroni secondari più accurata (Moskalenko & Strong 1998), mentre Bowyer et al. (2004) hanno usato un'espressione approssimata. Bisogna osservare però che, in accordo con Bowyer et al. (2004), risulta che l'espressione approssimata sovrastima la produzione di elettroni secondari di un fattore che, alle energie degli elettroni che ci interessano, è di circa il 50%. Questa sola approssimazione non può quindi spiegare la differenza trovata.

In secondo luogo, nel lavoro di Bowyer et al. (2004) vengono considerate solo le perdite per ICS: in questo modo non vengono considerate le perdite Coulombiane che, come mostrato, hanno effetti importanti sia sulla densità all'equilibrio degli elettroni secondari che sulla loro distribuzione spaziale. Per esempio, per elettroni con $\gamma_e \sim 250$, si può calcolare che, per una densità termica $n_{th} = 3.4 \times 10^{-3}$ cm^{-3}, come è quella al centro dell'ammasso di Coma, le perdite Coulombiane sono circa 5 volte più importanti di quelle per ICS, per cui trascurare le prime porta a sottostimare dello stesso fattore il numero di protoni non-termici presenti al centro del cluster. Inoltre, sia nel lavoro di Bowyer et al. (2004) che in questo, si assume che le perdite per sincrotrone siano ovunque trascurabili rispetto a quelle per ICS, il che equivale ad assumere ovunque $B << 3\,\mu$G. Se il valore del campo magnetico è maggiore di questo valore, allora le perdite per sincrotrone diventano rilevanti sia per determinare il profilo radiale dei protoni che riproduce il profilo di brillanza osservato dell'eccesso EUV, sia la quantità di protoni richiesta per produrre il numero di elettroni in grado di emettere l'eccesso EUV. Per questo motivo è probabile che, almeno al centro dell'ammasso, anche i risultati qui presentati sottostimino la quantità di protoni non-termici necessaria per spiegare l'eccesso EUV in termini di ICS di elettroni secondari.

Infine, si noti che, nelle ipotesi di lavoro di Bowyer et al. (2004), e applicando l'equazione (4) del loro lavoro, risulta una densità dei protoni non-termici circa 135 volte più grande di quella riportata nel lavoro citato, per cui è probabile che nel loro lavoro sia presente un errore di calcolo. Questo fatto da solo implicherebbe un rapporto tra la pressione non-termica e quella termica di circa 3 e un flusso gamma prodotto dal decadimento dei π^0 maggiore del limite superiore stabilito da EGRET.

Se, come indicato dai risultati qui presentati, l'eccesso EUV non può essere prodotto da elettroni secondari per ICS, rimane il problema di stabilire quale sia la sua origine. Per verificare l'ipotesi termica, bisognerebbe da un lato rivelare le righe spettrali di emissione caratteristiche di un gas a $T \sim 10^6$ K, dall'altro lato di trovare un meccanismo che mantenga una grande quantità di gas a questa temperatura. Per verificare l'ipotesi non-termica, per esempio quella del modello di Brunetti et al. (2001b), è opportuno cercare di rivelare le emissioni che gli stessi elettroni che producono l'eccesso EUV dovrebbero produrre in altre bande. A questo proposito si noti che elettroni con $E \sim 100 - 200$ MeV emettono per sincrotrone nel range di frequenze $\nu \sim 0.2 - 0.6(B/\mu G)$ MHz, per cui la loro emissione cade al di fuori del range di frequenze esplorabile dagli strumenti radio. Un aspetto interessante è invece che questi elettroni emettono per bremsstrahlung nella regione intorno a 0.1 GeV, in una regione dello spettro indagata dagli strumenti gamma. L'emissione prevista, calcolata secondo le formule riportate nell'Appendice

A, dipende solo debolmente dalle condizioni assunte, come l'indice spettrale degli elettroni, poiché gli elettroni che emettono nell'EUV per ICS sono gli stessi che emettono per bremsstrahlung nella regione ~ 0.1 GeV, che, per una distribuzione spettrale a legge di potenza, è la regione in cui viene emessa la maggior parte della radiazione rivelata nella banda 0.1–10 GeV. Il flusso previsto in questa banda prodotto per bremsstrahlung dagli elettroni, assumendo che producano l'eccesso EUV per ICS, vale circa 1×10^{-8} cm^{-2} s^{-1}. Lo scenario degli elettroni primari quindi è consistente con il limite superiore di EGRET, e potrà essere verificato da GLAST.

In particolare è da sottolineare l'importanza delle misure di GLAST: se, infatti, sarà rivelata un'emissione gamma in Coma, e se si potrà separare, grazie alla loro diversa forma spettrale, il contributo del decadimento dei π^0 da quello della bremsstrahlung non-termica, allora questo permetterà di avere informazioni dettagliate sia sui protoni non-termici, e conseguentemente sugli elettroni secondari, sia sull'eventuale presenza di elettroni non-termici primari.

Infine un'altra possibilità di determinare le proprietà degli elettroni che producono l'eccesso EUV può venire da misure di precisione dell'effetto Sunyaev-Zel'dovich in Coma, visto che gli effetti prodotti da una popolazione termica di elettroni sono diversi da quelli prodotti da una popolazione non-termica, particolarmente nella zona dello spettro con $x = h\nu/(kT_{CMB}) = 6 - 8$ (Colafrancesco, Marchegiani & Palladino 2003). Infatti in questa zona l'effetto SZ provocato da una popolazione termica determina un aumento del numero dei fotoni, mentre l'effetto prodotto da una popolazione non-termica provoca una diminuzione del numero dei fotoni rispetto all'effetto SZ prodotto dal gas termico. Gli effetti prodotti sono comunque di ordine inferiore rispetto a quello termico, per cui per poter apprezzare queste correzioni sono necessarie misure molto precise.

Capitolo 4

Generalizzazione ad altri ammassi di galassie

Dopo aver preso in esame, nel capitolo precedente, il caso dell'ammasso di Coma, in questo capitolo si considerano i casi di altri ammassi di galassie che mostrano la presenza di attività non-termiche, come la presenza di aloni radio di grandi dimensioni. Tipicamente le informazioni osservative relative agli altri ammassi sono disponibili in numero inferiore rispetto al caso di Coma. Come visto nel capitolo precedente, il profilo della brillanza superficiale dell'alone radio può permettere di ricavare informazioni sulla distribuzione dei campi magnetici e degli elettroni relativistici, per cui i tre ammassi qui considerati sono scelti tra quelli di cui sono disponibili informazioni sul profilo radiale della brillanza superficiale dell'alone radio. In primo luogo si presenterà un confronto tra le distribuzioni radiali osservate nei diversi ammassi; successivamente lo stesso schema di lavoro usato per Coma per predirre la brillanza HXR a partire dalla brillanza radio sarà applicato all'ammasso di cui è disponibile una maggiore quantità di dati sperimentali, A2319. Poi sarà applicato ai tre ammassi considerati lo studio dell'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari, come fatto per Coma nel capitolo precedente, discutendo la possibilità che gli elettroni secondari siano all'origine degli aloni radio. Infine sarà calcolata l'emissione gamma proveniente da questi ammassi, evidenziando l'importanza e le possibili implicazioni delle misure dei futuri esperimenti operanti nella banda gamma.

4.1 Proprietà degli ammassi considerati

Nel seguito si presentano le caratteristiche degli ammassi considerati, che sono A2319, A2255 e A2163. Nelle Figure 4.1–4.4 sono riportate le mappe

	$n_{th,0}$ ($h_{70}^{1/2}$ cm^{-3})	kT (keV)	L_X (h_{70}^{-2} erg s^{-1})	D (h_{70}^{-1} Mpc)	R_X (h_{70}^{-1} Mpc)
Coma	3.4×10^{-3}	8.2	3.7×10^{44}	96	0.84
A2319	7.83×10^{-3}	9.12	7.0×10^{44}	240	1.0
A2255	1.72×10^{-3}	7.3	2.4×10^{44}	367	0.79
A2163	7.87×10^{-3}	14.6	1.9×10^{45}	1000	1.4

Tabella 4.1: Valori della densità centrale del gas termico, della temperatura, della luminosità X, della distanza dell'ammasso e del raggio fino a cui l'emissione X è stata misurata per i quattro ammassi considerati. La luminosità X è integrata nella banda 0.1-2.4 keV ed è tratta per tutti i quattro ammassi da Ebeling et al. (1996). Per le proprietà spaziali X dei quattro ammassi si rinvia alla tabella 4.3.

	$F(1.4\text{GHz})$ (Jy)	α_R	L_R (h_{70}^{-2} erg s^{-1})	R_h (h_{70}^{-1} Mpc)	L_X/L_R
Coma	0.64	1.35	9.9×10^{39}	0.9	3.7×10^{4}
A2319	0.153	1.8	1.5×10^{40}	0.47	4.7×10^{4}
A2255	0.043	1.7	9.7×10^{39}	0.67	2.5×10^{4}
A2163	0.155	1.18	2.6×10^{41}	1.05	7.3×10^{3}

Tabella 4.2: Valori del flusso radio a 1.4 GHz, dell'indice spettrale dell'alone radio, della luminosità radio, del raggio dell'alone radio e del rapporto tra la luminosità X e quella radio per i quattro ammassi considerati. La luminosità radio è ricavata dal flusso $\nu F(\nu)$ misurato a $\nu = 1.4$ GHz per tutti i quattro ammassi. Per le proprietà spaziali radio dei quattro ammassi si rinvia alla tabella 4.3.

nei raggi-X confrontate con quelle radio per i tre ammassi qui considerati e, per confronto, anche per Coma. Nella Tabelle 4.1 e 4.2 si riportano, rispettivamente, i valori dei parametri fondamentali osservati nei raggi-X e nel radio per i quattro ammassi.

4.1.1 A2319

L'ammasso A2319 si trova a $z \sim 0.0557$ (Struble & Rood 1999), che corrisponde a $D \sim 240\, h_{70}^{-1}$ Mpc. A questa distanza 1 arcmin corrisponde a 59 h_{70}^{-1} kpc. L'ammasso è classificato di ricchezza 1, tipo RS cD (Struble & Rood 1982) e tipo BM II-III. Studi delle velocità radiali delle galassie dell'ammasso hanno mostrato che in realtà esso è costituito da due ammassi visti in proiezione, isolando un subammasso (A2319B) situato a ~ 10 arcmin a NW della galassia cD (Oegerle, Hill & Fitchett 1995). Il raggio viriale stimato è pari a $R_{vir} = 1.24 h_{70}^{-1}$ Mpc (Trevese, Cirimele & De Simone 2000).

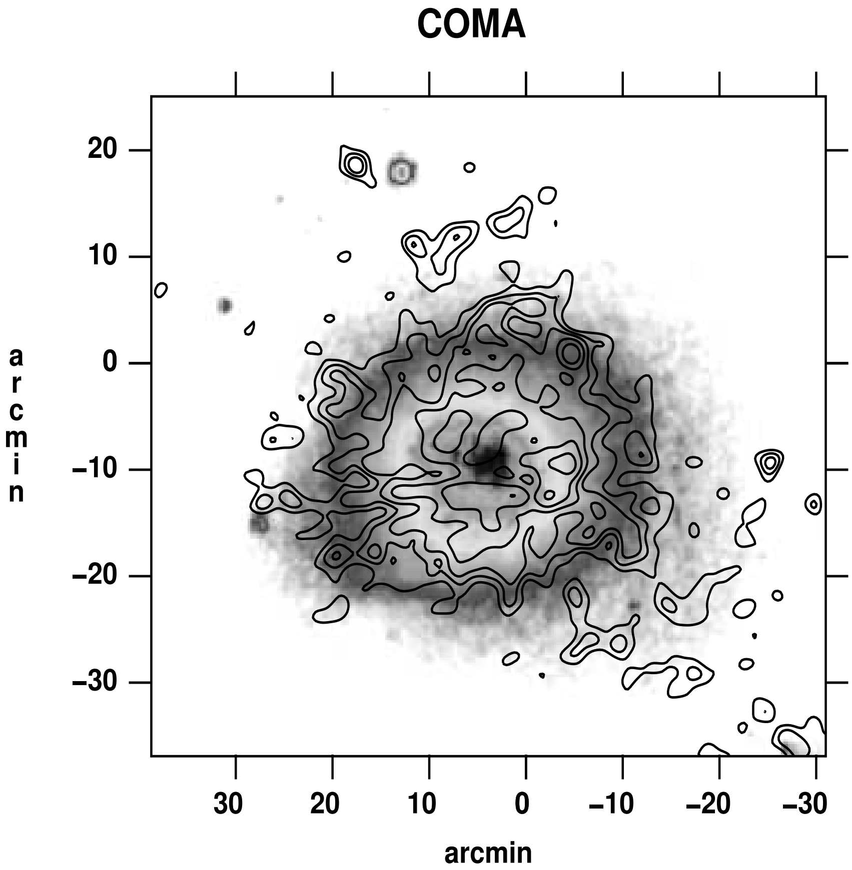


Figura 4.1: Confronto tra la morfologia X e quella radio dell'ammasso di Coma. L'emissione X è rappresentata con la scala dei grigi, mentre l'emissione radio con i contorni (da Govoni et al. 2001a).

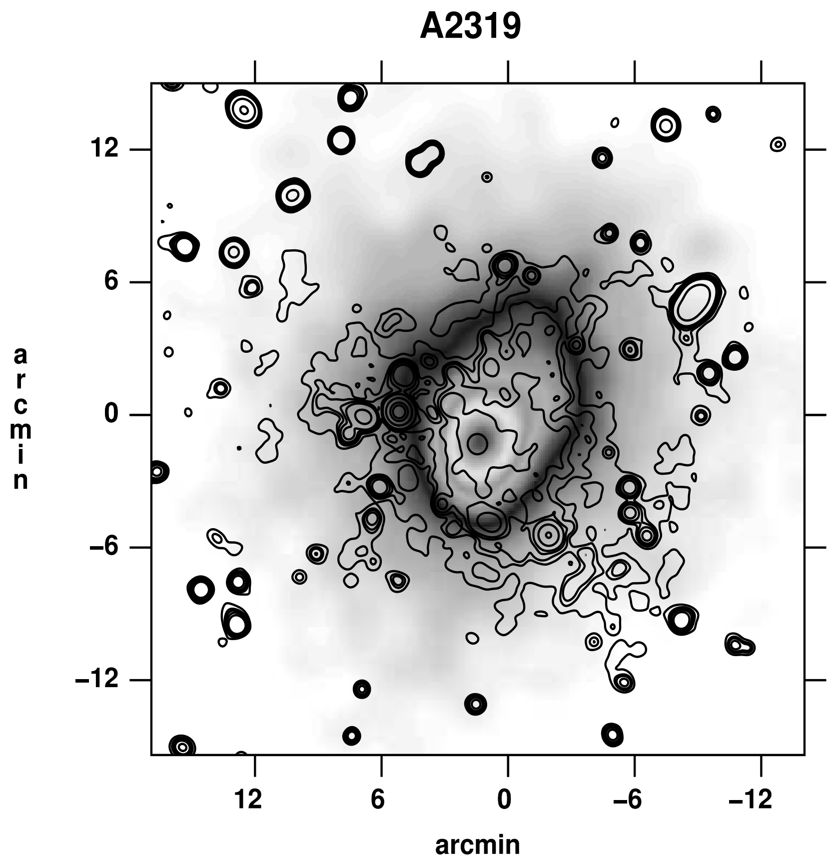


Figura 4.2: Confronto tra la morfologia X e quella radio dell'ammasso A2319. L'emissione X è rappresentata con la scala dei grigi, mentre l'emissione radio con i contorni (da Govoni et al. 2001a).

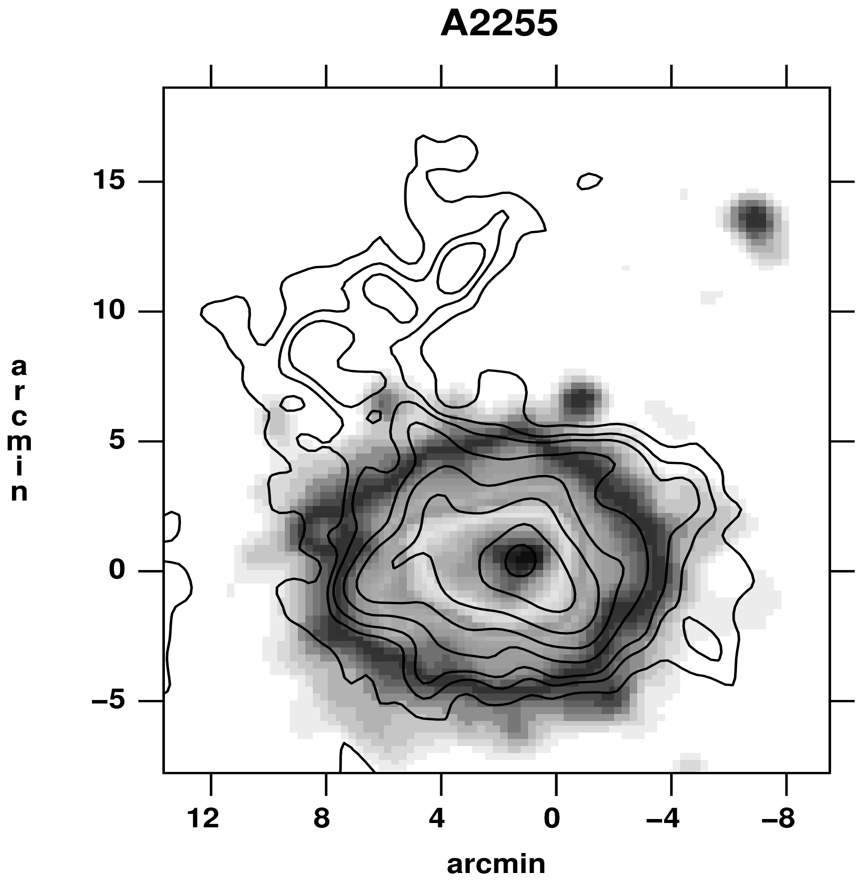


Figura 4.3: Confronto tra la morfologia X e quella radio dell'ammasso A2255. L'emissione X è rappresentata con la scala dei grigi, mentre l'emissione radio con i contorni (da Govoni et al. 2001a).

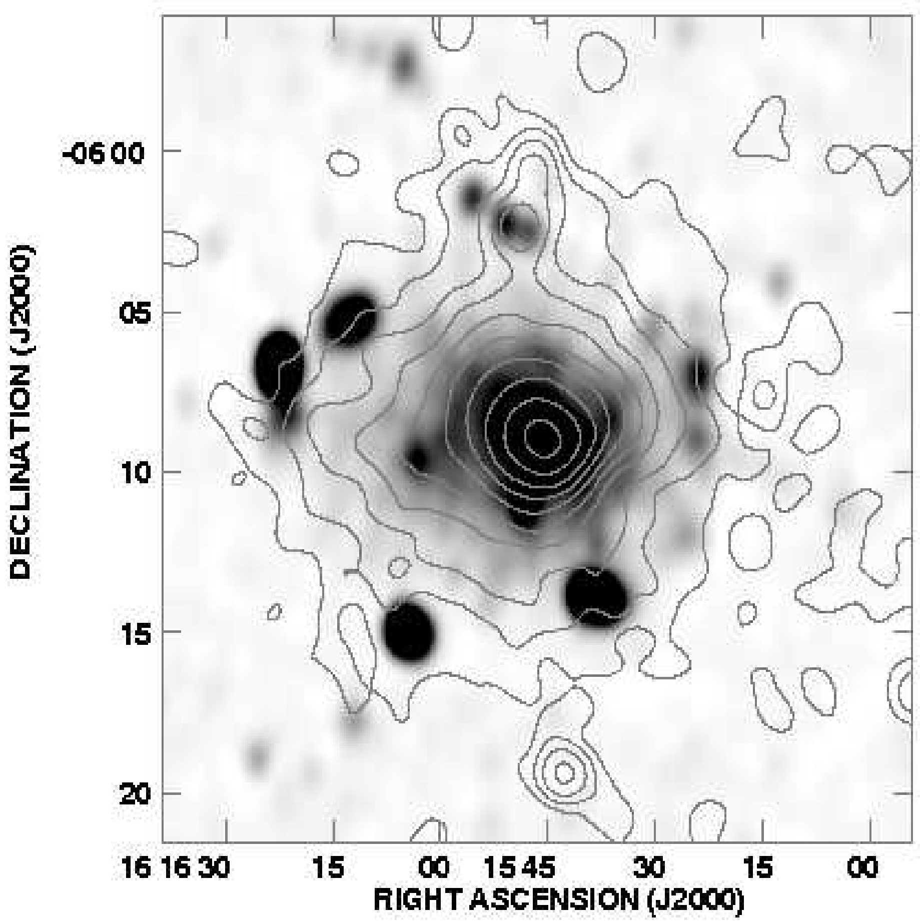


Figura 4.4: Confronto tra la morfologia X e quella radio dell'ammasso A2163. A differenza delle Figure 4.1–4.3, qui l'emissione X è rappresentata con i contorni, mentre l'emissione radio con la scala dei grigi (da Feretti et al. 2001).

Il gas termico ha una temperatura di $kT = 9.12 \pm 0.15$ keV (Arnaud & Evrard 1999). La distribuzione del gas è rappresentabile con un profilo β, $n_e(r) = n_{e0}\left[1 + (r/r_c)^2\right]^{-3\beta/2}$, con $r_c = 1.6 \pm 0.1$ arcmin ($94h_{70}^{-1}$ kpc) e $\beta = 0.51 \pm 0.01$ (Feretti, Giovannini & Böhringer 1997b); la densità centrale è pari a $n_{e0} = (7.83 \pm 0.99) \times 10^{-3} h_{70}^{1/2}$ cm^{-3} (Trevese, Cirimele & De Simone 2000).

L'ammasso è caratterizzato dalla presenza di un alone radio, scoperto da Harris & Miley (1978) e studiato da Feretti et al. (1997b). L'alone presenta una struttura irregolare, di forma approssimativamente triangolare, con una dimensione angolare di ~ 16 arcmin. Il flusso radio è stato misurato a 408, 610 e 1400 MHz, ottenendo per l'indice spettrale i valori $\alpha_{610}^{408} \sim 0.92$, $\alpha_{1420}^{610} \sim 2.2$ e $\alpha_{1420}^{408} \sim 1.8$ (Feretti et al. 1997b), il che lascia pensare che un irripidimento dello spettro radio possa essere presente verso le alte frequenze. Tuttavia questa ipotesi è basata su tre sole misure e può essere affetta dalle incertezze sulle misure. Nel seguito sarà assunto come indice spettrale il valore ottenuto tra la frequenza più alta e quella più bassa, $\alpha_R = 1.8$. Questo è un indice molto ripido, che richiede uno spettro degli elettroni con indice spettrale $p = 4.6$. È possibile pensare che questo fatto sia dovuto ad effetti strumentali come quelli descritti nel Paragrafo 3.3.2, oppure che un irripidimento nello spettro radio simile a quello osservato in Coma sia presente in A2319 per $\nu < 1.4$ GHz, e quindi l'indice spettrale misurato tra 408 e 1400 MHz risenta di questo irripidimento.

L'ammasso è stato oggetto di uno studio delle misure di Rotazione Faraday, che ha condotto a stimare un campo magnetico di ~ 2 μG presente su una scala di coerenza di 20 kpc (Vallée, MacLeod & Broten 1987). In A2319 è stata anche rivelata dallo strumento HEXTE a bordo del satellite *Rossi X-Ray Timing Explorer* (RXTE) un'emissione in eccesso rispetto a quella termica nella banda $18 - 40$ keV pari a $(9 \pm 3) \times 10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1}, da cui viene stimato un valore del campo magnetico di $0.1 - 0.4$ μG (Gruber & Rephaeli 2002).

4.1.2 A2255

L'ammasso A2255 è posto a $z \sim 0.0806$ (Struble & Rood 1999), corrispondente a $D \sim 367h_{70}^{-1}$ Mpc. A questa distanza 1 arcmin corrisponde a $86h_{70}^{-1}$ kpc. Otticamente l'ammasso è classificato di tipo RS C (Struble & Rood 1982). La distribuzione spaziale delle galassie non mostra la presenza di subammassi (Zabludoff, Huchra & Geller 1990).

L'emissione termica dell'ICM ha una forma ellittica, il che può suggerire che ci sia un merging in atto. Trascurando questa asimmetria, la brillanza

X può essere rappresentata con un modello β con $\theta_c = (4.8 \pm 0.4)$ arcmin e $\beta = 0.74 \pm 0.04$ (Feretti et al. 1997a). La temperatura è di $kT = 7.3^{+1.7}_{-1.1}$ keV (David et al. 1993), mentre la densità del gas al centro è di $n_{e,0} = (1.72 \pm 0.06) h_{70}^{1/2} \times 10^{-3}$ cm^{-3} (Jones & Forman 1984).

L'ammasso mostra la presenza di un alone radio (Jaffe & Rudnick 1979) e di un relitto radio di forma molto allungata situato nella regione periferica di NE (Burns et al. 1995), oltre che di alcune radiogalassie. L'alone radio è stato studiato alle lunghezze d'onda di 20 e 90 cm con WSRT da Feretti et al. (1997a), che hanno ricavato un indice spettrale $\alpha_R \sim 1.7$ e un'estensione di $\sim$ 10 arcmin ($\sim 860 h_{70}^{-1}$ kpc). Anche in questo caso l'indice spettrale è piuttosto ripido, e possono valere i discorsi fatti in proposito per A2319. Osservazioni recenti (Govoni et al. 2005) hanno mostrato l'esistenza nell'alone radio di A2255 di una struttura complessa, caratterizzata dalla presenza di alcuni filamenti con un elevato grado di polarizzazione, $\simeq 20 - 40\%$. L'origine di queste emissioni ha dato origine a nuove questioni riguardanti la loro natura, la loro origine e la loro connessione con gli eventi di merging. Una possibilità suggerita da Govoni et al. (2005) è quella che i filamenti siano strutture che si trovano di fronte all'ammasso. In effetti la struttura allungata e il grado di polarizzazione li rendono più simili ai relitti radio piuttosto che alle caratteristiche consuete degli aloni. Una domanda a cui sarà interessante rispondere nel futuro è se caratteristiche di questo tipo siano comuni negli aloni radio o se sia un fenomeno riguardante solo A2255.

Nei raggi-X duri è stato misurato un limite superiore al flusso non-termico di $\sim 1.20 \times 10^{-5}$ cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} a 30 keV (Rephaeli & Gruber 1988).

4.1.3 A2163

L'ammasso A2163 è un ammasso distante ($z = 0.203$, Struble & Rood 1999), corrispondente a $D \sim 1000 h_{70}^{-1}$ Mpc, e ricco ($N_{Abell} = 119$ galassie, Struble & Rood 1987). Le osservazioni del gas caldo effettuate con ROSAT e GINGA hanno rivelato un gas di alta temperatura, $kT = 14.6^{+0.9}_{-0.8}$ keV, di grande luminosità e di grande massa, $M_{gas} = (1.43 \pm 0.05) \times 10^{15} M_\odot$, circa 2.6 volte più massiccio di Coma (Elbaz, Arnaud & Böhringer 1995). I parametri del modello β con cui l'emissione termica dell'ammasso può essere rappresentata sono $\theta_c = (1.20 \pm 0.075)$ arcmin ($r_c = (218 \pm 14) h_{70}^{-1}$ kpc) e $\beta = 0.62^{+0.015}_{-0.02}$. La densità centrale è di $n_{e,0} = (7.87 \pm 0.41) \times 10^{-3} h_{70}^{1/2}$ cm^{-3} (Elbaz, Arnaud & Böhringer 1995). La regione centrale appare in uno stato altamente non rilassato, suggerendo che un processo di merging sia in corso (Markevitch & Vikhlinin 2001).

L'ammasso contiene uno degli aloni radio più luminosi ed estesi che siano stati rivelati (Herbig & Birkinshaw 1994). Nella ragione periferica di NE è presente anche un relitto radio. L'alone è stato studiato con il VLA a 1.4 GHz da Feretti et al. (2001) e a 330 MHz da Feretti et al. (2004). L'indice spettrale stimato è $\alpha_R = 1.18 \pm 0.04$. L'estensione dell'alone è di ~ 11.5 arcmin, corrispondenti a $\sim 2.1 h_{70}^{-1}$ Mpc. Feretti et al. (2004) hanno inoltre rivelato una complessa struttura spaziale dell'indice spettrale dell'alone, che è approssimativamente costante entro 70 arcsec dal centro, e a distanze maggiori appare più piatto nella regione occidentale e più ripido in quella orientale. L'indice spettrale appare essere più piatto nelle regioni in cui c'è evidenza di recente attività di merging: questa correlazione deve essere tenuta presente quando si indaga l'origine degli aloni radio, e sarà discussa nel Paragrafo 4.5.

Nei raggi-X duri è stato ottenuto un limite superiore con BeppoSAX PDS integrato nella banda $20 - 80$ keV di 5.6×10^{-12} erg cm^{-2} s^{-1} (Feretti et al. 2001).

4.2 Profili della brillanza superficiale

I profili radiali della brillanza superficiale per gli ammassi A2319 e A2255 sono stati ricavati dalle figure pubblicate da Govoni et al. (2001a), mentre per A2163, non essendo disponibile in letteratura un grafico del profilo radiale della brillanza radio, è stato usato il risultato riportato in Feretti et al. (2001), secondo cui il profilo della brillanza radio ha un andamento proporzionale a $B_R \propto B_X^b$, con $b = 0.64 \pm 0.05$. L'analisi della brillanza radio per i primi due ammassi è stata effettuata in modo analogo a quella di Coma (Par.3.2.2). I parametri dell'emissività radio risultanti per i tre ammassi sono stati ottenuti nell'assunzione di simmetria sferica, e sono riportati, insieme a quelli di Coma, nella Tabella 4.3, insieme ai parametri del gas termico.

Una comparazione tra i profili dell'emissività radio tra i quattro ammassi considerati può essere fatta visualizzando i quattro andamenti in funzione del raggio. Nella Figura 4.5 si riportano i quattro andamenti in funzione del rapporto $r/r_{c,th}$: si nota che l'emissività radio di Coma e A2255 dopo $\sim 4 r_{c,th}$ si riduce di un fattore ~ 1000, mentre A2163 e A2319 hanno dei profili radiali dell'emissività radio più larghi. La Figura 4.6 riporta gli stessi andamenti in funzione di $r/r_{c,R}$: questa figura riflette le diverse pendenze trovate per i diversi aloni. In particolare Coma risulta l'alone radio con un maggior valore per la pendenza, mentre A2319 ha la pendenza minore. D'altra parte Coma ha il valore maggiore del raggio di core dell'alone radio , mentre A2319 ha il valore minore di tutti. A2255 ha dei valori simili rispetto a quelli di Coma, mentre A2163 ha un raggio di core radio più piccolo e una pendenza

	$r_{c,R}$ (kpc)	q_R	R_h (Mpc)	$r_{c,th}$ (kpc)	q_{th}
Coma	670	4.4	0.90	300	1.125
A2319	37	0.98	0.47	94	0.765
A2255	470	3.0	0.67	410	1.11
A2163	220	1.4	1.05	220	0.93

Tabella 4.3: Lista dei parametri relativi al profilo radiale dell'emissività radio e a quello del gas termico per i quattro ammassi considerati. I parametri radio sono stati ricavati da un fit della brillanza superficiale per Coma, A2319 e A2255, mentre sono stati ricavati dalla relazione $B_R \propto B_X^{0.64}$ per A2163. I dati del gas termico sono tratti da Briel, Henry & Böhringer (1992) per Coma, Feretti et al. (1997b) per A2319, Feretti et al. (1997a) per A2255 e Elbaz, Arnaud & Böhringer (1995) per A2163. Le lunghezze sono espresse in unità di h_{70}^{-1}.

più bassa. Il raggio dell'alone radio di A2163 è il maggiore tra quelli qui considerati.

Un aspetto interessante che si può ricavare dai profili radiali dell'alone radio è il profilo degli elettroni richiesto se il campo magnetico ha un profilo proporzionale a quello del gas termico. Dalla Fig. 4.7 si vede che il risultato trovato per Coma vale anche per gli altri tre ammassi considerati: se si assume che il campo magnetico abbia un andamento proporzionale al gas termico, allora il profilo degli elettroni relativistici deve crescere verso l'esterno dell'ammasso. A differenza di Coma, in cui il profilo degli elettroni ha un massimo a $r \sim 0.8$ Mpc, negli ammassi A2255 e A2163 il profilo degli elettroni è sempre crescente fino a R_h, mentre in A2319 decresce fino a $r \sim 70 - 80$ kpc, cioè nella regione compresa tra il raggio di core radio e quello termico (si noti che A2319 è l'unico tra gli ammassi considerati ad avere un raggio di core dell'alone radio minore rispetto a quello del gas termico), e poi diventa crescente. In base a questi risultati si può ipotizzare che l'improbabilità dello scenario in cui $B(r) \propto n_{th}(r)$ sia una caratteristica generale degli ammassi di galassie.

Un'altra possibilità è invece quella in cui il profilo degli elettroni relativistici è proporzionale a quello del gas caldo. In questo caso i profili del campo magnetico che si ricavano dal profilo di brillanza radio sono accettabili, in quanto decrescono con il raggio, come mostrato nella Figura 4.8.

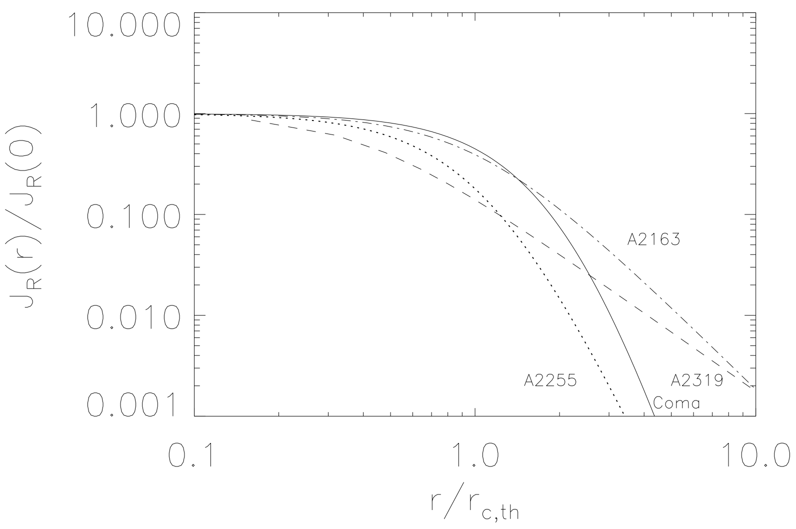


Figura 4.5: Profili radiali dell'emissività radio in funzione di $r/r_{c,th}$ nei quattro ammassi considerati.

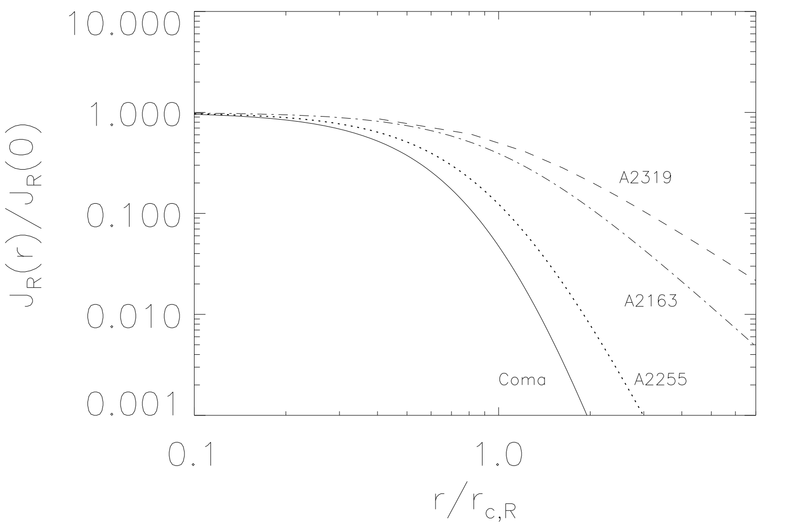


Figura 4.6: Profili radiali dell'emissività radio in funzione di $r/r_{c,th}$ nei quattro ammassi considerati.

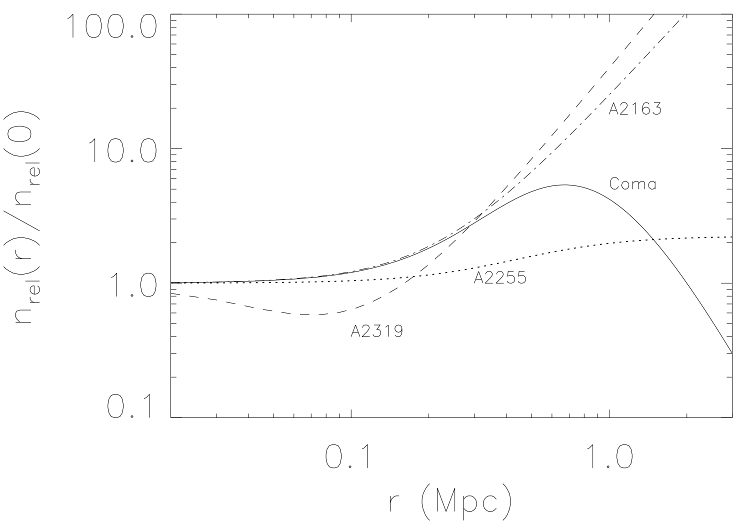


Figura 4.7: Profili radiali degli elettroni nei quattro ammassi considerati ricavati dal profilo dell'emissività radio assumendo il profilo del campo magnetico proporzionale a quello del gas caldo. I profili sono estrapolati fino a 3 Mpc.

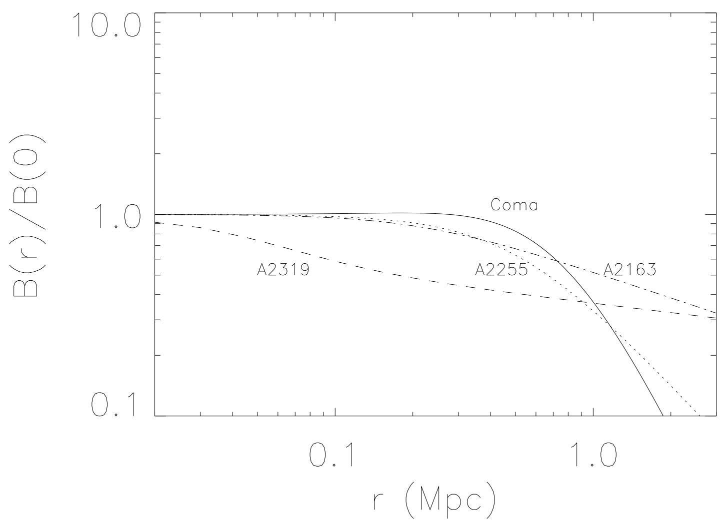


Figura 4.8: Profili radiali del campo magnetico nei quattro ammassi considerati ricavati dal profilo dell'emissività radio assumendo il profilo degli elettroni relativistici proporzionale a quello del gas caldo. I profili sono estrapolati fino a 3 Mpc.

4.3 Il caso di A2319

4.3.1 Brillanza HXR

Come mostrato nel Par.4.1.1, il caso di A2319 è quello più ricco di informazioni: oltre infatti alle misure dell'alone radio, per questo ammasso sono disponibili sia una stima del campo magnetico ottenuta attraverso le misure di rotazione Faraday, $B \sim 2\ \mu$G (Vallée, MacLeod & Broten 1987), sia una misura dell'eccesso HXR, da cui si ricava un campo magnetico di $\sim 0.1 - 0.4$ μG (Gruber & Rephaeli 2002). Come puntualizzato da questi stessi autori, anche questo risultato, come quello di Coma, viene ricavato da un dato senza informazione spaziale e assumendo che l'emissione radio e quella HXR vengano prodotte nello stesso volume. In vista di future osservazioni spazialmente risolte, è opportuno applicare a questo ammasso lo stesso schema di lavoro usato per Coma nel Par.3.2.

Il profilo di brillanza radio di A2319 può essere ben fittato ($\chi^2_{red} = 1.06$ per 15 d.o.f.) con $\theta_{c,R} = (0.62 \pm 0.48)$ arcmin e $q'_R = 0.48 \pm 0.16$; il fit con raggio di core fissato a quello termico ($\theta_{c,th} = 1.6$ arcmin) fornisce, per $q'_R = 0.48 \pm 0.16$, un fit non accettabile ($\chi^2_{red} = 2.14$ per 16 d.o.f.), per cui nel seguito sarà usato il primo (vedi Fig.4.9). Il profilo dell'emissività radio che se ne ricava è quello riportato nella Tabella 4.3, con $r_{c,R} = (37 \pm 28) h_{70}^{-1}$ kpc e $q_R = 0.98 \pm 0.16$. L'indice dello spettro radio misurato tra 408 e 1420 MHz è $\alpha_R = 1.8$ (Feretti et al. 1997b). Applicando la relazione tra gli esponenti del profilo degli elettroni e del campo magnetico, $q_e + (1 + \alpha_R) q_B = q_R$, si possono ricavare le coppie di profili compatibili con la brillanza radio osservata:

- per un profilo costante degli elettroni: $q_e = 0$, $q_B = 0.35$;
- per l'equilibrio di pressione: $q_e = 0.40$, $q_B = 0.20$;
- per un campo magnetico costante: $q_e = 0.98$, $q_B = 0$.

Utilizzando il profilo dell'emissività radio ricavato, e il valore del flusso misurato a 1420 MHz, $F = 0.153$ Jy (Feretti et al. 1997b), e considerando gli effetti delle fluttuazioni in direzione del campo magnetico, si ricava che la normalizzazione degli elettroni è pari a $n_{e,0} = 1.18 \times 10^{-9} B_0^{-2.8}$ cm^{-3} GeV^{-1}, con un indice spettrale $p = 4.6$. Nel caso siano presenti anche delle fluttuazioni in ampiezza del campo magnetico, la densità degli elettroni viene soppressa di un fattore 1.14, 1.76 e 2.64 rispettivamente per $< (\delta B)^2 > / B^2 =$ 0.1, 0.5 e 1, avendo calcolato questi valori in base all'equazione (3.14).

Assumendo che gli elettroni si possano estendere fino al raggio viriale dell'ammasso, $R_{vir} = 1.24 h_{70}^{-1}$ Mpc (~ 21 arcmin), il profilo della brillanza

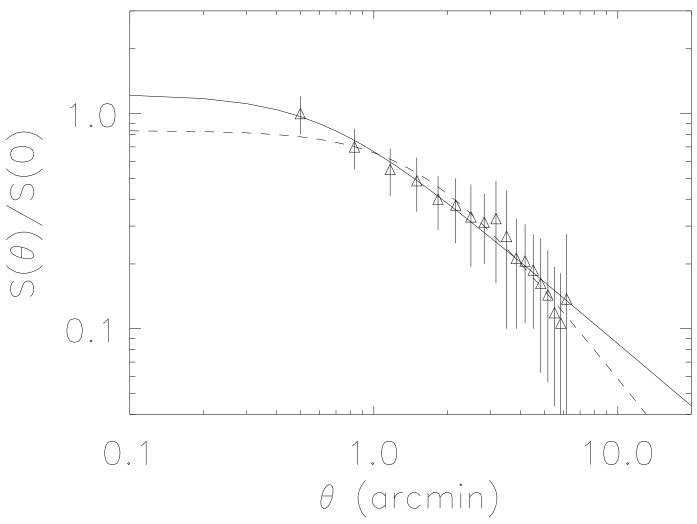


Figura 4.9: Distribuzione radiale della brillanza superficiale dell'alone radio di A2319 a 1.4 GHz fittata con la forma funzionale in eq.(3.5): la curva tratteggiata rappresenta il best fit con θ_c fissato al valore del gas termico, mentre la curva continua rappresenta il best fit per $\theta_{c,R} = 0.62$ arcmin. I dati sono presi da Govoni et al. (2001a).

HXR prodotta per ICS può essere calcolata analogamente a quanto visto per Coma. I risultati per le pressioni degli elettroni (calcolate per $E_{min} = 1$ GeV) e per i profili di brillanza HXR calcolati sono riportati, in funzione del campo magnetico centrale, nelle Figure 4.10–4.18. In questo caso, per bassi valori del campo magnetico ($B_0 = 0.2$ μG), risulta che la pressione degli elettroni può raggiungere o superare quella termica all'interno del raggio dell'alone radio, nel caso di elettroni costanti. Il fatto di avere un profilo dell'emissività radio meno ripido rispetto al caso di Coma fa sì che i profili degli elettroni abbiano una dispersione minore nei valori di q_e, per cui i profili della brillanza HXR compatibili con quello della brillanza radio hanno forme abbastanza simili in tutti i casi considerati. D'altra parte il valore più alto dell'indice spettrale fa sì che il rapporto tra due valori della normalizzazione degli elettroni, a parità di rapporto tra due valori del campo magnetico, sia maggiore rispetto al caso di Coma. Per questo la brillanza HXR di A2319 dovrebbe essere più sensibile al valore di B_0 rispetto al caso di Coma, e una misura spazialmente risolta dell'emissione HXR dell'ammasso dovrebbe permettere di risolvere la degenerazione tra elettroni e campo magnetico.

Assumendo che l'emissione HXR osservata provenga tutta dalla stessa regione dell'alone radio, si possono ricavare, nei casi considerati, i valori del campo magnetico centrale richiesti, che sono riportati nella Tabella 4.4. Il valore che si ottiene nel caso di elettroni costanti, $B_0 \sim 1.16$ μG, può essere compatibile con il valore di ~ 2 μG ricavato dalle misure RM, considerando le incertezze intrinseche di queste misure, mentre il valore nel caso intermedio di 0.62 μG potrebbe esserlo marginalmente. Nel caso in cui il campo magnetico abbia lo stesso profilo radiale del gas termico si ottiene un campo magnetico centrale di $B_0 = 1.94$ μG, molto simile a quello ricavato dalle misure RM. Questa caratteristica è comune al caso di Coma.

Rilasciando il vincolo che il flusso HXR debba provenire dalla stesso volume dell'alone radio, si ricava, assumendo che gli elettroni si estendano fino al raggio viriale, che i valori del campo magnetico centrale compatibili con il flusso HXR misurato, sono di 3.27, 1.34 e 0.40 μG per $q_e = 0$, 0.40 e 0.98 rispettivamente. Si noti che l'estensione angolare di A2319 è inferiore a quella di Coma, per cui in questo caso l'area contenuta all'interno del raggio viriale è tutta contenuta all'interno del campo di vista di HEXTE (FWHM=1 grado).

Si può concludere che nel caso di A2319 le misure del flusso HXR e quelle delle RM forniscono per il campo magnetico risultati che possono essere compatibili, se si ammette che gli elettroni relativistici possano essere molto abbondanti nelle regioni periferiche dell'alone radio, o si possano estendere al di là del raggio dell'alone.

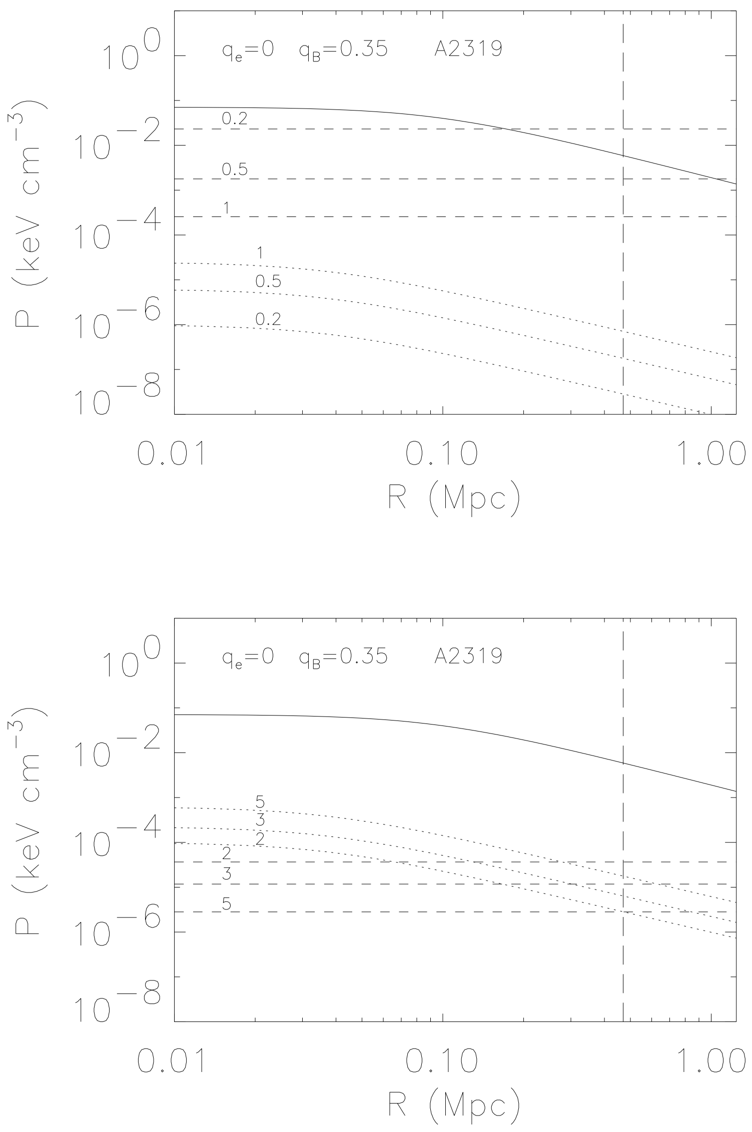


Figura 4.10: Distribuzione radiale della pressione degli elettroni relativistici (linee tratteggiate) e dei campi magnetici (linee a puntini) che riproducono la distribuzione della brillanza superficiale dell'alone radio di A2319. Vengono mostrati i modelli con $q_e = 0$ e $q_B = 0.35$ per valori $B_0 = 0.2$, 0.5 e 1 μG (panello superiore) e $B_0 = 2$, 3 e 5 μG (panello inferiore). Viene anche mostrata la pressione del gas termico (linea continua) per confronto. La linea tratteggiata verticale corrisponde al raggio dell'alone radio ($R_h = 0.47$ Mpc). Le pressioni degli elettroni sono calcolate assumendo un'energia minima di 1 GeV.

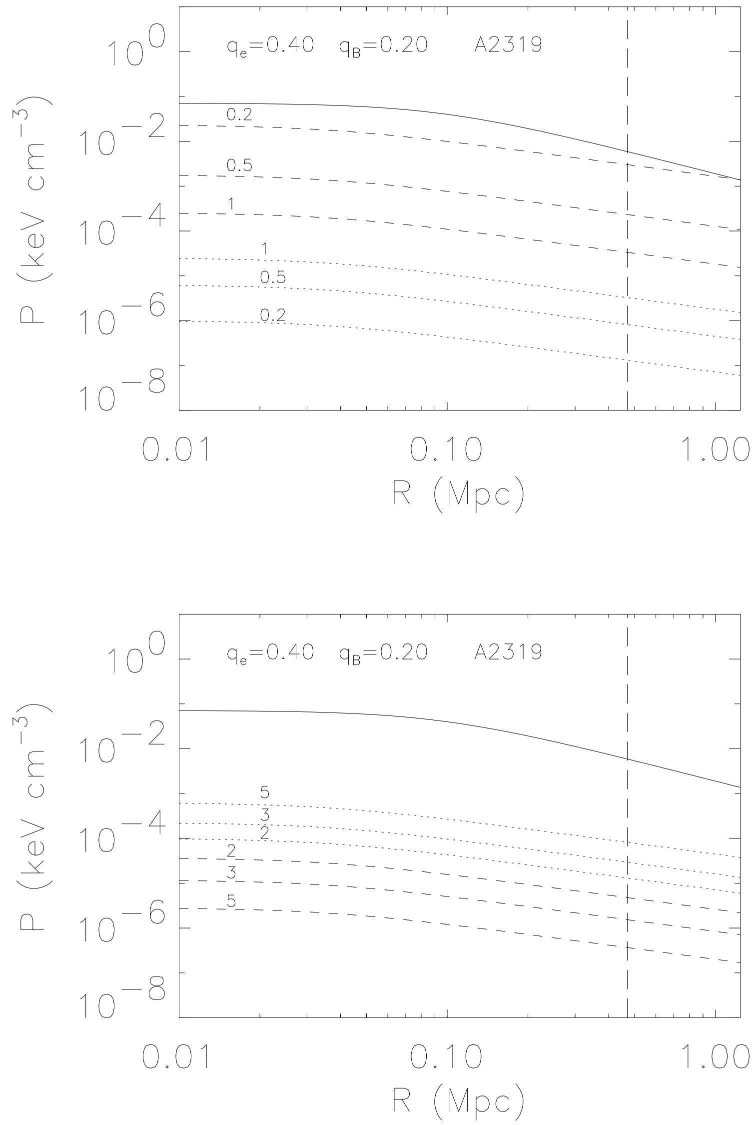


Figura 4.11: Come in Fig.4.10 ma per $q_e = 0.40$ e $q_B = 0.20$.

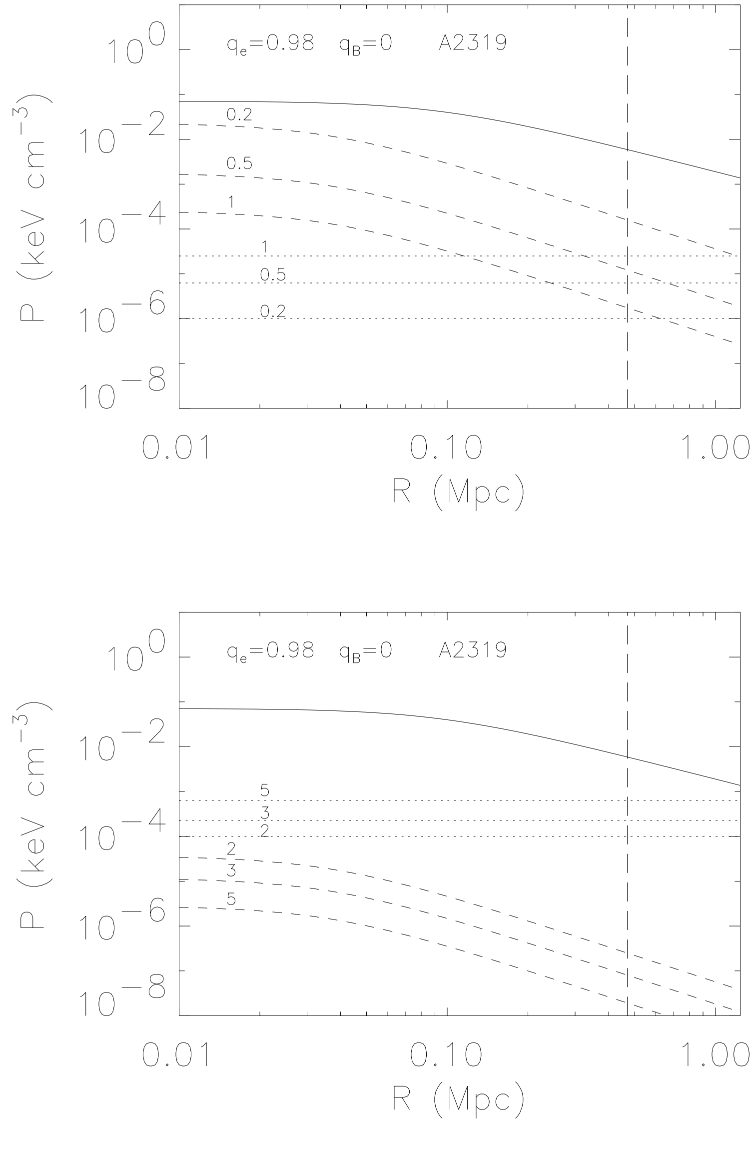


Figura 4.12: Come in Fig.4.10 ma per $q_e = 0.98$ e $q_B = 0$.

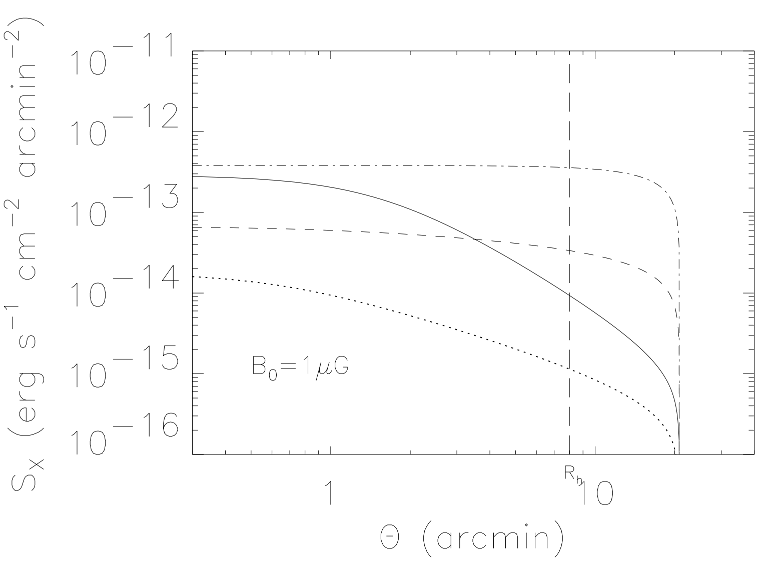


Figura 4.13: Distribuzione radiale della brillanza superficiale HXR di A2319 integrata nella banda di energia $18 - 40$ keV prodotta dagli elettroni relativistici che riproducono la brillanza radio osservata. Vengono mostrate le predizione per i modelli: $q_e = 0$ (linea a tratto e punto), $q_e = 0.40$ (linea tratteggiata) e $q_e = 0.98$ (linea a puntini) per $B_0 = 1$ μG. Per confronto è anche mostrata la brillanza superficiale prodotta nella stessa banda di energia dal gas termico (linea continua).

q_e	q_b	B_0 (μG)	$< B >$ (μG)	$n_{rel,0}$ ($cm^{-3} GeV^{-1}$)
0	0.35	1.16	0.25	7.86×10^{-10}
0.40	0.20	0.62	0.26	4.45×10^{-9}
0.98	0	0.27	0.27	4.45×10^{-8}
-	-	1.94	0.29	1.82×10^{-10}

Tabella 4.4: I parametri riportati in questa tabella sono calcolati in base alla richiesta che l'emissione HXR prodotta per ICS dagli elettroni fornisca, nell'ipotesi che gli elettroni si estendano all'interno del raggio dell'alone radio, il flusso misurato da RXTE in A2319. Viene riportato il valore centrale del campo magnetico B_0, il valore mediato sul volume $< B >$ e la densità centrale degli elettroni relativistici $n_{rel,0}$ per i tre casi dei profili radiali indicati. L'ultima riga corrisponde al caso in cui la distribuzione radiale degli elettroni è quella riportata in Fig.4.7.

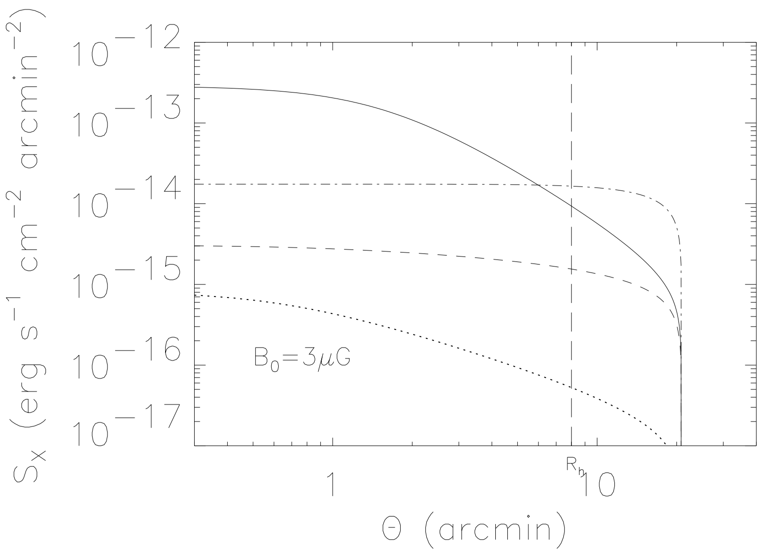


Figura 4.14: Come in Fig. 4.13 ma per $B_0 = 3\ \mu$G.

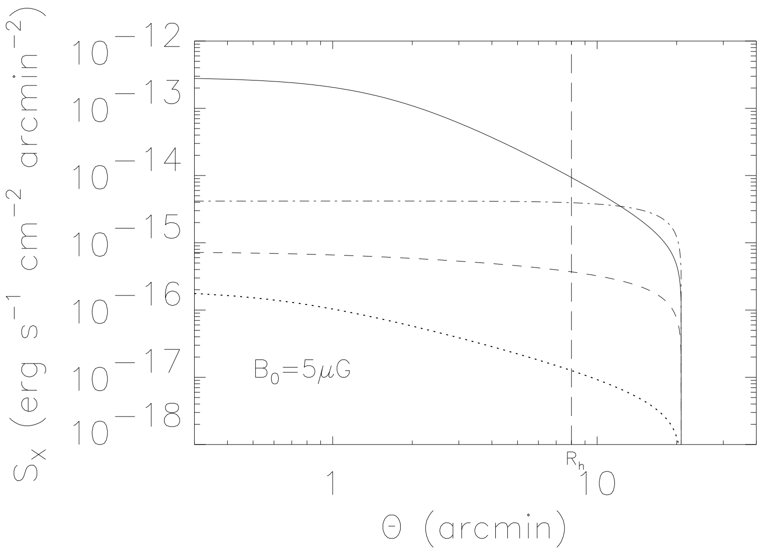


Figura 4.15: Come in Fig. 4.13 ma per $B_0 = 5\ \mu$G.

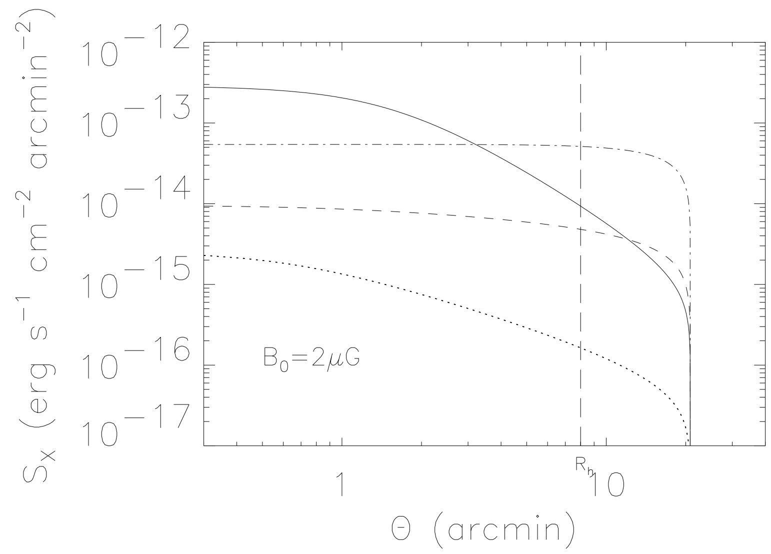


Figura 4.16: Come in Fig. 4.13 ma per $B_0 = 2$ μG.

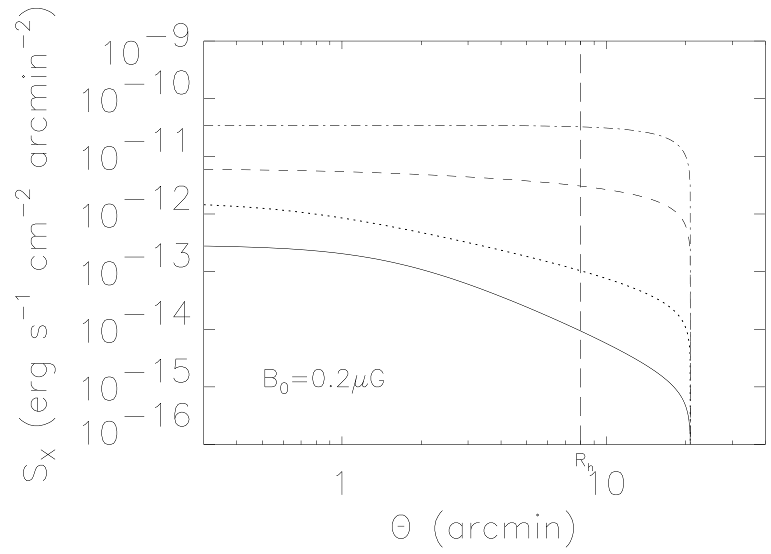


Figura 4.17: Come in Fig. 4.13 ma per $B_0 = 0.2$ μG.

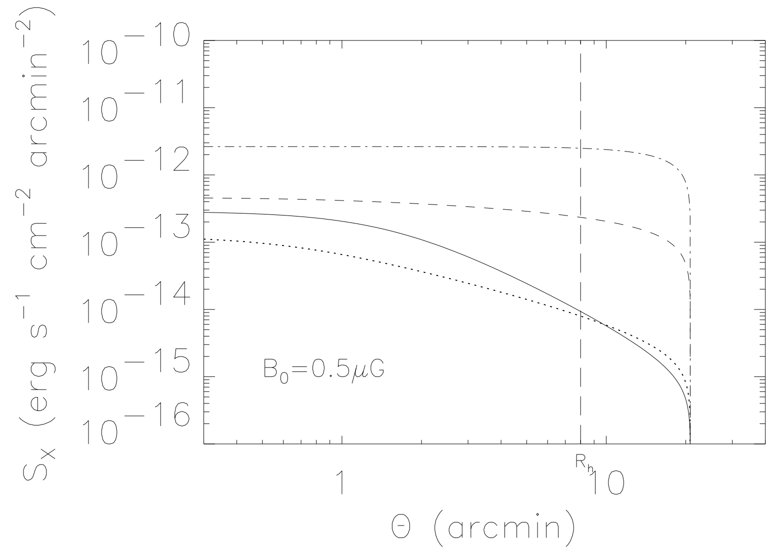


Figura 4.18: Come in Fig. 4.13 ma per $B_0 = 0.5\ \mu$G.

4.3.2 Emissione radio degli elettroni secondari

Anche per A2319 si può calcolare l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari, assumendo opportuni valori per il contenuto energetico dei protoni e per l'intensità del campo magnetico. Il valore di $\alpha_R = 1.8$ si può ottenere nel modello a secondari assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 3.6$. Assumendo tale valore, e, come nel caso di Coma, scegliendo i profili radiali degli elettroni e del campo magnetico richiedendo che riproducano il profilo osservato della brillanza radio e che siano in equilibrio di pressione fino a R_h, il risultato del calcolo dell'emissione radio prodotta dai secondari è stato effettuato per una densità dei protoni di $N_{p,0} = 1.5 \times 10^{-9}$ cm^{-3}, e per un'intensità del campo magnetico centrale di 2 μG. Il risultato è riportato nella Figura 4.19.

Come appare evidente dalla figura, il caso di A2319 appare molto diverso da quello di Coma. Infatti l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2319, assumendo condizioni del tutto analoghe a quelle assunte nel caso di Coma, è molto inferiore a quella osservata (quasi quattro ordini di grandezza). In base a questi risultati bisogna concludere che l'alone radio di A2319, per il valore di α_R qui usato, non può essere prodotto da elettroni secondari.

Si noti che questo risultato è probabilmente determinato dal valore molto ripido dell'indice spettrale dell'alone radio, e conseguentemente dell'indice

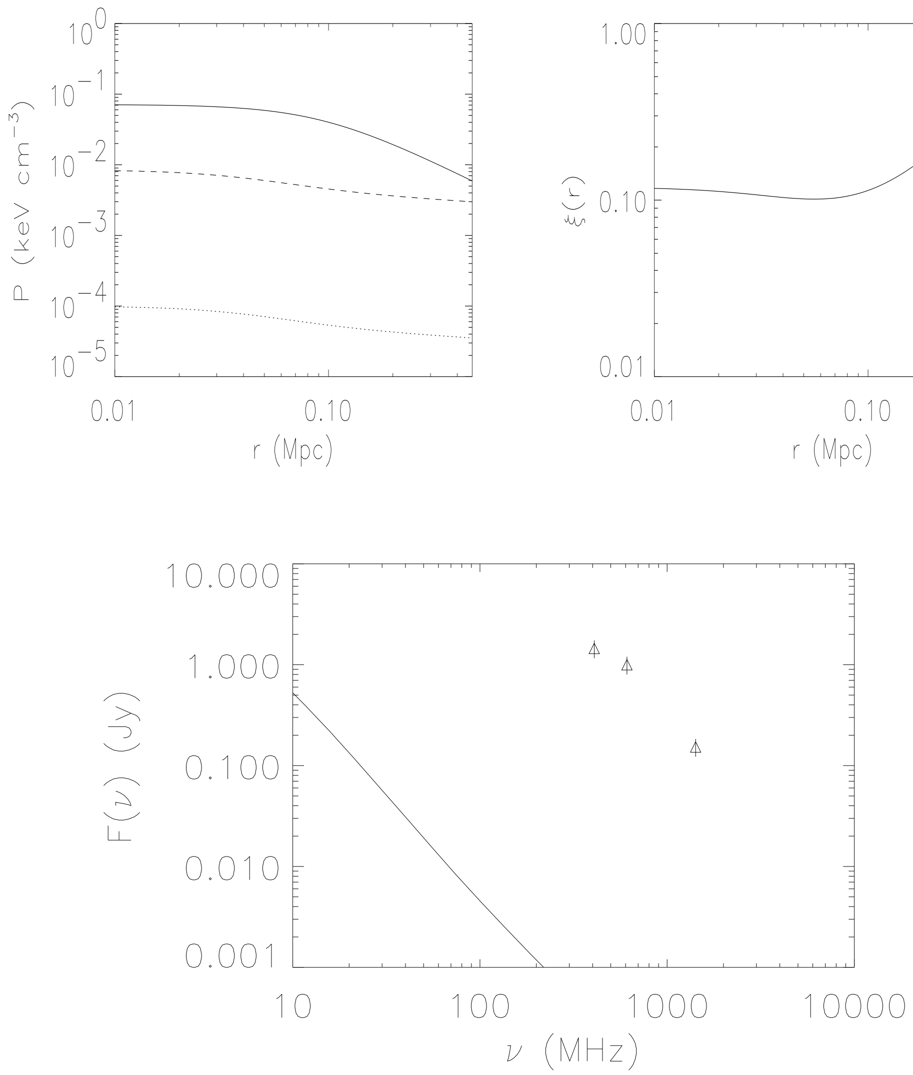


Figura 4.19: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2319 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 1.5 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 2$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. In basso: emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2319 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 3.6$, e i profili radiali e del campo magnetico riportati nelle due figure in alto. I dati sono presi da Feretti et al. (1997b), in cui le barre di errore non sono indicate, per cui viene assunto arbitrariamente un errore del 20%.

spettrale dei protoni. Infatti il contenuto energetico dei protoni, per $s > 2$, è determinato essenzialmente dai protoni di bassa energia, e quindi, una volta fissata la densità dei protoni in base alla loro pressione, l'alto valore di s fa sì che il numero dei protoni di energia maggiore, e conseguentemente il numero degli elettroni secondari prodotti, sia molto minore di quello che si ricaverebbe assumendo un indice spettrale meno ripido, come è, per esempio, quello di Coma. D'altra parte lo scarso numero di dati sperimentali a disposizione rende piuttosto incerta la determinazione dell'indice spettrale dell'alone radio. Per questo motivo si può considerare anche il caso di un indice spettrale meno ripido, fissato in questo caso al valore $\alpha_R = 1.35$ (lo stesso di Coma), che implica uno spettro dei protoni con indice spettrale $s = 2.7$. Il risultato, riportato nella Figura 4.20, indica che anche in questo caso, anche assumendo una densità centrale dei protoni $N_{p,0} = 1.4 \times 10^{-8}$ cm^{-3}, che implica un valore molto alto di $\xi(r)$ nelle regioni periferiche dell'alone radio, e un campo magnetico centrale di 3 μG, l'emissione radio degli elettroni secondari è sempre inferiore rispetto a quella misurata, anche se con queste assunzioni la differenza è minore.

Visto che lo spettro dell'alone radio di A2319 appare molto ripido, è lecito chiedersi se questo fatto possa essere dovuto ad un irripidimento alle alte frequenze simile a quello osservato in Coma. Per verificare questa possibilità, è stato calcolato lo spettro radio prodotto dai secondari per uno spettro dei protoni con $s = 2.3$ e un cutoff a $E_{cut} = 100$ GeV. Assumendo, come al solito, profili dei protoni e del campo magnetico in equilibrio di pressione e che riproducono il profilo radiale della brillanza osservato, si ottengono, per $B_0 = 3$ e 5 μG, e per $N_{p,0} = 1.2 \times 10^{-8}$ cm^{-3}, i risultati riportati nella Figura 4.21. In questa figura è anche considerato il caso in cui il campo magnetico presenti delle fluttuazioni in intensità, che, come discusso nel Paragrafo 3.2.3, hanno l'effetto, a parità della densità degli elettroni e dell'intensità del campo magnetico, di incrementare l'emissione radio prodotta. In quest'ultimo caso l'emissione prodotta dai secondari è compatibile con quella osservata, per cui, pur essendo quest'ultimo un caso limite per gli alti valori di B_0 e ξ impiegati, non si può escludere che l'alone radio di A2319 possa essere prodotto da elettroni secondari.

Nel caso in cui ξ sia costante in tutto l'ammasso, ci si può aspettare, così come visto per Coma, che l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari possa essere maggiore che nel caso precedente. Fissando $\xi \equiv 0.3$, si ottengono le emissioni radio riportate nella Figura 4.22. Come si vede, in questo caso l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari raggiunge quella osservata anche nel caso $s = 2.7$, se si ammette un campo magnetico molto intenso ($B_0 = 5$ μG) e la presenza di fluttuazioni in intensità del campo magnetico. Bisogna però osservare che, la richiesta di riprodurre il profilo della brillanza

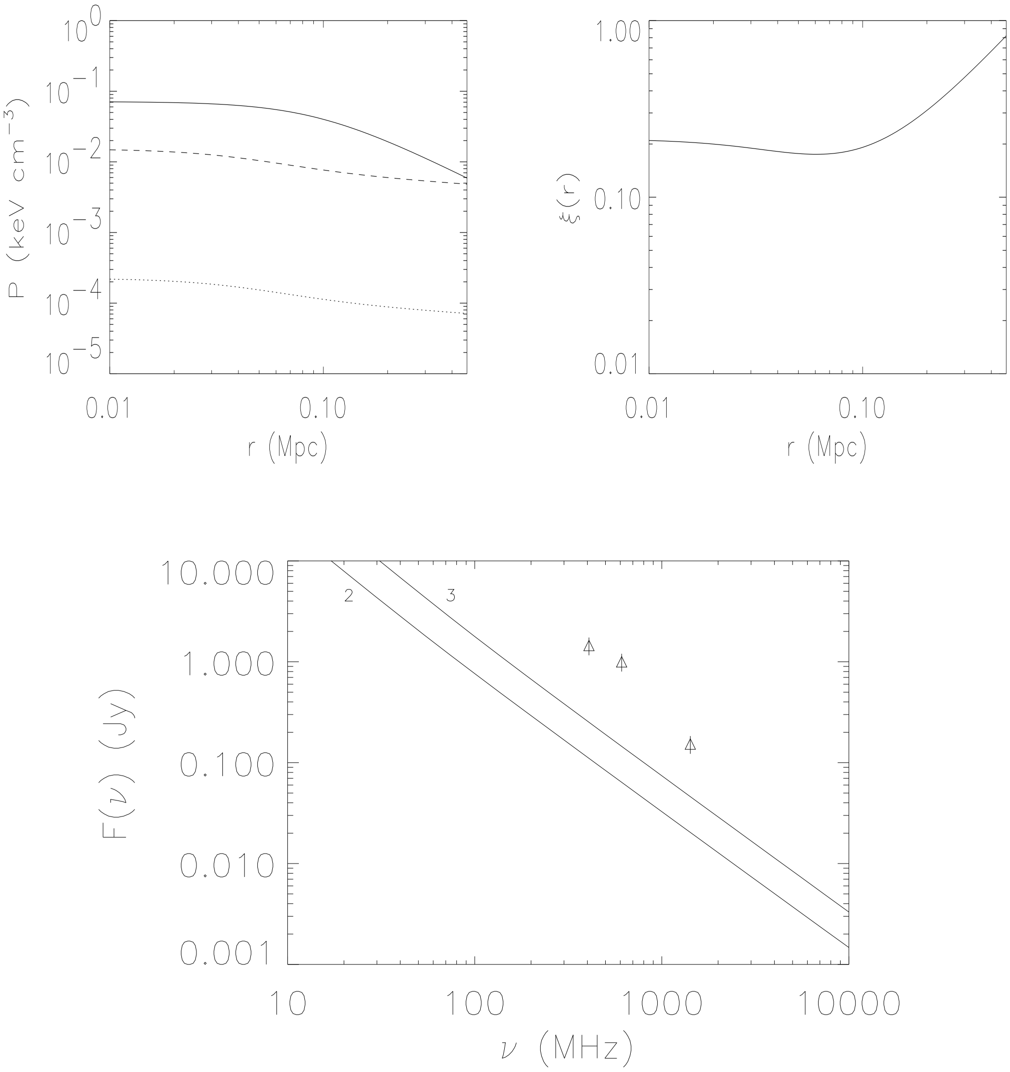


Figura 4.20: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2319 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 1.4 \times 10^{-8}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 3$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. In basso: emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2319 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.7$ e i profili radiali dei protoni e del campo magnetico riportati nelle figure in alto. Le curve sono etichettate dal valore di B_0 assunto, espresso in μG.

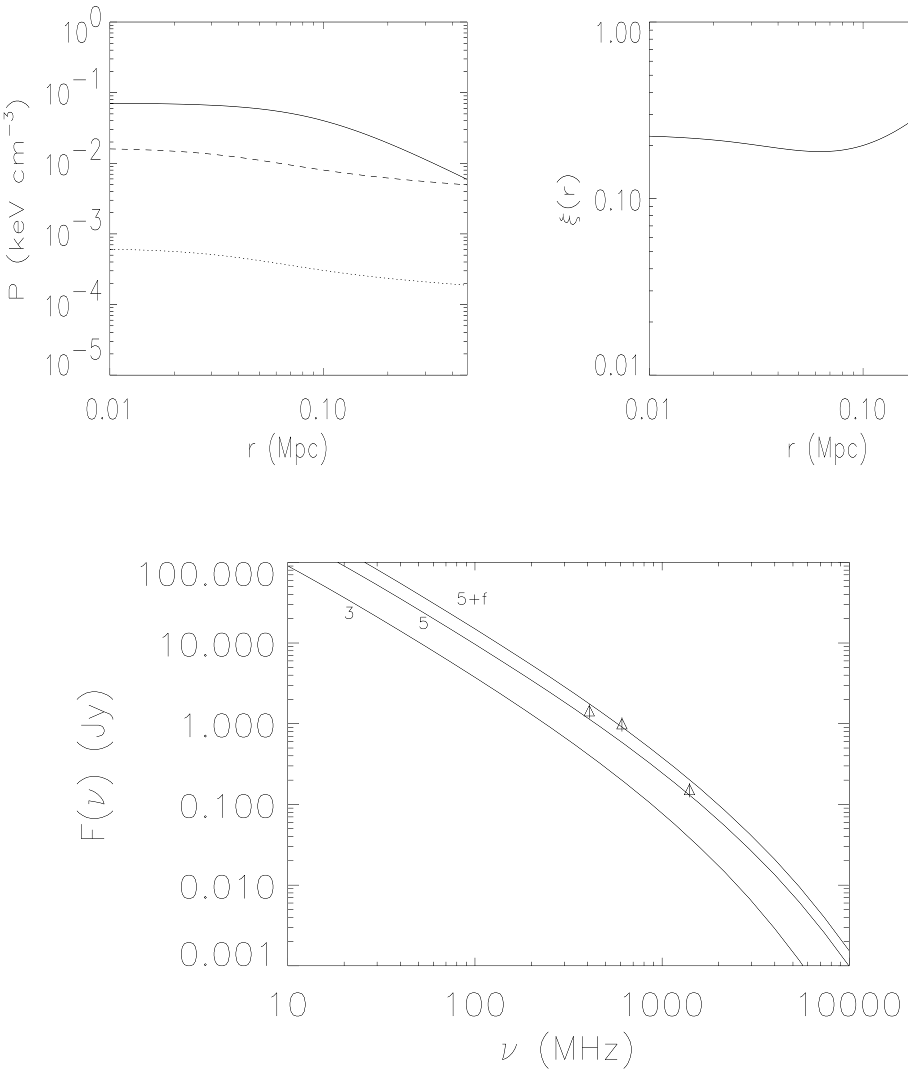


Figura 4.21: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2319 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 1.2 \times 10^{-8}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 5$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. In basso: emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2319 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.3$ e un cutoff $E_{cut} = 100$ GeV, e i profili dei protoni e del campo magnetico riportati nelle figure in alto. Con la curva etichettata con 5+f è riportata l'emissione radio prodotta per $B_0 = 5$ μG nel caso in cui il campo magnetico presenti delle fluttuazioni in intensità con $< (\delta B)^2 > /B^2 = 0.5$, il cui effetto è stato calcolato secondo l'equazione (3.14).

superficiale osservato comporta, nel caso in cui i protoni hanno lo stesso profilo radiale del gas termico, di dover assumere un complesso andamento del campo magnetico, che decresce fino a $r \sim 100$ kpc, e poi cresce verso le regioni esterne dell'ammasso (vedi Figura 4.23), una situazione che sembra irrealistica. Questo risultato è analogo a quello ottenuto per Coma.

4.4 Emissione radio degli elettroni secondari in A2255 e A2163

Visto il risultato ottenuto per A2319, è interessante studiare l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2255 e A2163. L'ammasso A2255 presenta un alone radio con indice spettrale $\alpha_R \sim 1.7$, ottenuto dai flussi misurati a 90 e 20 cm, che valgono rispettivamente 536 e 43 mJy (Feretti et al. 1997a). Visto il valore dell'indice spettrale, si assume che i protoni non-termici abbiano un indice spettrale $s = 3.4$. I profili radiali dei protoni e del campo magnetico sono scelti, come al solito, in modo da riprodurre il profilo della brillanza radio e da essere in equilibrio di pressione. Non sono disponibili dati di misure di rotazione Faraday, per cui il valore centrale del campo magnetico non ha vincoli di questo tipo: è ragionevole assumere che sia compreso nel range tipico degli ammassi di galassie, dell'ordine cioè di alcuni μG.

Nella Figura 4.24 si riporta l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari calcolata nelle ipotesi descritte. Come si vede, assumendo un campo magnetico centrale di 5 μG e un rapporto di pressione tra i protoni non-termici e il gas termico piuttosto alto ($\xi \sim 0.6$ alla periferia dell'alone radio), l'emissione prodotta non è compatibile con i dati sperimentali. Questo risultato è analogo a quello trovato per A2319. I due ammassi sono accumunati da un valore piuttosto ripido dell'indice spettrale dell'alone radio, per cui il discorso fatto per A2319 può valere anche per A2255. Siccome in quest'ultimo ammasso il valore dell'indice spettrale è determinato sulla base di due soli valori misurati del flusso dell'alone radio, si può calcolare anche per questo ammasso l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari assumendo valori più bassi per l'indice spettrale s dei protoni non-termici.

Nella Figura 4.25 si riporta il caso in cui l'indice spettrale dei protoni è $s = 2.7$, per i valori della pressione riportati in figura. Come si vede, in questo caso l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari può essere compatibile con quella osservata. Bisogna notare che le assunzioni sul campo magnetico e sul rapporto di pressione tra protoni non-termici e gas termico possono essere considerate vicino ai limiti superiori che sono ritenuti ragio-

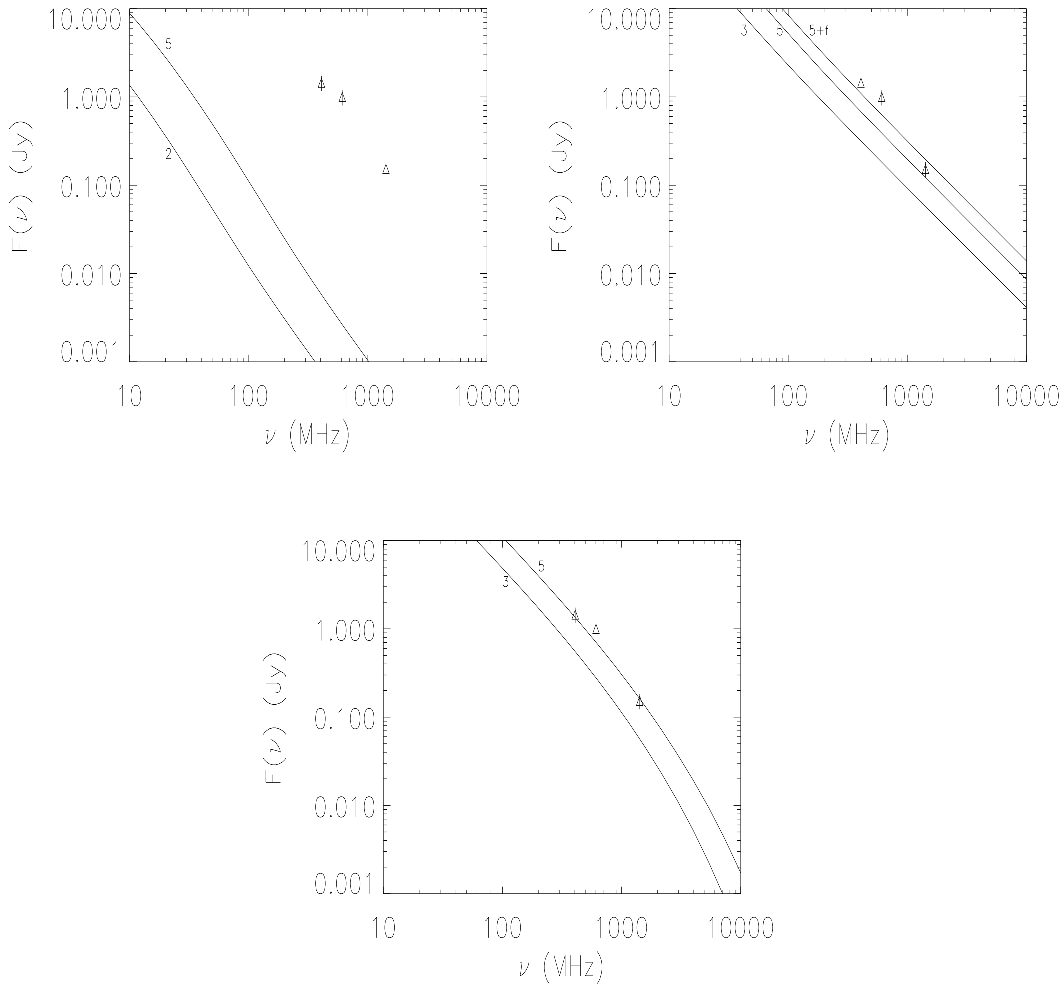


Figura 4.22: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2319 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 3.6$ (in alto a sinistra), $s = 2.7$ (in alto a destra) e $s = 2.3$ con un cutoff $E_{cut} = 100$ GeV (in basso), e un rapporto costante tra la pressione dei protoni non-termici e quella termica di $\xi \equiv 0.3$. Con la curva etichettata con 5+f è riportata l'emissione radio prodotta per $B_0 = 5\ \mu$G nel caso in cui il campo magnetico presenti delle fluttuazioni in intensità con $<(\delta B)^2>/B^2 = 0.5$, il cui effetto è stato calcolato secondo l'equazione (3.14).

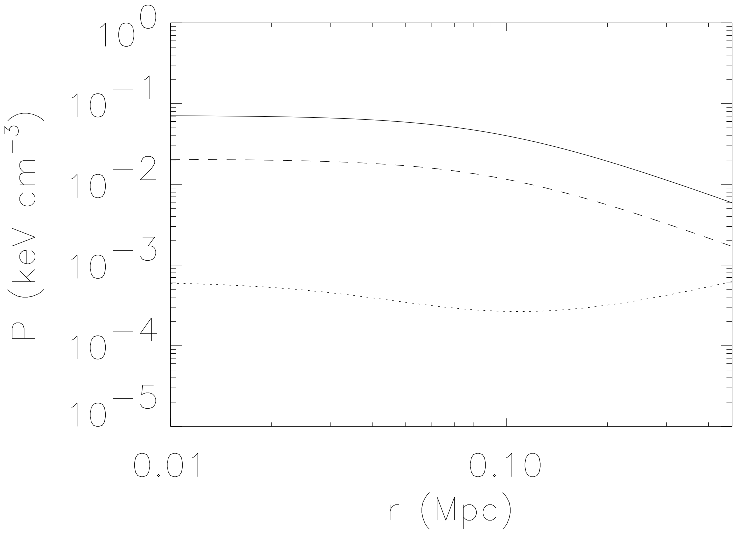
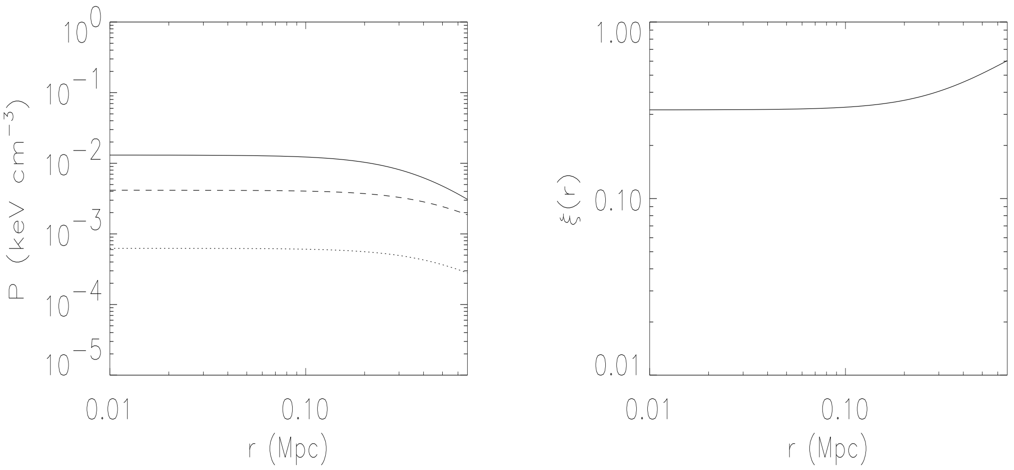


Figura 4.23: Andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2319 nel caso in cui la pressione dei protoni sia 0.3 volte quella del gas termico in tutto l'ammasso e $B_0 = 5\ \mu$G, richiedendo che la brillanza radio prodotta dagli elettroni secondari riproduca quella osservata.



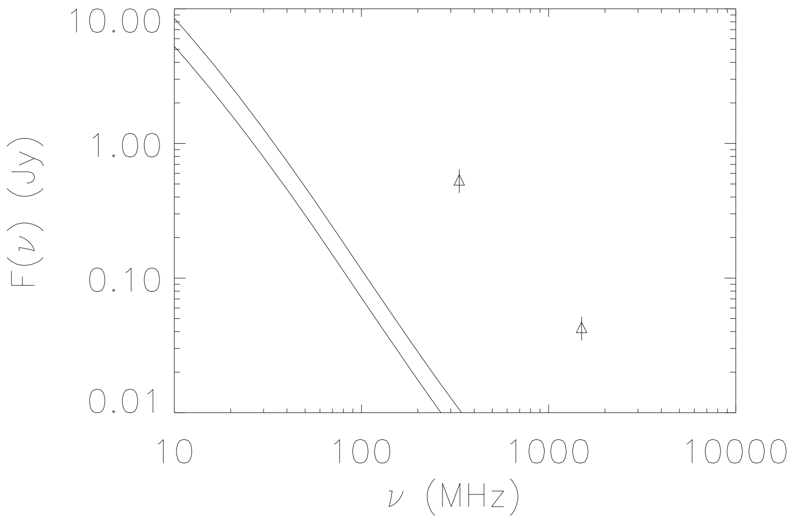


Figura 4.24: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2255 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 1.1 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 5$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2255 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 3.4$, densità centrali dei protoni $N_{p,0} = 6.8 \times 10^{-10}$ e 1.1×10^{-9} cm^{-3}, un campo magnetico centrale di 5 μG e profili radiali dei protoni e del campo magnetico in equilibrio di pressione e tali che la brillanza radio prodotta dagli elettroni riproduca il profilo di quella osservata. I dati sono presi da Feretti et al. (1997a), in cui le barre di errore non sono indicate, per cui viene assunto arbitrariamente un errore del 20%.

nevoli per queste due quantità; d'altra parte è doveroso notare che gli errori riportati nella Figura 4.25, non essendo riportati in Feretti et al. (1997a), sono stati fissati al 20% come riferimento. Se gli errori effettivi fossero più alti, la compatibilità tra i dati e le previsioni del modello potrebbe essere maggiore. In più la presenza di fluttuazioni in intensità del campo magnetico può provocare un aumento dell'emissione radio prodotta, di un fattore 1.12, 1.61 e 2.26, rispettivamente per $< (\delta B)^2 > /B^2 = 0.1$, 0.5 e 1. In definitiva il caso di A2255 può essere considerato un caso limite, in cui per poter spiegare l'intensità dell'alone radio in termini di elettroni secondari bisogna assumere condizioni sul campo magnetico e la quantità di protoni ai limiti, ma ancora all'interno, del range di quelle ragionevolmente aspettate. Si osservi inoltre che la presenza dei filamenti radio polarizzati osservati all'interno dell'alone (Govoni et al. 2005), che molto probabilmente sono legati a shock prodotti da merging in corso, e quindi ad elettroni che stanno venendo accelerati, permette di ipotizzare che una parte dell'emissione radio misurata sia dovuta ai filamenti: in questo caso il resto dell'emissione radio, non polarizzata e di forma abbastanza regolare (vedi Paragrafo 4.2), sarebbe all'origine di un flusso minore rispetto a quello totale, per cui sarebbe più agevolmente riproducibile dagli elettroni secondari assumendo le condizioni descritte in precedenza.

Infine, assumendo, come fatto per A2319, un indice dello spettro dei protoni $s = 2.3$ con un cutoff a $E_{cut} = 100$ GeV, il flusso radio osservato può essere riprodotto richiedendo una pressione dei protoni più bassa, come mostrato nella Figura 4.26.

Nel caso in cui la pressione dei protoni abbia lo stesso andamento di quella termica, si ottengono dal profilo della brillanza radio le pressioni riportate nella Figura 4.27. A differenza di quanto avviene in Coma e in A2319, in A2255 questo caso non comporta la presenza di un campo magnetico crescente verso l'esterno dell'ammasso. In questo ammasso quindi questa configurazione può essere ritenuta accettabile, anche se il campo magnetico richiesto è quasi costante con r, per cui si è comunque in una situazione limite. L'emissione radio degli elettroni secondari in questo caso è riportata nella Figura 4.28. Nei casi di $s = 2.7$ e di $s = 2.3$ con un cutoff a 100 GeV, i flussi prodotti dagli elettroni secondari possono essere compatibili con quello osservato.

Per A2163, in cui l'indice spettrale dell'alone radio è $\alpha_R \sim 1.18$, si assume un indice spettrale dei protoni di $s = 2.3$. Il flusso misurato a 1400 MHz vale 155 ± 2 mJy (Feretti et al. 2001), mentre quello misurato a 330 MHz vale 861 ± 10 mJy (Feretti et al. 2004).

Assumendo le condizioni sui profili radiali dei protoni e del campo magnetico riportate nella Figura 4.29, l'emissione radio prodotta dai secondari, calcolata per $B_0 = 2 - 3$ μG e $N_{p,0} = 4.9 \times 10^{-9}$ cm^{-3}, è riportata nella

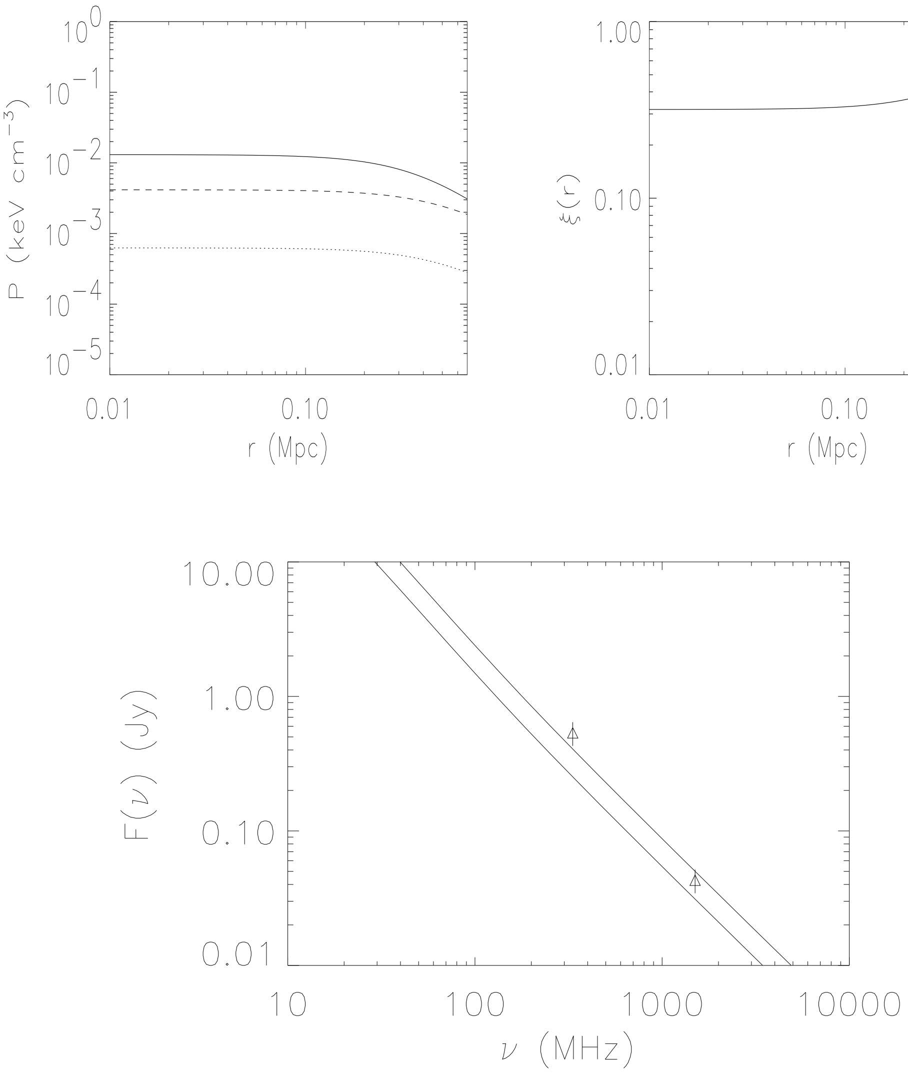


Figura 4.25: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2255 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 4.0 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 5$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2255 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.7$, densità centrali dei protoni $N_{p,0} = 2.4 \times 10^{-9}$ e 4.0×10^{-9} cm^{-3}, un campo magnetico centrale di 5 μG e profili radiali dei protoni e del campo magnetico in equilibrio di pressione e tali che la brillanza radio prodotta dagli elettroni riproduca il profilo di quella osservata.

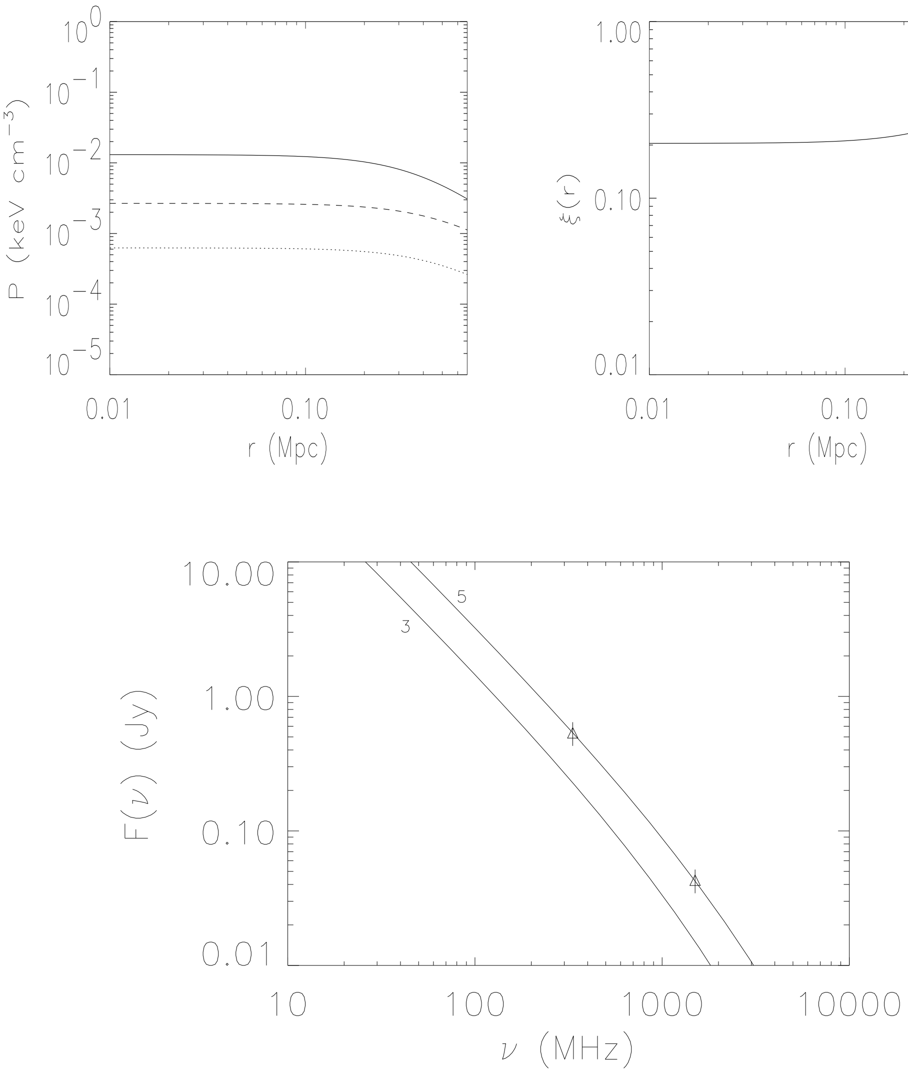


Figura 4.26: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2255 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 2.0 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 5$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. In basso: emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2255 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.3$ con un cutoff a 100 GeV, densità centrali dei protoni $N_{p,0} = 2.0 \times 10^{-9}$ cm^{-3}, un campo magnetico centrale di 3 e 5 μG e profili radiali dei protoni e del campo magnetico in equilibrio di pressione e tali che la brillanza radio prodotta dagli elettroni riproduca il profilo di quella osservata.

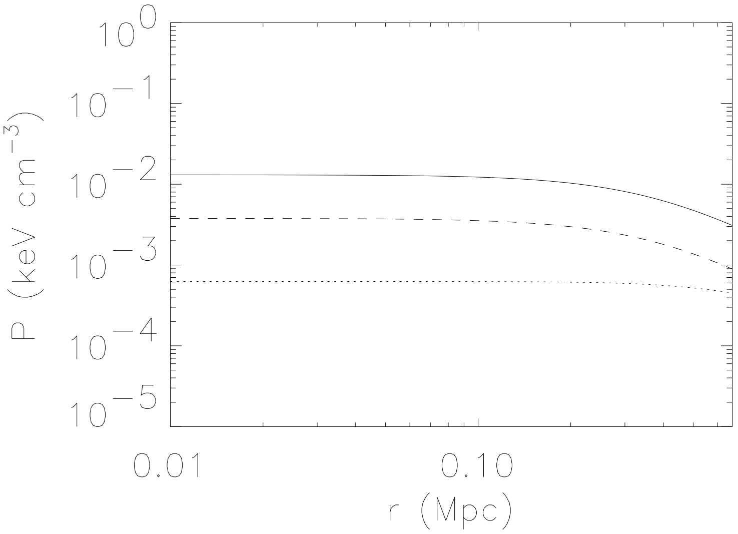


Figura 4.27: Andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2255 nel caso in cui la pressione dei protoni sia 0.3 volte quella del gas termico in tutto l'ammasso e $B_0 = 5\ \mu$G, richiedendo che la brillanza radio prodotta dagli elettroni secondari riproduca quella osservata.

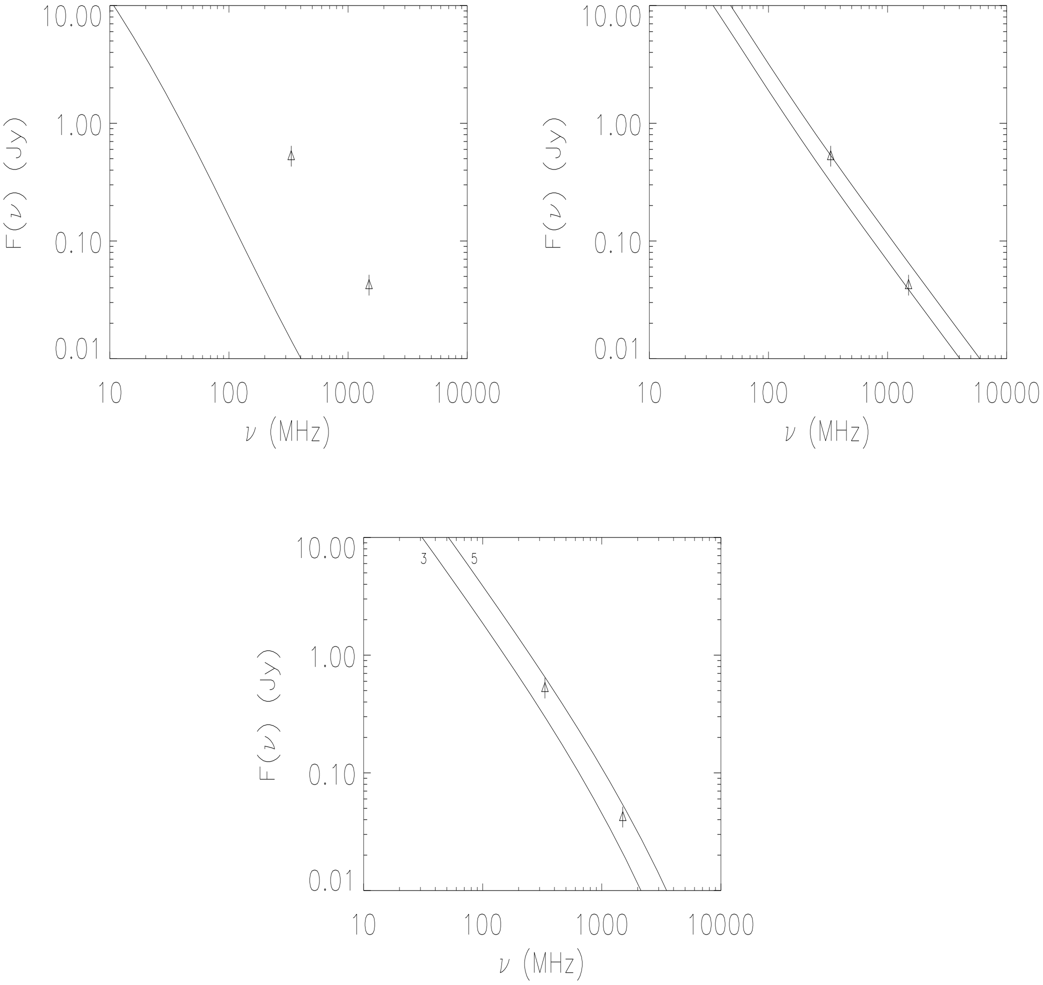


Figura 4.28: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2255 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 3.4$ (in alto a sinistra), $s = 2.7$ (in alto a destra) e $s = 2.3$ con un cutoff $E_{cut} = 100$ GeV (in basso), e un rapporto costante tra la pressione dei protoni non-termici e quella termica di $\xi = 0.3$ e $B_0 = 5\ \mu$G. Nel caso $s = 2.7$ è riportato anche il flusso calcolato per $\xi = 0.5$ e nel caso $s = 2.3$ è riportato anche il caso per $B_0 = 3\ \mu$G.

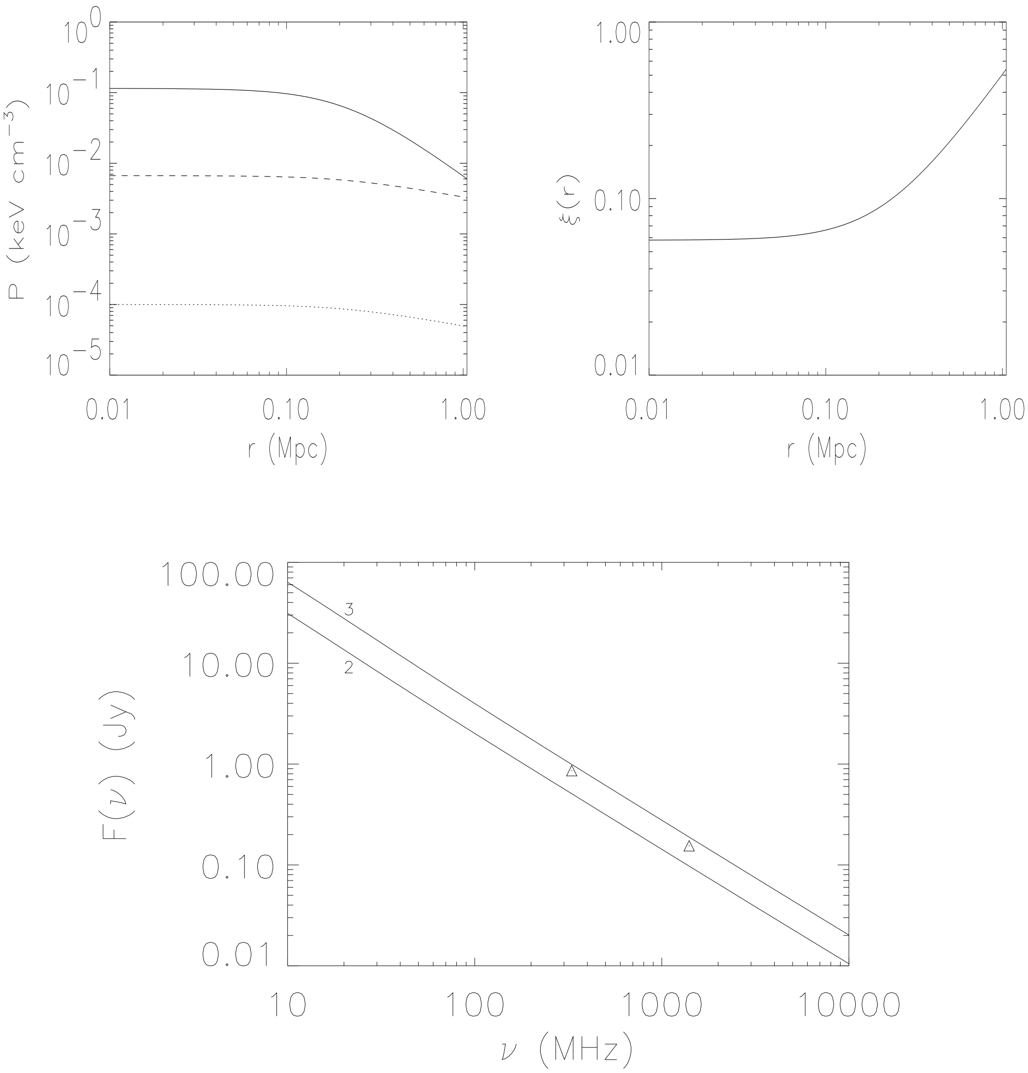


Figura 4.29: In alto a sinistra: andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2163 nel caso in cui le pressioni dei protoni e del campo magnetico sono in rapporto costante in tutto l'ammasso e l'emissione radio degli elettroni secondari riproduce la brillanza osservata; la densità centrale dei protoni è $N_{p,0} = 4.9 \times 10^{-9}$ cm^{-3} e l'intensità centrale del campo magnetico è $B_0 = 2$ μG. In alto a destra: andamento del rapporto tra la pressione dei protoni e quella termica. In basso: emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2163 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.3$, una densità centrale dei protoni di $N_{p,0} = 4.9 \times 10^{-9}$ cm^{-3}, un campo magnetico centrale di $2 - 3$ μG e i profili radiali dei protoni e del campo magnetico riportati nelle figure in alto. I dati sono presi da Feretti et al. (2001; 2004). Le barre di errore, che corrispondono a quelle indicate nei lavori citati, sono riportate in figura, anche se a causa del loro basso valore non sono graficamente apprezzabili.

stessa figura. Si può apprezzare come in questo caso l'emissione radio, per questi valori del campo magnetico, può essere facilmente riprodotta. Il caso di A2163 assomiglia dunque a quello di Coma, anche se la scelta del valore del campo magnetico in A2163 resta arbitraria, non essendo disponibili misure di rotazione Faraday. La somiglianza tra i casi di A2163 e Coma è probabilmente da ricercare nel fatto che l'indice spettrale dell'alone radio in questi due ammassi ha un valore più basso, e quindi corrisponde ad un andamento più piatto, rispetto ai casi di A2319 e A2255, che mostrano valori di α_R più grandi, per i quali, come visto, l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari è prevista essere molto minore di quella osservata.

Considerando infine il caso in cui i protoni hanno lo stesso profilo radiale del gas termico, imponendo che l'emissione radio prodotta dai secondari riproduca il profilo della brillanza osservato, si ottengono gli andamenti delle pressioni graficati nella Figura 4.30. Questo caso assomiglia quindi a quelli di Coma e A2319, ossia si richiede che il campo magnetico cresca verso le regioni periferiche dell'ammasso. L'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari è riportata nella Figura 4.31. In questo caso l'emissione radio per $\xi \equiv 0.3$ e $B_0 = 2$ μG è superiore a quella osservata, per cui è necessario che ξ o B_0 abbiano un valore minore di quelli qui assunti.

4.5 Discussione sull'origine degli aloni radio negli ammassi considerati

Alla luce dei risultati ottenuti per i quattro ammassi considerati in questo capitolo e in quello precedente, è possibile procedere ad una discussione sull'origine degli aloni radio, riprendendo il discorso fatto nel Paragrafo 2.8. I risultati ottenuti non sembrano poter permettere di stabilire una conclusione riguardo all'origine degli aloni radio; quello che è possibile stabilire è in quali casi l'emissione che ci aspetta da parte dei secondari è dell'ordine di quella osservata assumendo condizioni realistiche riguardo la densità dei protoni e l'intensità del campo magnetico. Questo non toglie che, anche nei casi in cui l'emissione prevista è dell'ordine di quella osservata, almeno una parte dell'emissione radio possa provenire da elettroni che sono stati accelerati da shock o riaccelerati da turbolenze. La correlazione tra presenza di aloni radio ed eventi di merging, la struttura dell'indice spettrale dell'alone radio e la sua correlazione con i merger (fenomeno particolarmente evidente in A2163; Feretti et al. 2004), e la presenza di emissioni radio polarizzate in forma di filamenti in A2255 (Govoni et al. 2005) sono elementi che sembrano poter essere interpretati in questo modo.

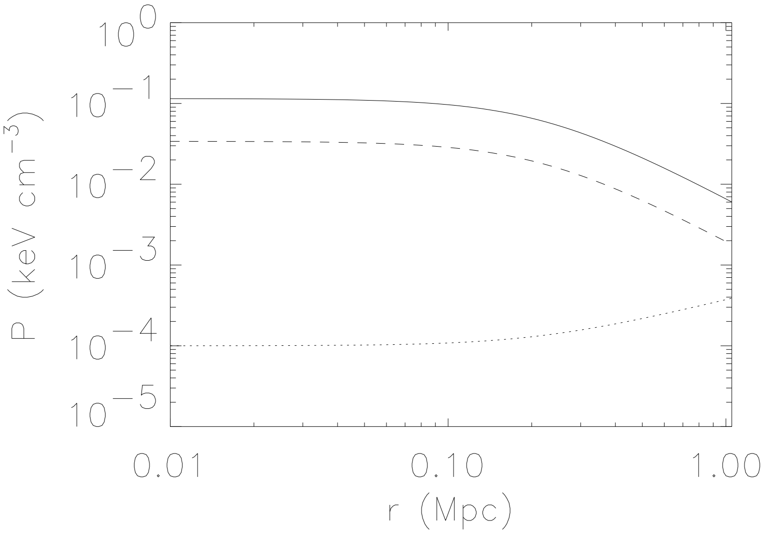


Figura 4.30: Andamento delle pressioni termica (linea continua), dei protoni (linea tratteggiata) e del campo magnetico (linea a puntini) in A2163 nel caso in cui la pressione dei protoni sia 0.3 volte quella del gas termico in tutto l'ammasso e $B_0 = 2\ \mu$G, richiedendo che la brillanza radio prodotta dagli elettroni secondari riproduca quella osservata.

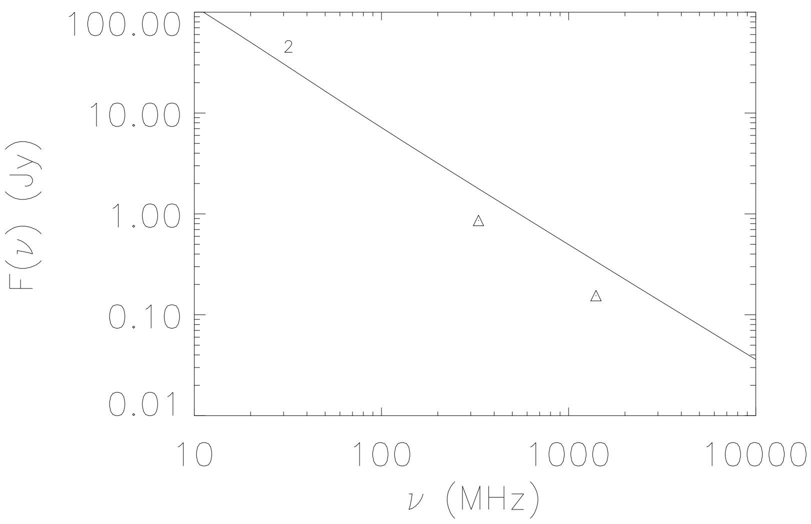


Figura 4.31: Emissione radio prodotta dagli elettroni secondari in A2163 assumendo un indice spettrale dei protoni $s = 2.3$, un rapporto di pressione tra protoni e gas termico costante $\xi \equiv 0.3$, un campo magnetico centrale di 2 μG e i profili radiali dei protoni e del campo magnetico riportati nella Figura 4.30

I risultati sull'emissione radio degli elettroni secondari mostrano chiaramente che i quattro ammassi considerati possono essere divisi in due categorie: in Coma e in A2163 l'emissione radio dei secondari, assumendo condizioni sull'abbondanza dei protoni in linea con le previsioni dei modelli di accelerazione da shock, e campi magnetici con le intensità tipiche che si ricavano dalle misure di Rotazione Faraday negli ammassi di galassie, è dell'ordine di quella osservata. Invece, in A2319 e in A2255 l'emissione radio dei secondari, assumendo i valori dell'indice spettrale ricavati dalle misure disponibili del flusso dell'alone radio, è molto minore di quella osservata; il flusso osservato può essere prodotto dai secondari se si ammette che lo spettro radio possa avere un indice spettrale minore rispetto a quello misurato, oppure che nello spettro dei protoni sia presente un cutoff a $E \sim 100$ GeV, che produce un irripidimento dello spettro radio a frequenze $\nu < 1.4$ GHz. Anche con queste assunzioni, il flusso radio prodotto dai secondari in questi due ammassi è dell'ordine di quello osservato solo assumendo condizioni sulla densità dei protoni e sull'intensità del campo magnetico molto alte, vicino al limite che può essere ritenuto ragionevole negli ammassi di galassie.

Ci si potrebbe aspettare che la possibilità di riprodurre il flusso radio osservato attraverso l'emissione degli elettroni secondari sia legata al rapporto tra la luminosità X e quella radio dell'ammasso. Infatti, un alto valore della luminosità X, e quindi un alto contenuto di energia del gas termico, rende disponibile, se si accettano i risultati sull'accelerazione da shock, in base ai quali l'energia disponibile per l'accelerazione delle particelle è proporzionale a quella iniettata nel gas termico, un alto contenuto energetico anche nei protoni non-termici, e di conseguenza negli elettroni secondari. Un alto valore del rapporto L_X/L_R dovrebbe quindi indicare la possibilità di avere un gran numero di elettroni secondari in rapporto alla luminosità radio emessa, e quindi un'alta probabilità che l'emissione radio osservata sia prodotta dai secondari. Il confronto tra i risultati ottenuti e la Tabella 4.2 mostra che questa ipotesi in realtà non è verificata: infatti l'ammasso in cui il rapporto L_X/L_R assume il valore maggiore tra i quattro casi considerati è A2319, quello in cui l'emissione radio dei secondari è molto minore rispetto a quella osservata, mentre il valore minimo del rapporto lo si ha nel caso di A2163, in cui invece l'emissione radio dei secondari uguaglia quella osservata anche senza richiedere valori molto spinti per la densità dei protoni e dell'intensità del campo magnetico.

Il fattore di discriminazione tra i due tipi di ammassi sembra quindi essere unicamente l'indice spettrale: sembra infatti esserci una correlazione tra il valore dell'indice spettrale e la possibilità di riprodurre il flusso radio osservato attraverso l'emissione dei secondari. A2163 e Coma presentano indici dello spettro radio $\alpha_R = 1.18$ e 1.35, rispettivamente, mentre A2255 e A2319 hanno valori dell'indice spettrale 1.7 e 1.8. Come è stato discusso, in questi due ultimi casi, se si assume un indice spettrale meno ripido, la situazione cambia in maniera sostanziale, permettendo in alcuni casi di poter riprodurre l'emissione radio osservata attraverso gli elettroni secondari.

Il motivo della correlazione tra valore dell'indice spettrale radio e riproducibilità dell'emissione radio in termini di secondari è già stato discusso: siccome il contenuto energetico dei protoni non-termici, per $s > 2$, come avviene in tutti i casi considerati, è determinato essenzialmente dal numero dei protoni di bassa energia, fissare la quantità di protoni in base al loro contenuto energetico vuol dire fissarne il numero alle basse energie, per cui i protoni di energia più alta, tra cui ci sono quelli che producono gli elettroni nel range di energia adatto ad emettere nel radio alle frequenze osservate, risultano presenti in numero maggiore per indici spettrali più bassi, e viceversa per indici più alti. Resta aperta la questione del motivo per cui l'indice spettrale in alcuni ammassi appare così ripido: i casi possibili sembrerebbero essere tre:

1. L'indice spettrale ha effettivamente l'alto valore osservato: questo implica che l'emissione radio in questi ammassi non è prodotta dagli elettroni secondari, ma da elettroni che sono stati accelerati, e necessariamente anche riaccelerati *in situ*, vista la grande scala su cui sono presenti. Nel Paragrafo 2.6.1 è stato comunque visto che l'efficienza dei processi di riaccelerazione, allo stato in cui sono compresi al giorno d'oggi, sembra essere piuttosto bassa rispetto all'energia che viene iniettata nei protoni e a quella iniettata nel gas termico. Si noti che nella Figura 4.11 sono riportati i valori delle pressioni degli elettroni che producono l'alone radio di A2319 nel caso realistico di equilibrio di pressione tra elettroni e campo magnetico: per $B_0 = 2 - 3$ μG, gli elettroni *con energia maggiore di 1 GeV* hanno una pressione, e conseguentemente un contenuto energetico, visto che le due grandezze sono proporzionali, dell'ordine di $10^{-3} - 10^{-4}$ rispetto a quella termica. Considerando la presenza degli elettroni con $E < 1$ GeV, che per l'alto valore dell'indice spettrale, $p = 4.6$, possono essere presenti in grande quantità, il contenuto di energia degli elettroni può essere anche significativamente maggiore. Sembra perciò abbastanza problematico rifornire gli elettroni con un quantitativo elevato di energia senza sovrariscaldare l'ammasso e senza iniettare nei protoni un alto quantitativo di energia, con l'effetto di aumentare conseguentemente l'emissione prodotta dai secondari.

2. Lo spettro radio ha un valore dell'indice spettrale più basso, e appare come quello osservato a causa di effetti strumentali simili a quelli

discussi per Coma nel Paragrafo 3.3.2, per i quali il flusso radio osservato ad alte frequenze è minore di quello effettivamente emesso dalla sorgente perché, a causa dei limiti di sensibilità dello strumento, l'emissione prodotta nelle regioni periferiche dell'alone radio non viene rivelata. Nel caso di Coma si è visto che questa ipotesi non sembra essere verificata; l'ipotesi è invece da verificare per gli altri ammassi. Si noti inoltre, dalle Figure 4.2 e 4.3, che i casi di A2319 e A2255 sono abbastanza diversi: la forma dell'alone radio di A2319 è abbastanza irregolare, approssimativamente triangolare, per cui la stessa assunzione di simmetria sferica potrebbe essere messa in discussione. L'ammasso A2255 sembra presentare invece una morfologia più regolare, simile a quella di Coma; esso però mostra la presenza, già discussa, dei filamenti polarizzati, che da un lato mostrano che nell'ammasso possono essere in corso fenomeni di merging, per cui anche in questo caso l'assunzione di simmetria sferica potrebbe essere messa in discussione, dall'altro lato possono far ipotizzare che il flusso radio misurato sia dovuto alla somma di una componente di forma irregolare, dovuta ad elettroni accelerati da shock, e di una componente di forma regolare, che quindi avrebbe un'emissione minore rispetto a quella totale misurata, e potrebbe essere più facilmente prodotta da elettroni secondari. Un altro elemento che può influire sul flusso totale rivelato è la sottrazione delle sorgenti discrete, che può presentare dei problemi.

3. Lo spettro dei protoni ha una forma più piatta rispetto a quanto indicano gli spettri radio osservati: la forma di questi ultimi è dovuta al fatto che nello spettro dei protoni è presente un cutoff che fa sì che lo spettro radio presenti un irripidimento a frequenze $\nu < 1.4$ GHz. Come visto nelle Figure 4.21 e 4.26, questa ipotesi permette di poter riprodurre l'emissione radio osservata in termini di secondari sia per A2319 che per A2255. Come discusso nel caso di Coma, spiegare la presenza di un cutoff nello spettro dei protoni, specialmente ad energie piuttosto basse come 100 GeV, non è semplice; l'ipotesi che può essere ritenuta ragionevole è che il cutoff possa essere dovuto all'effetto del mancato confinamento all'interno dell'ammasso dei protoni di alta energia. La Tabella 4.3 mostra che A2319 e A2255 hanno un raggio dell'alone radio minore rispetto agli altri due ammassi, per cui i protoni possono avere un cammino di diffusione maggiore del raggio dell'alone radio per energie più basse, il che fa ritenere che la presenza di un cutoff ad energie più basse non è da considerarsi impossibile per questi due ammassi.

In conclusione, l'ipotesi che gli aloni radio possano essere prodotti dagli elettroni secondari non può essere esclusa: essa anzi appare favorita da un punto di vista energetico, oltre a non richiedere la presenza di processi fisici non noti nei dettagli e quindi di ipotesi *ad hoc*, se non quella della presenza di un cutoff nello spettro dei protoni, che comunque non sarebbe necessaria nel caso in cui i dati sperimentali disponibili fossero affetti da problemi di tipo osservativo.

Un altro elemento che si può ricavare dai risultati presentati è il fatto che se l'emissione radio osservata è prodotta dagli elettroni secondari, allora si può concludere, utilizzando i dati disponibili sui profili radiali della brillanza dell'alone radio, che è molto improbabile che i protoni non-termici abbiano un profilo radiale proporzionale a quello del gas termico: infatti in questo caso si dovrebbero avere per Coma, A2319 e A2163 dei campi magnetici che crescono verso le regioni periferiche dell'alone radio, mentre si dovrebbe avere un campo magnetico quasi costante per A2255. Queste configurazioni sembrano essere piuttosto improbabili. È necessario quindi richiedere che i protoni non-termici abbiano una distribuzione radiale meno ripida rispetto a quella del gas termico, e che siano quindi presenti, relativamente al gas termico, in maniera più abbondante nelle regioni periferiche degli ammassi di galassie. Questo da una parte è coerente con le aspettative che i raggi cosmici siano accelerati dagli shock che si producono durante gli eventi di merging, che possono essere abbondanti nelle regioni periferiche degli ammassi, dall'altra parte può essere coerente con l'ipotesi, discussa a proposito di Coma e A2319, che gli eccessi HXR osservati possano essere prodotti dagli elettroni che si trovano nelle regioni periferiche degli ammassi, anche ben oltre il raggio dell'alone radio.

4.6 Emissione gamma negli ammassi considerati

La misura dell'emissione gamma prodotta da parte degli ammassi di galassie costituisce un metodo diretto per determinare la quantità dei protoni non-termici, grazie all'emissione prodotta in seguito al decadimento dei pioni neutri prodotti nelle interazioni tra i protoni del gas caldo e i protoni non-termici (vedi Paragrafo 2.7). Pertanto nell'ambito del modello ad elettroni secondari è possibile predire il flusso gamma che viene prodotto nei casi in cui l'emissione radio prodotta dai secondari è uguale a quella osservata, analogamente a quanto fatto per Coma nel Paragrafo 3.3.3. La prima verifica da fare è che il flusso gamma prodotto in questa situazione non sia superiore ai limiti fissati da EGRET; se questa condizione è verificata, è utile stimare

	$N_{p,0}$ (cm^{-3})	s
Coma	2×10^{-9}	2.7
A2319	1.2×10^{-8}	2.3+cutoff 100 GeV
A2255	4.0×10^{-9}	2.7
A2163	4.9×10^{-9}	2.3

Tabella 4.5: Valori della densità centrale e dell'indice spettrale dei protoni non-termici utilizzati per la Figura 4.32.

se il flusso gamma prodotto potrà o meno essere rivelato da strumenti che saranno operativi nel futuro, come AGILE o GLAST.

Nella Figura 4.32 è riportata l'emissione gamma prodotta dai quattro ammassi considerati in questa tesi nei casi in cui l'emissione radio prodotta dai secondari è dell'ordine di quella osservata. Specificamente, per Coma è stata assunta la situazione riportata nella Figura 3.19, per A2319 quella in Figura 4.21, per A2255 quella in Figura 4.25 e per A2163 quella in Figura 4.29. Come si vede, in tutti i casi l'emissione gamma è inferiore al limite di EGRET, per cui questa situazione non viola i limiti sperimentali. Riguardo alla rivelabilità degli ammassi, questo risultato permette di prevedere che, nelle condizioni della Figura 4.32, nessun ammasso tra i quattro considerati dovrebbe poter essere rivelato da AGILE, mentre Coma e A2319 dovrebbero poter essere rivelati da GLAST, al contrario degli altri due. Utilizzando come criterio di confronto il limite di sensibilità previsto per GLAST nella banda 0.1–10 GeV, che è pari a 6×10^{-9} cm^{-2} s^{-1} per una survey di un anno per una rivelazione a 5σ, si ha che i flussi prodotti nella stessa banda dai quattro ammassi, nelle condizioni considerate, valgono: 1.0×10^{-8} cm^{-2} s^{-1} per Coma, 4.5×10^{-9} cm^{-2} s^{-1} per A2319, 6.8×10^{-10} cm^{-2} s^{-1} per A2255 e 9.8×10^{-10} cm^{-2} s^{-1} per A2163. Quindi con questo criterio si può prevedere una rivelazione per Coma, mentre il flusso prodotto da A2319 sembra essere appena al di sotto della soglia minima di rivelazione a 5σ, se viene utilizzata per la soglia di rivelazione il valore integrato nella banda.

Le condizioni su $\xi(r)$ che sono state assunte per realizzare la Figura 4.32 sono diverse nei quattro ammassi, come mostrano le Figure 3.19, 4.21, 4.25 e 4.29. A causa di questa disomogeneità nelle assunzioni fatte, non è immediato poter legare direttamente il flusso gamma previsto ai parametri globali che caratterizzano l'ammasso, come quelli del gas caldo. In prima approssimazione, ci si può aspettare che, visto che la densità dei protoni non-termici, che è il parametro che determina l'intensità dell'emissione gamma, è stata fissata in rapporto al contenuto energetico del gas termico, e che la luminosità X degli ammassi è paragonabile nei quattro casi considerati (vedi Tabella 4.1),

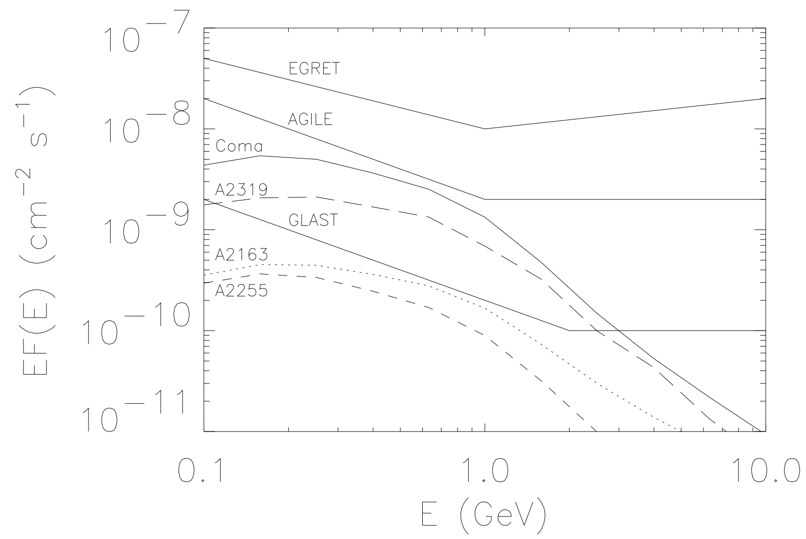


Figura 4.32: Emissione gamma prodotta dal decadimento dei π^0 nel caso in cui l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari per i quattro ammassi considerati sia uguale a quella osservata, confrontata con la sensibilità di EGRET, AGILE e GLAST, nel caso in cui la pressione dei protoni e quella del campo magnetico siano in rapporto costante in tutto l'ammasso, con i parametri riportati nella Tabella 4.5. Le curve di sensibilità si riferiscono ad una rivelazione a 5σ in una survey del cielo di un anno, e sono tratte da http://people.roma2.infn.it/~agile/.

è logico che il parametro fondamentale perché un ammasso sia rivelabile o meno nella banda gamma è la distanza. Infatti Coma è l'ammasso che si trova alla distanza minore tra i quattro considerati, mentre A2319, che è il secondo in ordine di vicinanza, si trova ad una distanza che è ~ 2.4 volte maggiore rispetto a Coma. Si può notare inoltre che A2163, che si trova ad una distanza maggiore rispetto agli altri, produce un flusso gamma paragonabile a quello di A2255 in virtù della maggiore luminosità del gas caldo, e quindi di un contenuto energetico maggiore disponibile per i protoni non-termici.

Un raffronto diretto tra i quattro ammassi può essere fatto fissando un valore di ξ, per esempio $\xi \equiv 0.3$, in tutto l'ammasso. La filosofia di questo tipo di approccio è diversa rispetto a quella del caso precedente: infatti in questo caso le previsioni sull'emissione nella banda gamma non sono correlate con le proprietà dell'alone radio, in quanto l'assunzione fondamentale qui viene fatta sul numero di protoni, senza richiedere che l'emissione radio osservata venga prodotta dagli elettroni secondari, fatto che, come visto, dipende da un ulteriore fattore, quello del campo magnetico, che qui non viene vincolato. Pertanto non c'è motivo di imporre che l'estensione dei protoni si fermi al raggio dell'alone radio e quindi in questo caso si assume che il valore di ξ rimanga costante fino a dove è presente il gas termico; pertanto qui viene calcolato il flusso gamma prodotto all'interno del raggio entro il quale l'emissione X è stata rilevata, e non, come nel caso precedente, all'interno del raggio dell'alone radio. Come parametro libero, resta il valore dell'indice spettrale dello spettro dei protoni. La scelta che viene fatta qui è quella di assumere l'indice spettrale che è stato usato per riprodurre l'alone radio, e che è riportato per ciascun ammasso nella Tabella 4.6. Questa assunzione è l'unica tra quelle fatte in questo calcolo che conserva un'informazione connessa all'emissione radio. Si osservi inoltre che per A2319 e A2255 sono stati usati gli indici spettrali che non derivano direttamente dall'indice spettrale osservato dell'alone radio.

Con queste ipotesi ci si può aspettare che il flusso gamma prodotto dal decadimento dei π^0 sia legato direttamente al flusso prodotto dal gas termico. Volendo scrivere una relazione che lega il flusso gamma a quello X, si comincia dal fatto che la pressione del gas caldo è data dall'espressione $P_{th}(r) = n_{th}(r)kT$, in cui si assume che l'ammasso sia isotermo. La pressione dei raggi cosmici invece può essere scritta come $P_{CR}(r) = K(s)N_{p,0}f_p(r)$, in cui $K(s)$ è il fattore che risulta dall'integrale sull'energia della pressione dei raggi cosmici, che è dato dall'equazione (3.29). L'assunzione base è quella che la pressione dei raggi cosmici sia una frazione ξ, costante col raggio, di quella termica: $P_{CR}(r) = \xi n_{th}(r)kT$. Pertanto la densità dei protoni non-termici può essere scritta come:

$$N_{p,0}f_p(r) = \xi n_{e,0} f_{th}(r) kT K(s)^{-1}, \tag{4.1}$$

che, dovendo valere per ogni r, implica che $f_p(r) = f_{th}(r)$, dove $f_{th}(r) = [1 + (r/r_{c,th})^2]^{-q_{th}}$, con i parametri riportati per i quattro ammassi nella Tabella 4.3. L'emissività gamma, che qui viene utilizzata integrata nella banda $0.1 - 10$ GeV, è proporzionale all'espressione $\epsilon_\gamma \propto N_p(r) n_{th}(r) Q_\gamma(s)$, in cui $Q_\gamma(s)$ è l'integrale sull'energia dello spettro di produzione riportato nell'equazione (2.35). Pertanto risulta che l'emissività gamma è proporzionale all'espressione:

$$\epsilon_\gamma \propto \xi K(s)^{-1} kT n_{e0}^2 f_{th}(r)^2 Q_\gamma, \tag{4.2}$$

da cui si ricava che il flusso gamma è proporzionale all'espressione:

$$F_\gamma \propto \frac{1}{D^2} \xi K(s)^{-1} kT n_{e0}^2 Q_\gamma(s) \int_0^{R_X} r^2 f_{th}(r)^2 dr, \tag{4.3}$$

dove il flusso gamma, come stabilito, viene calcolato all'interno del raggio R_X entro cui l'emissione X è stata misurata (vedi Tabella 4.7). L'emissività del gas caldo è invece proporzionale a $\epsilon_X \propto n_{th}^2 \sqrt{kT}$, per cui il flusso X è proporzionale all'espressione:

$$F_X \propto \frac{1}{D^2} \sqrt{kT} n_{e0}^2 \int_0^{R_X} r^2 f_{th}(r)^2 dr. \tag{4.4}$$

Pertanto il rapporto tra il flusso gamma e quello X è proporzionale all'espressione:

$$R_{\gamma,X} \equiv \frac{F_\gamma}{F_X} \propto (kT)^{1/2} \xi \frac{Q_\gamma(s)}{K(s)}. \tag{4.5}$$

Il rapporto $Q_\gamma(s)/K(s)$ nel caso $s = 2.3$ risulta valere ~ 1.4 volte rispetto al caso $s = 2.7$. In base ai valori del flusso X riportati nella Tabella 4.7, ci si aspetta che il flusso gamma prodotto da A2163 e A2319, in cui è stato usato un indice spettrale $s = 2.3$, risulti più alto in rapporto a quello X rispetto agli altri ammassi. Questo risultato è quantitativamente confermato dai risultati del calcolo completo, mostrati in Figura 4.33. In base a questi risultati ci si aspetta che, se la distribuzione radiale dei protoni non-termici è proporzionale a quella del gas termico, allora Coma e A2319 dovrebbero poter essere rivelati, oltre che da GLAST, anche da AGILE, mentre GLAST dovrebbe poter essere in grado di rivelare anche A2163, mentre A2255 sarebbe l'unico di questi quattro ammassi a non poter essere rivelato da GLAST. Si ricordi comunque che questa configurazione è quella che corrisponde ad avere, se si richiede che gli elettroni secondari riproducano la brillanza dell'alone

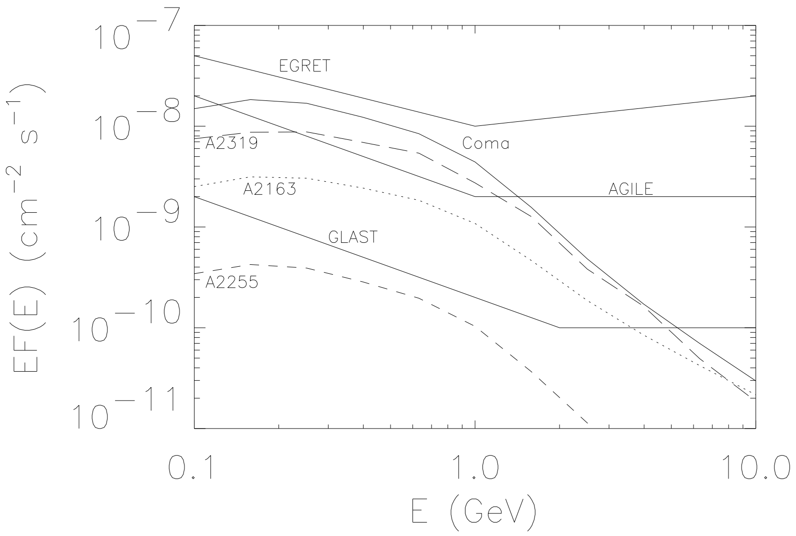


Figura 4.33: Emissione gamma prodotta dal decadimento dei π^0 per i quattro ammassi considerati confrontata con la sensibilità di EGRET, AGILE e GLAST, nel caso in cui la pressione dei protoni sia proporzionale a quella del gas termico, con $\xi \equiv 0.3$, con i parametri riportati nella Tabella 4.6.

radio, un campo magnetico crescente verso le regioni esterne dell'ammasso, che, come osservato più volte, è una situazione improbabile. D'altra parte è anche possibile che l'emissione radio osservata non sia prodotta dagli elettroni secondari: in questo caso questa configurazione non presenterebbe questo problema. Allora appare determinante il ruolo delle misure gamma, anche in fuzione di poter stabilire l'origine degli aloni radio: per esempio, se A2163 fosse rivelato da GLAST, allora bisognerebbe concludere che la distribuzione radiale dei protoni non-termici dovrebbe essere simile a quella del gas termico, e quindi sarebbe improbabile che l'emissione radio osservata fosse prodotta dagli elettroni secondari. Come corollario, si dovrebbe concludere che il campo magnetico dell'ammasso dovrebbe essere basso, $B < 2\ \mu$G, in modo che l'emissione radio prodotta dai secondari non raggiunga quella osservata (vedi Figura 4.31).

	$N_{p,0}$ (cm^{-3})	s
Coma	7.7×10^{-9}	2.7
A2319	1.6×10^{-8}	2.3+cutoff 100 GeV
A2255	3.5×10^{-9}	2.7
A2163	2.5×10^{-8}	2.3

Tabella 4.6: Valori della densità centrale e dell'indice spettrale dei protoni non-termici utilizzati per la Figura 4.33.

	$F_X(2-10$ keV) (erg cm^{-2} s^{-1})	R_X (h_{70}^{-1} Mpc)
Coma	4.0×10^{-10}	0.84
A2319	1.4×10^{-10}	1.0
A2255	2.0×10^{-11}	0.79
A2163	3.1×10^{-11}	1.4

Tabella 4.7: Valori del flusso X misurato nella banda 2–10 keV entro il raggio R_X (da Ebeling et al. 1996).

Capitolo 5

Conclusioni

In questo capitolo si riassumono e si discutono i risultati ottenuti in questa Tesi, sottolineando le conclusioni che se ne possono trarre e i problemi che restano aperti.

L'argomento al centro dello studio della Tesi è il contenuto non-termico degli ammassi di galassie. I risultati ottenuti riguardano le due componenti fondamentali dei raggi cosmici presenti negli ammassi di galassie, cioè quella degli elettroni e quella dei protoni.

5.1 La componente elettronica

I risultati riguardanti la componente degli elettroni non-termici possono essere così riassunti:

- Il punto di partenza adottato per ricavare le proprietà degli elettroni non-termici è lo studio del profilo radiale della brillanza superficiale dell'alone radio, effettuato per gli ammassi Coma, A2319, A2255 e A2163. Come risultato, è stato trovato che i profili radiali delle emissività radio possono essere ben rappresentati con una forma funzionale del tipo $J(r) \propto [1 + (r/r_{c,R})^2]^{-q_R}$, in cui i parametri ricavati per i quattro ammassi sono riassunti nella Tabella 4.3.

- La forma del profilo radiale dell'emissività radio permette di porre un vincolo degenere sui profili degli elettroni e del campo magnetico. Un risultato ottenuto in tutti i quattro ammassi considerati è che se il campo magnetico ha lo stesso andamento radiale del gas termico, $B(r) \propto n_{th}(r)$, allora per poter riprodurre il profilo della brillanza osservato è necessario che la densità degli elettroni cresca verso l'esterno dell'ammasso, per cui questa configurazione sembra improbabile (Figura 4.7). Assumendo che la densità degli elettroni sia proporzionale a quella del gas termico, $n_{rel}(r) \propto n_{th}(r)$, si ricava invece che il profilo del campo magnetico corrispondente è da considerarsi accettabile (vedi Figura 4.8).

- Per Coma (Paragrafo 3.2) ed A2319 (Paragrafo 4.3.1) è stato effettuato uno studio dettagliato dei profili radiali degli elettroni e del campo magnetico risolvendo la degenerazione ipotizzando tre casi: *i)* profilo degli elettroni costante, *ii)* rapporto di pressione costante tra elettroni e campo magnetico, *iii)* campo magnetico costante. I vincoli che si possono ricavare sulla densità degli elettroni a partire dal flusso radio osservato in funzione dell'intensità del campo magnetico permettono di ricavare che, osservando le Figure 3.6–3.8 per Coma, e 4.10–4.12 per A2319, per qualunque scelta del campo magnetico ragionevolmente compatibile con le misure di rotazione Faraday, la pressione degli elettroni e quella del campo magnetico che si richiedono per riprodurre l'alone radio osservato sono sempre inferiori a quella termica, anche di diversi ordini di grandezza nel caso in cui $B \geq 1$ μG. Questo implica che la componente elettronica fornisce un contributo trascurabile al contenuto energetico totale di un ammasso. Inoltre è stato studiato l'effetto delle fluttuazioni in direzione e in intensità del campo magnetico, che hanno l'effetto, data l'emissione radio osservata, di diminuire il numero di elettroni richiesto, per cui le pressioni degli elettroni calcolate vanno interpretate come dei limiti superiori. Questo studio è stato pubblicato in Colafrancesco, Marchegiani & Perola (2005).

- Per Coma e A2319 è stato mostrato in dettaglio come delle misure HXR spazialmente risolte possono risolvere completamente la degenerazione tra elettroni e campo magnetico (per Coma questo è pubbicato in Colafrancesco, Marchegiani & Perola 2005). La degenerazione invece non è rimovibile in presenza di misure prive di risoluzione spaziale, in quanto in questo caso la degenerazione sui profili radiali fa sì che non si possano ricavare univocamente né i valori del campo magnetico centrale né quelli del campo magnetico medio, contrariamente a quanto viene assunto generalmente in letteratura (vedi Henriksen 1998; Fusco-Femiano et al. 2004). I valori del campo magnetico che si possono ricavare dalla misure attualmente disponibili dell'eccesso HXR, assumendo che queste ultime siano corrette (vedi discussione in Rossetti & Molendi 2004), sono riportati nella Tabella 3.3 per Coma, e nella Tabella 4.4 per A2319. Richiedere che i valori del campo magnetico centrale siano dell'ordine di quelli ricavati dalle misure di Rotazione Faraday implica che l'emissione HXR osservata deve provenire da un volume maggiore rispetto a quello dell'alone radio. Misure spazialmente risolte dell'emissione HXR sono quindi necessarie anche per determinare l'estensione della regione da cui questi fotoni provengono.

- È stato studiato per Coma il profilo radiale della brillanza dell'eccesso EUV, ricavando così delle informazioni sui profili radiali degli elettroni che lo devono produrre, sia nel caso in cui l'emissione sia di origine termica, sia che sia di origine non-termica. Nella prima ipotesi, si ricava che gli elettroni che producono l'emissione EUV devono avere un profilo radiale molto simile a quello del gas termico, mentre nella seconda ipotesi si ricava che, se gli elettroni che emettono l'alone radio hanno lo stesso profilo di quelli che emettono l'eccesso EUV, allora è necessario che il campo magnetico cresca verso le regioni esterne dell'ammasso, il che suggerisce che l'eccesso EUV e l'alone radio siano prodotti da diverse popolazioni di elettroni (vedi Paragrafo 3.4.2), in accordo con quanto trovato da Bowyer & Berghöfer (1998).

- È stato studiato l'effetto che il materiale che produce l'eccesso SXR nelle regioni periferiche di Coma produce in direzione del centro dell'ammasso, nell'ipotesi che sia distribuito con simmetria sferica. Il risultato è che il contributo trovato è trascurabile rispetto all'eccesso EUV misurato in direzione del centro dell'ammasso. È poi stato fatto un confronto tra l'eccesso EUV e quello SXR misurati nel centro di Coma, nel tentativo di ricavare informazioni sull'andamento spettrale di queste emissioni. Le informazioni disponibii però non sono sufficienti a discriminare tra un'origine termica ed una non-termica (vedi Paragrafo 3.4.1).

Tutti i risultati elencati sopra sono essenzialmente indipendenti dai modelli sull'origine degli elettroni che producono l'alone radio o l'eccesso EUV. Come visto nel Paragrafo 2.5, il problema dell'origine degli aloni radio non è banale, a causa della bassa vita media degli elettroni che producono l'alone radio e della grande estensione degli aloni. Nella Tesi sono stati discussi e confrontati i due tipi di modelli che vengono avanzati per spiegare l'origine degli aloni radio, cioè i modelli ad elettroni riaccelerati *in situ* ed il modello ad elettroni secondari. È stato visto (vedi Paragrafi 2.6 e 2.7) che i primi, così come vengono proposti oggi (Brunetti et al. 2004; Cassano & Brunetti 2005), sembrano essere piuttosto inefficienti rispetto ai secondi. Inoltre i primi si basano su un notevole numero di parametri liberi, mentre i secondi presentano come dato incognito essenzialmente le proprietà dei protoni non-termici. Per poter discriminare tra i modelli sarebbe importante quindi poter stabilire quanti sono i protoni, il che conduce a considerare la componente protonica come oggetto di studio.

5.2 La componente protonica

La componente dei protoni è con tutta probabilità quella dominante tra quelle non-termiche negli ammassi di galassie, sia perché ci si può aspettare che i protoni, in analogia con quanto avviene per i raggi cosmici galattici, possano essere presenti in numero superiore rispetto agli elettroni, sia, soprattutto, perché i protoni non perdono la propria energia in tempi scala dell'ordine del tempo di vita dell'ammasso, per cui si possono accumulare aumentando il proprio contenuto energetico in seguito ai diversi meccanismi di accelerazione che possono aver luogo nel corso dell'evoluzione dell'ammasso. I risultati ottenuti in questa Tesi a proposito della componente protonica possono essere così riassunti:

- I modelli di accelerazione diffusiva da shock (Ryu et al. 2003) indicano che nei protoni non-termici può essere iniettata, nel corso dell'evoluzione dell'ammasso, una frazione significativa ($30-50\%$) del contenuto energetico del gas termico (vedi Paragrafo 2.4).

- Esiste un metodo diretto per stimare la quantità di protoni non-termici presenti negli ammassi di galassie: la misura dell'emissione nei raggi gamma prodotta dal decadimento dei pioni neutri che vengono prodotti nelle interazioni tra i protoni non-termici e quelli termici. Ad oggi però nessuna emissione gamma è stata rivelata negli ammassi di galassie. Pertanto è utile prendere in considerazione il contributo degli elettroni secondari, prodotti in seguito al decadimento dei pioni carichi prodotti nelle stesse interazioni. Nella Tesi è stata studiata l'emissione radio prodotta dai secondari nei quattro ammassi Coma (Paragrafo 3.3.1), A2319 (Paragrafo 4.3.2), A2255 e A2163 (Paragrafo 4.4), e l'emissione prodotta dai secondari per ICS nell'EUV in Coma (Paragrafo 3.4).

- È stata calcolata l'emissione radio prodotta dagli elettroni secondari assumendo condizioni sulla pressione dei protoni non-termici in linea con quanto ci si aspetta, cioè che il rapporto di pressione tra la pressione non-termica e quella termica non superi mai il valore di ~ 0.5. Sono stati considerati due possibili casi: *i)* i protoni non-termici ed il campo magnetico sono in rapporto di pressione costante, *ii)* i protoni non-termici hanno lo stesso profilo radiale del gas termico. Richiedere che il profilo radiale dell'emissione radio prodotta dai secondari sia lo stesso dell'alone radio implica, nel primo caso, profili dei protoni e del campo magnetico del tutto ragionevoli, mentre nel secondo caso implica un campo magnetico crescente verso l'esterno dell'ammasso in Coma, A2319 e A2163, e costante in A2255.

- È stato trovato, in Coma e in A2163, che l'emissione radio prodotta dai secondari è dell'ordine di quella osservata, sotto assunzioni ragionevoli sulla pressione dei protoni in rapporto a quella termica e sull'intensità del campo magnetico. Invece, in A2319 e A2255, che presentano un indice spettrale radio più ripido, l'emissione radio dei secondari è molto minore di quella osservata. Però, assumendo un indice spettrale meno ripido per i protoni, ed eventualmente la presenza di un cutoff nel loro spettro, risulta, anche considerando il possibile effetto delle fluttuazioni in intensità del campo magnetico, che l'emissione radio può essere riprodotta dai secondari anche in questi due ammassi.

- Nel caso di Coma, il notevole numero di osservazioni disponibili sembra indicare alcune proprietà dell'alone radio (irripidimento ad alte frequenze dello spettro radio ed irripidimento radiale dell'indice spettrale) che non sono immediatamente riproducibili nel modello ad elettroni secondari. Nel Paragrafo 3.3.2 sono state discusse due ipotesi per spiegare le caratteristiche osservate: *i)* quella in cui esse siano dovute ad effetti strumentali, dovuti alla bassa brillanza superficiale nelle regioni esterne dell'alone radio, che infatti appare avere diverse estensioni a diverse frequenze: questa ipotesi, almeno per il caso di Coma sembra però non poter essere vera; *ii)* quella in cui nello spettro dei protoni possa essere presente un cutoff, dovuto al fatto che i protoni di alta energia nelle regioni esterne dell'ammasso possono non essere confinati all'interno dell'alone radio; questa ipotesi, seppur non giustificabile in maniera rigorosa, costituisce un modello in grado di riprodurre le caratteristiche osservate. Questi effetti si ricollegano a quanto ipotizzato per A2319 e A2255 per spiegare l'alto valore dell'indice spettrale radio osservato in questi due ammassi.

- Alla luce di quanto visto, l'origine degli aloni radio da elettroni secondari non può essere esclusa, e, dal momento che i modelli a secondari sembrano essere più efficienti rispetto a quelli di riaccelerazione, e che gli elettroni secondari sono sicuramente presenti dove sono presenti i protoni non-termici, essi devono essere tenuti in considerazione per spiegare l'origine degli aloni radio (vedi Paragrafo 4.5). Una possibilità da tenere presente è che l'emissione radio possa essere costituita dal contributo dei secondari, che fornirebbero un fondo di forma più regolare, e dal contributo di elettroni accelerati da shock o da turbolenze, che fornirebbero i contributi di forma più irregolare rivelati in alcuni ammassi, ed eventualmente produrrebbero gli effetti di variazione dell'indice spettrale con la posizione nell'ammasso.

- Nel Paragrafo 4.6 è stata calcolata l'emissione gamma prodotta nel modello ad elettroni secondari per i quattro ammassi considerati, adottando le stesse ipotesi fatte nei due casi considerati per il calcolo dell'emissione radio. È importante sottolineare che i due casi, anche se simili nei risultati, sono diversi da un punto di vista dell'approccio: nel primo caso, infatti, si usa il fatto che il profilo degli elettroni secondari e del campo magnetico devono riprodurre il profilo della brillanza radio, lasciando condizioni abbastanza libere sul rapporto di pressione tra i protoni non-termici e il gas termico. Nel secondo caso invece il rapporto di pressione tra i protoni non-termici e il gas termico viene fissato a 0.3 in tutto l'ammasso, per cui l'emissione gamma prodotta non è legata a quella radio, se non per il fatto di avere usato l'indice spettrale dei protoni suggerito dallo spettro radio (anche se, come detto, per A2319 e A2255 questo vincolo è stato rilasciato). In questo caso, è stato visto che il flusso gamma è legato direttamente al flusso X, in maniera proporzionale alla radice quadrata della temperatura dell'ammasso e ad un fattore dipendente dall'indice spettrale dei protoni.

- I risultati relativi all'emissione gamma mostrano, nel primo caso, che nessun ammasso supera il limite superiore trovato da EGRET, il che rende l'ipotesi che gli aloni radio siano prodotti da elettroni secondari consistente con i limiti nella banda gamma oggi disponibili. Riguardo alla rivelabilità con gli strumenti futuri, risulta che nessun ammasso, tra i quattro considerati, dovrebbe poter essere rivelato da AGILE, mentre Coma e A2319 dovrebbero poter essere rivelati da GLAST. Nel secondo caso, si ottiene, ancora, che in nessun ammasso viene superato il limite superiore di EGRET; Coma e A2319 dovrebbero poter essere rivelati da AGILE, mentre GLAST dovrebbe essere in grado di rivelare Coma, A2319 e A2163. Le misure di GLAST potrebbero quindi essere in grado di determinare anche quale tra i due casi considerati per la distribuzione spaziale dei protoni si avvicina di più alla realtà, oltre a stabilire la quantità di protoni non-termici. Le misure gamma, quelle di GLAST in particolare, potranno quindi ricoprire un ruolo fondamentale sia nella determinazione della quantità di protoni non-termici presenti, sia nel fornire delle indicazioni riguardo l'origine degli aloni radio, anche se a questo proposito resta il grado di libertà rappresentato dal campo magnetico, che peraltro è vincolabile, come abbiamo visto, attraverso misure spazialmente risolte dell'ICS degli elettroni.

- Nel Paragrafo 3.4 è stata studiata la possibilità che l'eccesso EUV rivelato in Coma sia prodotto per ICS da parte degli elettroni secondari. I risultati trovati mostrano che, se questa ipotesi fosse vera, allora il flusso gamma prodotto dal decadimento dei pioni neutri dovrebbe superare abbondantemente il limite superiore di EGRET, e la pressione dei protoni non-termici richiesta dovrebbe superare di molto quella del gas termico, per cui si può concludere che l'ipotesi di partenza deve essere esclusa, contrariamente ai risultati ottenuti da Bowyer et al. (2004). Importanti informazioni sull'origine dell'eccesso EUV potranno venire dalle misure di GLAST, oppure da misure dell'effetto Sunyaev-Zel'dovich (Colafrancesco, Marchegiani & Palladino 2003).

Appendice A

Formule per le emissioni non-termiche

A.1 Emissione di sincrotrone

L'emissività radio prodotta per emissione di sincrotrone da parte di una popolazione elettronica con spettro $N_e(\gamma, r)$ in interazione con un campo magnetico con profilo spaziale $B(r)$, è data dall'espressione:

$$j_{syn}(\nu, r) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma N_e(\gamma, r) P_{syn}(\nu, \gamma, r) \tag{A.1}$$

(Schlickeiser 2002), in cui

$$P_{syn}(\nu, \gamma, r) = \int_0^{\pi} d\theta p(\theta) 2\pi\sqrt{3} r_0 mc\nu_0 \sin\theta F_S(x/\sin\theta) \tag{A.2}$$

$$\nu_0 = \frac{eB}{2\pi m} \tag{A.3}$$

$$x = \frac{2\nu}{3\nu_0\gamma^2}\left[1 + \left(\frac{\gamma\nu_p}{\nu}\right)^2\right]^{3/2} \tag{A.4}$$

$$F_S(t) = t\int_t^{\infty} K_{5/3}(z)dz \tag{A.5}$$

$$p(\theta) = \frac{1}{2}\sin\theta, \tag{A.6}$$

dove $\nu_p = 8980(n_e/1 \text{ cm}^{-3})^{1/2}$ Hz è la frequenza del plasma, n_e è la densità degli elettroni termici, $r_0 = 2.82 \times 10^{-13}$ cm è il raggio classico dell'elettrone, $K_{5/3}(z)$ è una funzione modificata di Bessel del secondo tipo.

La formula (A.1) può essere approssimata assumendo che un elettrone di energia E_e irradi ad una singola frequenza $\nu \sim 16(E_e/GeV)^2(B/\mu G)$

MHz. Facendo uso di questa approssimazione, l'espressione dell'emissività può essere scritta come:

$$j_{syn}(\nu, r) = N_e(E_e, r) \left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{syn} \frac{dE_e}{d\nu} \tag{A.7}$$

che, per una popolazione di elettroni con spettro in energia a legge di potenza, $N_e(E, r) = N_{e,0}(E_e/GeV)^{-p}\eta(r)$, e un campo magnetico $B(r) = B_0 g(r)$, fornisce l'espressione:

$$\begin{aligned} j_{syn}(\nu, r) &= 1.27 \times 10^{-24} (16)^{\alpha_r - 1} (N_{e,0}/cm^{-3}GeV^{-1})(B_0/\mu G)^{\alpha_r+1} \\ &\quad \eta(r) g(r)^{\alpha_r+1} (\nu/MHz)^{-\alpha_r} GeV cm^{-3} \end{aligned} \tag{A.8}$$

con $\alpha_r = (p-1)/2$.

A.2 Inverse Compton

L'emissività per Inverse Compton, è data dall'espressione:

$$j_{IC}(E_\gamma, r) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma N_e(\gamma, r) P_{IC}(E_\gamma, \gamma, r) \tag{A.9}$$

in cui

$$P_{IC}(E_\gamma, \gamma, r) = cE_\gamma \int_0^\infty d\epsilon n(\epsilon) \sigma(E_\gamma, \epsilon, \gamma) \tag{A.10}$$

dove $n(\epsilon)$ è il numero di fotoni della CMB per unità di volume e di energia, e $\sigma(E_\gamma, \epsilon, \gamma)$ è la sezione d'urto per lo Scattering Compton, che nella formula di Klein-Nishina si scrive:

$$\sigma(E_\gamma, \epsilon, \gamma) = \frac{3\sigma_T}{4\epsilon\gamma^2} G(q, \Gamma_e) \tag{A.11}$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson, e

$$G(q, \Gamma_e) = \left[2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{(\Gamma_e q)^2 (1-q)}{2(1+\Gamma_e q)}\right] \tag{A.12}$$

$$\Gamma_e = 4\epsilon\gamma/(mc^2) \qquad\qquad q = E_\gamma/[\Gamma_e(\gamma mc^2 - E_\gamma)]. \tag{A.13}$$

Nell'approssimazione in cui un elettrone con energia E_e emetta ad un'energia $E_\gamma \sim 8(E_e/GeV)^2 keV$, l'emissività può essere scritta:

$$j_{IC}(E_\gamma, r) = 1.25 \times 10^{-11} (8)^{\alpha_r - 1} (N_{e,0}/cm^{-3}GeV^{-1}) \eta(r) (E_\gamma/keV)^{-\alpha_r} cm^{-3} s^{-1}. \tag{A.14}$$

A.3 Bremsstrahlung

L'emissività di bremsstrahlung è data dall'espressione:

$$j_B(E_\gamma, r) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma N_e(\gamma, r) P_B(E_\gamma, \gamma, r) \tag{A.15}$$

in cui

$$P_B(E_\gamma, E, r) = cE_\gamma \sum_j n_j(r)\sigma_j(E_\gamma, E), \tag{A.16}$$

dove l'indice j si riferisce alle differenti componenti dell'ICM (atomi, ioni ed elettroni) con densità $n_j(r)$.

La sezione d'urto differenziale è data dall'espressione

$$\sigma(E_\gamma, E) = \frac{3}{8\pi}\alpha\sigma_T \left[\left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right)^2\right]\phi_1 - \frac{2}{3}\left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right)\phi_2\right], \tag{A.17}$$

dove $\alpha = 137.037$, σ_T è la sezione d'urto Thomson, $\phi_1(E_\gamma, E)$ e $\phi_2(E_\gamma, E)$ sono le funzioni di scattering che dipendono dalle proprietà del mezzo di scattering. Per sistemi non schermati di carica Ze, si ha $\phi_1 = \phi_2 = Z^2\phi_u$ dove

$$\phi_u = 4\left[\ln\left[\frac{2E}{mc^2}\left(\frac{E - E_\gamma}{E_\gamma}\right)\right] - \frac{1}{2}\right]. \tag{A.18}$$

Nell'assunzione che un elettrone di energia E_e emetta all'energia $E_\gamma = E_e/2$, l'emissività per bremsstrahlung può essere scritta come:

$$\begin{aligned} j_B(E_\gamma, r) &= 1.51 \times 10^{-16}(2)^{-p+2}(n_j(r)/cm^{-3})(N_{e,0}/cm^{-3}GeV^{-1})\eta(r) \\ &\quad (E_\gamma/GeV)^{-p+1}\left[\ln\left[\frac{2E_\gamma}{mc^2}\right] + 0.36\right] cm^{-3}s^{-1}. \end{aligned} \tag{A.19}$$

Appendice B

Formule per la produzione degli elettroni secondari

Come riportato nel Paragrafo 2.7, lo spettro sorgente onnidirezionale degli elettroni secondari è dato dall'espressione riportata nell'equazione (2.33):

$$
\begin{aligned}
Q_s(\epsilon_s) &= 4\pi n_{th} \int_{\epsilon_p^{min}}^{\infty} d\epsilon_p J_p(\epsilon_p) \sigma_\pi(\epsilon_p) \times \\
&\times \int_{\epsilon_\pi^{min}}^{\epsilon_\pi^{max}} d\epsilon_\pi F_s(\epsilon_s, \epsilon_\pi) F_\pi(\epsilon_\pi, \epsilon_p), \qquad \text{(B.1)}
\end{aligned}
$$

(Moskalenko & Strong 1998, Furlanetto & Loeb 2002). Nell' eq.(B.1), n_{th} è la densità dei protoni termici e $J_p(\gamma_p)$ è il flusso differenziale dei protoni non-termici, $J_p(\gamma_p) = (c/4\pi)\beta(\gamma_p)N_p(\gamma_p)$, in cui $N_p(\gamma_p)$ è lo spettro dei protoni non-termici. L'indice s si riferisce ai due casi degli elettroni (nel caso dei pioni carichi) e dei raggi gamma (nel caso dei pioni neutri).

I limiti di integrazione possono essere fissati dalla cinematica: ϵ_p^{min} e ϵ_π^{max} si ricavano dall'uguaglianza $\sqrt{s} = [2m_p(\epsilon_p + m_p)]^{1/2} = \sqrt{m_X^2 + \epsilon_\pi^{*2} - m_\pi^2} + \epsilon_\pi^*$, in cui s è il quadrato dell'energia totale nel sistema del centro di massa, m_X dipende dal canale della reazione, e ϵ_π^* è l'energia del pione prodotto nel sistema del centro di massa. L'energia minima del pione che contribuisce alla produzione di un secondario con energia ϵ_s è data da $\epsilon_{\pi^0}^{min} = \epsilon_\gamma + m_{\pi^0}/(4\epsilon_\gamma)$ per i raggi gamma, mentre per gli elettroni vale $\epsilon_{\pi^\pm}^{min} = m_{\pi^\pm}$ per $\epsilon_e \leq E \equiv \frac{1}{2}m_\mu\gamma_m' u(1+\beta_\mu')$ e $\epsilon_{\pi^\pm}^{min} = \frac{1}{2}m_\pi(\epsilon_e/E + E/\epsilon_e)$ per $\epsilon_e > E$, dove γ_μ' e β_μ' sono il fattore di Lorentz e la velocità del muone nel sistema di riferimento in cui il pione è in quiete.

Nel seguito si riportano le espressioni per la sezione d'urto inclusiva σ_π e le funzioni di produzione dei pioni e degli elettroni.

B.1 Sezioni d'urto inclusive

La sezione d'urto σ_π è la sezione d'urto inclusiva per la produzione dei pioni, di cui una parametrizzazione può essere trovata in Dermer (1986a). Per i casi considerati in questa tesi i canali rilevanti sono: 1) $pp \to \pi^0 X$, 2) $pp \to \pi^+ X$, 3) $pp \to \pi^+ d$, 4) $pp \to \pi^- X$, in cui X si riferisce alla produzione inclusiva, avendo isolato il caso della produzione del deuterio nel caso della produzione di π^+. Se s è il quadrato dell'energia totale nel sistema del centro di massa, $s = [2m_p(\epsilon_p + m_p)]$, e $p^*_{max}(s)$ è il massimo impulso del pione nel sistema del centro di massa, si definisce la quantità

$$\eta \equiv \frac{p^*_{max}}{m_\pi} = \frac{[(s - m_\pi^2 - \bar{m}_X^2)^2 - 4m_\pi^2 \bar{m}_X^2]^{1/2}}{2m_\pi s^{1/2}}, \tag{B.2}$$

in cui i valori di $\bar{m}_X$ per i quattro canali sono: 1) $2m_p$, 2) $m_p + m_\pi$, 3) m_d, 4) $2m_p + m_\pi$. I valori della sezione d'urto inclusiva per i quattro canali possono essere parametrizzati come segue:

$$\sigma_{\pi^0 X}(\mathrm{mbarn}) = \begin{cases} 0.032\eta^2 + 0.040\eta^6 + 0.047\eta^8, & p^{\pi^0 X}_{p,thr} \le p_p \le 0.96 \\ 32.6(p_p - 0.8)^{3.21}, & 0.96 \le p_p \le 1.27 \\ 5.40(p_p - 0.8)^{0.81}, & 1.27 \le p_p \le 8.0 \\ 32.0 \ln p_p + 48.5 p_p^{-1/2} - 59.5, & 8.0 \le p_p \end{cases} \tag{B.3}$$

$$\sigma_{\pi^+ X}(\mathrm{mbarn}) = \begin{cases} 0.95\eta^4 + 0.099\eta^6 + 0.204\eta^8, & p^{\pi^+ X}_{p,thr} \le p_p \le 0.95 \\ 0.67\eta^{4.7} + 0.3, & 0.95 \le p_p \le 1.29 \\ 22.0(p_p - 1.27)^{0.15}, & 1.29 \le p_p \le 4.0 \\ 27.0 \ln p_p + 57.9 p_p^{-1/2} - 40.9, & 4.0 \le p_p \end{cases} \tag{B.4}$$

$$\sigma_{\pi^+ d}(\mathrm{mbarn}) = \begin{cases} 0.18\eta + 0.95\eta^3 - 0.016\eta^9, & E^{\pi^+ d}_{k,thr} \le E_k \le 0.65 \\ 0.56 E_k^{-3.9}, & 0.65 \le E_k \le 1.43 \\ 0.34 E_k^{-2.5}, & 1.43 \le E_k \end{cases} \tag{B.5}$$

$$\sigma_{\pi^- X}(\mathrm{mbarn}) = \begin{cases} 2.33(p_p - 1.65)^{1.2}, & 1.65 \le p_p \le 2.81 \\ 0.32 p_p^{2.1}, & 2.81 \le p_p \le 5.52 \\ 28.2 \ln p_p + 74.2 p_p^{-1/2} - 69.3, & 5.52 \le p_p \end{cases} \tag{B.6}$$

(Dermer 1986a), in cui p_p è l'impulso del protone nel sistema in cui l'altro è a riposo, espresso in GeV/c, e E_k è l'energia cinetica del protone in GeV; le soglie corrispondenti valgono, per $\gamma_p = 1.3$, $p_{p,thr} = 0.78$ e $E_{k,thr} = 0.28$.

B.2 Funzione di produzione dei pioni

Il metodo sviluppato da Dermer (1986b) per la produzione dei pioni nelle collisioni pp combina il modello isobarico (Stecker 1970) per $\gamma_p \le 3$ e il modello di scaling (Badhwar, Stephens & Golden 1977; Stephens & Badhwar 1981) per $\gamma_p \geq 7$, utilizzando un'interpolazione lineare per i valori di γ_p intermedi.

Il modello isobarico assume che i pioni si formano dal decadimento di una particella Δ-isobara prodotta nelle collisioni pp. La funzione di produzione dei pioni vale:

$$\begin{aligned} F_\pi(\varepsilon_\pi, \varepsilon_p) &= \Gamma \left\{ \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{s} - m_p - m_\Delta^0}{\Gamma}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{m_p + m_\pi - m_\Delta^0}{\Gamma}\right) \right\}^{-1} \times \\ &\times \int_{m_p+m_\pi}^{\sqrt{s}-m_p} dm_\Delta \, \frac{f_\pi(\varepsilon_\pi, \varepsilon_p; m_\Delta)}{(m_\Delta - m_\Delta^0)^2 + \Gamma^2} \,, \end{aligned} \tag{B.7}$$

in cui $m_\Delta^0 = 1.238$ GeV è la massa media della Δ e $\Gamma = 0.1$ GeV è la larghezza della distribuzione con cui la particella viene prodotta. La funzione $f_\pi(\varepsilon_\pi, \varepsilon_p; m_\Delta)$ è la distribuzione dei pioni prodotti dal decadimento della Δ nel sistema di riferimento del laboratorio, ed è data dall'espressione:

$$\begin{aligned} f_\pi(\varepsilon_\pi, \varepsilon_p; m_\Delta) &= \frac{1}{4 m_\pi \gamma'_\pi \beta'_\pi} \left\{ \frac{1}{\gamma_\Delta^+ \beta_\Delta^+} H[\gamma_\pi; \gamma_\Delta^+ \gamma'_\pi (1 - \beta_\Delta^+ \beta'_\pi), \gamma_\Delta^+ \gamma'_\pi (1 + \beta_\Delta^+ \beta'_\pi)] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{\gamma_\Delta^- \beta_\Delta^-} H[\gamma_\pi; \gamma_\Delta^- \gamma'_\pi (1 - \beta_\Delta^- \beta'_\pi), \gamma_\Delta^- \gamma'_\pi (1 + \beta_\Delta^- \beta'_\pi)] \right\}, \end{aligned} \tag{B.8}$$

in cui $H[x; a, b] = 1$ se $a \leq x \leq b$, e $= 0$ altrimenti; i fattori di Lorentz delle Δ che si muovono in avanti (+) e all'indietro (-) nel sistema di riferimento del laboratorio valgono $\gamma_\Delta^\pm = \gamma_c \gamma_\Delta^* (1 \pm \beta_c \beta_\Delta^*)$, dove $\gamma_c = \sqrt{s}/(2m_p)$ è il fattore di Lorentz del sistema del centro di massa nel sistema del laboratorio, $\gamma_\Delta^* = (s + m_\Delta^2 - m_p^2)/(2\sqrt{s} m_\Delta)$ è il fattore di Lorentz della Δ nel sistema del centro di massa; il fattore di Lorentz del pione nel sistema di quiete della Δ è $\gamma'_\pi = (m_\Delta^2 + m_\pi^2 - m_p^2)/(2 m_\Delta m_\pi)$.

Nel modello di scaling la funzione di distribuzione dei pioni è data dall'espressione:

$$F_\pi(\varepsilon_\pi, \varepsilon_p) = \frac{2\pi p_\pi}{\sigma_\pi(\varepsilon_p)} \int_{\cos\theta_{\rm min}}^1 d\cos\theta \left(\varepsilon_\pi \frac{d^3\sigma}{d^3 p_\pi} \right) \,, \tag{B.9}$$

in cui, tenendo presente la condizione $-1 \leq \cos\theta_{\rm min} \leq 1$,

$$\cos\theta_{\rm min} = \frac{1}{\beta_c \gamma_c p_\pi} \left(\gamma_c \varepsilon_\pi - \frac{s - m_X^2 + m_\pi^2}{2\sqrt{s}} \right) \,, \tag{B.10}$$

dove $\sigma_\pi(\varepsilon_p)$ è la sezione d'urto inclusiva i cui valori sono stati riportati nelle equazioni (B.3)–(B.6). La sezione d'urto differenziale $\varepsilon_\pi (d^3\sigma)/(d^3 p_\pi)$ per

	A [mb/(GeV^2/c^3)]	B	R	C_1	C_2 [(GeV/c)$^{-1}$]	C_3 [(GeV/c)$^{-2}$]
π^+	153	5.55	1	5.3667	3.5	0.8334
π^-	127	5.3	3	7.0334	4.5	1.667
π^0	140	5.43	2	6.1	3.3	0.6

Tabella B.1: Parametri usati nel modello di scaling (da Badhwar, Stephens & Golden 1977 e Stephens & Badhwar 1981).

la produzione di pioni carichi e neutri nelle collisioni pp, ricavata dai dati sperimentali, può essere parametrizzata nella forma:

$$\varepsilon_\pi \frac{d^3\sigma}{d^3 p_\pi} = A G_\pi(\varepsilon_p)(1-\tilde{x}_\pi)^Q \exp[-Bp_\perp/(1+4m_p^2/s)]\,, \tag{B.11}$$

(Badhwar, Stephens & Golden 1977; Stephens & Badhwar 1981), dove

$$G_{\pi^\pm}(\varepsilon_p) = (1+4m_p^2/s)^{-R}, \tag{B.12}$$

$$G_{\pi^0}(\varepsilon_p) = (1+23\varepsilon_p^{-2.6})(1-4m_p^2/s)^R, \tag{B.13}$$

$$Q = (C_1 - C_2 p_\perp + C_3 p_\perp^2)/\sqrt{1+4m_p^2/s}\,, \tag{B.14}$$

$$\tilde{x}_\pi = \sqrt{x_\parallel^* + (4/s)(p_\perp^2 + m_\pi^2)}\,, \tag{B.15}$$

$$x_\parallel^* = \frac{2m_\pi\sqrt{s}\,\gamma_c\gamma_\pi(\beta_\pi\cos\theta - \beta_c)}{[(s-m_\pi^2-m_X^2)^2 - 4m_\pi^2 m_X^2]^{1/2}}\,, \tag{B.16}$$

in cui θ è l'angolo polare del pione nel sistema del laboratorio, A, B, $C_{1,2,3}$ e R sono costanti positive (vedi Tabella B.1) e m_X dipende dal canale della reazione, come scritto nel Paragrafo B.1.

Un altro canale che conduce alla produzione di elettroni secondari è quello in cui nelle collisioni pp vengono prodotti i kaoni, che poi decadono in pioni o direttamente in muoni. Questo canale fornisce un apporto trascurabile alla produzione dei secondari rispetto a quello della produzione dei pioni (Furlanetto & Loeb 2002), per cui in questa tesi non viene considerato.

B.3 Decadimento dei pioni

I muoni prodotti dal decadimento dei pioni carichi sono creati completamente polarizzati, il che produce una asimmetria nel decadimento in $e^\pm$. La funzione di distribuzione per la produzione degli elettroni e positroni nel sistema di riferimento del laboratorio è data dall'espressione:

$$F_\xi(\epsilon_e, \epsilon_\pi) = \int_{m_\mu \gamma_\mu^-}^{m_\mu \gamma_\mu^+} f_\xi(\epsilon_e, \epsilon_\mu) f_\mu(\epsilon_\mu, \epsilon_\pi) d\epsilon_\mu, \tag{B.17}$$

dove $\xi = \pm 1$ per $e^\pm$, e in cui $f_\mu(\epsilon_\mu, \epsilon_\pi)$ è la funzione di distribuzione dei muoni prodotti nel decadimento dei pioni,

$$f_\mu(\varepsilon_\mu, \varepsilon_\pi) = \frac{1}{2m_\mu \gamma_\pi \beta_\pi \gamma'_\mu \beta'_\mu}, \; m_\mu \gamma_\mu^- \le \varepsilon_\mu \le m_\mu \gamma_\mu^+, \tag{B.18}$$

dove ε_μ è l'energia del muone nel sistema del laboratorio, $\gamma_\mu^\pm = \gamma_\pi \gamma'_\mu (1 \pm \beta_\pi \beta'_\mu)$, dove γ'_μ e $\beta'_\mu \approx 0.2714$ sono il fattore di Lorentz e la velocità del muone nel sistema di riferimento del pione, e γ_π e β_π sono il fattore di Lorentz e la velocità del pione nel sistema del laboratorio.

La funzione $f_\xi(\epsilon_e, \epsilon_\mu)$ è la funzione di distribuzione degli elettroni prodotti dal decadimento dei muoni nel sistema del laboratorio, ed è data dall'espressione:

$$f_\xi(\varepsilon_e, \varepsilon_\mu) = \int_{\cos\theta_L}^{1} d\cos\theta \, f'_\xi(\varepsilon'_e, \cos\theta') J\left(\frac{\varepsilon'_e, \cos\theta'}{\varepsilon_e, \cos\theta}\right), \tag{B.19}$$

dove $\cos\theta_L = \max\{-1, (1 - m_\mu/2\varepsilon_e \gamma_\mu)/\beta_\mu\}$, γ_μ e β_μ sono il fattore di Lorentz e la velocità del muone nel sistema del laboratorio, e J è lo Jacobiano

$$J\left(\frac{\varepsilon'_e, \cos\theta'}{\varepsilon_e, \cos\theta}\right) = \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon'_e} = \frac{1}{\gamma_\mu(1 - \beta_\mu \cos\theta)}, \tag{B.20}$$

e

$$\begin{aligned} \varepsilon'_e &= \varepsilon_e \gamma_\mu (1 - \beta_\mu \cos\theta), \\ \cos\theta' &= \frac{\cos\theta - \beta_\mu}{1 - \beta_\mu \cos\theta}, \end{aligned} \tag{B.21}$$

dove con l'apice si indicano le quantità nel sistema di riferimento del muone. La funzione di distribuzione degli elettroni in questo sistema di riferimento è data dall'espressione:

$$f'_\xi(\varepsilon'_e, \cos\theta') = \frac{8\varepsilon'^2_e}{m_\mu^3}\left[3 - 4\frac{\varepsilon'_e}{m_\mu} - \xi \cos\theta' \left(1 - 4\frac{\varepsilon'_e}{m_\mu}\right)\right]. \tag{B.22}$$

L'integrale nell'equazione (B.19) può essere risolto analiticamente, fornendo il risultato:

$$f_\xi(\epsilon_e, \epsilon_\mu) \;\; = \;\; -\xi \frac{8\epsilon_e^2 \gamma_\mu (1 - \beta_\mu^2)}{\beta_\mu m_\mu^3}(1 - \cos\theta_L) + \frac{4\epsilon_e^2 \gamma_\mu}{m_\mu^3}\left[3 + \frac{\xi}{\beta_\mu} + \right.$$

$$
\begin{aligned}
&+\xi\frac{4\epsilon_e\gamma_\mu}{\beta_\mu m_\mu}(1-\beta_\mu^2)\Big]\Big[2(1-\cos\theta_L)-\beta_\mu(1-\cos^2\theta_L)\Big]+\\
&-\frac{32}{3}\frac{\epsilon_e^3\gamma_\mu^2}{m_\mu^4}\left[1+\frac{\xi}{\beta_\mu}\right]\Big[3(1-\cos\theta_L)-3\beta_\mu(1-\cos^2\theta_L)+\\
&+\beta_\mu^2(1-\cos^3\theta_L)\Big]. \qquad \text{(B.23)}
\end{aligned}
$$

Per il decadimento dei pioni neutri, la funzione di distribuzione dei fotoni prodotti è data dall'espressione:

$$
F_\gamma(\varepsilon_\gamma,\varepsilon_{\pi^0})=\frac{2}{p_\pi},\ \frac{1}{2}m_\pi\gamma_\pi(1-\beta_\pi)\leq\varepsilon_\gamma\leq\frac{1}{2}m_\pi\gamma_\pi(1+\beta_\pi), \qquad \text{(B.24)}
$$

in cui il fattore 2 tiene conto del fatto che un pione decade in due fotoni.

Bibliografia

[1] Abell, G.O. 1958, ApJS, 3, 211

[2] Abell, G.O. 1965, Annu. ReV. Astron. Astrophys., 3, 1

[3] Abramowitz, A. & Stegun, I.A. 1972, 'Handbook of Mathematical Functions', Dover, New York

[4] Allen, S.W., Taylor, G.B., Nulsen, P.E.J., Johnstone, R.M., David, L. P., Ettori, S., Fabian, A. C., Forman, W., Jones, C. & McNamara, B. 2001, MNRAS, 324, 842

[5] Andernach, H., Feretti, L. & Giovannini, G. 1984, A&A, 133, 252

[6] Arnaud, M. & Evrard, A.E. 1999, MNRAS, 305, 631

[7] Arnaud, M., Aghanim, N., Gastaud, R., Neumann, D.M., Lumb, D., Briel, U., Altieri, B., Ghizzardi, S., Mittaz, J., Sasseen, T.P. & Vestrand, W.T. 2001, A&A, 365, L67

[8] Bacchi, M., Feretti, L., Giovannini, G. & Govoni, F. 2003, A&A, 400, 465

[9] Badhwar, G.D., Stephens, S.A. & Golden, R.L. 1977, Phys. Rev. D, 15, 820

[10] Ballarati, B., Feretti, L., Ficarra, A., Giovannini, G., Nanni, M., Olori, M.C. & Gavazzi, G. 1981, A&A, 100, 323

[11] Battaner, E. & Lesch, H. 2000, Anales de Física, vol. 95, (astro-ph/0003370)

[12] Baum, S.A. & O'Dea, C.P. 1991, MNRAS, 250, 737

[13] Bautz, L.P. & Morgan, W.W. 1970, ApJ Lett., 162, L149

[14] Baym, G., Bödeker, D. & McLerran, L. 1996, Phys. Rev. D, 53, 662

[15] Bell, A.R. 1978, MNRAS, 182, 147

[16] Berezinsky, V.S., Blasi, P. & Ptuskin, V.S. 1997, ApJ, 487, 529

[17] Berghöfer, T.W., Bowyer, S. & Korpela, E. 2000a, ApJ, 535, 615

[18] Berghöfer, T.W., Bowyer, S. & Korpela, E. 2000b, ApJ, 545, 695

[19] Böhringer, H., Matsushita, K., Churazov, E., Ikebe, Y. & Chen, Y. 2002, A&A, 382, 804

[20] Biermann, L. 1950, Zeit. Naturforshung, 5a, 65

[21] Biermann, P.L., Enßlin, T.A., Kang, H., Lee, H. & Ryu, D. 2003, in Bowyer, S., Hwang, C.-Y., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 301, *Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, Astron. Soc. Pac. San Francisco, p. 293

[22] Blanford, R. & Eichler, D. 1987, Phys. Rep., 154, 1

[23] Blanton, E.L., Sarazin, C.L. & McNamara, B.R. 2003, ApJ, 585, 227

[24] Blasi, P. & Colafrancesco, S. 1999, Astroparticle Physics, 12, 169

[25] Blasi, P. 2001, Astroparticle Phisics, 15, 223

[26] Bonamente, M., Lieu, R. & Mittaz, J.P.D. 2001a, ApJ, 546, 805

[27] Bonamente, M., Lieu, R. & Mittaz, J.P.D. 2001b, ApJ, 547, L7

[28] Bonamente, M., Lieu, R., Joy, M.K. & Nevalainen, J.K. 2002, ApJ, 576, 688

[29] Bonamente, M., Joy, M.K. & Lieu, R. 2003, ApJ, 585, 722

[30] Bonamente, M., Lieu, R. & Mittaz, J.P.D. 2004, in *Outskirts of Galaxy Clusters: intense life in the suburbs*, astro-ph/0404405

[31] Bowyer, S. & Berghöfer, T.W. 1998, ApJ 506, 502

[32] Bowyer, S., Lieu, R. & Mittaz, J. 1998, in *The Hot Universe*, ed. K. Koyama, S. Kitamoto & M. Itoh (Dordrecht: Kluwer), 185

[33] Bowyer, S., Berghöfer, T.W. & Korpela, E.J. 1999, ApJ, 526, 592

[34] Bowyer, S., Korpela, E.J. & Berghöfer, T.W. 2001, ApJ, 548,135

[35] Bowyer, S., Korpela, E.J., Lampton, M. & Jones, T.W. 2004, ApJ, 605, 168

[36] Bowyer, S. & Vikhlinin, A. 2004, Journal of The Korean Astronomical Society, 37, 579

[37] Bradt, H., Mayer, W., Naranan, S., Rappaport, S. & Spuda, G. 1967, ApJ, 161, L1

[38] Bridle, A.H. & Fomalont, E.B. 1976, A&A, 52, 107

[39] Briel, U.G., Henry, J.P. & Böhringer, H. 1992, A&A, 259, L31

[40] Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L. & Giovannini, G. 2001a, MNRAS, 320, 365

[41] Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L. & Giovannini, G. 2001b, New Astronomy, 6, 1

[42] Brunetti, G., Blasi, P., Cassano, R. & Gabici, S. 2004, 350, 1174

[43] Brunetti, G. & Blasi, P. 2005, preprint, astro-ph/0508100

[44] Buote, D.A. & Tsai, J.C. 1996, ApJ, 458, 27

[45] Buote, D.A. 2001, ApJL, 553, L15

[46] Burkert, A. 1995, ApJ, 447, L25

[47] Burn, B.J. 1966, MNRAS, 133, 67

[48] Burns, J.O., Sulkanen, M.E., Gisler, G.R. & Perley, R.A. 1992, ApJ, 388, L49

[49] Burns, J.O., Roettiger, K., Pinkley, J., Perley, R.A., Owen, F.O. & Voges, W. 1995, ApJ, 446, 583

[50] Byram, E.T., Chubb, T.A. & Friedman, H. 1966, Science, 152, 66

[51] Carilli, C.L. & Taylor, G.B. 2002, ARA&A, 40, 319

[52] Cassano, R. & Brunetti, G. 2005, MNRAS, 357, 1313

[53] Cavaliere, A., Gursky, H. & Tucker, W.H. 1971, Nature, 231, 437

[54] Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R. 1976, A&A, 49, 137

[55] Cen, R. & Ostriker, J.P. 1999, ApJ, 514, 1

[56] Clarke, T.E., Kronberg, P.P. & Böhringer, H. 2001, ApJ, 547, 111

[57] Colafrancesco, S. & Vittorio, N. 1994, ApJ, 422, 443

[58] Colafrancesco, S. & Blasi, P. 1998, Astroparticle Physics, 9, 227

[59] Colafrancesco, S., Marchegiani, P. & Palladino, E. 2003, A&A, 397, 27

[60] Colafrancesco, S. Dar, A. & De Rújula, A. 2004, A&A, 413, 441

[61] Colafrancesco, S., Marchegiani, P. & Perola, G.C. 2005, A&A, 443, 1

[62] Cordey, R.A. 1985, MNRAS, 215, 437

[63] Daly, R.A. & Loeb, A. 1990, ApJ, 364, 451

[64] David, L.P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilek, S.D. & Arnaud, K.A. 1993, ApJ, 412, 479

[65] David, L.P., Nulsen, P.E.J., McNamara, B.R., Forman, W., Jones, C., Ponman, T., Robertson, B. & Wise, M. 2001, ApJ, 557, 546

[66] De Grandi, S. & Molendi, S. 2002, ApJ, 567, 163

[67] Deiss, B.M., Reich, W., Lesch, H. & Wielebinski, R. 1997, A&A, 321, 55

[68] Dermer, C.D. 1986a, ApJ, 307, 47

[69] Dermer, C.D. 1986b, A&A, 157, 223

[70] Dolag, K. & Enßlin, T.A. 2000, A&A, 362, 151

[71] Dolag, K. & Schindler, S. 2000, A&A, 364, 491

[72] Dolag, K., Schindler, S., Govoni, F. & Feretti, L. 2001, A&A, 378, 777

[73] Dolag, K., Bartelman, M. & Lesch, H. 2002, A&A, 387, 383

[74] Donnelly, R.H., Markevitch, M., Forman, W., Jones, C., Churazov, E. & Gilfanov, M. 1999, ApJ, 513, 690

[75] Dreher, J.W., Carilli, C.L. & Perley, R.A. 1987, ApJ, 315, 611

[76] Drury L. O'C 1983, Rep. Prog. Phys., 46, 973

[77] Dunlop, J.S. & Peacock, J.A. 1990, MNRAS, 247, 19

[78] Durret, F., Slezak, E., Lieu, R., Dos Santos, S. & Bonamente, M. 2002, A&A, 390, 397

[79] Ebeling, H., Voges, W., Böhringer, H., Edge, A.C., Huchra, J.P. & Briel, U.G. 1996, MNRAS, 281, 799

[80] Eilek, J.A. 1979, ApJ, 230, 373

[81] Eilek, J.A. & Henriksen, R.N. 1984, ApJ, 277, 820

[82] Elvis, M. 1976, MNRAS, 177, 7

[83] Enßlin, T.A., Biermann, P.L., Kronberg, P.P. & Wu, X.-P. 1997, ApJ, 477, 560

[84] Enßlin, T.A. & Biermann, P.L. 1998, A&A, 330, 90

[85] Enßlin, T.A., Lieu, R. & Biermann, P.L. 1999, A&A, 344, 409

[86] Enßlin, T.A. & Vogt, C. 2003, A&A, 401, 835

[87] Fabian, A.C. 1994, ARA&A, 32, 277

[88] Fabian, A.C. 1996, Science, 271, 1244

[89] Felten, J.B. 1996, in *Clusters, Lensing and the Future of the Universe*, eds. V. Trimble & A. Reisenegger, ASP Conf. Series, Vol. 88, pp.271

[90] Feretti, L., Dallacasa, D., Giovannini, G. & Tagliani, A. 1995, A&A, 302, 680

[91] Feretti, L., Böhringer, H., Giovannini, G. & Neumann, D. 1997a, A&A, 317, 432

[92] Feretti, L., Giovannini, G. & Böhringer, H. 1997b, New Astr., 2, 501

[93] Feretti, L., Fusco-Femiano, R., Giovannini, G. & Govoni, F. 2001, A&A, 373, 106

[94] Feretti, L., Orrù, E., Brunetti, G., Giovannini, G., Kassim, N. & Setti, G. 2004, A&A, 423, 111

[95] Fermi, E. 1949, Phys. Rev., 75, 1169

[96] Finougenov, A., Briel, U.G. & Henry, J.P. 2003, A&A, 410, 777

[97] Forman, W., Kellogg, E., Gursky, H., Tananbaum, H. & Giacconi, R. 1972, ApJ, 178, 309

[98] Frick, P., Stepanov, R., Shukurov, A. & Sokoloff, D. 2001, MNRAS, 325, 649

[99] Fritz, G., Davidsen, A., Meekins, J.F. & Friedman, H. 1971, ApJ, 164, L81

[100] Fujita, Y. & Sarazin, C.L. 2001, ApJ, 563, 660

[101] Fujita, Y., Takizawa, M. & Sarazin, C.L. 2003, ApJ, 584, 190

[102] Furlanetto, S.R. & Loeb, A. 2002, ApJ, 572, 796

[103] Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P., Matt, G., Molendi, S. & Santangelo A. 1999, ApJ, 513, L21

[104] Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., De Grandi, S., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P., Malizia, A., Matt, G. & Molendi, S. 2000, ApJ 534, L7

[105] Fusco-Femiano, R., Orlandini, M., De Grandi, S., Molendi, S., Feretti, L., Giovannini, G., Bacchi, M. & Govoni, F. 2003a, A&A, 398, 441

[106] Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., Orlandini, M., De Grandi, S., Molendi, S., Feretti, L., Grandi, P. & Giovannini, G. 2003b, in *Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, Eds. S. Bowyer and C.Y. Hwang, ASP Conf. Ser. 301, p.109

[107] Fusco-Femiano, R., Orlandini, M., Brunetti, G., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P. & Setti, G. 2004, ApJ, 602, L73

[108] Fusco-Femiano, R., Landi, R. & Orlandini, M. 2005, ApJL, 624, L69

[109] Gabici, S. & Blasi, P. 2003, ApJ, 583, 695

[110] Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E. & Tananbaum, H. 1972, ApJ, 178, 281

[111] Gieseler, U.D.J., Jones, T.W. & Kang, H. 2000, A&A, 364, 911

[112] Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, T., Kim, K.-T. & Kronberg, P.P. 1993, ApJ, 406, 399

[113] Giovannini, G., Tordi, M. & Feretti, L. 1999, New Astr., 4, 141

[114] Giovannini, G. & Feretti, L. 2000, New Astr., 5, 335

[115] Govoni, F., Enßlin, T.A., Feretti, L. & Giovannini, G. 2001a, A&A, 369, 441

[116] Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., Böhringer, H., Reiprich, T.H. & Murgia, M. 2001b, A&A, 376, 803

[117] Govoni, F. & Feretti, L. 2004, International Journal of Modern Physics D, 13, 1549

[118] Govoni, F., Markevitch, M., Vikhlinin, A., VanSpeybroeck, L., Feretti, L. & Giovannini, G. 2004, ApJ, 605, 695

[119] Govoni, F., Murgia M., Feretti, L., Giovannini, G., Dallacasa, D. & Taylor, G.B. 2005, A&A, 430, L5

[120] Gruber, D. & Rephaeli, Y. 2002, ApJ, 565, 877

[121] Gursky, H., Kellogg, E., Leong, C., Tananbaum, H. & Giacconi, R. 1971a, ApJ, 165, L43

[122] Gursky, H., Kellogg, E., Murray, S., Leong, C., Tananbaum, H. & Giacconi, R. 1971b, ApJ, 167, L81

[123] Hanish, R.J. 1980, AJ, 85, 1565

[124] Hanish, R.J. & Erickson, W.C. 1980, AJ, 85, 183

[125] Harris, D.E. & Grindlay, J.E. 1979, MNRAS, 188, 25

[126] Harris, D.E. & Miley, G.K. 1978, A&AS, 34, 117

[127] Harrison, E.R. 1970, MNRAS, 147, 279

[128] Henning, P.A. 1989, AJ, 97, 1561

[129] Henriksen, M. 1998, PASJ, 50, 389

[130] Herbig, T. & Birkinshaw, M. 1994, BAAS, Vol. 26, No 4, 1403

[131] Hughes, J.P., Butcher, J.A., Stewart, G.C. & Tanaka, Y. 1993, ApJ, 404, 611

[132] Hwang, C.-Y. 1997, Science, 278, 1971

[133] Jaffe, W.J. 1977, ApJ, 212, 1

[134] Jaffe, W.J. & Rudnick, L. 1979, ApJ, 233, 453

[135] Jones, C. & Forman, W. 1984, ApJ, 276, 38

[136] Kaastra, J.S., Lieu, R., Tamura, T., Paerels, F.B.S. & den Herder, J.W. 2003, A&A, 397, 445

[137] Kaiser, C.R. & Binney, J. 2003, MNRAS, 338, 837

[138] Kang, H. & Jones, T.W. 2002, J. Korean Astron. Soc., 35, 159

[139] Kang, H., Jones.T.W. & Gieseler, U.D.J. 2002, ApJ, 579, 337

[140] Kassim, N.E., Clarke, T.E., Enßlin, T.A., Cohen, A.S. & Neumann, D.M. 2001, ApJ, 559, 785

[141] Kellogg, E.M., Gursky, H., Tananbaum, H., Giacconi, R. & Pounds, K. 1972, ApJ, 174, L65

[142] Kempner, J.C. & Sarazin, C.L. 2001, ApJ, 548, 639

[143] Kim, K.T., Kronberg, P.P., Dewdney, P.E. & Landecker, T.L. 1990, ApJ, 355, 29

[144] King, I.R. 1962, Astron. J., 67, 471

[145] Kronberg, P.P. 1996, Space Science Reviews, 75, 387

[146] Laing, R.A., Riley, J.M. & Longair, M.S. 1983, MNRAS, 204, 151

[147] Lesch, H. & Birk, G.T. 1998, Physics of Plasmas, 5, 2773

[148] Lewis, A.D., Stocke, J.T. & Buote, D.A. 2002, ApJ, 573, L13

[149] Liang, H., Hunstead, R.W., Birkinshaw, M. & Andreani, P. 2000, ApJ, 544, 686

[150] Lieu, R., Mittaz, J., Bowyer, S., Breen, J., Lockman, F., Murphy, E. & Hwang, C.-Y. 1996a, Science, 274, 1335

[151] Lieu, R., Mittaz, J., Bowyer, S., Lockman, F., Hwang, C.-Y. & Schmidt, J. 1996b, ApJ, 458, L5

[152] Lieu, R., Ip, W.-H., Axford, W.I. & Bonamente, M. 1999a, ApJ, 510, L25

[153] Lieu, R., Bonamente, M., Mittaz, J.P.D., Durret, F., Dos Santos, S. & Kaastra, J.S. 1999c, ApJ, 527, L77

[154] Lieu, R. & Mittaz, J.P.D. 2005, Paper presented at the Plenary session of the International Dark Matter Meeting, Edinburgh, astro-ph/0501007

[155] Lighthill, M.J. 1952, Proc. R. Soc. London A, 211, 564

[156] Lokas, E.L. & Mamon, G.A. 2003, MNRAS, 343, 401

[157] Longair, M. 1994, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press

[158] Markevitch, M. & Vikhlinin, A. 2001, ApJ, 563, 95

[159] Matthews, T.A., Morgan, W.W. & Schmidt, M. 1964, ApJ, 140, 35

[160] Maughan, B.J., Jones, L.R., Ebeling, H., Perlman, E., Rosati, P., Frye, C. & Mullis, C.R. 2003, ApJ, 587, 589

[161] Maughan, B.J., Jones, L.R., Ebeling, H. & Scharf, C. 2004, MNRAS, 351, 1193

[162] Meekins, J.F., Gilbert, F., Chubb, T.A., Friedman, H. & Henry, R.C. 1971, Nature, 231, 107

[163] Melrose, D.B. 1968, Ap. Space Sci., 2, 171

[164] Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., Jones, T.W., Cen, R. & Ostriker, J. 2000, ApJ, 542, 608

[165] Miniati, F., Ryu, D., Kang, H. & Jones, T.W. 2001a, ApJ, 559, 59

[166] Miniati, F., Jones, T.W., Kang, H. & Ryu, D. 2001b, ApJ, 562, 233

[167] Mitchell, R.J., Culhane, J.L., Davison, P.J. & Ives, J.C. 1976, MNRAS, 176, 29

[168] Mittaz, J., Lieu, R. & Lockman, F. 1998, ApJ, 498, L17

[169] Mittaz, J., Lieu, R., Cen, R. & Bonamente, M. 2004, ApJ, 617, 860

[170] Moore, B., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J. & Lake, G. 1998, ApJ, 499, L5

[171] Moskalenko, I.V. & Strong, A.W. 1998, ApJ, 493, 694

[172] Murgia, M., Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., Dallacasa, D., Fanti, R., Taylor, G.B. & Dolag, K. 2004, A&A, 424, 429

[173] Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1997, ApJ, 490, 493

[174] Nevalainen, J., Lieu, R., Bonamente, M. & Lumb, D. 2003, ApJ, 584, 716

[175] Newman, W.I., Newman, A.L. & Rephaeli, Y. 2002, ApJ, 575, 755

[176] Oegerle, W.R., Hill, J.M. & Fitchett, M.J. 1995, AJ, 110, 32

[177] Owen, F.N., Eilek, J.A. & Kassim, N.E. 2000, ApJ, 543, 611

[178] Padmanabhan, T. 1995, *Structure formation in the universe*, Cambridge University Press

[179] Parker, E.N. 1969, Space Science Reviews, 9, 651

[180] Perley, R.A. & Taylor, G.B. 1991, AJ, 101, 1623

[181] Perola, G.C. & Reinhardt, M. 1972, A&A, 17, 432

[182] Peterson, J.R., Kahn, S.M., Paerels, F.B.S., Kaastra, J.S., Tamura, T., Bleeker, J.A.M., Ferrigno, C. & Jernigan, J.G. 2003, ApJ, 590, 207

[183] Petrosian, V. 2001, ApJ, 557, 560

[184] Quashnock, J.M., Loeb, A. & Spergel, D.N. 1989, ApJ, 344, L49

[185] Randall, S.W., Sarazin, C.L. & Ricker, P.M. 2002, ApJ, 577, 579

[186] Rees, M.J. & Setti, G. 1968, Nature, 219, 127

[187] Rees, M.J. 1989, in *Problems in Theoretical Physics and Astrophysics*, 415

[188] Reid, A.D., Hunstead, R.W., Lemonon, L. & Pierre, M.M. 1999, MNRAS, 302, 571

[189] Reimer, O., Pohl, M., Sreekumar, P. & Mattox, J.R. 2003, ApJ, 588, 155

[190] Rephaeli, Y. 1979, ApJ, 227, 364

[191] Rephaeli, Y. & Gruber, D.E. 1988, ApJ, 333, 133

[192] Rephaeli, Y., Gruber, D. & Blanco, P. 1999, ApJ, 511, L21

[193] Rephaeli, Y. & Gruber, D. 2003, ApJ, 595, 137

[194] Ricker, P.M. & Sarazin, C.L. 2001, ApJ, 561, 621

[195] Roettiger, K. Stone, J.M. & Burns, J.O. 1999, ApJ, 518, 594

[196] Rood, H.J. & Sastry, G.N. 1971, Publ. Astron. Soc. Pac., 83, 313

[197] Rossetti, M. & Molendi, S. 2004, A&A, 414, L41

[198] Rothenflug, R. & Arnaud, M. 1985, A&A, 144, 431

[199] Röttgering, H.J.A., Snellen, I., Miley, G., de Jong, J.P., Hanisch, R.J. & Perley, R. 1994, ApJ, 436, 654

[200] Röttgering, H.J.A., Wieringa, M.H., Hunstead, R.W. & Ekers, R.D. 1997, MNRAS, 290, 577

[201] Ryu, D., Kang, H., Hallman, E. & Jones, T.W. 2003, ApJ, 593, 599

[202] Sarazin, C.L. 1986, Rev. Mod. Phys., 58, 1

[203] Sarazin, C.L. & Lieu, R. 1998, ApJ, 494, L177

[204] Sarazin, C.L. 1999, ApJ, 520, 529

[205] Sarazin, C.L. 2005, Proceedings of *X-Ray and Radio Connections*, 8.1, 1

[206] Schlickeiser, R., Sievers, A. & Thiemann, H. 1987, A&A, 182, 21

[207] Schlickeiser, R. 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*, Springer-Verlag, Berlin

[208] Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A., Holt, S.S. & Swank, J.H. 1977, ApJ, 211, L63

[209] Shuecker, P., Böhringer, H., Reiprich, T.H. & Feretti, L. 2001, A&A, 378, 408

[210] Smith, S. 1936, ApJ, 83, 23

[211] Stecker, F.W. 1970, Ap&SS, 6, 377

[212] Stephens, S.A. & Badhwar, G.D. 1981, Ap&SS, 76, 213

[213] Struble, M.F. & Rood, H.J. 1982, AJ, 87, 7

[214] Struble, M.F. & Rood, H.J. 1987, ApJS, 63, 555

[215] Struble, M.F. & Rood, H.J. 1999, ApJS, 125, 35

[216] Takahashi, T., Makishima, K., Fukazawa, Y., Kokubun, M., Nakazawa, K., Nomachi, M., Tajima, H., Tashiro, M. & Terada, Y. 2004, New AR, 48, 269

[217] Takizawa, M. & Naito, T. 2000, ApJ, 535, 586

[218] Tamura, T., Kaastra, J.S., Peterson, J.R., Paerels, F.B.S., Mittaz, J.P.D., Trudolyubov, S.P., Stewart, G., Fabian, A.C., Mushotzky, R.F., Lumb, D.H. & Ikebe, Y. 2001, A&A, 365, L87

[219] Taylor, G.B. & Perley, R.A. 1993, ApJ, 416, 554

[220] Thierbach, M., Klein, U. & Wielebinski, R. 2003, A&A, 397, 53

[221] Trevese, D., Cirimele, G. & De Simone, M. 2000, ApJ 530, 680

[222] Turner, M.S. & Widrow, L.M. 1988, Phys. Rev. D, 37, 2743

[223] Turner, M.S. 2000, Physica Scripta, T85, 210

[224] Valinia, A., Henriksen, M.J., Loewenstein, M., Roettiger, K., Mushotzky, R.F. & Madejski, G. 1999, ApJ, 515, 42

[225] Vallée, J.P., MacLeod, J.M. & Broten, N.W. 1987, ApL, 25, L181

[226] Venturi, T., Giovannini, G. & Feretti, L. 1990, AJ, 99, 1381

[227] Venturi, T., Bardelli, S., Morganti, R. & Hunstead, R.W. 2000, MNRAS, 314, 594

[228] Venturi, T., Bardelli, S., Dallacasa, D., Brunetti, G., Giacintucci, S., Hunstead, R.W & Morganti, R. 2003, A&A, 402, 913

[229] Vogt, C. & Enßlin, T.A. 2003, A&A, 412, 373

[230] Völk, H.J., Aharonian, F.A. & Breitschwerdt, D. 1996, SSRv, 75, 279

[231] Völk, H.J. & Atoyan, A.M. 2000, ApJ, 541, 88

[232] Watanabe, M., Yamashita, K., Furuzawa, A. et al. 1999, ApJ, 527, 80

[233] Willson, M.A.G. 1970, MNRAS, 151, 1

[234] Wolf, M. 1906, Astron. Nachr., 170, 211

[235] Wu, X.P. 1994, ApJ, 436, L115

[236] Wu, X.P., Chiueh, T., Fang, L.Z. & Xue, Y.J. 1998, MNRAS, 301, 861

[237] Wu, X.P., Xue, Y.J. & Fang, L.Z. 1999, ApJ 524, 22

[238] Xu, W., Fang, L.Z. & Wu, X.P. 2000, ApJ, 532, 728

[239] Zabludoff, A.I., Huchra, J.P. & Geller, M.J. 1990, ApJS, 74, 1

[240] Zwicky, F. 1933, Helv. Phys. Acta, 6, 110

[241] Zwicky, F., Herzog, E., Wild, P., Karpowicz, M. & Kowal, C.T. 1961-1968, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies* (Caltech, Pasadena), Volumi 1-6