Université de Nice Sophia-Antipolis - UFR Sciences
École Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

Amas de galaxies : des structures au carrefour de l'astrophysique et de la cosmologie

Chiara Ferrari

Université de Nice Sophia Antipolis
Observatoire de la Côte d'Azur
CNRS, UMR 6202 Laboratoire Cassiopée

Habilitation à diriger des recherches
présentée à l'Observatoire de la Côte d'Azur

Soutenue le 11 juillet 2011 devant le jury composé de :

Rapporteurs :	Monique Arnaud	-	CEA/DSM/IRFU/SAp
	Luigina Feretti	-	IRA, INAF
	Sabine Schindler	-	Innsbruck Universität
Président :	André Ferrari	-	UNS, OCA
Examinateurs :	Eric Slezak	-	UNS, OCA
	Michel Tagger	-	LPC2E/CNRS

«. . .ma Nino non aver paura di sbagliare un calcio di rigore,
non è mica da questi particolari che si giudica un giocatore,
un giocatore lo vedi dal coraggio, dall'altruismo e dalla fantasia . . .»

Francesco De Gregori – La Leva Calcistica Della Classe '68

Remerciements

Tous mes remerciements ...

... à mes rapporteurs et examinateurs, pour avoir accepté de participer au jury

... à mon équipe et mes directeurs, pour leur support dans mon travail

... à Christiane, sans laquelle je n'aurais pas commencé à rédiger ce manuscrit

... à Elena, sans laquelle je ne l'aurais pas terminé

... à Julie, Bertrand et Christophe, pour leur relecture de toutes ces pages

... à Sylvie, pour l'aide dans l'organisation de ma soutenance

... to my collaborators, for the pleasure to make this wonderful job all together

... ai miei più cari amici, per la loro allegria

... a Silvano, per le piacevolissime chiacchierate tra un diritto ed un rovescio

... a Flavio, Renata, Germana, Carlo e Gabriele per il loro supporto

... a Naghi, per le passeggiate rilassanti

... a Paolo e Annachiara, per la gioia di sentirmi chiamare "zia Bimba"

... a Marina e a Romano, perché mi sopportano (e per Paolo e Annachiara)

... ai miei genitori e ai miei nonni, per il loro affetto smisurato

... al Tasca, per la forza che mi dà

Table des matières

1 Introduction : les amas de galaxies **1**

1.1 Préambule 1

1.2 Cadre cosmologique : la formation hiérarchique des structures 4

1.2.1 Les échelles des fluctuations de densité 4

1.2.2 Statistique des fluctuations 5

1.2.3 Équipartition et recombinaison 7

1.2.4 La croissance des structures 8

1.2.5 Des amas globulaires aux super-amas de galaxies 14

1.2.6 Resumé 17

1.3 Les amas de galaxies : des outils pour la cosmologie 18

1.3.1 Abondance des amas et son évolution avec z 19

1.3.2 Rapport masse-luminosité et fraction de baryons dans les amas 23

1.3.3 Resumé 25

1.4 Les amas de galaxies : des objets astrophysiques complexes 27

1.4.1 Les différentes composantes des amas de galaxies et leurs interactions 27

1.4.2 Détection des amas et mesure de leur masse 59

1.4.3 Resumé 63

2 Activité de recherche : évolution des amas de galaxies **65**

2.1 Caractérisation de l'état dynamique des amas de galaxies 65

2.1.1 Contexte scientifique 66

2.1.2 Résumé des principaux résultats 67

2.1.3 Publications sélectionnées 71

2.2 Evolution des galaxies d'amas 100

2.2.1 Contexte scientifique 100

2.2.2 Résumé des principaux résultats 103

2.2.3 Publications sélectionnées 107

2.3 Émission radio diffuse dans les amas de galaxies 129

2.3.1 Contexte scientifique 129

2.3.2 Résumé des principaux résultats 137

2.3.3 Publications sélectionnées 142

2.4 Conclusions et perspectives 185

2.4.1 Mes principales perspectives de recherche : physique non-thermique des amas de galaxies 185

2.4.2 Publications sélectionnées 201

2.4.3 Conclusion générale 217

3 Liste complète des publications **219**
3.1 Articles et actes de conférence . . . 219
3.2 Thèses . . . 223
3.3 Rapport de synthèse . . . 224
3.4 Livres édités . . . 224

A Contexte cosmologique **225**
A.1 Métrique et décalage vers le rouge . . . 225
A.2 Expansion et paramètres de l'Univers . . . 226
A.3 Relations entre le temps, le paramètre de Hubble et le facteur d'échelle de l'Univers . . . 227

B Curriculum Vitae **229**
B.1 Informations personnelles . . . 229
B.2 Diplômes acquis . . . 229
B.3 Activités professionnelles . . . 230
B.4 Financements obtenus (supérieurs à 10 k€) . . . 230
B.4.1 Bourses d'étude . . . 230
B.4.2 Porteuse de projets . . . 230
B.5 Chercheur visiteur . . . 231
B.6 Connaissance de langues . . . 231

C Enseignement et tâches d'intérêt général **233**
C.1 Enseignement . . . 233
C.1.1 Université de Nice Sophia-Antipolis . . . 233
C.1.2 Université d'Innsbruck, Autriche . . . 234
C.1.3 Écoles nationales et internationales . . . 234
C.2 Encadrement . . . 234
C.3 Séminaires et communications . . . 234
C.3.1 Séminaires . . . 234
C.3.2 Communications . . . 235
C.4 Tâches d'intérêt général . . . 236
C.4.1 Vulgarisation scientifique . . . 236
C.4.2 Services à la communauté . . . 237
C.5 Organisation de conférences et écoles . . . 237

Liste des Abréviations **239**

Bibliographie **241**

Chapitre 1

Introduction : les amas de galaxies

Sommaire

1.1 Préambule 1
1.2 Cadre cosmologique : la formation hiérarchique des structures 4
1.2.1 Les échelles des fluctuations de densité 4
1.2.2 Statistique des fluctuations 5
1.2.3 Équipartition et recombinaison 7
1.2.4 La croissance des structures 8
1.2.5 Des amas globulaires aux super-amas de galaxies 14
1.2.6 Resumé 17
1.3 Les amas de galaxies : des outils pour la cosmologie 18
1.3.1 Abondance des amas et son évolution avec z 19
1.3.2 Rapport masse-luminosité et fraction de baryons dans les amas 23
1.3.3 Resumé 25
1.4 Les amas de galaxies : des objets astrophysiques complexes 27
1.4.1 Les différentes composantes des amas de galaxies et leurs interactions 27
1.4.2 Détection des amas et mesure de leur masse 59
1.4.3 Resumé 63

1.1 Préambule

La plupart des publications concernant les amas de galaxies commencent par énoncer que ces systèmes sont *les structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers, en cours de formation par coalescence entre sous-amas ou groupes de galaxies*. Une des raisons qui rend l'étude des amas de galaxies particulièrement intéressante est que les plus importantes découvertes de la de la cosmologie du XX$^{\text{ème}}$ siècle sont nécessaires pour arriver à expliquer cet énoncé.

Les recherches cosmologiques et astronomiques des derniers 80 ans, et les études d'amas de galaxies en particulier (e.g. Zwicky 1933; Clowe et al. 2006), on permis d'accumuler des preuves solides de l'existence de deux types de matière dans l'Univers : la matière ordinaire et celle non-baryonique [1]. Les particules de matière

1. En réalité la matière ordinaire n'est pas composée que de baryons, mais d'électrons aussi, qui sont des leptons.

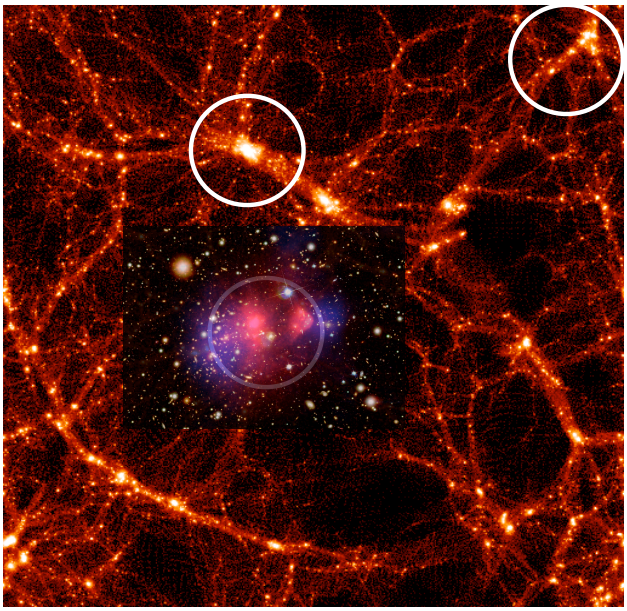


Figure 1.1 – Les amas de galaxies sont des excellents laboratoires d'astrophysique situés aux croisements des filaments qui composent le réseau cosmique. L'image composite de l'amas 1E 0657-56 (rose : rayons-X – bleu : matière noire – image de fond : visible) est ici superposée à une reproduction numérique de la structure à grande échelle de l'Univers (Crédits d'images : Simulations Virgo (Jenkins et al. 1998)/courtoisie J. Colberg – NASA/CXC/CfA/Markevitch (2006) – NASA/STScI ; ESO WFI ; Magellan/U.Arizona/Clowe et al. (2006)).

non-baryonique, qui dominent le contenu en masse de l'Univers, peuvent être révélées seulement par leurs effets gravitationnels, car elles sont sans interactions (ou avec des faibles interactions) entre elles et avec le reste de la matière et le rayonnement. C'est pour cela que la matière non-baryonique est dite "matière noire" ou "sombre" ("*Dark Matter*", en anglais). La matière noire peut être classée comme "chaude" ou "froide" en fonction de la vitesse des particules qui la composent. Dans le cas de la matière sombre chaude (*Hot Dark Matter*), cette vitesse est proche de celle de la lumière, tandis que les particules de la matière sombre froide (*Cold Dark Matter*) sont beaucoup plus massives et lentes. La nature de la matière sombre est un des sujets de recherche les plus chauds aujourd'hui, à cheval entre la cosmologie, l'astrophysique et la physique des particules (e.g. Porter et al. 2011; Rau 2011).

Pour comprendre quel type de matière noire domine le contenu en masse de l'Univers, les astronomes de la fin du XX$^{\text{ème}}$ siècle disposaient d'un côté des observations de la structure à grande échelle de l'Univers et du fond diffus cosmologique ("*Cosmic Microwave Background*" en anglais), de l'autre des prévisions sur la formation des structures provenant des modèles cosmologiques (à matière sombre froide ou chaude) basés sur la théorie de la relativité générale et sur le principe cosmologique [2]. La com-

2. L'Univers présenterait le même aspect quel que soit le point d'où on l'observerait, en étant ainsi homogène et isotrope

paraison entre les résultats observationnels et théoriques s'est montré en désaccord avec les modèles *HDM*, qui prévoient la formation d'abord des structures plus massives et ensuite des systèmes plus petits par fragmentation (modèles "*top-down*" en anglais). En bon accord avec les résultats observationnels, en revanche, les modèles *CDM* prévoient que, dans l'Univers, la distribution de la matière soit caractérisée par l'alternance de filaments denses et de grandes régions vides, les structures se formant de façon hiérarchique (modèles "*bottom-up*" en anglais) (e.g. Bahcall et al. 1999, et références incluses). Dans ce cadre, les objets de taille comparable aux amas globulaires ($M \approx 10^5 - 10^6 M_\odot$) auraient été les premiers à s'effondrer gravitationnellement. Des structures de plus en plus massives se seraient ensuite formées au cours de l'histoire de l'Univers par accrétion de matière et par fusion entre sous-structures. Les amas de galaxies riches seraient le résultat de plusieurs processus de coalescence entre sous-amas et de l'accrétion continue de groupes et galaxies du champ, comme illustré dans la Fig. 1.1 (Ferrari 2003, et références incluses).

La structure à grande échelle de l'Univers et les mesures des fluctuations dans la température du *CMB* (Smoot et al. 1992) sont en accord avec un modèle d'Univers plat, avec une densité totale critique de masse et énergie [3], comme prévu aussi par le modèle cosmologique inflationaire standard (Bahcall et al. 1999, et références à l'intérieur). De l'autre coté, au cours des années 90, des mesures de plus en plus précises de la densité de masse totale ont montré qu'elle n'est pas suffisante pour justifier la platitude de l'Univers (Ostriker & Steinhardt 1995). Ces résultats, combinés aux mesures de distances de *SNae* de type Ia (Riess et al. 1998), ont suggéré un modèle d'Univers dominé à l'heure actuelle par une forme d'énergie "sombre" ("*dark energy*" en anglais), qui était en revanche de densité négligeable dans les phases primordiales de l'Univers (à noter que le terme "sombre" est souvent utilisé quand on a des preuves observationnelles en faveur de l'existence de quelque chose dont on ne connait pas la nature). Sur la base de la relativité générale, l'énergie sombre doit être à pression négative. Notre Univers devrait alors avoir subi assez récemment (à partir de $z \approx 0.8$) une accélération de son taux d'expansion, quand la densité d'énergie sombre est devenue plus importante que la densité de matière (e.g. Vikhlinin 2010). Ce scénario est en accord avec différents résultats observationnels, comme les études des *SNae* de type Ia (qui donnent des contraintes sur le taux d'expansion de l'Univers) et l'analyse de la distribution à grande échelle des galaxies (qui permet d'étudier l'impact de l'énergie sombre sur la croissance des structures) (voir Durrer 2011, pour une revue récente).

Si à l'heure actuelle, les différents preuves observationnelles convergent vers un modèle cosmologique concordant, à base de matière sombre froide et constante cosmologique non-nulle (ΛCDM) (e.g. Komatsu et al. 2011, et références incluses), il faut quand même souligner qu'il y a un certain nombre de propriétés des galaxies et de la structure à grande échelle (e.g. nombre de galaxies naines, moment angulaire des galaxies spirales, distribution des régions vides de matière, ...) qui ne sont pas parfaitement reproduites par les théories à base de *CDM*. Ce désaccord partiel

3. Voir Annexe A pour la définition de densité critique.

pourrait être résolu en considérant les effets de certains processus physiques non-gravitationnels, ou à travers l'hypothèse que l'Univers soit en effet dominé par un type de matière noire tiède (" *Warm Dark Matter*" en anglais) (Markovič et al. 2011). Différentes explications physiques pour interpréter les résultats observationnels sens recourir à l'existence de l'énergie noire ont aussi été proposées (voir Vikhlinin 2010, et références à l'intérieur).

Le premier but de cette thèse est de montrer au-delà du formalisme mathématique comment, dans le cadre des modèles *CDM* (et éventuellement *WDM*), les structures de l'Univers se forment de façon hiérarchique, les amas de galaxies étant actuellement les plus grands objets gravitationnellement liés (Sect. 1.2). L'explication de ces concepts, qui sont à la base de mon travail de recherche, permet aussi de comprendre pourquoi les amas de galaxies peuvent être considérés comme des objets au carrefour de l'astrophysique et de la cosmologie (Sects. 1.3 et 1.4). Cette introduction générale sera suivi par un résumé de mes résultats et de mes principales perspectives de recherche (Chapitre 2).

1.2 Cadre cosmologique : la formation hiérarchique des structures

Dans ce paragraphe j'aborderai plusieurs questions sur la formation hiérarchique des structure (Pourquoi les modèles à matière sombre froide prévoient-ils la formation hiérarchique des structures ? Pourquoi les objets de masse $\approx 10^6 M_\odot$ sont les premiers à s'effondrer gravitationnellement au moment du découplage matière-radiation ? Qu'est-ce que signifie que les amas sont "virialisées" ? ...). Cependant, une description complète de la croissance des perturbations va au-delà des objectifs de cette thèse. Le lecteur peut se référer à plusieurs publications pour un traitement plus rigoureux du sujet (e.g. Padmanabhan 1993; Bartelmann & Schneider 2001; Lachièze-Rey 2004; Voit 2005; Borgani 2006; Norman 2010, et références incluses). Le contexte cosmologique utilisé dans ce paragraphe est résumé dans l'Annexe A.

1.2.1 Les échelles des fluctuations de densité

Le modèle cosmologique est basé sur l'hypothèse que l'histoire de formation des structures suit le développement des écarts à l'homogénéité créés dans les phases primordiales de l'Univers. Ces écarts peuvent être mesurés en chaque point $\vec{x}$ sous la forme de contrastes relatives de densité :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \tag{1.1}$$

où $\bar{\rho}$ est la densité cosmique moyenne.

Pour pouvoir effectuer les calcules relatifs à l'évolution des fluctuations de densité jusqu'à la formation des objets que nous observons aujourd'hui, les cosmologistes suivent un approche statistique. Ils développent les fluctuations $\delta(\vec{x})$ en composantes

de Fourier spatiales $\tilde{\delta}(\vec{k})$:

$$\tilde{\delta}(\vec{k}) = \int \delta(\vec{x}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}} d^3x \tag{1.2}$$

et font ensuite une approximation en considérant l'évolution de chaque échelle indépendamment des autres [4]. Cette approximation peut se justifier tant que les fluctuations restent dans un régime linéaire ($\delta(\vec{x}) \lesssim 1$).

Le module du vecteur d'onde $\vec{k}$ repère une échelle spatiale λ :

$$k = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{2\pi a_0}{\lambda_c}, \tag{1.3}$$

où a et a_0 sont les facteurs d'échelle de l'Univers à un certain décalage vers le rouge (*redshift* en anglais) z et à $z = 0$, et $\lambda_c = \lambda \times a_0/a$ est la *longueur d'onde comobile* (échelle d'aujourd'hui qui correspond à l'échelle λ au *redshift* z).

L'idée de base est que chaque valeur λ présente parmi les fluctuations primordiales aboutira à la formation d'un type de structure correspondant à cette échelle. Il est plus pratique (et on verra pourquoi dans quelque ligne) de repérer la masse correspondante à chaque valeur de λ (ou de son échelle comobile) :

$$M = \frac{4}{3}\pi {\lambda_c}^3 \rho_0 \simeq 1.2 \times 10^{11} M_\odot (\Omega_{m_0} h^2) \lambda^3_{c,G_{Mpc}}, \tag{1.4}$$

où ρ_0 est la densité moyenne actuelle de la matière *dans l'Univers* ($\rho_0 = \Omega_{m_0} \times \rho_{c_0}$) et ρ_{c_0} est la densité critique (Annexe A). Utiliser la masse est important parce que, une fois que la phase linéaire de croissance des structures est terminée, la matière contenue dans la fluctuation se condense de plus en plus efficacement et le rayon de la structure grandit moins vite que s'il suivait la loi d'expansion cosmique. Il en résulte que la taille d'une condensation de matière aujourd'hui est beaucoup plus petite que la taille comobile de la fluctuation associée. Par exemple, pour une galaxie de masse $M_G \simeq 3 \times 10^{11} M_\odot$, on aura une échelle comobile $\lambda_{c,G} \approx 1$ Mpc (Eq. 1.4), alors que sa dimension est au moins 10 fois plus petite.

1.2.2 Statistique des fluctuations

Le mode de Fourier $\tilde{\delta}(\vec{k})$ (Eq. 1.2) est une quantité complexe, dont le module caractérise le niveau des fluctuations à une échelle spatiale proportionnelle à k^{-1}. Le *spectre de puissance* des fluctuations est défini comme la distribution de leur module au carré en fonction de leur échelle :

$$P(k) \equiv \langle |\tilde{\delta}(\vec{k})|^2 \rangle. \tag{1.5}$$

Puisque le champ de densité décrit un Univers homogène et isotrope, ses propriétés statistiques doivent aussi être homogènes. Il n'existe ainsi pas de corrélation entre les amplitudes de chaque mode de Fourier. En outre nous pouvons supposer que

4. Avec la convention adoptée pour calculer $\tilde{\delta}(\vec{k})$, on aura que $\delta(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta(\vec{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} d^3\vec{k}$

ces amplitudes sont distribuées de façon gaussienne. Le champ des perturbations de densité de l'Univers est donc un *champ aléatoire gaussien*, complètement décrit par sa fonction de corrélation à deux point ($\xi(r) = \langle\delta(\vec{x_1})\delta(\vec{x_2})\rangle$, qui, en étant l'Univers isotrope, dépend seulement du module r de la séparation entre les deux vecteurs $\vec{x_1}$ et $\vec{x_2}$) ou par sa transformé de Fourier, qui est le spectre de puissance. $P(k)$, par exemple, nous permet de calculer la variance des fluctuations de masse (σ) à l'intérieur de volumes identiques. En connaissant σ nous pouvons ensuite dériver la valeur de $\delta(\vec{x})$ à une position choisie aléatoirement à partir de la distribution de probabilité gaussienne $\wp(\delta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta}{2\sigma^2}}$.

Les fluctuations de masse dans un volume V de taille et de forme fixée peuvent être calculées comme la convolution entre $\delta(\vec{x})$ et une fonction fenêtre $W_R(\vec{r})$ qui décrit le volume :

$$\frac{\delta M}{M}(\vec{r}) = \int \delta(\vec{x})\hat{W}_R(\vec{x} - \vec{r})d^3\vec{x}. \tag{1.6}$$

où $\hat{W}_R(\vec{r}) = W_R(\vec{r})/V$. Très souvent la fonction rectangle ("*top-hat*" en anglais) est utilisée. Elle est constante à l'intérieur de la fenêtre de rayons R et vaut exactement 0 ailleurs.

En utilisant le théorème de convolution (F.T.$[\delta(\vec{r}) \star W_R(\vec{r})] = \tilde{\delta}(\vec{k}) \cdot W_R(\vec{k})$, où $W_R(\vec{k})$ est la transformée de Fourier de $W_R(\vec{x})$) et l'Eq. 1.5, nous pouvons écrire la variance des fluctuations de masse dans le volume consideré comme :

$$\begin{aligned} \sigma^2 &\equiv \left\langle |\delta M/M|^2 \right\rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k)|\hat{W}_R(\vec{k})|^2 d^3\vec{k} \end{aligned} \tag{1.7}$$

Le processus à l'origine des fluctuations primordiales et donc l'allure initiale de $P(k)$ sont inconnus. Le spectre de puissance des fluctuations est normalement paramétrisé par l'équation (Peebles 1980) :

$$P(k) = Ak^n. \tag{1.8}$$

La valeur $n = 1$ représente le cas particulier où l'énergie potentielle gravitationnelle des fluctuations est répartie également entre toutes les échelles (*spectre invariant d'échelle* ou *de Harrison-Zeldovich*). Cette valeur est prévue pour l'Univers primordial par les modèles inflationaires et elle est en bon accord avec les fluctuations observées dans le rayonnement du fond diffus cosmologique (Voit 2005, et références incluses). La constante de normalisation A peut être dérivée par les observations, et en particulier par la mesure de σ_8, la variance des fluctuations de masse calculée avec une fonction fenêtre rectangle avec rayon comobile $R = 8h^{-1}$ Mpc. Le choix de cette échelle de normalisation est lié au fait que les premiers grands relevés optiques du ciel ont montré que la variance dans les comptages de galaxies est proche de l'unité sur des sphères de rayons $\sim 8h^{-1}$ Mpc (Davis & Peebles 1983). La fonction de masse des amas fournit donc une mesure directe de σ_8 (Sect. 1.3).

Sur la base des Eqs. 1.3, 1.4, 1.7 et 1.8, et puisque la fonction fenêtre coupe les modes avec $kR \gg 1$, nous avons que :

$$\begin{aligned} \frac{\delta M}{M} &\propto \sigma \propto (k^3 P(k))^{1/2} \\ &\propto k^{\frac{n+3}{2}} \\ &\propto M^{-\frac{n+3}{6}}. \end{aligned} \tag{1.9}$$

Le carré des fluctuations de masse est proportionnel au *spectre de puissance adimensionnel* (e.g. Norman 2010, pour une dérivation) :

$$\Delta^2(k) \equiv \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2}. \tag{1.10}$$

1.2.3 Équipartition et recombinaison

Nous avons déjà parlé de l'existence de deux époques dans l'histoire de l'Univers : celle de croissance linéaire des structures et celle non-linéaire, au cours de laquelle l'efficacité de formation des objets est accrue par la combinaison de processus physiques gravitationnels et non-gravitationnels. Au cours de l'époque linéaire on doit en outre distinguer deux phases, l'une avant et l'autre après l'*équipartition* (z_{eq}), *i.e.* le moment d'équilibre entre la densité d'énergie de la matière et du rayonnement.

L'équation d'état de l'Univers décrit la relation entre sa densité d'énergie et la pression correspondante :

$$p = w\rho c^2 \tag{1.11}$$

où $w = 0$ pour des particules non-relativistes et $w = 1/3$ pour les photons. Dans le modèle Friedmann-Lemaître, en outre, la densité d'énergie de la radiation (ρ_R) et de la matière (ρ_M) changent avec l'expansion de l'Univers suivant la relation $\rho \propto a^{-3(1+w)}$, où a est le facteur d'échelle. On aura donc :

$$\rho_M(t) \propto a(t)^{-3}, \tag{1.12}$$

$$\rho_R(t) \propto a(t)^{-4}. \tag{1.13}$$

Au cours de l'expansion de l'Univers la densité d'énergie de la radiation diminue ainsi plus rapidement que celle de la matière et, à une certaine époque t_{eq}, on se trouvera à l'équipartition, avec $\rho_M(t_{eq}) = \rho_R(t_{eq})$. Sur la base du modèle cosmologique concordant on peut estimer que l'Univers commence être dominé par la matière environ à $z_{eq} \approx 3600$.

Après la phase d'équipartition, le cosmos continue son expansion et donc son refroidissement. À $T \approx 2900$ K, les électrons libres de l'Univers primordial sont assez froids pour arriver à se recombiner aux protons et former des atomes d'hydrogène. On aura ainsi la transition de plasma à gaz dans la composante baryonique. La matière cesse alors d'être ionisée et se découple du rayonnement électromagnétique, qui peut

se propager librement [5]. Nous observons aujourd'hui ce rayonnement sous forme d'un fond diffus cosmologique (*CMB*). Ce moment particulier de l'évolution de l'Univers est dit de la *recombinaison* ou du *découplage*. On estime que $z_{rec} \equiv z_{dec} \approx 1100$.

1.2.4 La croissance des structures

Le but de ce paragraphe est de comprendre enfin quand et pourquoi l'amplification des fluctuations avec une certaine échelle de masse ($10^5 - 10^6 M_\odot$) devient plus efficace et la formation hiérarchique des structures commence.

Il est d'abord essentiel d'introduire deux échelles : l'*échelle de l'horizon* (d_H) et l'échelle de Jeans (λ_J). La première est définie comme la distance qu'un photon a pu parcourir dans le temps t depuis le *Big Bang*. L'échelle de l'horizon est donc donnée par $d_H = ct$ et sa taille comobile (Eq. 1.3) par :

$$d_{Hc} = ct/a, \tag{1.14}$$

où a est le facteur d'échelle de l'univers au temps t.

À $z < z_{eq}$ baryons et radiation peuvent être traités comme un fluide. En laboratoires, les fluctuations de densité à l'intérieur d'un fluide se propagent comme ondes soniques si leur auto-gravité est négligeable. On atteigne en revanche un régime d'instabilité gravitationnelle, dans lequel les perturbations se condensent sous leur propre poids, quand les fluctuations concernent des échelles suffisamment importantes. Ceci est lié au fait que les forces de pression sont des forces de surface (et donc elles augmentent comme λ^2), tandis que la force gravitationnelle est une force de volume (qui donc augmente comme λ^3). La valeur critique à laquelle les effets de pression équilibrent exactement ceux de gravitation est dite longueur de Jeans, λ_J. Toutes fluctuations avec $\lambda > \lambda_J$ sont susceptibles de collapser gravitationnellement. L'expression la plus générale possible pour la longueur de Jeans en présence d'un fluide baryons-photons et de matière noire est donnée par (voir e.g. Bonometto 2008, pour une dérivation) :

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} \times \sqrt{\frac{1}{(1+w)\left[\Omega_{DM} + (1 + 3\,c_s^2/c^2)\Omega_{b\gamma}\right]}}, \tag{1.15}$$

où G est la constante de gravitation, ρ est la densité de matière, c_s est la vitesse sonique, $w = p/\rho c^2$ est le paramètre d'état du fluide, Ω_{DM} et $\Omega_{b\gamma}$ sont les paramètres de densité de la matière noire froide et du fluide baryons-photons. Cette équation est calculée en négligeant la contribution de Ω_Λ (ce qui est justifié à $z \gg z_{eq}$) et avec un traitement relativiste. Les échelles des perturbations dans les phases primordiales de l'Univers sont en effet comparables à la taille de l'horizon. L'échelle de l'horizon est à son tour du même ordre de grandeur que le rayon de courbure de l'espace-temps. Il en résulte que le traitement newtonien ne peut pas être utilisé (Bartelmann & Schneider 2001).

5. Quand la matière est complètement ionisée elle est opaque à la radiation car les photons sont diffusés par effet Thompson.

À partir des Eqs. 1.15 et 1.4, nous pouvons associer à la longueur de Jeans une échelle de masse :

$$M_J = \frac{4}{3}\pi\lambda_J^3\rho. \tag{1.16}$$

Puisque à $z \gg z_{eq}$ l'Univers est dominé par la radiation, dans l'équation Eq. 1.11 w vaut $1/3$ et la vitesse du son[6] est $c_s^2 = c^2/3$. De l'Eq. 1.15 on obtient donc $\lambda_J = 3ct/\sqrt{\pi} \simeq 1.81 d_H$. Avant l'équipartition les échelles de Jeans et de l'horizon sont presque equivalentes.

Les fluctuations baryoniques peuvent se condenser tant que leur échelle reste supérieure à la longueur de Jeans. Par exemple, une fluctuation correspondante à la masse d'une galaxie aujourd'hui reste supérieure à la masse de Jeans jusqu'à $t \approx 1$ an (Lachièze-Rey 2004). À un temps $t' \gtrsim t$ sa taille rentre dans l'horizon ($\lambda_J(t') = d_H(t')$). À ce moment la perturbation de densité dans le fluide baryons-photons atteint une taille plus petite que celle qui peut être traversée par la lumière en un temps correspondant à l'âge de l'Univers, rentrant ainsi dans un régime sonique. Elle ne croit plus et commence à osciller. La croissance de fluctuations baryoniques qui sont rentrées dans l'horizon pourra reprendre seulement après le découplage matière-radiation. Avant la recombinaison, la durée de la condensation d'une fluctuation est d'autant plus longue que sa taille est élevée. L'amplification totale qui a subie une fluctuation adiabatique[7] de taille λ dans son régime linéaire est dite "*fonction de transfert*" ($T(\lambda) \equiv T(k)$).

Les fluctuations de température observées dans le *CMB* correspondent aux perturbations dans la densité baryonique au moment de découplage (Sachs & Wolfe 1967). Ces fluctuations sont de l'ordre de 10^{-5} (Smoot et al. 1992). La question qu'on se pose maintenant est de savoir si elles ont eu le temps d'évoluer jusqu'à former les structures que nous observons aujourd'hui.

Pour répondre à cette question nous devons quantifier l'évolution des fluctuations de densité. Les développements relativistes et non-relativistes de la croissances linéaire de perturbations doivent tenir compte de trois effets principaux : l'un – la *gravitation* – est en faveur du collapse, les autres deux – l'*expansion de l'Univers* et la *pression du fluide baryons/photons* (couplés à $z < z_{eq}$) – tendent à diluer les fluctuations et s'opposent à la contraction. La description Newtonienne aussi bien que celle relativiste (e.g. Padmanabhan 1993; Borgani 2006) indiquent que, pour $\delta(\vec{x}, a) \ll 1$ et dans le cas d'un modèle Einstein-de Sitter (EdS, $\Omega = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$), la croissance de fluctuations est liée au paramètre d'échelle a par les relations :

$$\delta(a) \propto \begin{cases} a^2 & (z > z_{eq}) \\ a & (z < z_{eq}) \end{cases} \tag{1.17}$$

Puisque les fluctuations de densité observées dans le *CMB* sont de l'ordre de $\delta(a_{dec}) \approx 10^{-5}$, l'origine du *CMB* est à $z < z_{eq}$ et à ce moment de l'histoire

6. Dans un fluide, si la compression et la détente liées à la propagation de l'onde sonique sont isentropiques, on a : $c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)}$.

7. Les modèles d'inflation prédisent des fluctuations adiabatiques (Lachièze-Rey 2004).

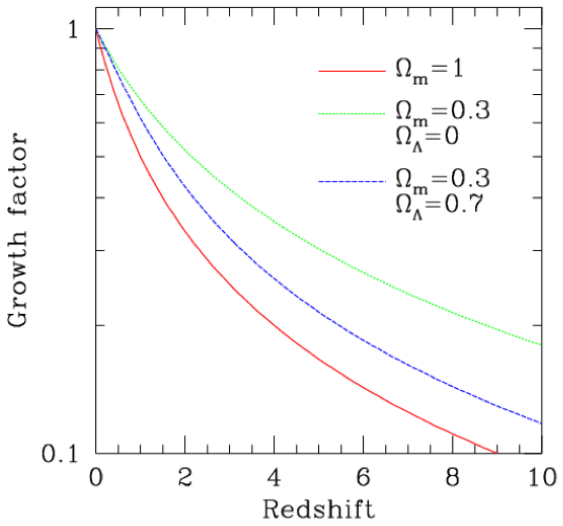


Figure 1.2 – Facteur de croissance linéaire des structures en fonction du *redshift* et pour différents modèles cosmologiques (extrait de Borgani 2006).

de l'Univers $a_{dec} \approx 10^{-3}$ (Bartelmann & Schneider 2001), le contraste de densité qu'on s'attendrait aujourd'hui sur la base des équations précédentes serait $\delta(a_0) = 10^{-5} a_0/a_{dec} = 10^{-2}$. Au contraire, nous observons des objets structurés qui montrent des valeurs $\delta \gg 1$.

La situation est encore pire dans le cadre des modèles non-EdS. Il peut être dérivé (Eq. A.17) que $\Omega_{m,r}(a) \to 1$ et $\Omega_\Lambda(a) \to 0$ pour $a \to 0$. L'Univers primordial peut donc être décrit par les modèles EdS. Quand la limite EdS ne peut plus être appliquée ($\Omega_\Lambda \neq 0$), la croissance linéaire des perturbations de densité change par rapport à l'Eq. 1.17. Ceci est lié au fait que, plus Ω_m diminue et Ω_Λ augmente, plus l'expansion de l'Univers s'oppose efficacement au collapse gravitationnel. L'Eq. 1.17 doit donc être changée quand l'Univers "reconnait" que $\Omega_m < 1$, ce qui a lieu à $1+z \simeq \Omega_m^{-1/3}$ ou à $1 + z \simeq \Omega_m^{-1}$ en présence ou en absence d'une constante cosmologique, respectivement (Borgani 2006). L'Eq. 1.17 devient alors (Peebles 1993) :

$$\delta(a) \propto \frac{5}{2}\Omega_m E(z) \int_z^{\inf} \frac{1+z'}{E(z')^3} \mathrm{d}z', \tag{1.18}$$

où $E(z) = H(z)/H_0$. Comme l'on peut le voir dans la Fig. 1.2 extraite de Borgani (2006), l'évolution la plus rapide de la croissance a lieu dans le cas EdS.

L'inconsistance entre les fluctuations de densité baryoniques observées dans le *CMB* et la présence d'objets structurés dans l'Univers est l'une des preuves les plus importantes en faveur de l'existence de matière noire dans l'Univers, *i.e.* un type de masse qui n'interagit pas (ou interagit faiblement) avec la radiation. Avant l'équipartition les fluctuations de densité dans la matière noire peuvent croitre ou, à la limite, rester congelées, ceci sans violer les contraintes imposées par l'isotropie du

CMB. Au moment de la recombinaison les puits de potentiel créés par les fluctuations de densité dans la matière sombre sont capables de piéger les baryons et former ainsi les structures observées. Voyons encore une fois comment ceci a lieu d'un point de vue quantitatif.

Les fluctuations dans la matière sombre ne rentrent jamais dans le régime sonique car elles ne sont pas couplées avec la radiation. La croissance des fluctuations de taille $\lambda < d_H(a_{eq})$ est quand même congelée quand elles rentrent dans l'horizon. Jusqu'à l'équipartition, en effet, l'Univers est dominé par la radiation, ce qui veut dire que l'échelle de temps de l'expansion de l'Univers ($t_{exp} \propto H^{-1}$) est dominé par la densité d'énergie de la radiation. On aura donc que :

$$t_{exp} \sim (G\rho_R)^{-1/2} < (G\rho_{DM})^{-1/2} \sim t_{DM} \tag{1.19}$$

où t_{DM} est l'échelle de temps pour le collapse gravitationnel de la matière noire. Ceci veut dire que l'expansion rapide de l'Univers déterminée par la radiation empêche aux perturbations des matière noire de collapser. La lumière ne peut traverser quand même que des régions inférieures à l'horizon. La suppression de la croissance des fluctuations se limite donc aux échelles inférieure à $d_H(a_{eq})$, les autres ne sont pas affectées.

Avant t_{eq} le contraste de densité des perturbations augmente comme a^2. Si l'échelle de la perturbation est inférieure à $d_H(a_{eq})$, elle rentre dans l'horizon quand $a_{enter} < a_{eq}$, *i.e.* quand l'Univers est encore dominé par la radiation. La fluctuation de densité ne peut pas grandir gravitationnellement à cause de l'expansion trop rapide de l'Univers. La perturbation stagne jusqu'à a_{eq}, quand l'Univers devient dominé par la matière et elle peut reprendre son collapse, en augmentant son contraste de densité de façon proportionnelle à a. À $z = z_{eq}$, l'amplitude de la fluctuation est inférieure d'un facteur $(a_{enter}/a_{eq})^2$ par rapport à ce qu'elle aurait pu être sans la phase de stagnation (voir Fig. 7 de Bartelmann & Schneider (2001)).

Nous avons défini précédemment la fonction de transfert $T(k)$ comme la représentation mathématique de toutes les altérations subis par les fluctuations $\delta(k)$ en excluant les effets non-linéaire. On aura alors (Voit 2005) :

$$T(k) \equiv \frac{\delta_k(z=0)}{\delta_k(z)D(z)} \tag{1.20}$$

où $D(z)$ définit la fonction de croissance des perturbations de densité en matière noire, et, sur la base de l'Eq. 1.5 :

$$P(k) \propto k^{n_p} T^2(k) \tag{1.21}$$

Puisque les modèles *CDM* de formation des grandes structures ont rencontré le plus de succès dans la comparaison avec les observations, voyons quelle est la fonction de transfert des particules de matière noire froide. Ces particules interagissent seulement par des effets gravitationnels et ont de faibles vitesses. Elles ne seront ainsi pas capable de sortir des puits de potentiel créés par les fluctuations de densité qui nous intéressent (Voit 2005). Sur la base de tout ce que nous avons discuté dans ce

paragraphe, la fonction de transfert d'un Univers qui contient de la matière noire et radiation est ainsi caractérisé seulement par le numéro d'onde de la fluctuation de densité dont l'échelle rentre dans l'horizon au moment de l'équipartition. L'échelle comobile (Eq. 1.14) de cette fluctuation est :

$$\lambda_{c,eq} = d_{Hc}(a_{eq}) = \frac{ct(a_{eq})}{a_{eq}}. \tag{1.22}$$

Pour une fluctuation avec numéro d'onde k qui est rentrée dans l'horizon au temps t_{enter}, l'échelle comobile est donnée par :

$$\lambda_{c,enter} = d_{Hc}(a_{enter}) = \frac{ct(a_{enter})}{a_{enter}}. \tag{1.23}$$

Sur la base de deux équations précédentes et de l'Eq. A.22 on aura ainsi :

$$\begin{aligned} \lambda_{c,eq} &\propto \frac{c a_{eq}^{-1/2} a_{eq}^2}{a_{eq}}, \\ \lambda_{c,enter} &\propto \frac{c a_{eq}^{-1/2} a_{enter}^2}{a_{enter}}. \end{aligned} \tag{1.24}$$

Le facteur de suppression de la fluctuation entre t_{enter} et t_{eq} est ainsi donné par :

$$\left(\frac{a_{enter}}{a_{eq}}\right)^2 = \left(\frac{\lambda_{c,enter}}{\lambda_{c,eq}}\right)^2 \propto \left[k\lambda_{c,eq}\right]^{-2}. \tag{1.25}$$

Toutes les fluctuations à des échelles comobiles (numéros d'onde) supérieures (inférieures) à $\lambda_{c,eq}$ ($k = 2\pi a_0/\lambda_{c,eq}$), en revanche, ont continué leur croissance sans stagner. On aura ainsi que :

$$T(k) \approx \begin{cases} 1 & k \ll \lambda_{c,eq}^{-1} \\ (k\lambda_{c,eq})^{-2} & k \gg \lambda_{c,eq}^{-1} \end{cases} \tag{1.26}$$

En utilisant ce résultat avec les Eqs. 1.9, 1.10 et 1.21 on obtient, dans le cas de la *CDM* et pour $n = 1$, les relations suivantes :

$$P(k) \propto \begin{cases} k & k \ll \lambda_{c,eq}^{-1} \\ k^{-3} & k \gg \lambda_{c,eq}^{-1} \end{cases} \tag{1.27}$$

et :

$$\Delta^2(k) \propto \left(\frac{\delta M}{M}\right)^2 \propto \begin{cases} k^4 & k \ll \lambda_{c,eq}^{-1} \\ const & k \gg \lambda_{c,eq}^{-1} \end{cases} \tag{1.28}$$

où : a) pour des valeurs élevées de k, la pente raide de $P(k)$ *vs.* k est due à la suppression des perturbations aux échelles les plus petites, qui sont rentrées dans l'horizon avant l'équipartition, et b) le changement de pente a lieu au numéro d'onde correspondant à $\lambda_{c,eq}$, qui est l'échelle la plus caractéristique dans le spectre de puissance de la matière sombre.

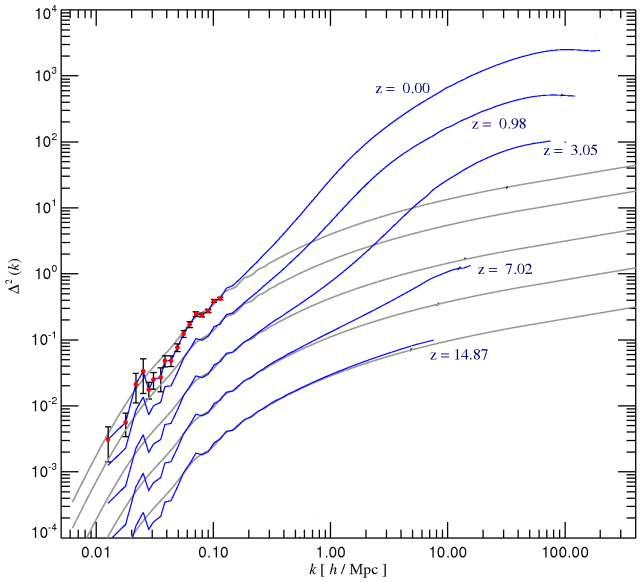


Figure 1.3 – Comparaison de la croissance des structures en fonction du numéro d'onde k à différents *redshifts*, dans l'approximation linéaire (courbes grises dérivables analytiquement) et non-linéaire (courbes bleues, obtenues numériquement). La figure montre que les petites structures ont été les premières à collapser et que les grandes structures, et en particulier les amas riches, sont encore dans le régime linéaire (ou presque) à $z \lesssim 1$. Figure adaptée depuis Springel et al. (2005).

À noter que, pour résoudre certains désaccords entre les modèles *CDM* et les observations, des modèles à matière sombre tiède ont été proposés (Markovič et al. 2011). En ce cas, en étant les particules de matière noire en mouvement plus rapide, on aurait une suppression des perturbations aux plus petites échelles dans le spectre de puissance des fluctuations primordial. La fonction de transfert $T(k)$ aurait ainsi une échelle caractéristique additionnelle par rapport aux modèles à matière sombre froide, correspondant à l'échelle en masse en dessous de laquelle les puits de potentiel ne sont pas assez profonds par rapport à la vitesse des particules de matière noire tiède.

Pour résumer, aux grandes échelles le spectre de puissance adimensionnel de la matière noire froide augmente comme k^4, tandis qu'il devient asymptotiquement plat pour des valeurs élevées de k (voir Fig. 1.3). Puisque la croissance des perturbations est pilotée par la matière noire, la formation des structures a lieu de façon hiérarchique : $\Delta^2(k)$ et donc les fluctuations de matière sombre sont plus élevés pour les grands numéros d'onde, ce qui veut dire que les petites structures ($k \gg \lambda_{c,eq}^{-1}$) ont une croissance plus rapide et atteignent plus tôt la phase non-linéaire (Voit 2005). Après la recombinaison toutes les fluctuations dans la matière baryonique deviennent libre de se contracter sous leurs propre poids, aidées par la présence de fluctuations de matière noire. Sur la base de ce que nous venons de discuter, les premières structures à se former sont les plus petites parmi celles qui peuvent collapser,

i.e. les structures avec $\lambda \geq \lambda_J$ au moment de la recombinaison.

À cette époque matière baryonique et radiation sont découplées et elle ne représentent plus un fluide. Le problème de l'instabilité gravitationnelle dans les milieux non-collisionnels peut alors être traité à travers le théorème du viriel, qui prévoit pour un système à l'équilibre :

$$2E_k + E_p = Vir = 0, \tag{1.29}$$

où E_k et E_p représentent l'énergie cinétique et l'énergie potentiel du système. Pour $E_k < -\frac{1}{2}E_G$ l'énergie cinétique n'est pas suffisante pour contenir les effets de l'énergie potentiel et on aura le collapse gravitationnel. À travers cette équation il peut être dérivé qu'une fluctuation de densité ρ collapse si sa dimension est $\geq \lambda_J \approx c_s\sqrt{\pi/G\bar{\rho}}$, où $\bar{\rho}$ est la densité de matière $\Omega_m \times \rho_{cr}$ et $c_s = (5k_bT_k)^{1/2}/(3m_p)^{1/2}$ est la vitesse du son dans un gaz monoatomique[8]. La masse de Jeans correspondante est donc $M_J = \frac{4\pi}{3}\bar{\rho}\lambda_J^3$. Au moment de découplage $T_k \approx 3000$ K et $\bar{\rho} = \bar{\rho_0}(1+z_{dec})^3 = \Omega_{m_0}\rho_{cr_0}(1+z_{dec})^3 \approx 6.8 \times 10^{-18}\ h^2$ kg m^{-3} (Eq. A.10). La masse de Jeans est alors de l'ordre de la masse des amas globulaires ou des galaxies naines ($M_J \simeq 10^5 - 10^6 M_\odot$), qui sont ainsi les premiers objets à se former dans l'Univers.

Le collapse des fluctuations de densité continue jusqu'à ce que la structure atteigne le viriel (Eq. 1.29). On arrive à cet équilibre qui empêche au collapse de continuer indéfiniment parce que la phase de contraction gravitationnelle renforce les petites inhomogeneités présentes dans la fluctuation de densité. Même à l'intérieur d'un système constitué principalement de matière noire (presque non collisionnelle), les mouvements individuels des particules deviennent désordonnés. Les vitesses des particules de redistribuent et, quand le viriel (Vir) de la structure approximativement sphérique vaut environ 0, la sphère atteint une configuration d'équilibre et arrête sa contraction. Il peut être montré que, dans le cas d'un modèle EdS ($\Omega_m = 1$), le contraste de densité entre l'intérieur d'une structure sphérique virialisée et la densité cosmique moyenne vaut environ $\Delta_v = \rho_v(z)/\rho_{cr}(z) = 178$ pour quelconque structure qui virialise à quelconque z. Dans le cas des modèles ΛCDM, en revanche, Δ_v varie en fonction de Ω_Λ ($\Delta_v = 18\pi^2 - 82\Omega_\Lambda - 39\Omega_\Lambda^2$; voir Bryan & Norman (1998)). En outre, puisque $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, la densité moyenne de *matière* dans l'Univers ne correspond plus à ρ_{cr} mais à $\Omega_m\rho_{cr}$. Le rapport entre la densité à l'intérieur de la sphère et la densité externe de matière sera donc donné par Δ_v/Ω_m.

1.2.5 Des amas globulaires aux super-amas de galaxies

Juste après la recombinaison la croissance de toutes les perturbations est linéaire et proportionnelle à $t^{2/3}$. Les fluctuations aux différentes échelles, en outre, évoluent indépendamment les uns des autres. Le spectre de puissance garde ainsi sa forme, tandis que son amplitude augmente avec $t^{4/3}$ (voir panneau à gauche de Fig. 1.4). La phase non-linéaire de croissance des structures avec numéro d'onde k s'arrête

8. Ici k_b est la constante de Boltzmann et m_p la masse du proton.

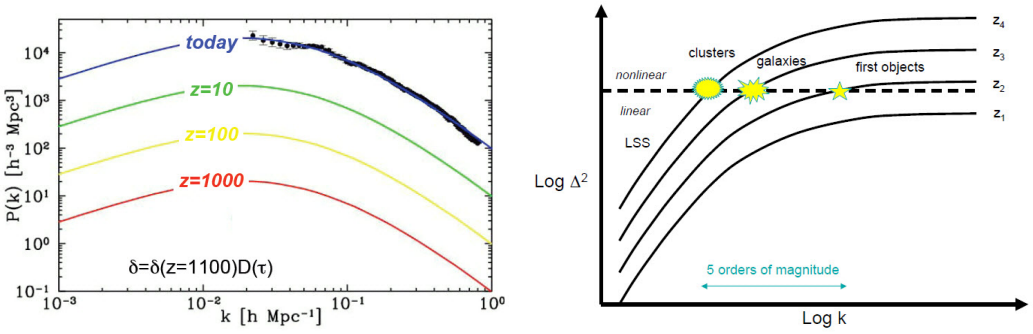


Figure 1.4 – Croissance du spectre de puissance (à gauche) et du spectre de puissance adimensionnel (à droite) en fonction du numéro d'onde k pour différents z. Extrait de Norman (2010).

quand $\Delta^2(k) \approx 1$ (Fig. 1.3). À ce point, il n'est plus possible pour nous de suivre de façon analytique la croissance des structures et il faut donc recourir aux simulations numériques à N-corps. Elles permettent de voir que, à partir d'un ensemble (millions, voire milliards) de particules de matière noire froide interagissant uniquement par la gravitation, on aboutit à une structure très voisine de celle observée pour la distribution à grande échelle des galaxies (e.g. de Lapparent et al. 1986; Colless et al. 2001; Doroshkevich et al. 2004) : la matière est regroupée le long de filaments et sur des feuillets à deux dimensions, avec de grandes régions vides, et des zones plus denses à l'intersection des filaments (e.g. Davis et al. 1985; Cole et al. 1998; Springel et al. 2005).

Quand on abandonne le régime non-linéaire, en outre, l'hypothèse que l'évolution de chaque échelle a lieu indépendamment des autres n'est plus valable. Au fur et à mesure que la structure à grande échelle se développe, le collapse gravitationnel ne peut être suivi que par les simulations car le critère formel de Jeans ne peut plus être appliqué. À ce point, plutôt que imaginer le collapse monolithique de chaque perturbation, les simulations numériques indiquent que nous devons penser à un ensemble d'objets de taille inférieure qui forment des structures de plus en plus massives par collision et coalescence. Cette formation hiérarchique des structures peut être décrite par le schéma en arbre ("*merger tree*" en anglais) montré dans la Fig. 1.5 (Lacey & Cole 1993).

La phase non-linéaire commence de plus en plus tard à l'augmenter de l'échelle de masse des fluctuations considérées (et donc au diminuer de k ; panneau à droite de Fig. 1.4). Comme nous l'avons vu précédemment, la variance dans les comptages de galaxies est proche de l'unité sur des sphères de rayons $\sim 8h^{-1}$ Mpc (Davis & Peebles 1983). Sur la base de l'Eq. 1.4, la masse correspondante à cette échelle comobile vaut environ $M_8 \sim 1.8 \times 10^{14} \Omega_{m_0} h^{-1} M_\odot$, *i.e.* la masse typique d'un amas riche. Comme on peut aussi le voir dans la Fig. 1.3, nous pouvons ainsi encore utiliser à $z \lesssim 1$ l'approximation linéaire aux échelles de masse des amas de galaxies riches, d'où l'importance de ces objets comme sondes cosmologiques (Sect. 1.3). Les modèles du type ΛCDM prévoient un Univers dans lequel les amas massifs se sont

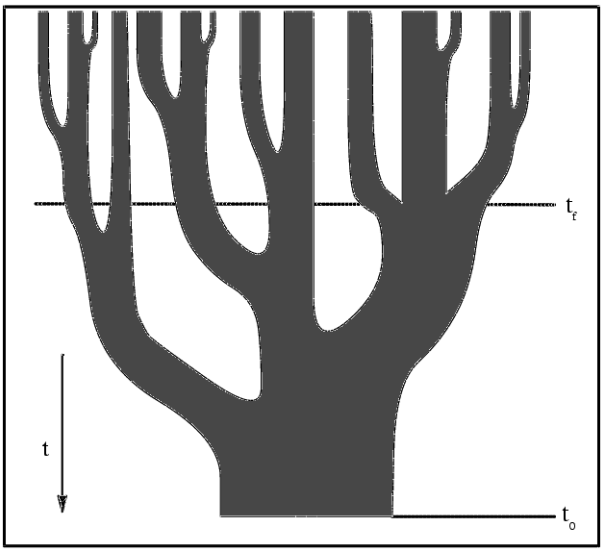


Figure 1.5 – Representation schématique de la formation hiérarchique des structures extraite de Lacey & Cole (1993). Le temps depuis le *Big Bang* augmente de haut en bas de l'image et l'épaisseur des branches représente l'échelle de masse des structures qui se forment (halos de matière sombre virialisés). On pourra schématiser de la façon suivante la hiérarchie de formation des structures (presque) virialisés de l'Univers actuel : *amas globulaire et galaxies naines → galaxies massives → groupes de galaxies et amas pauvres → amas riches.*

formés assez récemment (depuis $z \approx 1$) par coalescence entre groupes de galaxies et par accrétion de galaxies, ce qui explique pourquoi nous observons des amas aux structures complexes et pas tout à fait virialisés encore à très bas-z (e.g. Norman 2010). En outre, la croissance des structures est en train de ralentir depuis $z \approx 0.8$, quand l'Univers est rentré dans un phase dominée par la densité d'énergie noire (Vikhlinin 2010).

Les amas de galaxies sont à la base de la structure en arbre de Fig. 1.5 : ils se forment dans les régions les plus denses aux croisements des filaments de matière (voir Fig. 1.1). Les amas sont en effet les plus grands objets du cosmos dans lesquels la gravitation domine sur l'expansion cosmique et qui ont eu le temps de rentrer dans un état (presque) virialisé. Nous savons aujourd'hui que les amas ont tendance à se regrouper pour former ce que l'on appelle des superamas (e.g. Scaramella et al. 1989), mais dans ce cas nous ne pouvons pas parler de structures gravitationnellement liées au sens stricte, car l'expansion de l'Univers gagne sur la force d'attraction gravitationnelle : les amas s'éloignent lentement les uns des autres et la taille des superamas augmente avec le temps.

Une variétés de paramètres physiques est nécessaire pour décrire les amas (masse totale, distribution de masse, état dynamique, taux d'accrétion de matière, ...). Ceci est d'abord lié au fait que l'histoire de formation de chaque système est lié à une structure en arbre différente. Il faut en outre préciser que, après la fin du régime linéaire, il n'y a plus que la gravité et l'expansion de l'Univers qui interviennent

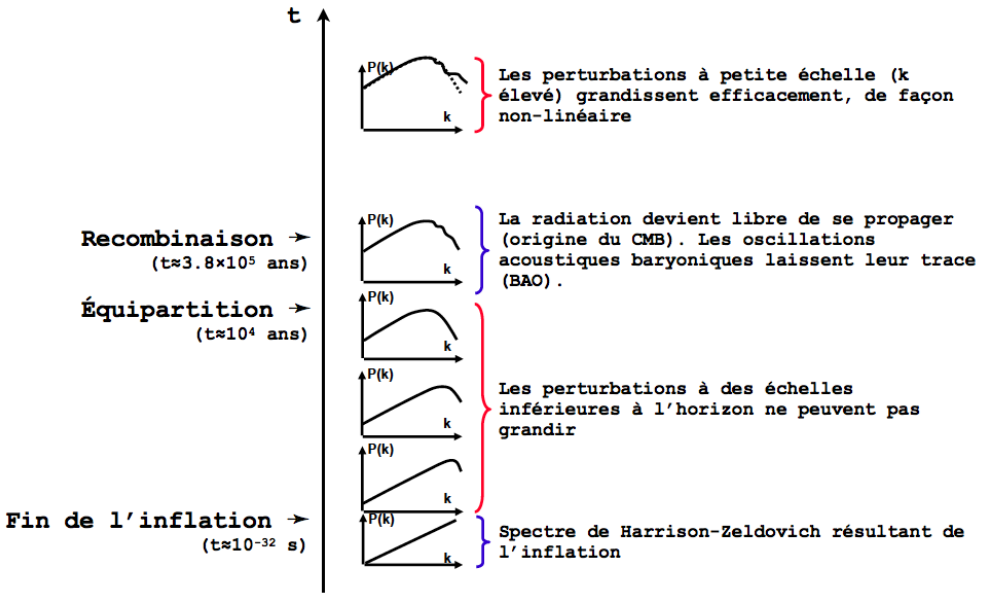


Figure 1.6 – Schéma de la croissance des structures en fonction de l'âge de l'Univers.

dans la formation des structures, mais aussi tout un ensemble de processus non-gravitationnels de plus en plus complexes. L'histoire de formation et d'évolution de chaque structure laisse ainsi des traces qu'on peut observer dans les amas aujourd'hui. En outre, c'est seulement à travers l'ensemble de processus gravitationnels et non-gravitationnels que nous pouvons expliquer tous les objets et phénomènes célestes que nous observons : cet ensemble nous permet par exemple de décrire la formation d'étoiles à l'intérieur d'une fluctuation à l'échelle des amas globulaire, ou l'évolution continue des galaxies et des amas avec le *redshift* (Sect. 1.4).

1.2.6 Resumé

La croissance des structures peut être schématisée comme dans la Fig. 1.6, les différentes phases étant les suivantes (Lachièze-Rey 2004) [9] :

- ▷ **création de fluctuations initiales ($t < 10^{-32}$ s)** ;
- ▷ **croissance relativiste des structures et amortissement quand leur échelle rentre dans l'horizon (10^{-32} s $< t < 10^4$ ans)** : quand leur échelle rentre dans l'horizon, les fluctuations baryoniques oscillent comme des ondes soniques, celles en matière noire restent congelées ;
- ▷ **phase de l'équipartition entre matière et radiation ($t \sim 10^4$ ans)** : les fluctuations en matière noire congelées peuvent recommencer à s'accroitre ;
- ▷ **phase de la recombinaison ($t \sim 380000$ ans)** : le plasma de baryons se transforme en gaz, transparent à la radiation (époque de dernière diffusion). Les oscillations acoustiques baryoniques ("*Baryonic Acoustic Oscillation*" en

9. Ici t indique les temps depuis le *Big Bang*

anglais) laissent des empreintes dans le spectre de puissance [10]. Les fluctuations avec $M > M_J$ peuvent collapser et former des objets structurés ;

- ▷ **croissance linéaire et non-linéaire post-recombinaison et formation des premières structures ($\mathbf{t \sim 10^9}$ ans)** : les fluctuations de densité collapsent sous l'effet de leur propre poids et de processus physiques autres que la gravitation. Le spectre de puissance adimensionnel de la matière noire montre que les fluctuations aux petites échelles ($\approx$ amas globulaires - galaxies naines) rejoignent le régime non-linéaire plus tôt dans l'histoire de l'Univers par rapport aux plus grandes échelles $\rightarrow$ *formation hiérarchique des structures.*

1.3 Les amas de galaxies : des outils pour la cosmologie

Nous sommes arrivés à la conclusion que les amas de galaxies sont les plus grandes structures virialisées de l'Univers. Nous avons aussi vu que, à l'heure actuelle, les mesures de la distribution de masse indiquent des valeurs $\delta M/M \approx 1$ à l'intérieur de sphère avec rayon comobile d'environ $8h^{-1}$ Mpc, ou de masse $M_8 \sim 1.8 \times 10^{14} M_\odot$. Puisqu'il s'agit des échelles typiques des amas de galaxies, nous pouvons conclure que à $z \leq 1$ ces systèmes ne sont pas loin de la fin de leur régime de croissance linéaire (e.g. Henry & Arnaud 1991; Eke et al. 1996). Ce résultat nous permet de comparer les propriétés observées des amas avec les prédictions du modèle de croissance des structures pour obtenir des contraintes sur les paramètres cosmologiques. La complémentarité des amas et d'autres sondes cosmologique (*SNae*, *CMB*, *BAO*, distribution à grande échelle de galaxies, ...) nous amène vers des mesures précises au pour-cent près des paramètres du modèle cosmologique.

Cependant, l'utilisation des amas ou des galaxies pour étudier la distribution de masse dans l'Univers est affectée par le "*biais*", défini comme le rapport entre la distribution des objets lumineux (que nous pouvons observer directement) et la distribution sous-jacente de masse (que nous voulons estimer pour la comparer aux prévisions des modèles cosmologiques). Toutes les mesures obtenues à partir des observations doivent donc prendre en compte le facteur de biais, qui, dans le cas des amas de galaxies, peut heureusement être estimé à partir de leur masse et du modèle cosmologique utilisé (e.g. Borgani & Guzzo 2001; Mohr 2005; Voit 2005; Vikhlinin et al. 2009, et références à l'intérieur).

Les paramètres dérivables à travers l'étude des amas sont ceux qui affectent la relation entre distance et *redshift*, aussi bien que la croissance du spectre de puissance des fluctuations initiales, *i.e.* Ω_m, Ω_Λ, w, σ_8, h. Des contraintes sur la masse des neutrinos peuvent aussi être obtenus (Vikhlinin et al. 2009). Dans la suite, seulement les idées principales concernant l'utilisation des amas comme sondes cosmologiques seront résumées. Le lecteur peut se référer à Arnaud (2005); Mohr (2005); Voit (2005); Borgani (2006); Vikhlinin et al. (2009) (et références incluses) pour une tractation plus détaillée et complète.

10. Les *BAO*s constituent aujourd'hui un des moyens principaux pour contraindre l'énergie sombre (e.g. Eisenstein et al. 1998)

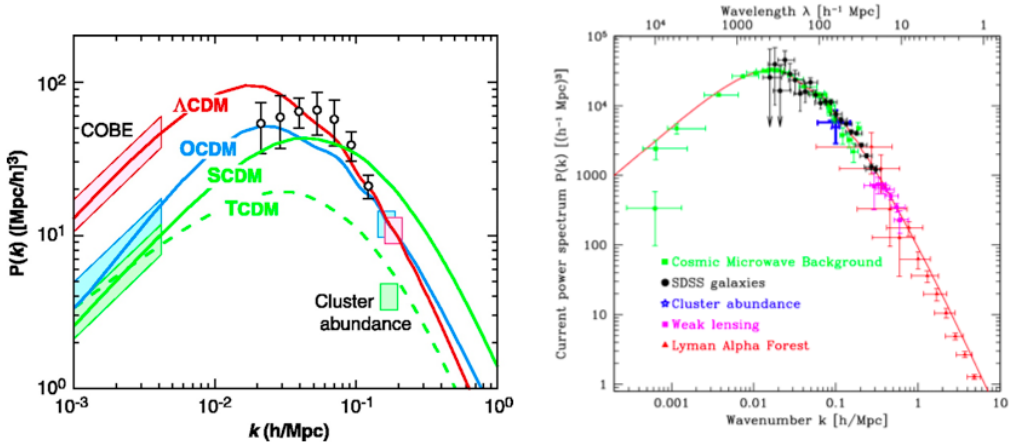


Figure 1.7 – À gauche : les courbes de cette figure (extraite de 1999) montrent le spectre de puissance des fluctuations prévu par différents modèles (voir texte) et normalisé en utilisant les observations du *CMB*, les comptages de galaxies et l'abondance d'amas à $z \sim 0$. À droite : des résultats observationnels plus récents sont disponibles (Tegmark 2002; Tegmark et al. 2004). Les paramètres obtenus par Tegmark et al. (2004) correspondent à un Univers plat, avec $h\Omega_m = 0.213 \pm 0.023$, $\sigma_8 = 0.89 \pm 0.02$ et $h = 72$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

1.3.1 Abondance des amas et son évolution avec z

Les comptages d'amas de galaxies en fonction de leur masse et de z nous permettent d'obtenir des contraintes sur les paramètres cosmologiques grâce à la théorie de Press & Schechter (1974) et ses raffinements successifs (voir e.g. Mohr 2005; Voit 2005; Borgani 2006, et références incluses). Nous indiquons avec $n(M)$ la fonction de masse des amas à $z = 0$, et avec $n(M, z)$ son évolution avec z. Ces deux fonctions, qui expriment la densité numérique d'amas de masse supérieure à M à l'intérieur d'un élément de volume comobile, peuvent être dérivées de façon semi-analytique et numérique dans le cadre du modèle de croissance gravitationnelle et de collapse sphérique des fluctuations de densité initiales, à partir d'un certain ensemble des paramètres cosmologiques. Des contraintes sur ces paramètres peuvent ensuite être obtenus par la comparaison entre les abondances théoriques d'amas et les valeurs observées.

L'abondance d'amas de galaxies à $z \sim 0$ peut contribuer à contraindre la normalisation du spectre de puissance des fluctuations de densité. La forme de $P(k)$, en effet, dépend du modèle cosmologique utilisé, tandis que sa normalisation est dérivée de façon phénoménologique. L'amplitude du spectre de puissance doit reproduire les écarts quadratiques moyens σ_k des fluctuations mesurables pour certaines valeurs de $k \propto \lambda^{-1}$ (Fig. 1.7). Le *CMB*, par exemple, nous fournit les contraintes pour des échelles de $\sim 10^3\ h^{-1}$ Mpc. Les modèles pour la dérivation théorique des fonctions de masse des amas du type Press & Schechter prévoient que $n(M_8)$ (i.e. la densité numérique à $z = 0$ des amas de masse supérieure à M_8) dépend du paramètre σ_8 (panneau de gauche de Fig. 1.8). Les comptages d'amas massifs ($M \gtrsim 4 \times 10^{14} M_\odot$) nous fournissent des contraintes sur σ_8 et donc sur la normalisation de $P(k)$ à

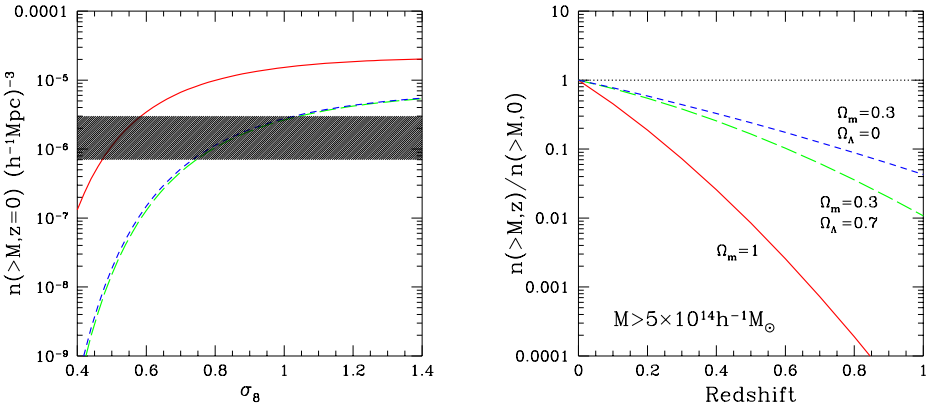


Figure 1.8 – Figure extraite de Borgani (2006) qui montre le nombre d'amas de masse supérieure à $M = 5\times10^{14}h^{-1}M_{\odot}$ pour trois types de cosmologies (indiqués dans le panneau de droite). À gauche : les courbes montrent le comptage d'amas prévus dans l'Univers local en fonction de σ_8, la région ombragée indique la valeurs observée avec son incertitude. À droite : comptage d'amas prévus en fonction de z.

l'échelle de $\sim 8\ h^{-1}$ Mpc[11]. En effet, en utilisant seulement la densité numérique d'amas proches de masse supérieure à M, nous pouvons caractériser l'amplitude des perturbations de densité à l'échelle physique $R \propto (M/\Omega_m\rho_{cr_0})^{1/3}$ qui contient cette masse. Puisque cette échelle dépend de M comme de Ω_m, la fonction de masse des amas proches est seulement capable de contraindre une relation entre σ_8 et Ω_m. Pour éliminer cette dégénérescence il faut combiner les observations d'amas à d'autres outils cosmologiques (voir par exemple Fig. 4 en Vikhlinin et al. (2009)), ou disposer d'un échantillon d'amas qui couvre un intervalle important en masse (Reiprich & Böhringer 2002).

Le panneau de gauche de la Fig. 1.7 montre le spectre de puissance normalisé à travers des résultats observationnels et obtenu avec quatre types de modèles cosmologiques :

- ▷ *SCDM* : modèle à matière sombre froide standard (EdS), avec Ω_m=1 et Ω_Λ=0. Il en résulte que l'Univers est plat. L'amplitude des fluctuations de densité initiales est la même à toutes les échelles, comme prévu par le modèle inflationaire standard ;
- ▷ *TCDM* : dans ce cas aussi l'Univers est plat avec Ω_m=1, mais le spectre des fluctuations est modifié, avec l'amplitude moyenne des dishomogénéités initiales qui augmente avec l'échelle ;
- ▷ *OCDM* : il s'agit d'un modèle d'Univers ouvert avec $\Omega_m < 1$ et Ω_Λ=0 ;
- ▷ ΛCDM : la densité d'énergie totale de l'Univers est dans ce cas donné par la somme de la densité en matière et en énergie noire. Il s'agit d'un Univers

11. Différemment de l'Eq. 1.3, dans la Fig. 1.7 $k \equiv 1/\lambda$. L'échelle de 8 h^{-1} Mpc correspond ainsi à $k \sim 0.12\ h$ Mpc^{-1}.

encore une fois plat (Ω_{tot}=1) avec le spectre de puissance initial prévu par la théorie de l'inflation. En Fig. 1.7, $\Omega_\Lambda \sim 2/3$ et $\Omega_m \sim 1/3$.

Tous les cas, en outre, sont basés sur l'hypothèse de fluctuations de densité initiales Gaussiennes et adiabatiques, comme prévu par le modèle d'inflation standard (Sect. 1.2). Les courbes du panneau de gauche de la Fig 1.7 ont été normalisées de manière à passer par les valeurs de $P(k)$ obtenues des observations du *CMB* (données du satellite *COBE*). Seuls les modèles ΛCDM et *OCDM* sont cohérents avec l'abondance des amas à $z \approx 0$. L'analyse de la distribution à grande échelle des galaxies, basée dans la Fig. 1.7 sur le relevé APM (Peacock 1997), est en moins bon accord avec les autres résultats. Des études plus récentes, obtenues, pour ce qui concerne la distribution à grande échelle des galaxies, à partir de relevés plus profonds voire étendus du ciel (e.g. le *Sloan Digital Sky Survey* York et al. 2000) montrent quand même un très bon ajustement entre le modèle ΛCDM et les différents indicateurs observationnels utilisables pour la normalisation de $P(k)$ (e.g Tegmark et al. 2004; Seljak et al. 2005, voir aussi panneau à droite de la Fig. 1.7). Ces relevés, en outre, nous permettent de tracer la distribution des amas de galaxies sur des volumes assez importants ($r > 100\ h^{-1}$ Mpc). La distribution de lumière et ainsi de masse à grande échelle ($k \gtrsim 0.1\ h$ Mpc^{-1} dans la Fig. 1.7) peut être donc maintenant dérivée à travers non seulement l'étude de la fonction de corrélation des galaxies, mais aussi des amas, avec, par ailleurs, une meilleure connaissance de la modélisation du biais (e.g. Borgani & Guzzo 2001).

Une fois que la fonction $P(k)$ est normalisée à $z \approx 0$ son amplitude dans le passé dépend de l'évolution des fluctuations de densité. Comme il a été discuté dans la Sect. 1.2 et montré dans la Fig. 1.2, le facteur de croissance des perturbations de densité dépend de la densité de matière et d'énergie de l'Univers. L'évolution des structures, et donc du nombre d'amas aussi, est plus rapide dans le cas d'un modèle EdS par rapport aux modèles avec $\Omega_m < 1$, comme la Fig. 1.9 l'illustre clairement. La comparaison entre les comptages d'amas observés en fonction du *redshift* et les prévisions des modèles cosmologiques (Fig. 1.10) permet ainsi d'obtenir des ultérieurs contraintes sur les paramètres cosmologiques. L'analyse du panneau de gauche de Fig. 1.7, par exemple, nous avait laissé avec deux choix possibles, un modèle ΛCDM et un modèle *OCDM*. Cette dernière option peut être exclue à travers la comparaison avec Fig. 1.10, car les modèles *OCDM* prévoient un nombre trop limité d'amas à haut-z par rapport à ce qui est observé (e.g. Strazzullo et al. 2010). La dépendance du taux de croissance des structures avec la densité de matière dans l'Univers, en outre, implique que la fraction d'amas de galaxies non-relaxés attendue est différente suivant le modèle cosmologique considéré (Richstone et al. 1992).

Les comptages d'amas en fonction de z ont d'autres applications cosmologiques. En particulier, le nombre d'amas détectés par unité de *redshift* et d'angle solide à travers un relevé observationnel qui couvre une certain fraction du ciel peut être quantifié à travers (Mohr 2005) :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}z\mathrm{d}\Omega} = n(z)\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}z\mathrm{d}\Omega} = \frac{c}{H(z)} d_A^2(z)(1+z)^2 \int_0^{\mathrm{inf}} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}M}(M,z) f(M,z)\mathrm{d}M \qquad (1.30)$$

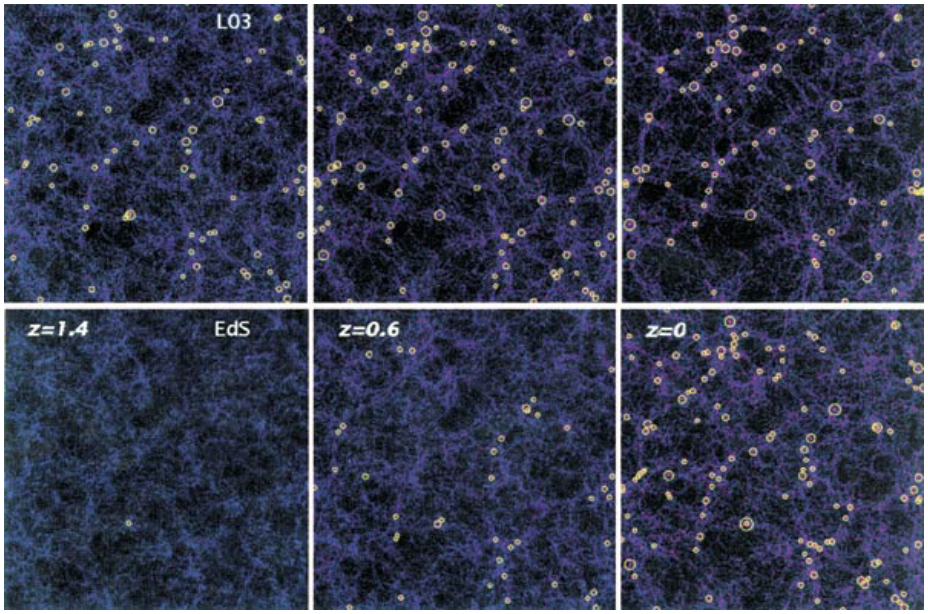


Figure 1.9 – Figure extraite de Borgani & Guzzo (2001) qui montre l'évolution de la population d'amas dans depuis des simulations numériques à N-corps basées sur deux différents modèles cosmologiques. En haut : modèle avec $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. En bas : modèles EdS ($\Omega_m = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0.3$). Dans les deux cas, les paramètres des simulations ont été choisi pour arriver approximativement à la même densité spatiale d'amas à $z = 0$. La largeur et l'épaisseur comobiles des boites sont de 250 h^{-1} Mpc et 75 h^{-1} Mpc. Les images montrent la distribution de matière noir, les cercles indiquent la position des amas massifs.

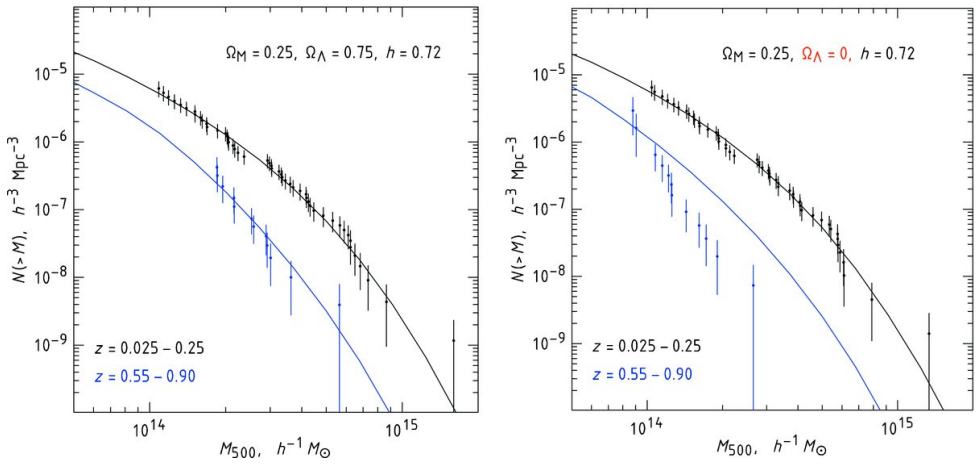


Figure 1.10 – Comparaison entre l'abondance d'amas à haut et bas z prédite par deux types modèles cosmologiques (un modèle ΛCDM à droite, et un $OCDM$ à gauche, représentes par les courbes noires à bas-z et bleues à haut-z) et l'abondance observée (points avec les barres d'erreur). Figure extraite de Vikhlinin et al. (2009).

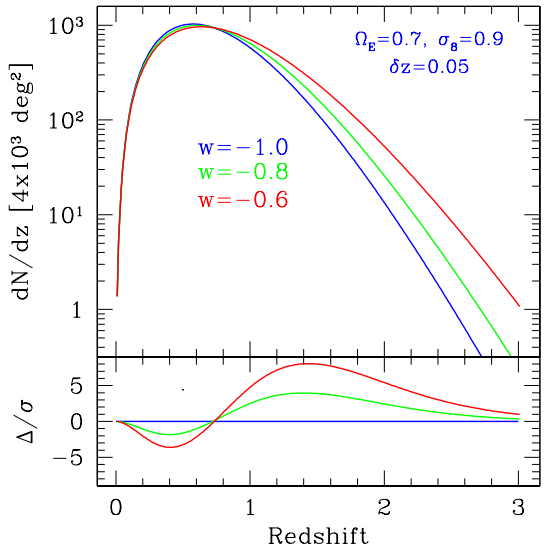


Figure 1.11 – Distribution attendue du nombre d'amas détectés en fonction du *redshift* et pour différent valeur du paramètre w (en haut) et signification statistique de la différence entre les différents modèles (en bas). Les modèles ont été normalisés pour reproduire les comptages à $z \sim 0$. Figure extraite de Mohr (2005).

où $n(M, z)$ est dérivable à travers les méthodes du type Press & Schechter, $f(M, z)$ est une fonction qui décrit la sensibilité du relevé aux amas de masse M au *redshift* z, d_A est la distance angulaire [12] et $\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}z\mathrm{d}\Omega} = \frac{c}{H(z)} d_A^2(z)(1+z)^2$ est le volume comobile couvert au *redshift* z (Carlstrom et al. 2002). Les courbes dans la Fig. 1.11 montrent le nombre d'amas $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}z\mathrm{d}\Omega}$ détectables par le même relevé en fonction du paramètre w qui décrit l'équation d'état de l'énergie sombre. Le panneau en bas montre la signification statistique de la différence entre les trois modèles. Si nous sommes capables de modéliser proprement la fonction $f(M, z)$ d'un relevé, les comptages d'amas qu'il nous fournit, couplés au formalisme introduit par Press & Schechter (1974), peuvent donc aussi contraindre la valeur de w.

1.3.2 Rapport masse-luminosité et fraction de baryons dans les amas

En connaissant le rapport masse-luminosité moyen ($M/L \equiv \Upsilon$) des plus grandes structures et en multipliant cette valeur par la densité de luminosité totale de l'Univers, nous pouvons obtenir une mesure de la densité de masse associée aux plus grands objets lumineux de l'Univers (Bahcall et al. 1999). À travers cette méthode (dite de Oort), les amas de galaxies peuvent nous fournir des contraintes sur Ω_m, puisqu'ils sont les plus grandes structures virialisés de l'Univers. La supposition fondamentale qu'on fait est, dans ce cas, que le rapport M/L moyen des amas est une

12. $d_A \equiv a(z)r$, où r est la distance comobile d'un objet.

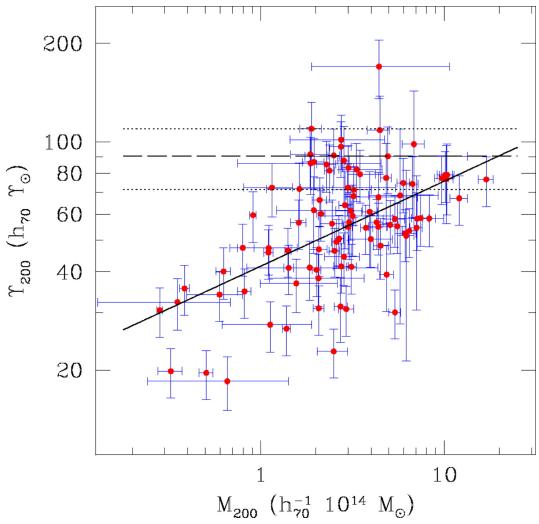


Figure 1.12 – Les points (avec barres d'erreurs associées) de cette figure montrent le rapport M/L des amas (Υ_{200}) en fonction de leur masse M_{200}. Le rapport et la masse sont exprimés en unités solaires. Le "200" indique que les amas ont été traités comme des sphères virialisées ; leurs rayons sont ainsi estimés comme la distance du centre à laquelle le contraste de densité par rapport à ρ_{cr} vaut environ 200 (voir Sect. 1.2). La ligne en tirets indique le rapport M/L universel $\Upsilon_{univ} = \Omega_m \rho_{cr}/\bar{j} = 90 \pm 19 h_{70} \Upsilon_\odot$, où Ω_{m_0} est ici la valeur obtenue des mesures du satellite *WMAP* (Bennett et al. 2003) et $\bar{j}$ est la densité de luminosité moyenne estimée par Bell et al. (2003). Extrait de Lin et al. (2004).

représentation assez bonne de la valeur universelle. À la fin des années 90, cette méthode donnait des valeurs de Ω_m de l'ordre de 0.2 ± 0.1 (e.g. Carlberg et al. 1996), relativement en bon accord avec les mesures obtenues encore aujourd'hui par d'autres méthodes. Cependant, le rapport M/L des amas augmente en fonction de leur masse (Fig. 1.12), ce qui rend cette méthode moins précise que d'autres pour l'estimation de Ω_m, sauf si la distribution relative de lumière et matière dans les amas est prise en compte proprement (e.g. Lin et al. 2004; Popesso et al. 2007).

Le fait que les amas de galaxies soient les plus grandes structures gravitationnellement liées de l'Univers peut permettre un autre type de mesure de Ω_m, basé sur l'estimation de la fraction de baryons (f_b) dans les amas (White et al. 1993; David et al. 1995; Evrard 1997). La masse baryonique des amas est dominée par du gaz chaud intergalactique observable dans la bande X (voir Sect. 1.3). L'analyse des observations du satellite X *Chandra* par Allen et al. (2002b) a montré que, au moins dans les amas massifs et relaxés, le rapport entre la masse en gaz et la masse totale est approximativement constant ($f_{gas} = 0.113 \pm 0.005 h_{70}^{-3/2}$). Si on considère que la masse des baryons dans les amas n'est qu'environ $0.16 h_{70}^{1/2}$ fois la masse du gaz, on obtiendra $f_b = 0.13$ pour $h_{70} = 1$. Le puits de potentiel des amas est tellement profond qu'aucun processus hydrodynamique connu peut expulser une grande fraction de baryons de ces systèmes. En outre, pendant leur formation hiérarchique, les amas recueillent la matière dans des énormes volumes d'Univers. Le rapport f_b entre la masse baryonique et celle totale à l'intérieur des amas devrait donc être représentatif

du rapport universel. De l'autre côté, les prédictions du modèle de nucléosynthèse primordiale et les fluctuations du *CMB* peuvent contraindre le paramètre de densité des baryons Ω_b (Burles et al. 2001; Spergel et al. 2003). Puisque $\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c r}$, $\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_c r}$ et $f_b = \frac{\rho_b}{\rho_m}$, le rapport entre la densité de baryons moyenne Ω_b et la fraction de baryons dans les amas f_b nous donne une autre estimation indépendante de Ω_m ($0.30\ ^{+0.04}_{-0.03}$ Allen et al. 2002b). Une valeur similaire a été obtenue plus récemment par Allen et al. (2008), qui ont aussi pu contraindre l'équation d'état de l'énergie sombre ($w = -1.14 \pm 0.31$) à travers l'étude de l'évolution de f_b en fonction de z.

Si ce calcul peut être valable pour les systèmes massifs et relaxés, d'autres études montrent que f_b n'est pas constant dans tous les amas de galaxies, la proportion de gaz chaud, et donc de baryons, étant inférieure dans les amas moins massifs par rapport aux systèmes de masse élevée (Arnaud & Evrard 1999; Neumann & Arnaud 2001). L'hypothèse que les amas de galaxies contiennent une fraction de baryons représentative de la fraction universelle est aussi fortement débattue. Si certaines observations suggèrent que f_b pourrait être inférieur dans les amas par rapport à la valeur cosmique (problématique dite des "*missing baryons*" en anglais) et indiquent des processus non-gravitationnels comme les responsables de cette perte de masse, d'autres études ont prouvé qu'il est extrêmement difficile d'arriver à détecter tous les baryons présents dans les amas, en particulier ceux localisés dans les régions externes moins denses (Rasheed et al. 2010, et références à l'intérieur). Des observations récentes de l'émission X des amas ont confirmé cette dernière conclusion (Reiprich et al. 2009; Simionescu et al. 2011).

1.3.3 Resumé

L'utilisation des amas pour obtenir des contraintes cosmologiques ne se limite pas aux méthodes principales décrites dans les pages précédentes. La fraction de baryons dans les amas, par exemple, peut être utilisée non seulement pour estimer Ω_m, mais aussi pour contraindre l'énergie sombre (Sect. III.C.7 de Voit 2005, er références incluses). Les amas peuvent aussi fournir un test pour les modèles de croissance des structures non-gravitationnels (Schmidt et al. 2009). Encore, Fig.1.11 montre les comptages prévus pour un grand relevé basé sur l'effet Sunyaev-Zeldovich (Sect. 1.4 Sunyaev & Zeldovich 1972). La combinaison de ce type de relevé avec des observations X d'amas peut nous permettre de mesurer directement la distance de ces systèmes et donc de dériver la valeur de la constante d'Hubble h si les autres paramètres qui décrivent le modèle cosmologique (Ω_m, Ω_Λ, ...) ont été estimés par des méthodes complémentaires (Reese et al. 2002). "*Complémentarité*" est en effet un mot clé aujourd'hui pour effectuer des études cosmologiques de haute précision à travers l'exploitation des différent moyens observationnels disponibles (voir e.g. Fig. 1.13).

Cette présentation concise de l'utilisation des amas pour contraindre certains paramètres cosmologiques ne doit évidemment faire penser qu'il s'agit d'une tâche simple à effectuer en pratique. Par exemple, il n'est pas évident d'établir comment "compter" et "peser" les amas de galaxies. Les comptages d'amas en fonction du

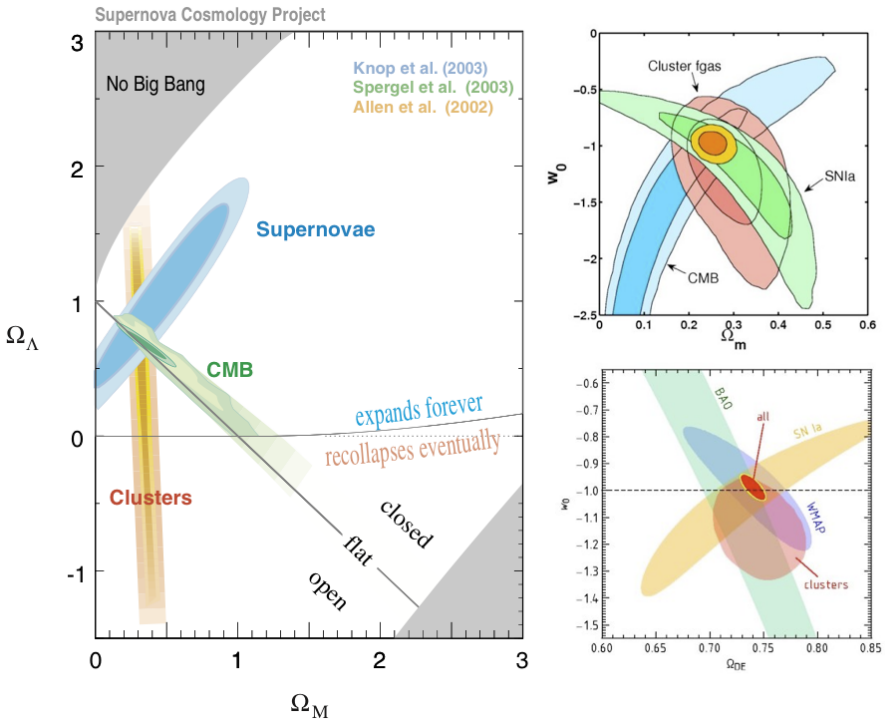


Figure 1.13 – Figures qui montrent les contraintes actuelles sur Ω_m, Ω_Λ et w obtenues en combinant les différents indicateurs cosmologiques dont on dispose. À gauche : image du *Supernova Cosmology Project* obtenues à travers la combinaison des résultats de Spergel et al. (2003); Knop et al. (2003); Allen et al. (2002b). À droite : depuis Allen et al. (2008) (en haut) et Vikhlinin et al. (2009) (en bas).

redshift doivent en outre tenir compte du qu'on ne dispose que d'un ciel. On peut alors commettre une erreur sur l'estimation des comptages (effet de la *variance cosmique*).

Pour pouvoir exploiter les amas de galaxies comme outils cosmologiques il faut être capable de les identifier, aussi bien que de mesurer leur masse et leur z. Il est ainsi nécessaire d'avoir une connaissance détaillée de toutes les composantes des amas, des moyens pour détecter ces systèmes et des processus physiques gravitationnels et non-gravitationnels qui conduisent leur évolution. Ce qui est essentiel est de pouvoir passer des observables (e.g. dispersion de vitesse des galaxies d'amas, température du gaz intra-amas, ...) aux quantités physiques que nous voulons estimer pour chaque amas (e.g. masse, état dynamique, ...). Si pour leur utilisation cosmologique les amas peuvent être considérés comme des points de surdensité au croisements de filaments cosmiques, il nous faut quand même étudier en parallèle ces systèmes en tant qu'objets astrophysiques complexes (Fig. 1.1).

1.4 Les amas de galaxies : des objets astrophysiques complexes

1.4.1 Les différentes composantes des amas de galaxies et leurs interactions

La découverte des amas comme concentrations de galaxies

La découverte de l'existence d'énormes concentrations de "nébuleuses" dans le ciel remonte à la fin du XVIII$^{\text{ème}}$ siècle. À cette époque les observations, limitées à la bande du visible, avaient mis en évidence l'existence non seulement d'objets diffus et étendus de distance et nature encore inconnues ("*nebulae*"), mais également de concentrations dans le ciel de ces objets. Si le premier à constater l'existence de ces concentrations dans une publication est Charles Messier en 1784, c'est William Herschel qui commença à s'intéresser à ce que nous appelons aujourd'hui la distribution à grande échelle des galaxies. Les conclusions de Herschel dans son papier "*On the Construction of the Heavens*" (Herschel 1785) étaient absolument innovatrices et se révélèrent correctes 140 ans après (quand Hubble arriva pour la première fois à mesurer la distance de la nébuleuse M31 et à montrer que c'est une galaxie en dehors de la nôtre, Hubble 1925). Herschel suggéra en effet que le "système" dans lequel se trouve le Soleil n'est qu'une des nombreuses nébuleuses observées, qui sont donc des objets séparés du notre. Séparés, mais en effet pas isolés, puisque Herschel constata aussi l'existence d'une «*remarkable collection of many hundreds of nebulae which are to be seen in what I have called the nebulous stratum of Coma Berenices*». C'est donc ce que nous pouvons appeler la découverte des amas de galaxies, et en particulier de Coma, qui reste encore aujourd'hui l'amas probablement le plus étudié (Biviano 1998, voir aussi Fig. 1.14), avec celui de la Vierge, le plus proche des amas.

Suite à la découverte de Hubble en 1925 et donc à la résolution du "grand débat" concernant la nature galactique ou extra-galactique des nébuleuses, l'étude dans la bande du visible de la distribution des galaxies et des amas se développa largement, comme décrit de façon extrêmement complète par Biviano (2000). Ici j'aimerais mentionner juste trois points. D'abord, c'est grâce aux catalogues d'amas de Zwicky et al. (1968) et surtout d'Abell (1958) (et ensuite d' Abell et al. 1989), contenant des milliers d'amas, que les astronomes ont pu commencer à étudier ces systèmes de façon statistique, plutôt comme une population et pas seulement en tant que objets individuels (et nous avons vu dans les paragraphes précédents plusieurs exemples de l'importance de cette approche). Deuxièmement, si la découverte et les premières détections d'amas ont été basées sur la distribution bi-dimensionnelle des galaxies, à partir des années 70 les astronomes ont disposé de techniques de spectroscopie optique toujours plus efficaces et donc de plus en plus de mesures de *redshift* des galaxies. Ceci a permis de rajouter, à travers la loi de Hubble (Hubble 1929), la troisième dimension spatiale (en étant conscients de la dégénérescence entre la composante en vitesse radiale corrélée à l'expansion de l'Univers et celle liée aux mouvements propres des galaxies à l'intérieur des amas – voir Fig. 1.15). Les amas

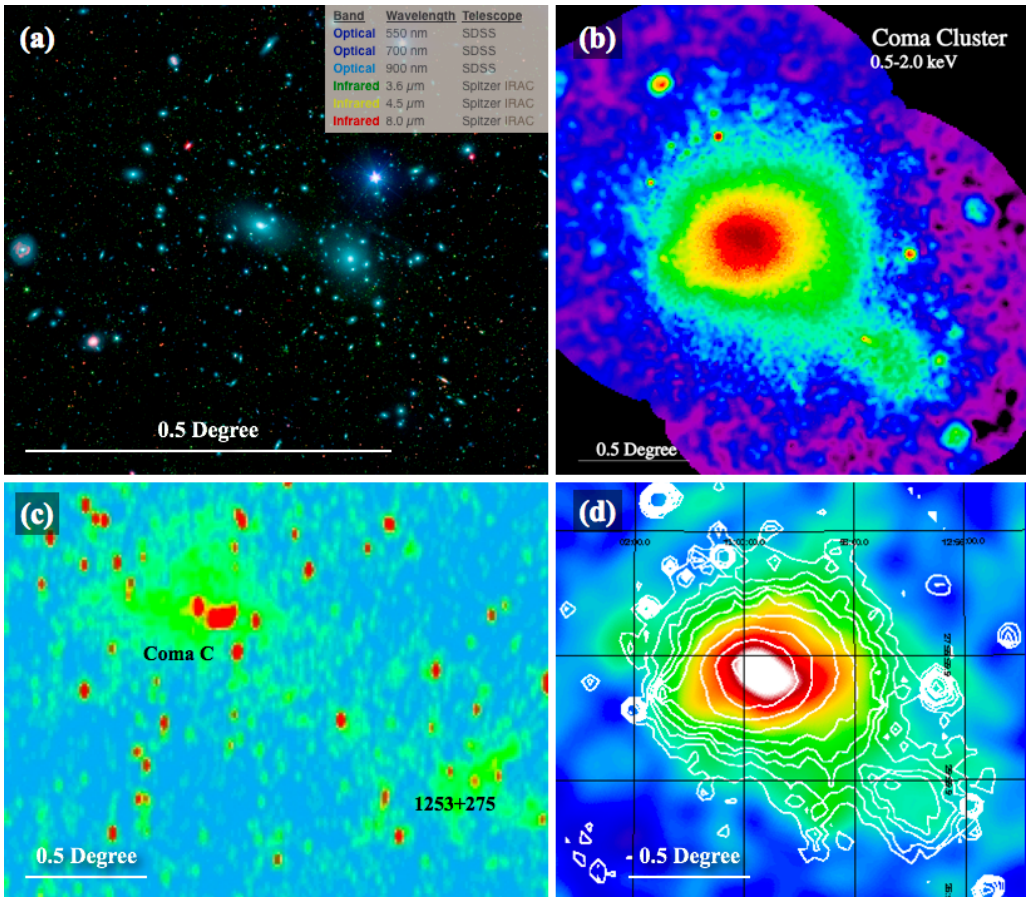


Figure 1.14 – L'amas de Coma observé à différentes longueurs d'onde. (a) Image en fausses-couleurs de la région centrale de Coma, qui montre l'émission optique (observations multi-bandes *SDSS*) et l'émission infrarouge (observations multi-bandes du satellite *Spitzer*) des galaxies de l'amas (image modifiée depuis Jenkins et al. 2007). (b) Image en bande X du milieu intra-amas (MIA)thermique chaud observé par le satellite *ROSAT* (crédits d'image : S. L. Snowden USRA, NASA/GSFC). (c) Emission radio diffuse à 90 cm de l'amas de Coma (observations *WSRT* par Giovannini et al. 1993; Feretti & Giovannini 1998). On observe des sources ponctuelles (ou presque) associées à des galaxies, aussi bien que des sources radio diffuses (Coma C et 1253+275) liées à une composante intra-amas non-thermique. (d) Carte d'intensité du paramètre de Compton y, qui donne une mesure de la magnitude de l'effet *SZ* lié à la diffusion Compton inverse des photons du *CMB* par les électrons du MIA. Les mesures ont été effectuées à partir des observations du satellite *Planck* entre 100 GHz et 353 GHz (Planck Collaboration et al. 2011a).

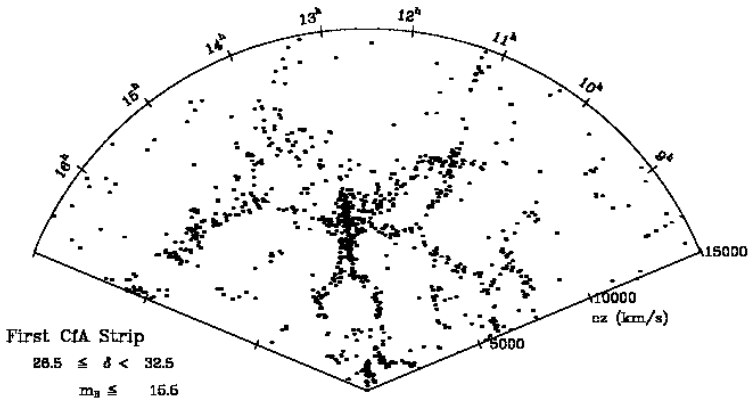


Figure 1.15 – Dans le diagramme montré ici chaque galaxie qui se trouve dans un intervalle de déclinaison donné est représentée par un point sur un cône formé par un cercle gradué représentant l'ascension droite et avec la vitesse de récession de la galaxie ($\approx cz$) représentée radialement. Le "corps du bonhomme" correspondant à l'amas de galaxies Coma est évident dans cette figure extraite de de Lapparent et al. (1986). Toutes les galaxies d'un amas sont en effet concentrées dans une région angulaire plus ou moins petite du ciel, mais elles ne se trouvent pas toutes exactement à la même distance et elles ont des vitesses propres. Il en résulte que dans un diagramme en cône, un amas de galaxies apparaît comme une concentration de galaxies dans une direction donnée avec une certaine dispersion suivant l'axe des vitesses (effet "doigts de Dieux").

de galaxies ont donc pu être recherchés aussi comme concentrations 3D de galaxies, représentées par exemple à travers les diagrammes dits "en cône" (Fig. 1.15). Enfin, pour des raisons évidentes (nous observons – par définition ! – le visible avec nos yeux, et le début des observations à d'autres longueurs d'onde n'a été possible que au XX$^{\text{ème}}$ siècle[13]) les amas de galaxies ont été découverts à travers l'émission optique des galaxies, alors que nous savons maintenant qu'il s'agit de la composante minoritaire en masse de ces systèmes gigantesques, contenant des centaines, voire des milliers, de galaxies, liées gravitationnellemnt dans des volumes de plusieurs Mpc de rayons.

La matière sombre

En 1933 Fritz Zwicky montra que le puits de potentiel gravitationnel de l'amas de galaxies de Coma est trop profond pour être dû seulement à la masse totale des galaxies et à une loi de force gravitationnelle Newtonienne (Zwicky 1933, 1937). En résumé, avec ses deux papiers très connus, Zwicky conclut que les galaxies dans

13. Les premières observations non-optiques d'objets célestes ont eu lieu dans la bande radio – qui est la seule autre bande en fréquence observable depuis la Terre – grâce à Karl Jansky, qui a détecté en 1933 de l'émission radio provenant de la constellation du Sagittaire, au centre de notre galaxies (Jansky 1933). C'est intéressant aussi de souligner que les premières observations radio on eu lieu aux basses-fréquences (20.5 MHz), les plus difficiles à observer à cause des perturbations dans la propagation du signal radio induites par la ionosphère.



Figure 1.16 – Les mesures de distorsion des images des galaxies d'arrière plan par rapport à un amas permettent d'en déterminer la masse totale et de reconstruire la distribution de matière. L'effet est illustré dans le panneau de gauche. Le panneau central montre en bleu la distribution de masse totale de 1E 0657-56 – "amas du boulet" – superposée à l'image dans le domaine du visible de ce système. À droite : la composante baryonique dominante des amas (*i.e.* du gaz chaud observable en X) est ici représentée en rose. On voit clairement qu'elle est déplacée par rapport au potentiel gravitationnel de l'amas (en bleu) – (Crédits d'images : NASA/CXC/M.Weiss ; NASA/STScI ; ESO WFI ; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al. ; NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.)

Coma bougent tellement vite à l'intérieur de ce système que, si on considère que la masse totale de l'amas est donnée seulement par la somme des masses de toutes les galaxies, le système n'est pas gravitationnellement stable et il devrait se disjoindre. C'est la première preuve observationnelle de l'existence d'une forme de matière non lumineuse, appelée par la suite matière "sombre", dans les amas de galaxies et dans les structures de l'Univers en général. Des mesures successives de la masse des amas, obtenues par d'autres méthodes (Sect. 1.4.2), ont confirmé le résultat de Zwicky, la masse des galaxies ne constituant que environ 3% de la masse totale des amas. L'étude de la matière sombre (appelée certaines fois erronément "masse manquante"), presque abandonnée pendant trois décennies, a successivement repris vigueur au cours des années 70, grâce aux études de Vera Rubin et collaborateurs sur les courbes de rotation des galaxies spirales (Rubin et al. 1978). Nous avons en outre déjà discuté l'importance de la matière sombre dans le cadre des modèles cosmologiques de formation des structures.

Des modèles physiques basés sur des théories de gravitation modifiée ont aussi été proposés pour expliquer les résultats observationnels (e.g. Clowe et al. 2006, et références à l'intérieur) : au lieu de supposer l'existence de la matière sombre, ces modèles utilisent une altération de la loi de force gravitationnelle ou de la réponse dynamique des particules à cette force pour expliquer les résultats observationnels. Même si nous ne pouvons pas observer directement la matière sombre, il est quand même possible d'en déterminer la distribution à cause de ses effets gravitationnels sur la lumière (panneau de gauche de Fig. 1.16). La distribution du potentiel gravitationnel des amas, qui est dominé par la matière noire, peut être reconstruite à travers les mesures de distorsion des images des galaxies d'arrière plan (panneau au milieu de Fig. 1.16), ces distorsions étant engendrées par la déflexion gravitationnelle de la lumière par la masse totale des amas (effet de lentille gravitationnelle faible, "*Weak Lensing*" en anglais). Le panneau de droite de Fig. 1.16 montre la distribu-



Figure 1.17 – Images optiques des amas A 520 (à gauche) et MACS J0025.4-1222 (à droite) avec les distributions du potentiel gravitationnel (en bleu) et de la composante baryonique dominant (en rose) superposées – (Crédits d'images : NASA/CXC/UVic./A.Mahdavi et al. ; CFHT/UVic./A.Mahdavi et al. ; NASA/CXC/Stanford/S.Allen ; NASA/STScI/UC Santa Barbara/M.Bradac).

tion de masse totale de l'amas 1E 0657-56 (en bleu) comparée à la distribution de la composante baryonique dominante des amas (en rose), qui est observable en X et dont on va parler par la suite. L'existence de deux sous-structures principales dans la distribution de masse de ce système, aussi bien que sa morphologie X, indiquent que 1E 0657-56 est en train de se former par coalescence entre sous-amas, processus prévu par le modèle cosmologique concordant et dont on reparlera plus en détail successivement. Le déplacement détecté entre le gros des baryons et le potentiel gravitationnel de l'amas ne peut pas être expliqué par les théories de gravitation modifiée, pour lesquelles il n'existe que de la matière baryonique. Suivant Clowe et al. (2006) l'amas du boulet est une claire preuve empirique en faveur de l'existence de matière noire (mais voir aussi Moffat & Toth 2009, pour des conclusions différentes). Nous connaissons aujourd'hui d'autres amas en coalescence qui montrent des propriétés similaires dans la distribution de masse sombre *vs.* baryonique (voir e.g. Fig. 1.17).

La composante baryonique dominante des amas : le milieu-intra amas thermique

Voyons maintenant quelle est la composante baryonique dominante des amas dont nous avons parlé et pourquoi nous pouvons l'observer dans la bande X du spectre électromagnétique. De l'émission à ces fréquences provenant des amas de galaxies a été détectée pour la première fois vers la fin des années 60 et ensuite confirmée par le relevé de tout le ciel effectué avec le satellite *Uhuru* (Giacconi et al. 1972). [14] Ces

14. À ce sujet, on rappelle ici que Riccardo Giacconi est lauréat de la moitié du prix Nobel de physique de 2002 pour ses travaux dans le domaine de l'astronomie des rayons X.

premières observations ont montré que les amas de galaxies sont des émetteurs X avec typiquement des luminosités de l'ordre de $10^{43} - 10^{45}$ erg/s, et que la radiation détectée est d'origine intergalactique, en étant étendue sur des échelles similaires à celles de la distribution des galaxies. Son spectre, en outre, indique que le rayonnement de freinage ("*bremsstrahlung*", ou rayonnement "libre–libre") est le principal mécanisme d'émission responsable du rayonnement en bande X des amas.

À travers la comparaison entre les spectres de *bremsstrahlung* observés et théoriques (voir panneaux de gauche de Fig. 1.18), nous pouvons ainsi estimer la température et la densité du plasma émetteur X. Il en résulte que le volume entre les galaxies des amas n'est pas vide, mais qu'il contient du gaz extrêmement ténu ($\approx 10^{-3}$ atomes/cm^3) et chaud (T $\sim 10^7 - 10^8$ K) (voir Sarazin 1986). Ces températures élevées sont dues au fait que, comme pour les galaxies, on s'attend à ce que le gaz atteigne un équilibre viriel, dans lequel son énergie cinétique ($\equiv$ température pour un gaz) est proportionnelle à la masse de l'amas (voir aussi la légende de Fig. 1.27). La population d'amas attendue de ce modèle simple est self-similaire et leur masse peut être dérivée de la température simplement par le théorème du viriel (e.g. Arnaud 2005). Dans les amas réels nous savons quand même que, au delà des processus gravitationnels liés à la coalescence entre sous-structures, il y a aussi un ensemble d'effets du deuxième ordre, dûs principalement à la rétroaction des galaxies actives (explosion de *SNae*, vents galactiques, noyaux galactiques actifs, ...) et au refroidissement radiatif du gaz. Ces processus non-gravitationnels peuvent affecter de façon importante l'évolution du milieu intra-amas (MIA) thermique.

En général, la masse des amas est dérivée à travers l'équation d'équilibre hydrostatique en mesurant les profils de densité et de température du MIA :

$$M(r) = -\frac{k_B T r}{G\mu m_p}\left[\frac{\mathrm{dln}n}{\mathrm{dln}r} + \frac{\mathrm{dln}T}{\mathrm{dln}r}\right] \tag{1.31}$$

où k_B et G sont la constante de Boltzmann et celle de gravitation universelle, $\mu \sim 0.61$ est le poids moléculaire moyen et m_p est la masse du proton. Les masses dérivées des observations X sont, globalement, en accord les résultats optiques. La masse du gaz, dérivée de sa densité mesurée, ne constitue qu'environ 15% de la masse totale des amas. Même si le milieu intra-amas (MIA) thermique est la composante baryonique dominante de ces systèmes (je rappelle ici que le pourcentage en masse estimée pour les galaxies est $\lesssim 5\%$), il laisse encore ouverte la question concernant la nature de la matière sombre. Cette dernière constitue en effet environ 80-85% de la masse des amas et, en général, de l'Univers. Les neutrinos peuvent en expliquer au moins une fraction, mais les études récentes indiquent comme candidats principaux des particules massives interagissant faiblement ("*Weakly Interacting Massive Particles – WIMP*") dont la recherche constitue une des intersections principales entre l'astrophysique et la physique des particules (voir Porter et al. 2011; Rau 2011, pour des revues récentes).

Comme il est montré dans la Fig. 1.18, d'autres mécanismes physiques au delà du rayonnement de freinage peuvent contribuer à la perte d'énergie dans un milieu ionisé. Ceci est vrai en particulier dans les milieux astrophysiques, qui sont extrê-

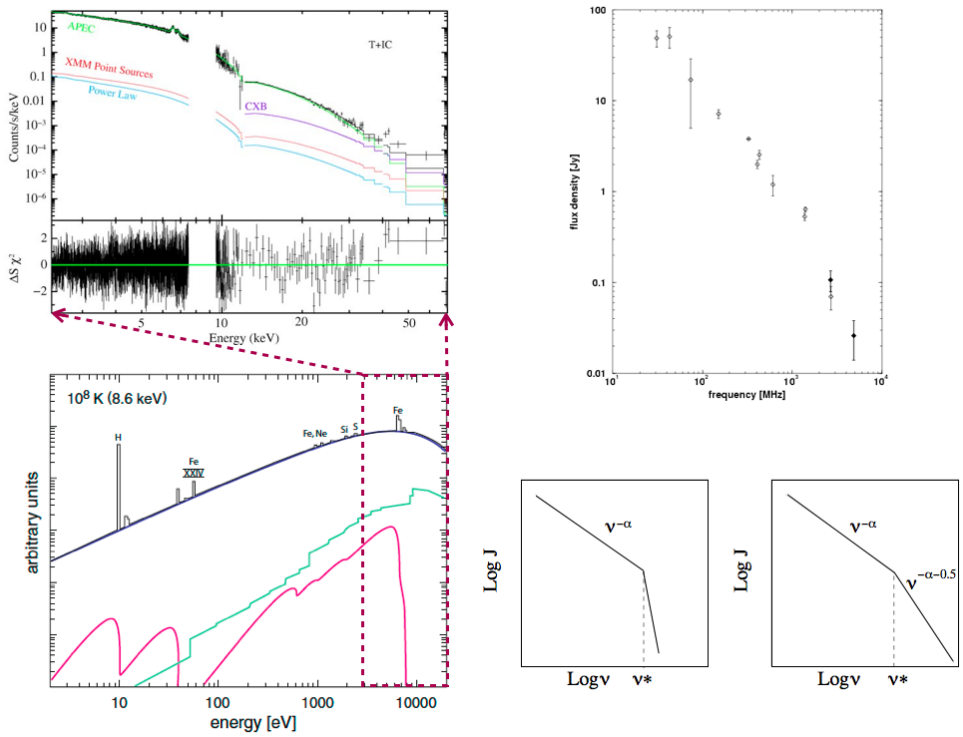


Figure 1.18 – L'étude de la distribution spectrale d'énergie des différentes sources astrophysiques nous permet d'établir la nature de leur émission et donc de révéler leur différentes composantes. En haut : spectre d'émission de l'amas de Coma aux fréquences X (à gauche, depuis Wik et al. 2009) et radio (à droite, depuis Thierbach et al. 2003). Dans le panneau en haut à gauche les points avec barres d'erreurs noirs correspondent aux données observationnelles (données des satellites *XMM* – 0.1-12 keV – et *Suzaku* – 0.2-12 keV et $\gtrsim$ 10 keV), la courbe verte au meilleur ajustement des observations par un modèle de rayonnement de freinage thermique, la courbe rouge indique le spectre total des sources ponctuelles identifiées, la courbe violet montre l'émission du fond X diffus (qui n'est pas automatiquement soustraite des données *Suzaku*), et enfin la courbe bleu correspond à la possible composante d'émission de nature non-thermique attendue par diffusion Compton inverse des photons du *CMB*. La déviation des données observées du meilleur ajustement par émission thermique est montrée en bas : elle indique la présence d'un excès aux hautes énergies ($\gtrsim$ 40 keV). La nature de cet excès est fortement débattue (voir texte). En bas à gauche : spectre d'émission X (émission du continuum [libre–libre en bleu, libre–lié en vert, rayonnement à deux photons lié–lié en rouge] et de raies) attendu par un plasma chaud (kT = 8.6 keV) avec abondance chimique solaire (depuis Böhringer & Werner 2010). Aux température du MIA c'est le rayonnement de freinage qui domine. En bas à droite : spectres de synchrotron résultant d'une population d'électrons relativistes produits dans une source par un seul événement d'accélération (au centre), ou produits et ensuite ré-accélérés (à droite, modifié depuis Feretti & Giovannini 2008).

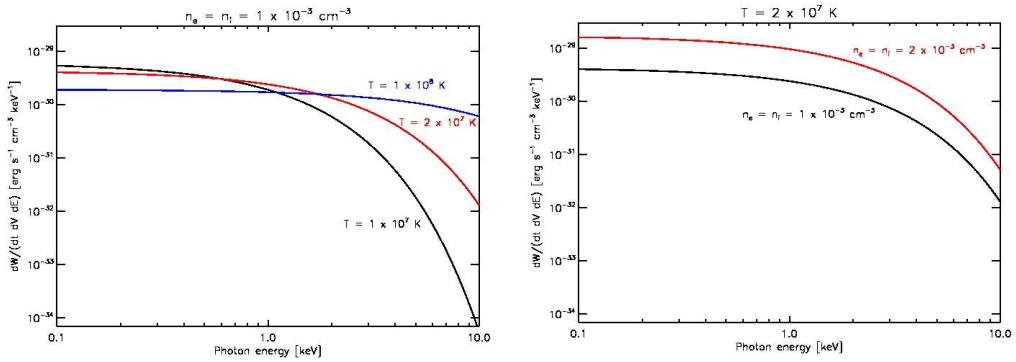


Figure 1.19 – Émissivité de *bremsstrahlung* calculée pour différentes valeurs de la température d'un plasma à densité constante (à gauche) et vice-versa (à droite).

mement ténus. Les ions, excités collisionnellement, ont ainsi assez de temps pour se désexciter en émettants des photons. Nous attendons ainsi de l'émission continue par la recombinaison des électrons libres avec les ions (rayonnement "libre-lié" représenté en vert dans le panneau en bas à gauche de Fig. 1.18). Dans les plasmas astrophysiques, en outre l'émission de rayonnement entre deux niveaux d'un atome peut se faire par l'intermédiaire d'un niveau virtuel non quantifié avec l'émission de deux photons dont la somme des énergies est égale à celle de la transition. Il en résulte encore de l'émission dans le continuum du type "lié-lié". En général, quand même, la transition des électrons d'un niveau d'énergie à un autre a lieu à travers de l'émission en ligne, ce qui est aussi observé dans les spectres du MIA (panneau en haut à gauche de Fig. 1.18). En particulier les raies observées nous montrent la présence d'éléments plus lourds que l'hydrogène, appelés de façon générique "métaux", dans le gaz intra-amas. La seule raie qui ressort clairement du continuum dans tout l'intervalle des températures typiques du MIA est la raie K du fer (~ 6.7 keV). Dans les amas plus froids, ou dans les régions centrales des amas massifs, où la température du MIA peut descendre en dessous de 4 keV (comme on le discutera un peu plus loin), il est aussi possible d'observer les raies K d'autres éléments plus légers ou des raies à un niveau de ionisation plus bas du fer (Arnaud 2005). La présence de métaux dans le gaz intra-amas est un résultat extrêmement intéressant, qui a émergé depuis les premières études X spectrales des amas en montrant que, si une fraction importante du MIA est d'origine primordiale, une partie (celle riche en élément lourds) a en revanche été éjectée ultérieurement par les étoiles produites dans les galaxies des amas (Werner et al. 2008a; Schindler & Diaferio 2008).

À noter en outre que les électrons du MIA thermique perdent leur énergie aussi par diffusion Compton inverse des photons du *CMB*. L'effet de cette diffusion – appelé "effet Sunyaev-Zel'dovich" (*SZ*) – peut être observé aux longueurs d'onde millimétriques (Sunyaev & Zeldovich 1972) (voir Fig. 1.20). Je ne traiterai pas ici de manière rigoureuse ce sujet ; j'en ne donnerai seulement une présentation très succincte. Le lecteur peut se référer à Carlstrom et al. (2002) pour une revue récente. D'abord, il existe deux types d'effets *SZ* : l'effet *SZ* thermique, dû à l'agitation

thermique des électrons dans le référentiel de l'amas, et l'effet *SZ* cinématique, lié au mouvement propre de l'amas dans le référentiel du *CMB*. C'est du premier effet dont je vais parler par la suite, car il s'agit du type de diffusion des photons du *CMB* que nous pouvons observer actuellement. Après interaction avec les électrons chauds du MIA, ces photons sont en moyenne "réchauffés", en donnant lieu à une petite distorsion du spectre du *CMB*, qui se retrouve décalé vers les plus hautes fréquences. Si nous indiquons avec ν^* la fréquence à laquelle le spectre décalé du *CMB* coupe le spectre originel (voir ligne verticale noire dans le spectre représenté en Fig. 1.20), nous aurons une diminution voire augmentation du flux du *CMB* détecté par rapport au flux avant diffusion pour $\nu < \nu^*$ voire $\nu > \nu^*$. Ce changement de flux peut être décrit par un seul paramètre y appelé *paramètre de Compton* :

$$y = \int_{l\mathrm{d}v} \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T \mathrm{d}l \tag{1.32}$$

où T et n_e sont la température et la densité du gaz d'électrons, σ_T est la section efficace Compton, et l'intégrale est effectuée le long de la ligne de visée. Nous pouvons mesurer la valeur de y à travers les mesures des fluctuations du spectre du *CMB* en dessous et au-dessus de ν^*. Il est aussi possible d'intégrer la valeur de y sur toute la surface de l'amas en obtenant le *paramètre de Compton intégré* Y.

Si un amas est présent dans une certaine région du ciel il peut donc être détecté par effet *SZ* en comparant des observations à plusieurs fréquences (environ dans l'intervalle entre quelque dizaine et quelque centaine de GHz). Puisque la diffusion Compton dépend de la température du gaz, qui à son tour dépend de la profondeur du puits de potentiel dans lequel ce gaz se trouve, une relation existe aussi entre y et la masse de l'amas. Il est très important de souligner que ce paramètre ne dépend pas du *redshift*, et donc un amas produira exactement le même effet à quelconque distance où il se trouve. Ceci implique que les mesures de masse par effet *SZ* sont indépendantes de z.

Puisque le rayonnement de freinage (représenté en bleu dans le panneau en bas à gauche) est le mécanisme de rayonnement X principal des amas, la distribution d'énergie spectrale du MIA peut être approximativement dérivée de l'émissivité de *bremsstrahlung*, qui est donnée par l'équation :

$$\varepsilon_{\nu,T} \propto T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_Z Z^2 \text{ erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{Hz}^{-1} \tag{1.33}$$

où n_e et n_Z représentent la densité d'électrons et de ions, Z est la charge effective des ions et T est la température du gaz. À partir de cette équation, et comme on peut le voir graphiquement dans la Fig. 1.19, il est clair que, à cause du terme dominant $e^{-h\nu/kT}$, la température détermine la forme du spectre d'émission et la densité sa normalisation. Il en résulte que, plus le gaz est froid, moins son émissivité est importante, en particulier dans les bandes de fréquences observées par les satellites actuels. Ceci explique pourquoi il est très difficile de détecter le gaz en dehors des structures avec des puits de potentiel assez profonds pour le chauffer et le rendre détectable (amas et des groupes de galaxies). Cependant, les simulations numériques montrent

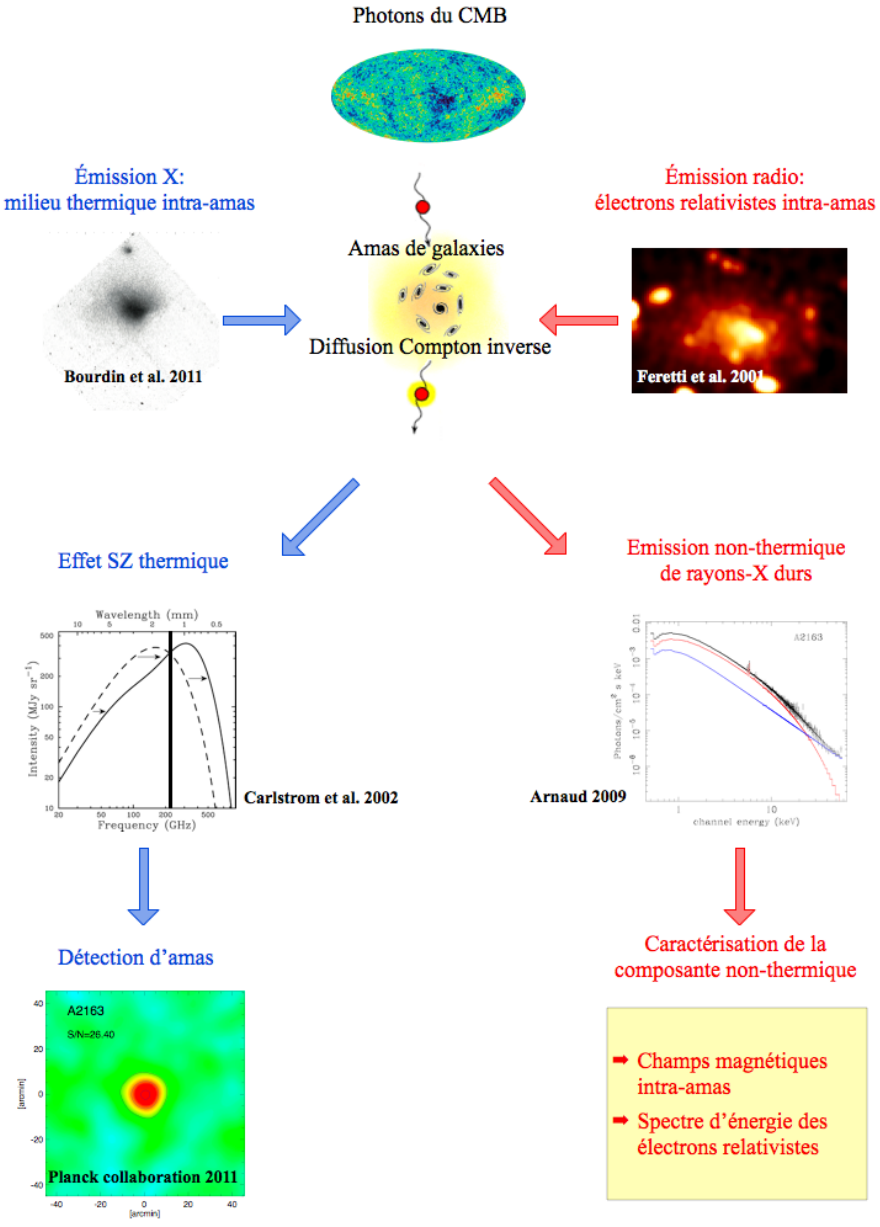


Figure 1.20 – Les photons du *CMB* peuvent être diffusés par effet Compton inverse par les électrons du MIA thermique observable en bande X (effet Sunyaev & Zeldovich, *SZ*), aussi bien que par les électrons relativistes détectés aux longueurs d'onde radio. Dans le premier cas on observe les effets de cette diffusion dans les micro-ondes, avec une petite distorsion du spectre du *CMB* en direction des amas, les observations dans le mm nous permettant ainsi de détecter les amas de galaxies (e.g. Planck Collaboration et al. 2011a). Dans le deuxième cas de l'émission non-thermique aux fréquences X-dures est attendue, à partir de laquelle, en combinaison avec les observations radio, nous pouvons contraindre l'intensité des champs magnétiques intra-amas et le spectre d'énergie des électrons relativistes (e.g Fusco-Femiano et al. 1999). (Crédits d'images : Images X et radio d'A 2163 : Bourdin et al. (2011); Feretti et al. (2001) – Déformation dans le spectre du *CMB* par effet *SZ* : Carlstrom et al. (2002) – Simulation du spectre X d'A2163, avec la contribution thermique en rouge et celle non-thermique en bleu : Arnaud et al. (2009) – Détection d'A2163 par le satellite *Planck* : Planck Collaboration et al. (2011a)).

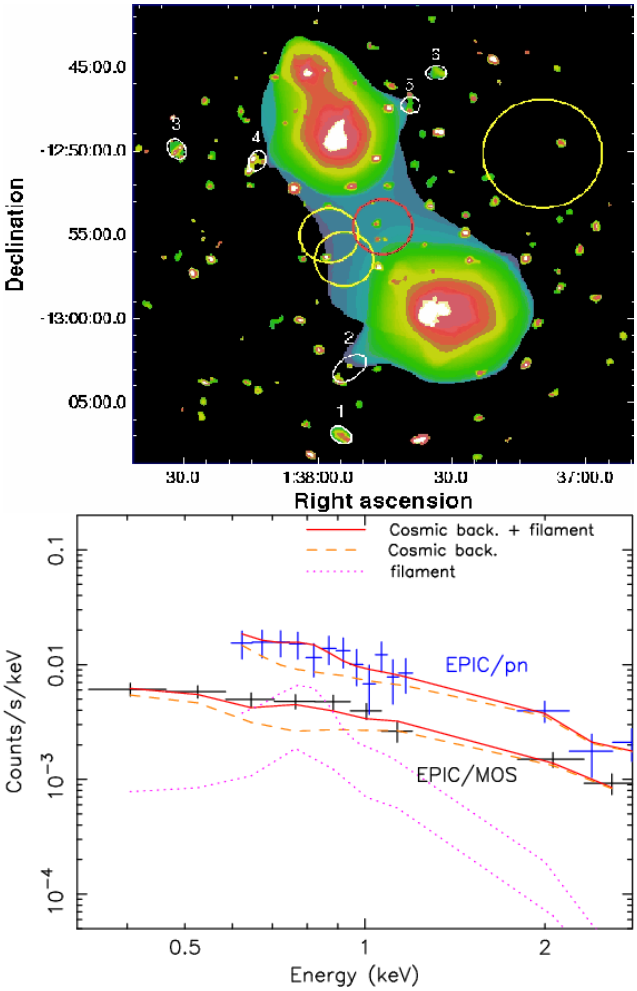


Figure 1.21 – En haut : image X des amas A 222/A 223 et du filament de gaz tiède ($T \sim 10^7$ K) entre eux. Les régions dans lesquelles les spectres du filament et du fond d'émission X (en bas) ont été extraits sont montrées avec des cercles (rouge et jaunes, Werner et al. 2008b).

que la plupart des baryons devrait se trouver sous forme de gaz dans les filaments entre les amas de galaxies, la température attendue pour ce gaz étant de l'ordre de $10^5 - 10^7$ K. Des observations *XMM* profondes (144 ks) ont récemment permis d'identifier un filament de gaz "tiède" entre deux amas de galaxies (A 222/A 223) à $\approx 1 - 1.5$ Mpc l'un de l'autre (Werner et al. 2008b, voir aussi Fig. 1.21).

La perte d'énergie par rayonnement de freinage dépendant du carré de la densité du gaz, on s'attend à une émission X plus intense au centre des amas, où les densités sont plus élevées. Par conséquence le gaz dans les régions centrales perd de l'énergie – et donc se refroidit – plus efficacement, comprimé par le gaz externe plus chaud. Il augmente ainsi encore plus sa densité, et il continue de se refroidir et condenser de plus en plus, sauf si des sources de réchauffement n'empêchent ou ne ralentissent pas ce processus. Fabian & Nulsen (1977) et Fabian et al. (1984) ont prévu que cet

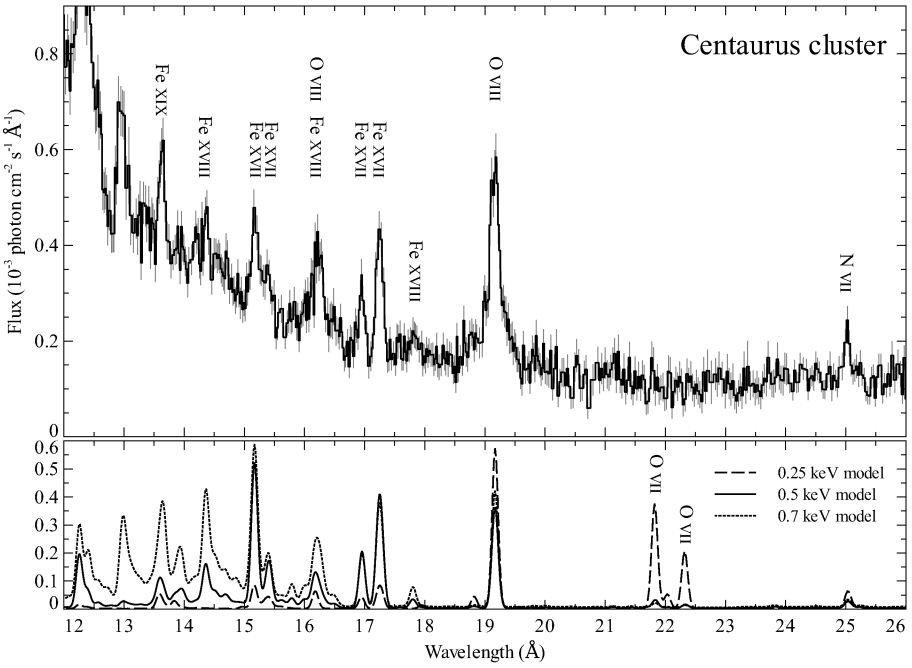


Figure 1.22 – Le modèle standard de *cooling-flow* prévoit la présence et l'intensité de certaines raies en fonction de la température du gaz (comme montré dans le panneau en bas). La comparaison de ces prédictions avec les spectres X observés dans les régions centrales des amas ne montrent pas la présence de gaz en dessous de quelque million de degrés – 4 millions dans le cas de l'amas du Centaure montré ici. (Figure extraite de Fabian & Sanders 2009).

effet devrait donner lieu à un courant de refroidissement ("*cooling-flow*" en anglais) au centre des amas, qui engendrerait des taux de déposition de masse de l'ordre de centaines, voire milliers, de masse solaire par an. Une fois que le gaz a atteint des températures en dessous d'environ 10^4 K, il devrait former des étoiles qui vont augmenter la masse de la galaxie centrale de l'amas.

Cependant, contrairement aux prévisions de ce modèle, aujourd'hui on sait que le gaz au centre des amas n'arrive pas à se refroidir en dessous d'environ 5 millions de degrés (Peterson et al. 2001, voir aussi Fig. 1.22). Nous observons en outre que certains amas ont une région centrale froide, avec des brillances de surface X très élevées, tandis que d'autres montrent une émission centrale beaucoup moins intense, liée à une densité de gaz au centre $\lesssim 10^{-2}\mathrm{cm}^{-3}$, et aucune baisse en température par rapport aux régions périphériques (Fig. 1.23). Les amas sont ainsi généralement divisés en systèmes avec ou sans un cœur froid (amas *Cool Core – CC* et *Non-Cool Core – NCC*). Dans les paragraphes suivants on discutera les effets physiques liés à l'interaction du MIA avec les autres composantes des amas qui pourraient expliquer d'un côté pourquoi les amas se divisent en *CC* et *NCC*, et de l'autre pourquoi le gaz au centre des amas n'arrive pas se refroidir en dessous d'une certaine seuil.

Les résultats présentés montrent bien que des études très approfondies des propriétés physiques du MIA ont été menés depuis la découverte de cette composante.

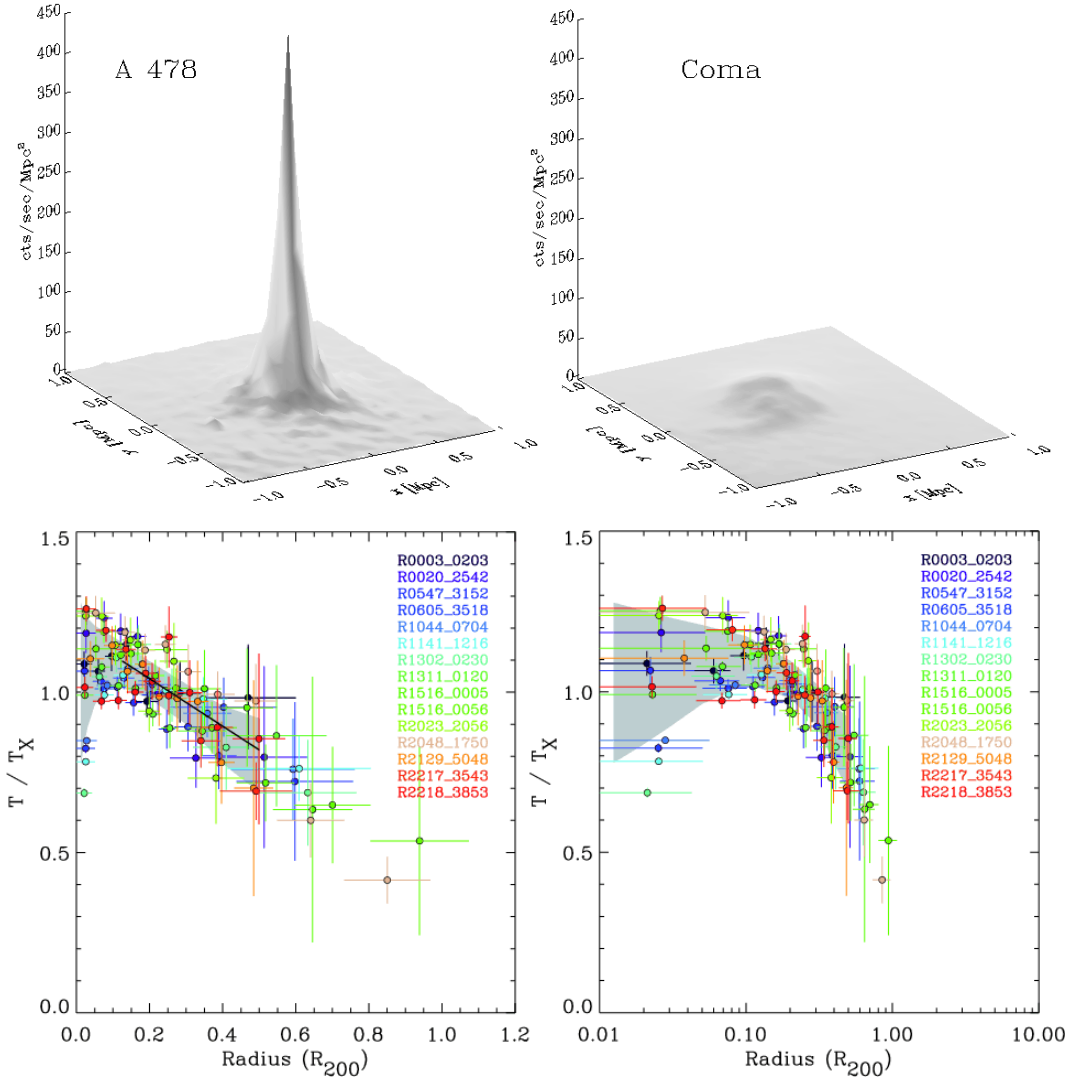


Figure 1.23 – En haut : profil de brillance de surface X d'un amas avec (à gauche, A 478) et sans (à droite, Coma) cœur froid (Fabian & Sanders 2009). En bas : profils de température du MIA (en échelle linéaire et logarithmique) obtenus à travers les observations *XMM* d'un échantillon assez fourni d'amas (Pratt et al. 2007). Les profils ont été normalisés à la valeur moyenne de la température dans les régions centrales des amas ($0.1\ R_{200} \leq r \leq 0.4\ R_{200}$).

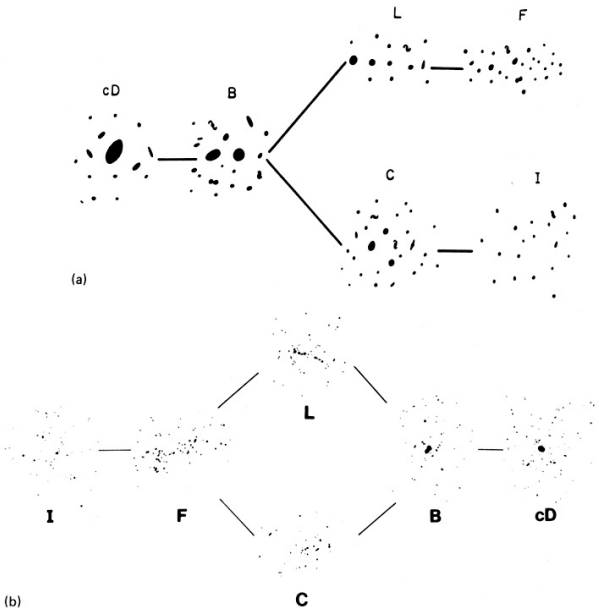


Figure 1.24 – Schémas de classification des amas à partir de la distribution de leurs galaxies introduit par Rood & Sastry (1971) (en haut) et Struble & Rood (1982).

Parmi les instruments les plus récents, deux satellites ont joué un rôle particulièrement important depuis leur lancement, en 1999 – *XMM*, instrument de l'*ESA*, et *Chandra*[15], télescope de la *NASA* – surtout grâce à leur complémentarité en terme de résolution spectrale et spatiale (la première est meilleure dans le cas de *XMM*, la seconde dans le cas de *Chandra*[16]).

Le lecteur peut se référer à Arnaud (2005); Markevitch & Vikhlinin (2007); Böhringer & Werner (2010) pour des revues bien plus complètes de nos connaissances actuelles sur le milieu-intra amas thermique.

Coalescence entre amas : signatures X et optiques

Si aujourd'hui nous considérons comme acquis qu'une fraction importante d'amas montre des sous-structures parce qu'ils se trouvent dans un état dynamique non-relaxé, dans les années 80 le cadre était beaucoup moins clair. Les catalogues optiques d'amas, et en particulier celui d'Abell, avaient permis de classer ces systèmes en fonction du niveau d'homogénéité dans la distribution des galaxies (Fig. 1.24). Il n'était quand même pas évident de s'affranchir des effets de projection pour pouvoir quantifier le niveau de sous-structuration des amas. Les catalogues obtenus vers le début des années 90 par les observations X des satellites *Einstein* et *ROSAT* ont en revanche permis de confirmer l'existence de sous-structures dans les amas de galaxies, même dans les cas considérés à l'époque comme les prototypes de systèmes

15. Ce satellite porte le nom du grand physicien Subrahmanyan Chandrasekhar.
16. Voire `http://heasarc.nasa.gov/docs/xmm/xmm.html` et `http://heasarc.nasa.gov/docs/chandra/chandra.html` pour les détails techniques de ces deux instruments.

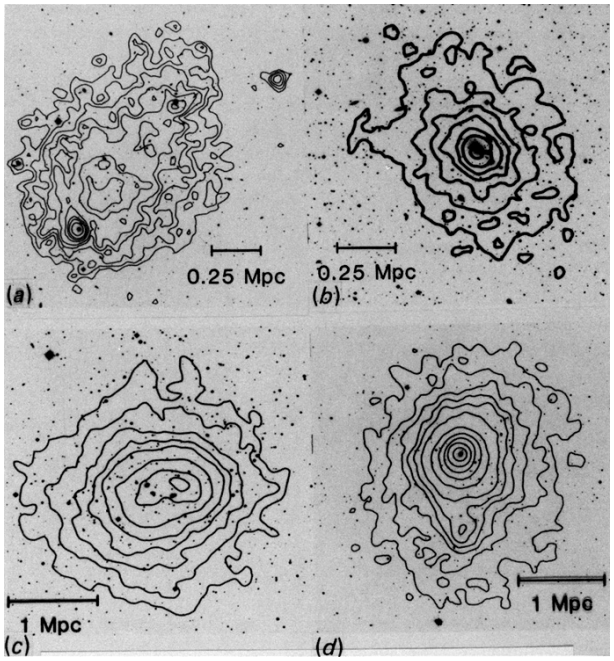


Figure 1.25 – Contours de brillance de l'émission X de quatre amas superposés à leur image optique. Ils montrent des exemples de différents types d'amas de la classification morphologique introduite par Jones & Forman (1992).

relaxés (par exemple Coma et A 2256, Buote 2002a, et références à l'intérieur). Ces observations ont établi clairement que les amas sont réellement en train de se former par coalescence entre sous-structures, comme prévu par les modèles hiérarchiques, à base de matière sombre froide. La première étude systématique des morphologies des amas pour estimer la fraction de systèmes dynamiquement jeunes a été développée par Jones & Forman (1992), qui ont introduit différentes classes morphologiques principales (Fig. 1.25), et estimé à environ 30% la fraction d'amas avec sous-structures.

Grâce aux importants développements instrumentaux (avec d'un côté l'arrivée des satellites *XMM* et *Chandra*, de l'autre le développement des caméras optiques grand-champ aussi bien que de la technique *MOS*), à cheval entre le XX et le XXI$^{\text{ème}}$ siècle nous avons assisté à un gros développement des études conjointes X et optique d'amas (e.g. Arnaud et al. 2000; Maurogordato et al. 2000, dans le cas de l'amas A 521). En parallèle, les simulations numériques ont commencé à prendre en considération l'évolution conjointe des différentes composantes en masse des amas, à travers la combinaison de codes hydrodynamiques et à N-corps (e.g. Schindler & Böhringer 1993; Schindler & Müller 1993). Les astrophysiciens ont re-découvert entièrement l'intérêt d'étudier les amas en tant que laboratoires d'astrophysique, et la vision de ces systèmes comme des objets presque relaxés et assez similaires l'un par rapport à l'autre a été définitivement abandonnée. C'est en effet à cette époque que, conjointement aux prédictions des simulations numériques, l'analyse X-optique des amas a permis de déterminer un certain nombre de "signatures" typiques qui nous

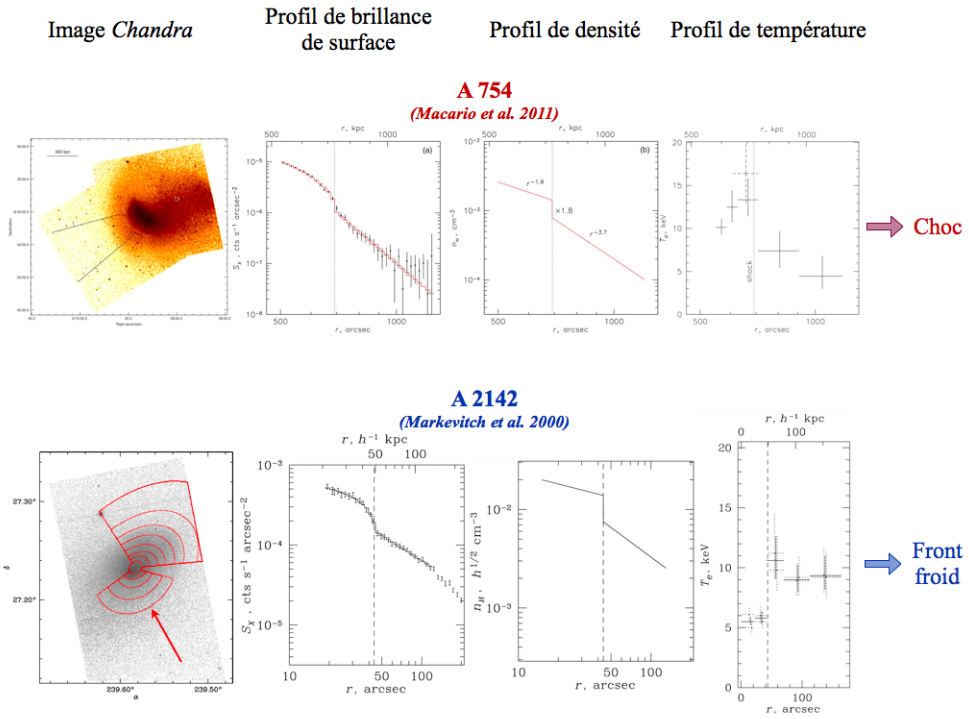


Figure 1.26 – Images obtenues des analyses X (données *Chandra*) des amas en coalescence A 754 (en haut, Macario et al. 2011) et A 2142 (en bas, Markevitch et al. 2000). Le choc et le front froid apparaissent comme des régions de forte discontinuité dans les images X des amas. Dans le cas du choc la région la plus dense est aussi la plus chaude. Le front froid est en revanche une structure plus dense et froide du gaz environnant.

indiquent si un système est relaxé ou non, et éventuellement nous permettent de déterminer son scénario de coalescence. Puisque cette problématique a constitué le sujet de ma thèse de doctorat, je résume ici les principales preuves nous permettant d'établir l'état dynamique des amas observés. Le lecteur peut se référer à mon manuscrit de thèse pour avoir beaucoup plus de détails sur ce sujet (Ferrari 2003, `http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/85/55/PDF/tel-00010416.pdf`), ainsi qu'à d'autres papiers sur le sujet (e.g. Jones & Forman 1999; Girardi & Biviano 2002; Buote 2002b; Markevitch 2010).

Les processus de coalescence majeurs, *i.e.* entre amas massifs, avec les énormes énergies gravitationnelles qu'ils libèrent ($\approx 10^{64}$ ergs), peuvent fortement affecter les propriétés physiques des différentes composantes des amas, comme la distribution en densité, température et métallicité du MIA (e.g. Buote 2002b; Sauvageot et al. 2005; Ferrari et al. 2006a; Kapferer et al. 2006; Markevitch & Vikhlinin 2007), la dynamique globale des galaxies d'amas aussi bien que leur distribution spatiale (e.g. Girardi & Biviano 2002; Ferrari et al. 2003; Ferrari 2005; Maurogordato et al. 2008), probablement le taux de formation stellaire ("*star formation rate – SFR*" en anglais) des galaxies d'amas (e.g. Gavazzi et al. 2003; Poggianti et al. 2004; Ferrari et al. 2006b, voir la Sect. 2.2 pour plus de détails). Les principales signatures

qui permettent d'identifier les amas en coalescence à partir des observations X et optiques sont typiquement :

- ▷ les sous-structures dans les cartes d'iso-densités optiques et X (comme nous l'avons discuté précédemment, Schindler & Böhringer 1993; Buote 2002b, et références à l'intérieur) ;
- ▷ une distribution non-Gaussienne des vitesses radiales des galaxies de l'amas (e.g. Schindler & Müller 1993; Girardi & Biviano 2002) ;
- ▷ une distribution irrégulière dans les cartes de température, pression, entropie et métallicité du MIA (e.g. Finoguenov et al. 2005; Kapferer et al. 2006; Böhringer & Werner 2010; Lovisari et al. 2011) ;
- ▷ des discontinuités raides dans la brillance de surface X, accompagnées par des sauts dans la température du gaz (fronts froid ou ondes de chocs, la différence entre les deux étant illustrée dans la Fig. 1.26)(e.g. Markevitch 2010) ;
- ▷ un profil de brillance de surface moins concentré par rapport aux amas relaxés (e.g. Jones & Forman 1999)
- ▷ une possible réduction dans la densité d'amas environnants (e.g. Schuecker & Böhringer 1999)

Pouvoir identifier les amas de galaxies non relaxés est important non seulement pour caractériser la physique de leur évolution, mais aussi parce que l'étude de la fraction de systèmes en coalescence en fonction de z peut nous donner des contraintes cosmologiques (Sect. 1.3.1). Si ceci est absolument vrai en théorie, en pratique c'est à mon avis une des plus difficiles exploitations des amas en tant que sondes cosmologiques. Pour un certain modèle, les simulations numériques peuvent par exemple prévoir la fraction d'amas qui ont subi des processus de coalescence plus ou moins importants en fonction de l'âge de l'Univers (e.g. Fig. 1.28, Cohn & White 2008). Du point de vue observationnel il faudrait donc être capable de quantifier de façon efficace (*i.e.* avec des temps d'observations raisonnables) et fiables (*i.e.* à des niveaux de confiance acceptables) l'état dynamique des amas et le rapport de masse des sous-structures, ceci du haut au bas-z. Il s'agit d'un domaine de recherche complexe, sur lequel nous avons beaucoup avancé (e.g. Kapferer et al. 2006; Böhringer et al. 2010), en ouvrant par ailleurs des pistes intéressantes à sonder (voir aussi Sect. 2.1 et 2.4.1), et qui a sans doutes d'amples marges d'amélioration.

La composante non-thermique des amas

Le processus de coalescence entre amas semble être fortement corrélé à la présence d'une composante non-thermique révélée par la présence de sources radio diffuses dans environ 10% des amas de galaxies connus (Giovannini & Feretti 2002; Feretti & Giovannini 2008; Ferrari et al. 2008). Cette émission n'est pas associée à des galaxies individuelles, mais plutôt à la présence d'électrons relativistes ($\approx$ GeV) et champs magnétiques faibles ($\approx$ μG) dans le milieu intra-amas. Le spectre des sources radio diffuses intra-amas est une loi de puissance (flux $\equiv$ S(ν) $\propto$ $\nu^{-\alpha}$), typique du rayonnement synchrotron, avec une pente assez raide. Dans certains cas un raidissement aux fréquences plus élevées (panneaux de droite de Fig. 1.18) a été

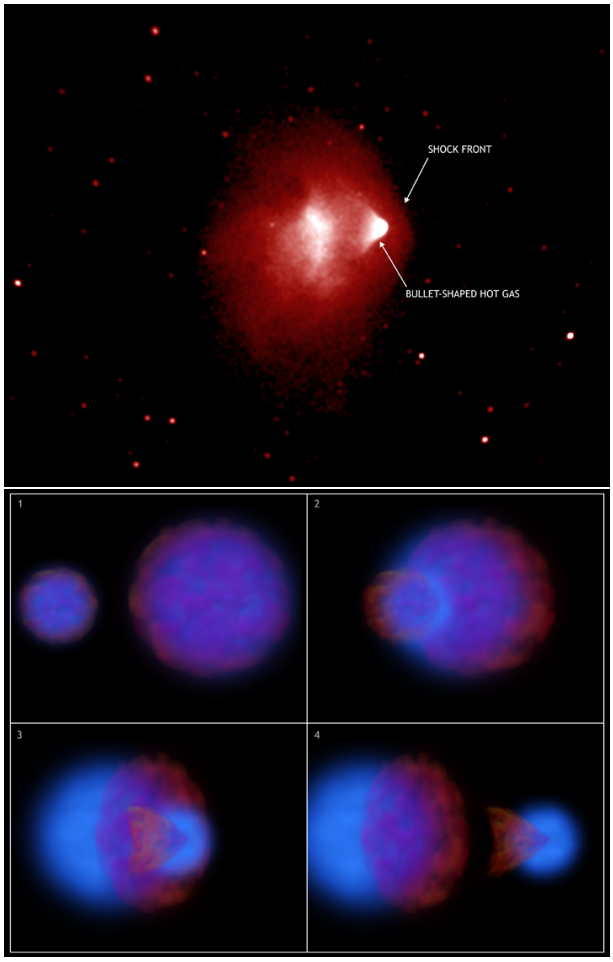


Figure 1.27 – Image X de l'amas du boulet, qui montre la présence d'un front froid aussi bien que d'une onde de choc (en haut) et simulations numériques qui reproduisent les structures présentes dans ce système (en bas). Le gaz est ici représenté en rouge, tandis que la composante bleu trace le potentiel gravitationnel de l'amas (Crédits d'images : NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al. ; NASA/CXC/M. Weiss). Le front froid observé dans cet amas correspond au cœur dense et froid d'une sous-structure détectée dans les phases centrales de la collision avec un amas principal. La comparaison entre observations et simulations montre que ce cœur a pu survivre au processus de coalescence et est maintenant en train de bouger en direction est-ouest (de gauche à droite), anticipé par une onde de choc. Les ondes de chocs, résultant de la collision entre sous-structures à des vitesses de plusieurs milliers de km/s (e.g. Schindler 2002), jouent un rôle fondamental dans les amas. Les chocs sont en effet les responsables pricipaux de la termalisation du MIA. L'énergie potentielle gravitationnelle libérée par la collision est convertie en chaleur et le MIA virialise dans un amas plus massif. Grâce à l'analyse de l'amas du boulet Markevitch (2006) a montré que les ions aussi bien que les électrons sont chauffés dissipativement par les chocs et non pas par compression adiabatique. Les chocs peuvent aussi jouer un rôle important dans l'accélération des rayons cosmiques intra-amas (Sect. 2.3). Vikhlinin et al. (2001) ont suggéré que les fronts froids pourraient être "protégés" des instabilités de Kelvin-Helmholtz (qui se produisent pendant la collision entre sous-structures) par le champ magnétique intra-amas, dont les lignes pourraient être comprimées par les ondes de choc et se disposer parallèlement au front froid.

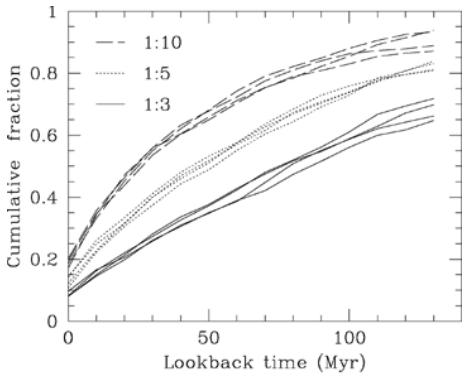


Figure 1.28 – Évolution avec le temps prévue par les simulations numériques de Cohn & White (2008) de la fraction d'halos de masse $M > 10^9 h_{72}^{-1} M_\odot$ qui ont subi des processus de coalescence avec rapport de masse 1 :10, 1 :5 et 1 :3 (du haut au bas). Un modèle ΛCDM avec $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $h = 72$ et $\sigma_8 = 0.8$ a été utilisé.

observé. Ces propriétés indiquent la présence d'une population de rayons cosmiques qui ont perdu une fraction de leur énergie et qui n'ont pas été (ré-)accélérés depuis environ 100 millions d'années (Feretti & Giovannini 2008).

La présence d'électrons relativistes dans le volume intra-amas peut aussi donner lieu à de l'émission X dure due à la diffusion Compton inverse des photons du *CMB*. Puisque le spectre d'énergie des électrons relativistes est décrit par une loi de puissance (Eq. 2.5), nous attendons un spectre de puissance aussi pour l'émission X non-thermique résultant de la diffusion Compton inverse (Figs. 1.18 et 1.20). Jusqu'à présent, à cause des limites des instruments dont on dispose, la détection de photons X-durs engendrés par les rayons cosmiques intra-amas a été fortement débattue (e.g. Ferrari 2009, et références à l'intérieur. Voir aussi Sect. 2.3.2). Les différents types de sources radio diffuses observées et l'état de l'art des études non-thermiques des amas seront largement traités dans la partie de cette thèse concernant mes travaux de recherche (Sects. 2.3 et 2.4). Je me limiterai ici à mentionner les points principaux qui ne sont pas traités ailleurs.

De l'émission Gamma est aussi attendue des amas de galaxies, d'abord à cause de collisions hadroniques entre les protons relativistes et les ions du MIA, comme discuté en détails dans les Sects. 2.3 et 2.4 de cette thèse. D'autres possibles mécanismes d'émission Gamma dans les amas de galaxies ont été proposés (e.g Blasi et al. 2007; Mori 2009), par exemple la diffusion Compton inverse du fond universel de photons (*CMB*, lumière émise par les étoiles et les galaxies, ...) par des électrons ultra-energetique ($\approx TeV$). Ces électrons, à leur tour, pourraient résulter des interactions photons-photons (Timokhin et al. 2004) ou protons-photons (effet Bethe-Heitler, Vannoni et al. 2009), ou être accélérés dans les régions externes et plus froides des amas, où les ondes de chocs liées à l'accrétion de matière ont des numéros des Mach bien plus élevés par rapport aux parties centrales des amas ($M \simeq 10^3$ *vs.* $M \simeq 3-10$, Vazza et al. 2009). D'autres mécanismes physiques qui pourraient donner lieu à de l'émission Gamma intra-amas sont l'annihilation de la matière noire

(Colafrancesco et al. 2006), et le rayonnement de freinage non-thermique (Reimer et al. 2004).

En effet, les observations radio, en révélant la présence d'une composante non-thermique dans les amas de galaxies, ont ouvert une "boite de Pandore" : la présence simultanée de champs magnétiques (avec une intensité et une structure encore peu connues, Feretti et al. 2011, et références incluses), d'électrons avec un spectre d'énergie assez large (Fig. 1.29), et de photons [17] peut donner lieu à de l'émission multi-longueur d'onde avec un spectre assez complexe, résultant de la contribution de plusieurs mécanismes physiques différents (voir, e.g., panneau en bas de Fig. 1.29).

En outre, il y a toute une fenêtre non-explorée dans le spectre d'énergie des électrons dans les amas. Les rayons cosmiques avec des énergies de l'ordre des dizaine de MeV (et des facteurs de Lorentz $\gamma \approx 50 - 150$) devraient émettre du rayonnement synchrotron autour de 10 kHz – 100 kHz (Eq. 2.3), fréquences totalement inaccessibles pour nous à cause de la réflexion totale par la ionosphère de tous les photons avec $\nu \lesssim 10$ MHz. Comme on le discutera en détail dans la Sect. 2.3.1, en outre, les électrons relativistes "vieillissent" assez vite, *i.e.* ils ne sont plus assez énergétiques pour être observables dans la bande radio après quelque centaines de millions d'années depuis leur dernier épisode d'accélération. On pourrait aussi avoir la production de particules très faiblement relativistes par des processus de coalescence mineurs entre amas de galaxies (Cassano et al. 2010a). Observer les électrons dans la bande d'énergie indiquée comme "*Terra incognita*" dans la Fig. 1.29 pourrait donc aider à mieux caractériser physiquement les mécanismes d'accélération des particules aussi bien que les phases finales du plasma devenu invisible aux hautes fréquences en radio. Enßlin & Sunyaev (2002) suggèrent que les électrons mêmes pourraient nous aider à les détecter, à travers l'auto-diffusion Compton inverse de leur propre émission de synchrotron. Cette hypothèse ne montre qu'un aspect de l'importance des observations basse-fréquences pour l'étude des amas de galaxies, comme je le discuterai dans la Sect. 2.4.

Phénomènes d'action et rétroaction dans les amas

Jusqu'à présent de l'émission radio diffuse associée à une composante non-thermique intra-amas a été détectée seulement dans les amas en coalescence les plus massifs (e.g. Giovannini & Feretti 2002; Cassano et al. 2006). C'est donc probablement une fraction de l'énergie gravitationnelle libérée pendant la collision entre sous-strutures qui est utilisée pour accélérer les rayons cosmiques et, probablement, amplifier les champs magnétiques intra-amas. Les mécanismes physiques qui jouent le rôle d'"intermédiaire" sont probablement les turbulences magnétohydrodynamiques et les chocs engendrés dans le MIA au cours du processus de coalescence. Il faut souligner ici que les observations X profondes d'amas commencent à nous donner des contraintes non seulement sur les ondes de choc, mais aussi sur la présence de turbulences stochastiques et sur leur spectre des fluctuations (Böhringer & Werner

17. Les photons du *CMB*, qui se trouvent partout dans l'Univers, mais aussi ceux produits par toutes les sources astrophysique d'arrière plan et à l'intérieur des amas de galaxies mêmes.

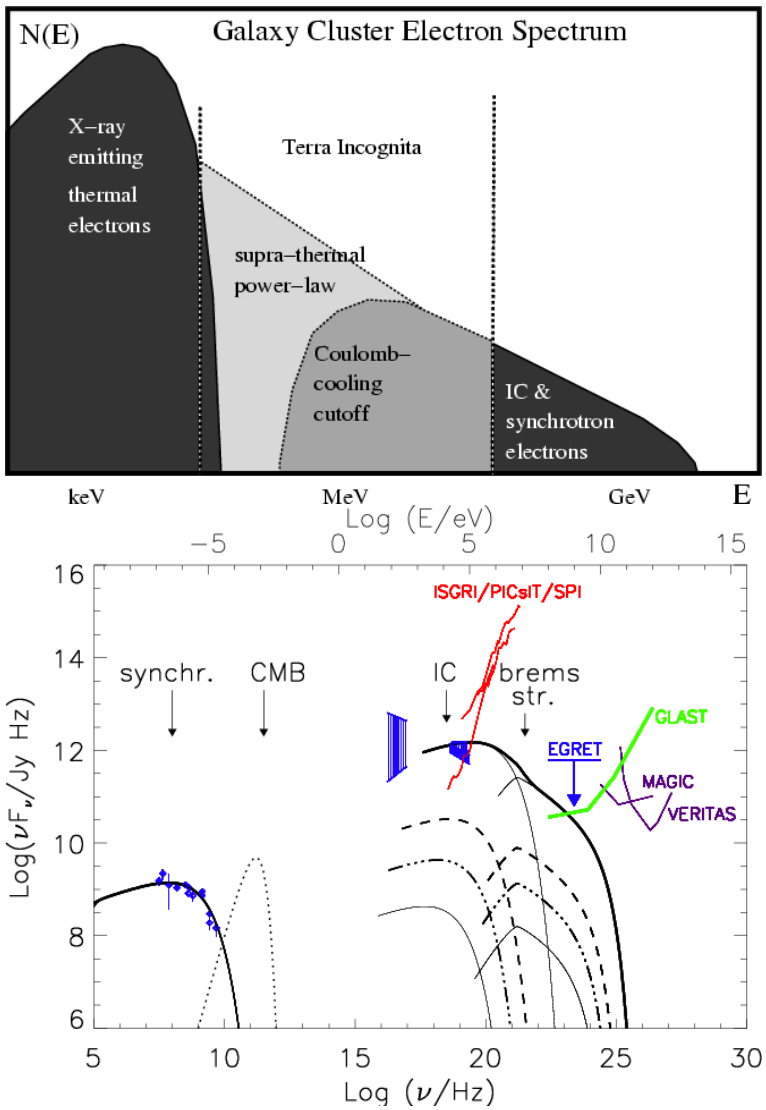


Figure 1.29 – En haut : schéma du possible spectre d'énergie des électrons dans un amas de galaxies avec un halo radio détecté. Nous pouvons observer les électrons thermique (keV, émission X) et les électrons non-thermiques de haute énergie (100 MeV – 10 GeV, émission radio par synchrotron ou *UV*/*HXR* par diffusion Compton inverse des photons du *CMB*). La population d'électrons avec énergie intermédiaire (quelques dizaines de MeV) n'a pas été observée pour le moment (depuis Enßlin & Sunyaev 2002). En bas : spectre à bande large de l'émission continue non-thermique de l'amas de Coma. Les mécanismes d'émission modélisés ici (courbes) sont le synchrotron, la diffusion Compton inverse des photons du *CMB* par les électrons relativistes et moyennement relativistes et le rayonnement de freinage non-thermique. Les différentes courbes correspondent à des valeurs de champ magnétique intra-amas croissant du haut en bas. La courbe en pointillé montre, pour référence, l'émission du *CMB*. Les points avec barres d'erreurs et les limites supérieures correspondent aux contraintes observationnelles disponibles au moment de la publication de ce travail (la figure est extraite de Reimer et al. 2004).

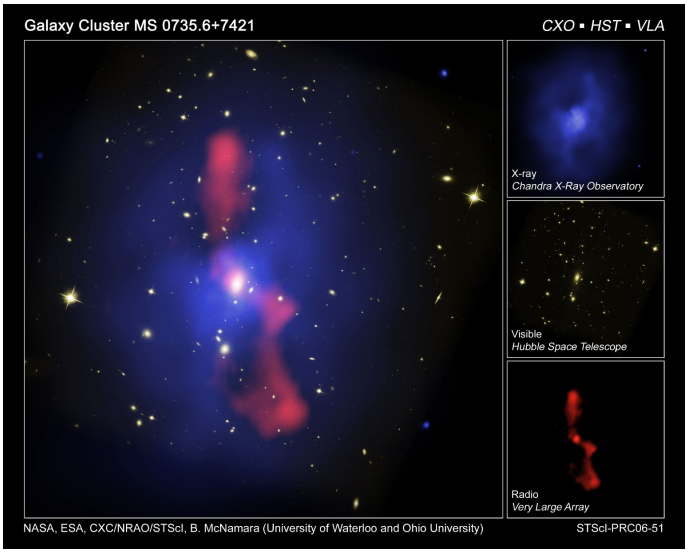


Figure 1.30 – Cette image de l'amas de galaxies MS 0735.6+7421 est une composition de trois images obtenues par le télescope spatial *Hubble* dans le visible (en vert), par le satellite X *Chandra* (en bleu) et par le réseau de radiotélescopes *VLA* à 320 MHz (en rouge). En lumière visible on aperçoit les galaxies. Les rayons X révèlent le gaz chaud intra-amas et les ondes radio font apparaître les jets de particules énergétiques qui émanent du trou noir supermassif central et créent des cavités dans la distribution du MIA thermique. (Crédit : NASA, ESA et B. McNamara – University of Waterloo).

2010, et références incluses). Des progrès assez importants du point de vue observationnel, numérique et théorique ont été effectués aux cours des dernières années en ce qui concerne l'étude de la composante non-thermique intra-amas (voir Ferrari et al. 2008; Norman 2010; Brunetti & Lazarian 2011, pour des papiers de revue récents). Cependant, nous sommes loin de comprendre comment relier des processus physiques agissant sur des échelles des sub-pc aux propriétés de la composante intra-amas non-thermique qui sont observées aux échelles des Mpc [18].

Cet exemple montre bien que l'étude des interactions possibles entre les différentes composantes des amas est tellement vaste et complexe qu'il mériterait un volume en soit. Les résultats d'observations de plus en plus précises nécessitent pour leur interprétation des simulations cosmologiques complexes, qui puissent inclure le maximum de processus non-gravitationnels au sein de la formation hiérarchique des structures (e.g. Norman 2010, et références incluses). L'énergie échangée entre les différentes composantes des amas peut être de nature gravitationnelle ou non-gravitationnelle. Si la conversion d'énergie potentielle gravitationnelle au cours de la coalescence entre sous-structures rentre évidemment dans le premier cas, le réchauffement du MIA par les galaxies actives est par exemple lié à des processus physiques non-gravitationnels (les vents produits par les galaxies qui forment des étoiles à des taux importants, ou les jets de plasma relativiste éjecté jusqu'à des distances de

18. Voir à ce sujet la présentation de A. Schekochihin à un congrès que j'ai organisé récemment : http://dl.dropbox.com/u/15734330/talks/schekochihin.pdf

centaines de kpc par un noyau actif au centre de l'amas, voir e.g. Fig. 1.30).

Une des questions qui se pose aujourd'hui concerne l'origine physique de la dycotomie observée entre amas *Cool-Core* et *Non-Cool-Core*. Le principal moyen observationnel dont on dispose pour distinguer entre une origine gravitationnelle ou non-gravitationnnelle du réchauffement est d'étudier les relations d'échelles du MIA thermique et en particulier l'"entropie" (e.g. Böhringer & Werner 2010), définie ici comme :

$$K = \frac{k_B T}{n_e^{2/3}}. \tag{1.34}$$

Cette grandeur reste fixe pour une évolution hydrodynamique du gaz au cours de laquelle tous les processus sont adiabatiques ; elle augmente si de l'énergie est injectée dans le MIA, par exemple, au moment de la coalescence entre sous-amas, ou à cause des vents galactiques et des supernovae ; et enfin elle diminue dans le cas de refroidissement radiatif. Ceci veut dire que tous les processus – gravitationnels et non-gravitationnels – affectent l'entropie du MIA, mais ce qui est important c'est qu'ils le font de façon différente, en laissant une trace dans le gaz qui peut nous permettre de retracer leur histoire thermo-dynamique. La comparaison entre les profils d'entropie observés (e.g. Pratt et al. 2006; Cavagnolo et al. 2009; Sanderson et al. 2009; Pratt et al. 2010) et les profils prévus par le modèles théoriques (e.g. Tozzi & Norman 2001; Voit 2005) suggère que les processus non-gravitationnels ont un impact plus important dans les régions centrales des amas et en particulier sur les systèmes peu massifs. D'autres indications sur l'injection d'énergie par les galaxies actives peuvent provenir des cartes en métallicité du MIA (e.g. Leccardi et al. 2010), qui commencent à permettre de tracer l'impact des *SNae* dans différentes régions des amas (e.g. Lovisari et al. 2009).

Les profils d'entropie et les distributions de métallicité observés dans le cas des amas avec ou sans cœur froid central (amas *CC* et *NCC*) indiquent qu'il y a clairement une différence dans l'histoire thermo-dynamique entre ces deux types de systèmes (e.g. Sanderson et al. 2009; Leccardi et al. 2010; Rossetti & Molendi 2010; Pratt et al. 2010). À cet égard, on peut mentionner un travail récent, particulièrement intéressant, de Pratt et al. (2010), qui ont analysé les profils d'entropie d'une trentaine d'amas de galaxies sur un intervalle en température/masse important (kT = 2-9 keV). Les résultats observationnels ont été comparés avec les prédictions de simulations numériques cosmologiques incluant les seuls effets gravitationnels.

L'analyse des Figs. 1.31 et 1.32 montre que l'écart plus important entre les observations et les simulations concerne les régions internes des amas [19] et en particulier les amas moins massifs. L'excès d'entropie observé et sa dépendance de la masse du système diminuent quand la distance du centre de l'amas augmente. Globalement, tous les amas sont en bon accord avec les modèles purement gravitationnels au delà de R_{500}. Dans les régions centrales, en outre, les amas *CC* ont un écart

19. Dans les figures R_η est le rayon auquel la densité moyenne de l'amas est η fois la densité critique de l'Univers au z de l'amas.

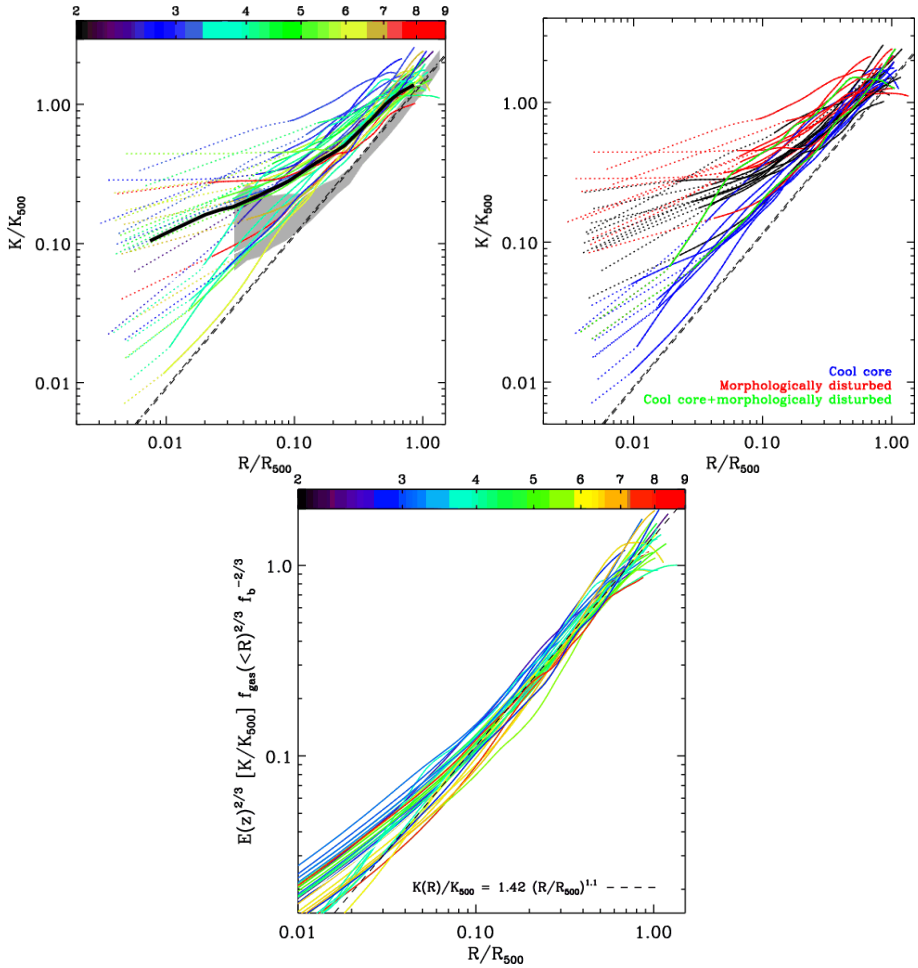


Figure 1.31 – En haut à gauche : profil d'entropie adimensionnel des amas analysés par Pratt et al. (2010). Les couleurs des courbes correspondent aux températures indiquées dans la barre supérieure. La ligne en tirets représente le meilleur ajustement du profil d'entropie médian obtenu des simulations gravitationnelles par Voit (2005). Le profil médian équivalent obtenu des observations est montré par la courbe noire épaisse. En haut à droite : comme le panneau précédent, sauf que ici les courbes bleues correspondent au amas *CC*, les courbes rouges aux amas avec morphologie irrégulière, les courbes noires aux systèmes qui ne rentrent pas dans les catégories précédentes. En bas : profils d'entropie multipliés par les profils de la fraction de masse en gaz. La courbe noire en tirets correspond aux prédictions des simulations purement gravitationnelles par Voit (2005) (figures extraites de Pratt et al. 2010).

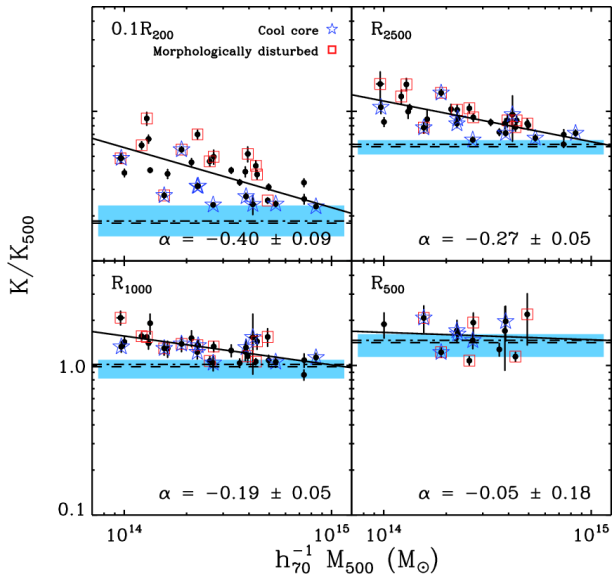


Figure 1.32 – Valeurs de l'entropie adimensionnels – observées par Pratt et al. (2010) à quatre distances différentes du centre de l'amas – ici représentées en fonction de la masse des amas. Les profils d'entropie observés ont été normalisés au profil attendu dans le cas des simulations non-radiatives de Voit (2005) ($K/K_{500} = 1.42(R/R_{500})^{1.1}$). La bande bleu-ciel montre la dispersion typique des profils observés. Les amas avec un cœur froid sont représentés avec des étoiles bleues, les systèmes non-relaxés avec des carrés rouges (figure extraite de Pratt et al. 2010).

significativement inférieur par rapport aux amas perturbés. Cette différence disparaît complètement déjà à $R \sim R_{1000}$. Ceci suggère que les cœurs froids soit ont été détruits par la coalescence entre amas, soit n'ont jamais eu le temps de se former dans ces systèmes.

Le panneau en bas de Fig. 1.31 montre que, si les profils d'entropie sont multipliés par les profils de la fraction de masse en gaz, l'écart entre les observations et les simulations diminue drastiquement pour tous les amas. Ce résultat extrêmement intéressant indique que les déviations des profils d'entropie observés des modèles théoriques sont explicables par la variation du contenu en gaz des amas en fonction de leur masse et de la distance du centre. Encore une fois, un mélange de mécanismes physiques non gravitationnels pourraient expliquer ce résultat, possiblement corrélé à un réchauffement additionnel et au mélange du gaz résultant de la coalescence entre amas, qui maintiennent des valeurs d'entropie élevées au centre de la plupart des amas analysés (Pratt et al. 2010). Les détails physiques expliquant comment le réchauffement puisse avoir lieu sont encore débattus. En particulier des études récentes ont commencé à souligner l'importance que les champs magnétiques intra-amas pourraient avoir sur le transport de chaleur d'une région du MIA à l'autre (e.g. Parrish et al. 2009), ainsi que la possibilité que le gaz soit chauffé par collisions Coulombiennes avec des rayons cosmiques faiblement relativistes (Murgia et al. 2010a).

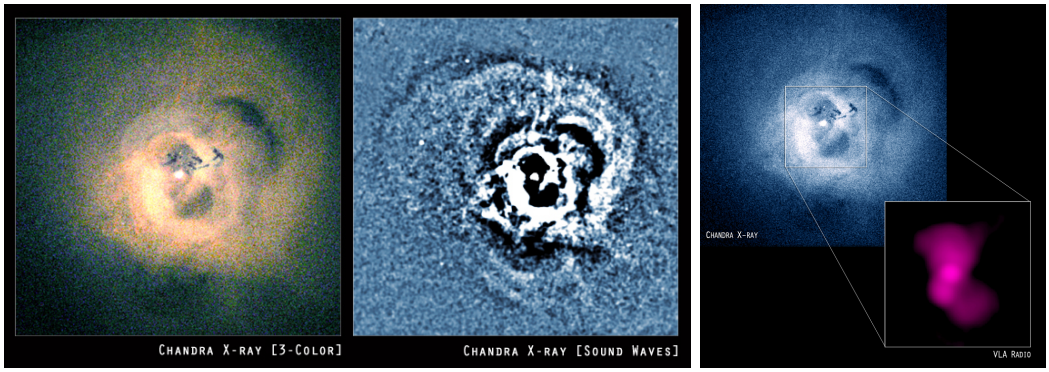


Figure 1.33 – Image X de l'amas de Persée (à gauche) et position des ondes soniques détectées (au centre). Elles ont été engendrées par l'interaction entre le MIA et la source radio centrale (montrée à droite). L'émission radio remplit les cavités détectées dans la distribution de brillance X de l'amas (Crédits : NASA/CXC/IoA/A.Fabian et al. ; NRAO/VLA/G. Taylor)

Une autre question importante aujourd'hui, qui concerne l'interaction entre galaxies et MIA, est le "*cooling-flow problem*", *i.e.* l'absence de gaz en dessous de quelques millions de degrés dans les régions centrales de amas (Peterson et al. 2001). Ce gaz assez froid était en effet prévu au centre des systèmes pour lesquels le temps de refroidissement radiatif du gaz (t_{cool}) est inférieur au temps de Hubble (Fabian & Nulsen 1977; Fabian et al. 1984). L'explication actuellement acceptée pour résoudre cette énigme est de nature non-gravitationnelle : le gaz intra-amas serait réchauffé à travers l'interaction avec le plasma radio éjecté par un noyau galactique actif. Plusieurs études sont en accord avec cette hypothèse. L'analyse d'un petit échantillon complet d'amas, par exemple, a montré que 90% des systèmes avec un temps de refroidissement radiatif inférieur à 3 milliards d'années abritent une source radio en leur centre (Dunn & Fabian 2006). Il nous reste encore à comprendre les détails sur la façon dont l'énergie du plasma radio est redistribuée (Fabian & Sanders 2009).

Pour répondre à cette question, une analyse fine des régions centrales de l'amas de Persée a été effectuée par Fabian et al. (2003a, 2005, 2006) grâce à des observations X extrêmement profondes (1 million de secondes) du satellite *Chandra*. Des ondes soniques (ou des ondes de choc très faibles) ont été détectées, aussi bien que deux structures de brillance de surface X très faible ("*cavities*" en anglais), qui sont remplies par le plasma relativiste des jets radio éjectés par un noyau galactique actif (voir Fig. 1.33). L'origine des ondes soniques a été donc attribuée à l'activité du noyau galactique central, et c'est leur dissipation qui pourrait balancer le refroidissement radiatif. Des analyses successives ont ensuite permis d'obtenir des images assez spectaculaires, qui montrent des régions d'intense formation stellaire (émission H_α dans le visible) en correspondance de la composante plus froide (0.5 keV) du gaz intra-amas (Conselice et al. 2001; Fabian et al. 2003b, 2006, Fig. 1.34).

D'autres amas avec $t_{cool} < 10^9$ ans montrent une configuration similaire, avec des cavités dans la distribution du gaz intra-amas remplies par de l'émission ra-

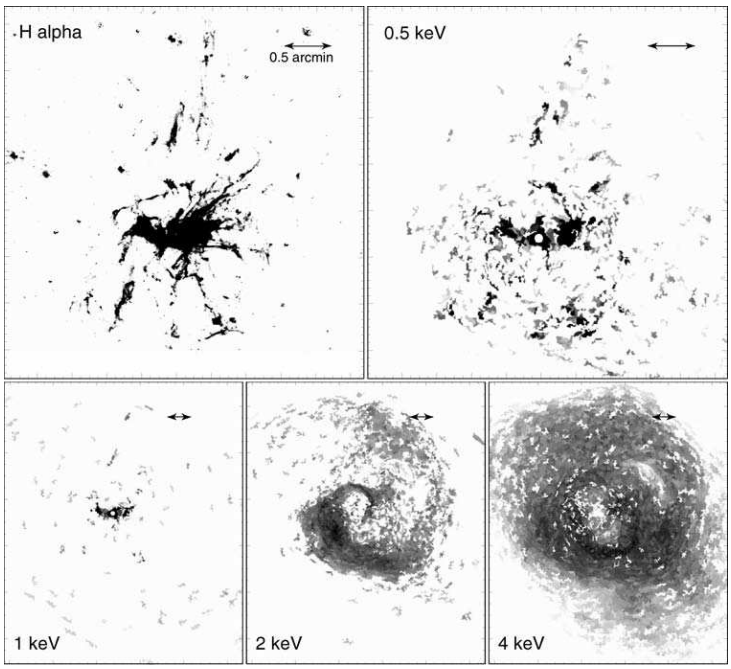


Figure 1.34 – Au centre de l'amas de Persée, les filaments H_α, indicateurs de formation stellaire en cours, sont distribués de façon très similaire aux régions où le gaz le plus froid a été détecté (depuis Fabian et al. 2006).

dio (voir McNamara et al. 2008, pour une revue récente), l'amas MS 0735.6+7421 (Fig. 1.30) étant à l'heure actuelle le cas le plus spectaculaire de ce type de sources. Le réchauffement du gaz a souvent lieu à travers des ondes de choc engendrées par l'apport en énergie des lobes d'émission radio (Böhringer & Werner 2010, et références incluses). En général nous observons les effets de la rétroaction mécanique du plasma radio sur le gaz qui se refroidit radiativement. Des énergies totales de l'ordre de $10^{55} - 10^{62}$ erg doivent être injectées dans le MIA sur une échelle de temps de quelques dizaines, voire centaines, de millions d'années. Puisqu'une corrélation nette entre la puissance de l'*AGN* central et le contenu en gaz froid au centre de l'amas – gaz qui pourrait alimenter le noyau actif – n'a pas été observée, les études actuelles cherchent à comprendre si (et pourquoi) ce gaz a été acheminé plus efficacement dans les *AGN* plus puissants, ou si d'autres explications sur la source d'énergie libérée doivent être recherchées (McNamara et al. 2011). Par ailleurs, il a aussi été montré que les jets radio des *AGN* au centre des amas peuvent non seulement chauffer le MIA, mais aussi disperser une fraction des métaux produits par la galaxies centrale (10-30%, quelque dizaine de masse solaire) jusqu'à des distances de quelques centaines de kpc (Kirkpatrick et al. 2009).

Si l'émission radio des noyaux galactiques actifs peut affecter les propriétés du MIA, l'inverse est aussi vrai. En effet les radio-galaxies localisées dans les amas peuvent montrer des structures déformées à cause de l'interaction entre les régions d'émission radio et le gaz intra-amas. Une morphologie assez commune est celles

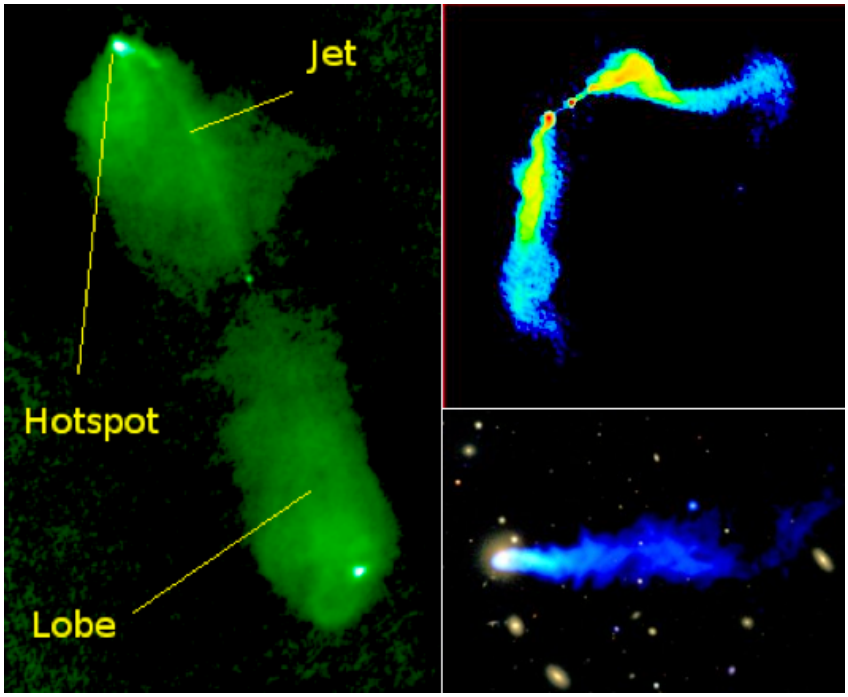


Figure 1.35 – Image d'une radio-galaxie classique (3C 98, à gauche), d'une "*WAT*" (3C 465, en haut à droite) et d'une "*NAT*" (NGC4869, en bas à droite – émission radio en bleu, superposée à l'image optique).

des radio-galaxies ayant une queue d'émission ("*tailed radio galaxies*"), avec les deux jets qui ne se propagent pas suivant deux directions opposées (comme dans les radio-galaxies classiques), mais qui forment un angle inférieur à 180° (Feretti & Venturi 2002). Ces sources particulières sont appelées "*WAT*" (radio-galaxies "*wide-angle-tail*") quand elles ont une forme de "C", avec un angle entre les jets radio généralement assez grand, ou "*NAT*" (radio-galaxies "*narrow-angle-tail*") quand cette angle est petit (Fig. 1.35). Puisque ce type de sources a été détecté seulement dans les amas de galaxies, le consensus général est que l'origine de leur morphologie soit liée à l'interaction entre le plasma radio et le MIA. Encore une fois, ce sont les détails physiques de cette interaction qui nous échappent. Les sources *NAT* sont généralement associées à des galaxies qui bougent avec des vitesses importantes au sein du puits de potentiel de l'amas ; les contreparties optiques des *WAT* sont en revanche assez souvent des objets au centre des amas, et donc avec des vitesses propres inférieures. Puisque la pression dynamique ("*ram-pressure*") subie par une galaxie qui a une vitesse relative v_{gal} par rapport au gaz à l'intérieur duquel elle se trouve (gaz de densité $\rho_{\rm MIA}$) est donnée par :

$$P_{dyn} \propto \rho_{\rm MIA} \times v_{gal}^2, \tag{1.35}$$

la morphologie des ces radio-galaxies pourrait être expliquée par cette pression, qui courbe les deux jets radio en direction opposée par rapport au mouvement

de la galaxie. Les *NAT* subiraient un effet plus important par rapport aux *WAT* en étant en mouvement plus rapide. Cependant, la pression résultant des vitesses mesurées n'arrive pas justifier entièrement les morphologie de ces sources radio avec des distorsions si proéminentes. Il a ainsi été proposé que la vitesse relative entre la galaxie et le gaz puisse en effet être augmentée par le mouvement du MIA liés à la collision entre sous-structures, ceci étant en accord avec les signatures d'un état dynamique perturbé dans les amas hôtes des radio-galaxies ayant une queue d'émission (e.g. Murgia et al. 2009, et références à l'intérieure).

Dépendant du carré de la vitesse relative entre la galaxie et le gaz ($v_{rel} \approx 1000 - 3000$ km/s), la pression dynamique peut fortement influencer l'évolution générale des galaxies d'amas même si la densité du MIA est très faible. La *ram-pressure*, en combinaison avec d'autre effets physiques (en particulier les vents galactiques), peut par exemple expliquer comment les éléments lourds produits par les étoiles à travers la nucléosynthèse sont transportés dans le gaz intra-amas (Schindler & Diaferio 2008; Arnaud et al. 2009). Une grosse partie de mon travail de recherche a été dévouée à l'étude des effets de la *ram-pressure* sur les galaxies et, plus généralement, aux interactions entre les galaxies et les autres composantes des amas. Dans la suite de ce paragraphe je vais donc seulement résumer les principales preuves observationnelles en faveur de l'existence d'un fort lien entre l'environnement des amas et l'évolution de leurs galaxies. Ce sujet sera ensuite développé dans le Chapitre 2.

Il faut d'abord souligner un point important : comme les amas ne sont pas constitués que par des galaxies, dans ces dernières on ne trouve pas que des étoiles. Au contraire : la matière noire est encore la composante dominante (environ 80%). Le volume interstellaire est en outre occupé par un milieu (MIS), constitué par du gaz et de la poussière, que nous pouvons observer à différentes longueurs d'ondes. La fraction de gaz dans les galaxies varie en fonction de leur type morphologique, allant d'environ 40-50% de la masse totale dans les galaxies irrégulières à moins de 1% dans les galaxies de type précoce. Le MIS est à son tour divisé en plusieurs composantes principales :

- ▷ Les régions atomiques froides (70 K) et chaude s(10^4 K, chauffé par les *SNae* et les vents stellaires), constituées par des nuages diffus d'hydrogène neutre ($\approx$ 30 cm^{-3} dans le premier cas, $\approx$ 0.2 cm^{-3} dans le second cas). Ce gaz est détectable grâce à la raie à 21 cm associée à la transition entre deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental du HI, qui est due à une légère différence d'énergie entre les deux orientations possibles du spin nucléaire et du spin électronique. Un électron peut être excité par collisions. La probabilité d'émission spontanée est ensuite faible : un atome dans le sous-niveau supérieur, laissé à lui-même, y restera en moyenne une dizaine de million d'années avant de retomber au niveau inférieur, avec émission d'un photon à 21 cm. C'est pour cette raison que nous pouvons détecter ces photons seulement dans l'espace : d'un côté les faibles densités du milieu inter-stellaire empêchent que les électrons soient continuellement re-excités par collision, de l'autre les énormes quantités de gaz atomique dans les galaxies "compensent" les longs temps de vie de l'HI au niveau excité et rendent possible la détection. La

composante froide peut aussi être observée à travers des raies d'absorption interstellaires optiques et ultra-violettes (par exemple, la raie Lyman α à 1216 Å). Si actuellement on est limité à la détection de HI dans les galaxies jusqu'à $z \sim 0.2$, le radiotélescope géant *SKA* permettra de pousser cette limite jusqu'à $z \sim 2.5$.

- ▷ Les régions atomiques photoionisée (HII), créés par la présence d'étoiles très chaudes (OB), qui produisent du rayonnement UV capable d'ioniser le gaz situé à proximité. Ces régions sont ainsi des traceurs de formation stellaire, le temps passé par les étoiles plus massives sur la séquence principales étant de l'ordre de quelques millions d'années. Les régions HII, avec des température $\sim 10^4$ K, émettent du domaine UV jusqu'au domaine radio. Dans le visible, l'émission est principalement due à des raies de recombinaison des ions, ainsi qu'à des raies interdites. La mesure de la largeur de ces raies est un des moyens dont nous disposons pour estimer le taux de formation stellaire (*SFR*) d'une galaxie.
- ▷ Les nuages moléculaires froids, dont la composante principale est l'hydrogène moléculaire (H_2), qui est quand même presque invisible (il émet des raies seulement à $\lambda < 1100$ Å et le milieu est très opaque pour le détecter). La deuxième molécule la plus abondante est le CO. Dans le cas de cette molécule et d'autres qui ont été observées aux cours des dernières années, nous pouvons en détecter les raies associées aux transitions électroniques vibrationnelles et/ou rotationnelles principalement dans le mm et sub-mm. Le CO étant excité par collision avec l'hydrogène moléculaire, il nous sert de traceur pour l'H_2 également. Des énormes perspectives pour ce type d'observations seront ouvertes par l'interféromètre *ALMA*.

La dernière composante des galaxies est enfin la poussière interstellaire, qui se trouve particulièrement concentrée dans les régions où naissent les étoiles. La poussière joue en effet un rôle clé dans la vie d'une étoile, qui naît par collapse gravitationnel de nouages de gaz et de l'agglomération des grains de poussière interstellaire. Les étoiles massives chauffent cette poussière et la font rayonner dans l'infrarouge (rayonnement de corps noir). Ces étoiles ayant des durées de vie extrêmement courtes à l'échelle cosmique, elles terminent leur existence en explosant sous la forme de *SNae*. Les électrons accélérés par cette explosion dans le milieu interstellaire magnétisé émettent par rayonnement synchrotron en radio. C'est à cause de ces effets, assez simplifiés par ailleurs dans cette description synthétique [20], qu'une corrélation très étroite existe entre l'émission radio et IR dans les galaxies qui forment des étoiles (Condon 1992), et que la luminosité radio et la luminosité infrarouge des galaxies sont aujourd'hui utilisées pour en estimer le taux de formation stellaire.

La comparaison d'observations multi-fréquences nous permet de quantifier le contenu en gaz et poussière des galaxies, d'en mesurer la masse, d'estimer leur taux de formation stellaire, d'établir si elles abritent un noyau actif, ... Une connaissance détaillée de toutes les composantes des galaxies est en effet nécessaire pour

20. Le lecteur peut se référer à Kennicutt (1998) pour une excellente revue.

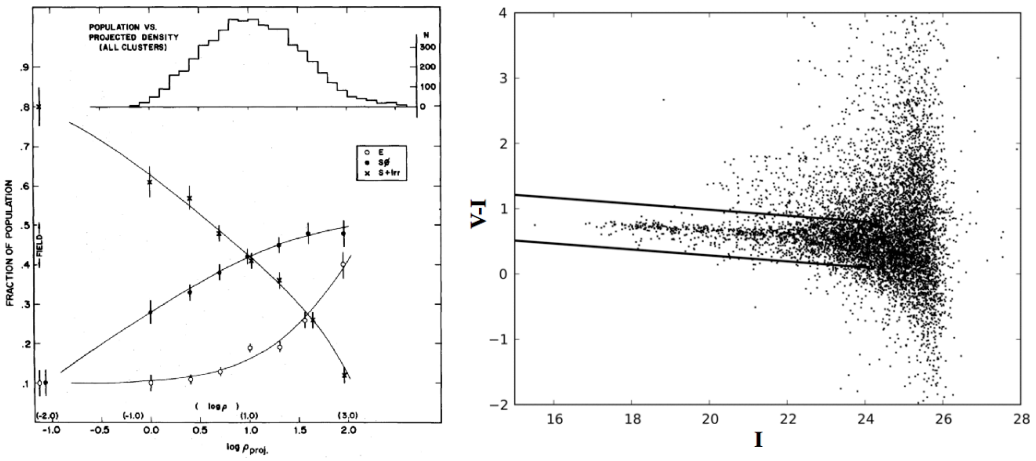


Figure 1.36 – À gauche : fraction de galaxies de différents types morphologiques en fonction de la densité projetée de galaxies environnantes. (relation morphologie-densité Dressler 1980). À droite : les galaxies des amas occupent une région assez étroite – appelée "séquence rouge" – dans le diagramme couleur-magnitude (modifié depuis Hung et al. 2010).

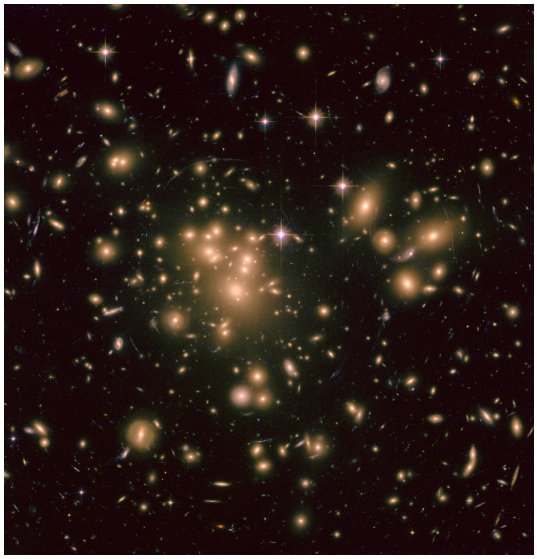


Figure 1.37 – Image de l'amas A 1689 observé par le télescope spatial Hubble qui montre des exemples spectaculaires d'arcs gravitationnels : le potentiel gravitationnel des amas donne lieu aux plus grands effets de déflexion de la lumière (avec des angles de déflexion de l'ordre de la moitié d'un minute d'arc), en produisant les plus spectaculaires effets de lentille gravitationnelle de l'Univers (e.g. Hattori et al. 1999). On remarque aussi que la majorité des galaxies appartenant à l'amas sont caractérisées à peu près par la même couleur (voir aussi panneau de droite de Fig. 1.36). (Crédits : NASA, ESA, E. Jullo, Jet Propulsion Laboratory ; P. Natarajan, Yale University ; J.-P. Kneib, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS, France).

comprendre pourquoi l'environnement dans lequel elles se trouvent affecte fortement leurs propriétés internes. Par exemple il a été observé que les galaxies de type précoce (elliptiques et lenticulaires) dominent les régions plus denses de l'Univers (les amas), avec une fraction relative de galaxies de type tardif (spirales et irrégulières) qui augmente lorsque la densité environnante de galaxies diminue, jusqu'à être dominante dans le champ (rélation densité–morphologie, Dressler 1980, voir Fig. 1.36).

L'environnement des amas s'avère être "hostile" à la formation stellaire (e.g. Balogh et al. 2004) : une minorité des galaxies d'amas ont des couleurs bleues [21] et montrent des signatures de formation stellaire en cours ou récente. Une variation de cet effet a en outre été observée en fonction de l'âge de l'Univers, avec une fraction de galaxies bleues dans les amas allant d'environ 1–2 % dans l'Univers local à $\gtrsim 30\%$ à $z \sim 0.3 - 0.5$ (Dressler 1987; Dressler et al. 1999). La plupart des galaxies d'amas ont des couleurs typiques des objets qui ne forment plus d'étoiles depuis au moins quelques millions d'années (Figs. 1.36 et 1.37).

En effet, le taux de formation stellaire et la couleur d'une galaxie sont fortement corrélées. Les étoiles émettent approximativement comme des corps noirs, donc plus elles sont chaudes et massives, plus elles ont leur pic d'émission vers le bleu (loi de Wien). Puisque, en outre, l'émissivité de corps noir est $\propto T^4$ (où T est la température de l'étoile, loi de Stefan-Boltzmann), en présence d'une population stellaire récente la luminosité totale de la galaxie sera dominée par les étoiles bleues. De l'autre côté nous avons déjà énoncé que ces étoiles massives ont des temps de vie assez court et, après quelques millions d'années, elles meurent. La galaxie devient donc de plus en plus rouge si d'autres épisodes de formation stellaire n'interviennent pas.

À nouveau, cette explication est assez simplifiée, parce que, par exemple, elle ne tient pas compte de l'enrougissement d'une galaxie par la poussière environnant les régions de formation stellaire. Suivant la distribution des étoiles et de la poussière par rapport à l'angle sous-lequel nous observons une galaxie, nous pouvons ne pas recevoir les photons UV et dans la partie la plus énergétique du visible, car ces photons sont absorbés et ré-émis dans l'IR. En effet les taux de formation stellaire dérivés des observations optiques et UV peuvent être fortement sous-estimés à cause de l'enrougissement, tandis que les luminosités radio et, évidemment, infrarouges ne sont pas affectées par cet effet. Les observations dans ces bandes de fréquences ont quand même confirmé les faibles pourcentages de galaxies avec formation stellaire en cours dans les amas (e.g Gallazzi et al. 2009). La relation morphologie-densité et l'anti-corrélation entre le *SFR* et la densité de l'environnement sont en outre fortement connectées : les galaxies de type précoce sont en effet beaucoup plus pauvres en gaz et donc on attend d'eux un taux de formation stellaire très faible puisque c'est à partir du gaz que les étoiles se forment.

Dans la Sect. 2.2 de la thèse je discuterai le rôle joué par les processus physiques propres aux amas a) sur l'évolution des propriétés internes des galaxies (action) et b) sur l'injection dans le MIA des métaux produits par les étoiles (rétroaction).

21. Ici et par la suite je me réfère aux couleurs corrigées par l'effet du décalage vers le rouge.

1.4.2 Détection des amas et mesure de leur masse

La présence de plusieurs composantes dans les amas de galaxies est ce qui nous permet de les identifier et de mesurer leur masse et leur *redshift*,*i.e.* d'obtenir toutes les informations nécessaires pour exploiter ces systèmes comme traceurs cosmologiques (Sect. 1.3).

Les observations optiques nous permettent de détecter les amas à travers deux principaux types d'approches : les comptages de galaxies et l'effet de lentille gravitationnel. Cette dernière technique est basée, comme nous l'avons vu précédemment, sur l'effet de déflexion gravitationnelle de la lumière par la masse énorme des amas de galaxies. La lumière qui subit cet effet est évidemment celle des sources d'arrière plan. Il s'agit d'une méthode de détection d'amas potentiellement très puissante, mais qui est affectée par les effets de projection de la distribution de masse. Pour cette raison, il s'agit d'un moyen efficace seulement pour détecter les amas les plus massifs, dont le signal de cisaillement gravitationnel n'est pas trop contaminé par la distribution de masse à grande échelle projetée le long de la ligne de visée (e.g. Mohr 2005, et références incluses).

Si les catalogues d'Abell et de Zwicky (Abell 1958; Abell et al. 1989; Zwicky et al. 1968), obtenus à travers l'inspection visuelle des clichés du "*Palomar Observatory Sky Survey*", ont permis à la communauté d'étudier les amas pendant plus de cinquante ans et ont jeté les bases pour les études statistiques d'amas, le niveau des études cosmologiques et astrophysiques atteint à la fin du XX$^{\text{ème}}$ siècle a montré la nécessité d'un pas en avant substantiel dans les méthodes de détection d'amas à partir des comptages de galaxies. En particulier, il a engendré le besoin de catalogues complets d'amas sélectionnés de façon objective et automatique, avec une fonction de sélection précisément contrôlée, qui puissent aller bien au delà de la limite en *redshift* du catalogue d'Abell ($z \lesssim 0.2$). L'arrivée des *CCDs*, combinée au développement d'outils pour la détection automatique des étoiles et des galaxies à partir des données d'imagerie optique (e.g. SExtractor, Bertin & Arnouts 1996), a permis la construction de catalogues énormes de galaxies. Une avancée particulièrement importante pour la recherche d'amas à partir des relevés optiques a été le rajout de l'information sur la couleur des galaxies, obtenue grâce aux observations à travers des filtres couvrant différents intervalles en longueur d'onde.

Différents algorithmes de détection des amas à partir des données d'imagerie optique multi-bande ont été élaborés. Parmi les plus utilisés (mais voir aussi, e.g., Goto et al. 2002; Miller & Owen 2003, pour d'autres méthodes utilisées dans le cadre du *SDSS*) :

- ▷ des méthodes basées sur la détection automatique de la séquence rouge des amas (panneau de droite dans la Fig. 1.36), la présence de cette bande étroite dans le diagramme couleur–magnitude des galaxies dans une certaine région du ciel étant directement corrélée à la présence d'un amas (e.g. Gladders & Yee 2000) ;
- ▷ la méthode du "*Matched Filter*" et ses versions hybrides, qui cherchent les amas à partir de cartes de probabilité générées à travers la convolution du relevé

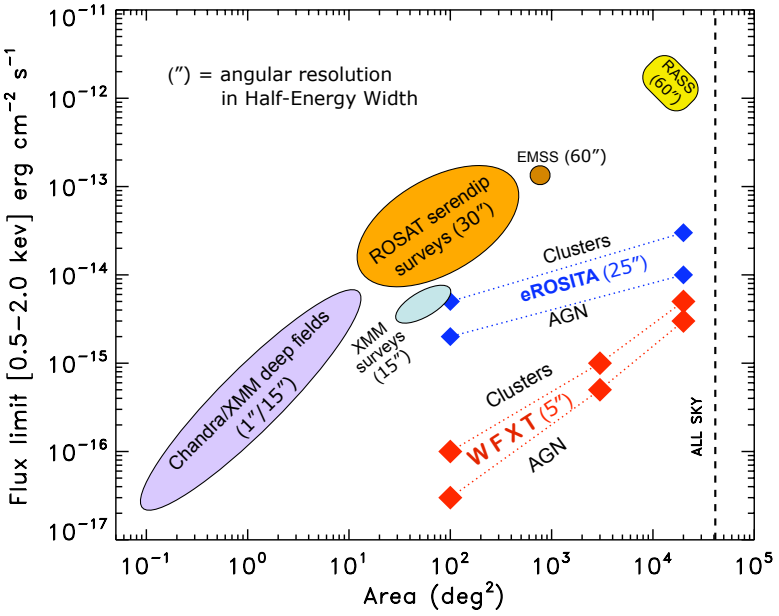


Figure 1.38 – Flux limit et couverture du ciel des relevés X effectués ou prévus.

de galaxies par des filtres décrivant le profil de densité de la distribution des galaxies et leur fonction de luminosité. Les filtres utilisés doivent évidemment reproduire la distribution et la fonction de luminosité des galaxies observées (e.g Postman et al. 1996; Kim et al. 2002) ;

- ▷ la méthode "*maxBCG*", basée sur le fait que la galaxie la plus brillante de l'amas ("*Brightest Cluster Galaxy – BCG*" en anglais) se trouve généralement dans une région étroite du diagramme couleur magnitude. Sur la base de cette propriété, les amas sont recherchés à partir de l'identification de leur possible *BCG* entourée par une concentration de galaxies assez brillantes, avec une couleur typique des objets de type précoce (e.g. Koester et al. 2007).

Chaque méthode a bien–sûr des biais, par exemple la troisième méthode sélectionne fondamentalement les amas dominés par des galaxies rouges brillantes, tandis que la deuxième détecte évidemment plus facilement les systèmes dont la fonction de luminosité et la distribution des galaxies correspondent aux filtres utilisés. D'autres méthodes ou des implémentations ultérieures de ces algorithmes sont en cours de développement en vue des grands relevés optiques futurs (e.g. "*Dark Energy Survey – DES*", "*Large Synoptic Survey Telescope – LSST*"). Un travail qui est en train d'être effectué dans le cadre de ces projets concerne justement une comparaison détaillée des différentes méthodes de détection, grâce, par ailleurs, à l'utilisation de catalogues d'amas simulés. Ceci est essentiel également pour caractériser proprement la fonction de sélection des catalogues obtenus. Il faut rajouter que le développement des instruments *MOS* a permis dans certains cas de rajouter l'information 3D aux catalogues d'amas, à travers la mesure du *redshift* de quelques galaxies dans le champ de chaque système détecté (e.g. *SDSS*). En outre dans les dernières années il y a eu

un grand développement de la méthode qui estime les *redshift*s des galaxies à partir de la combinaison de données d'imagerie multi-bande, utilisées de façon similaire à un spectre de très basse résolution. Les "*redshift* photométriques" ainsi obtenus ont atteint des précision de l'ordre de $\delta z \sim 0.02$ jusqu'à $z \sim 1 - 1.5$ (Mohr 2005).

La difficulté intrinsèque de la détection des amas par les observations optiques est due au fait que les galaxies sont des objets séparés les uns des autres. Les méthodes discutées précédemment servent à obtenir une information sur l'éventuelle présence d'une distribution de masse continue – qui est le puits de potentiel profond des amas – à partir d'une distribution discrète des galaxies. L'émission X et celle dans la bande mm/sub–mm, dues respectivement au rayonnement de freinage et à la diffusion Compton inverse des photons du *CMB* par le gaz intra-amas thermique, permettent en revanche une détection *directe* des amas (voir par exemple la différence entre l'image optique, X et millimétrique de l'amas de Coma en Fig. 1.14).

Le plus important catalogue d'amas dans le mm proviendra des observations du satellite *Planck*, qui fonctionne depuis 2009 et qui a déjà produit un premier échantillon de 189 candidats amas, dont 169 avec contrepartie X connue (Planck Collaboration et al. 2011a). Parmi les autres 30 objets, un suivi d'observations avec *XMM* a montré que 21 candidats ont une émission X étendue associée (Planck Collaboration et al. 2011c). Du côté X, au delà des relevés existant (e.g. le *ROSAT All-Sky Survey*, *RASS*[22]) et des observations pointées qui continueront pendant quelques années avec les satellites actuelles, le relevé X de tout le ciel le plus profond sera effectué grâce au satellite *eROSITA*[23] (voir Fig. 1.38). À noter que la communauté X est aussi en train de s'organiser pour essayer de financer un satellite (*WFXT*, 0.1–7 keV[24]) qui pourrait fortement contribuer aux études d'amas. Le grand champ de vue (~ 1 deg) et la surface collectrice importante de cet instrument ont été conçues pour pouvoir détecter environ 5×10^5 amas jusqu'à $z \sim 2$ (dont $\sim 40\%$ à $z > 0.5$ et $\sim 15\%$ à $z > 1$). Sa résolution angulaire (~ 5 seconds d'arc) pourrait permettre de détecter les structures X typiques des amas en coalescence jusqu'à $z \sim 1$. Si l'étude X d'amas à haut-z est déjà rendu possible par des observations pointées avec les satellites actuels (e.g Planck Collaboration et al. 2011b), *WFXT* l'étendrait aux données provenant d'un relevé de tout le ciel. Enfin la résolution spectrale de ce nouveau satellite devrait nous donner les moyens d'estimer le *redshift* des amas les plus brillants à travers la raie Fe-K présente dans les spectres X.

Si les relevés X sont extrêmement importants pour la détection des amas et les études cosmologiques (avec par ailleurs une importance croissante des relevés millimétriques), les identifications optiques d'amas ont quand même deux gros avantages. Le premier provient du fait qu'une masse importante de données existe grâce aux relevés existants ou prévus, qui par ailleurs nous donnent l'information sur le *redshift* des amas (par les z spectroscopiques ou photométriques). Deuxièmement, la relation entre la luminosité X des amas et leur masse a une pente plus raide par rapport à la relation équivalente en considérant leur luminosité optique totale. Les

22. http://www.xray.mpe.mpg.de/cgi-bin/rosat/rosat-survey
23. http://www.mpe.mpg.de/heg/www/Projects/EROSITA/main.html
24. http://www.wfxt.eu/home/Overview.html

observations X identifient ainsi de façon très efficace les amas massifs, en étant quand même moins performantes dans la détection des objets dans la queue de la distribution de masse des amas. En général, la détection d'amas à travers les relevés en rayons X a tendance à sélectionner plutôt les systèmes massifs et relaxés, mais elle souffre beaucoup moins des effets de confusion par rapport à l'identification des amas à travers l'optique. C'est la combinaison de données multi-longueur d'onde qui assure le meilleur degré de complétude et de fiabilité dans la construction de catalogues d'amas (e.g. Donahue et al. 2002; Postman 2002).

Un dernier mot sur la détection des amas concerne les observations radio. Des travaux récents ont montré l'intérêt des radio-galaxies ayant une queue d'émission (*WAT* ou *NAT*) pour la détection d'amas lointains (e.g. Blanton et al. 2003), de super–amas (e.g. Smolčić et al. 2007, Fig. 1.39) ainsi que de filaments de gaz baryonique (Edwards et al. 2010). Si pour le moment il ne s'agit que de déouvertes isolées, les objets radio propres à l'environnement des amas (les radio-galaxies *WAT* et *NAT*, ainsi que les sources radio diffuses intra-amas) pourront devenir des outils importants pour la recherche d'amas de galaxies grâce aux énormes développements attendus dans le cadre des relevés radio multi-fréquences en cours ou prévus (Sect. 2.4).

Pour l'exploitation cosmologique des échantillons d'amas, une fois que ces systèmes ont été identifiés il faut en mesurer la masse. Une connaissance détaillée de la physique complexe des amas est nécessaire pour pouvoir calibrer correctement les estimations de leurs masses à travers les quantités que nous pouvons observer aux différentes longueurs d'onde. Dans le cas d'observations pointées d'amas, leur masse peut être dérivée par la dispersion de vitesses d'un nombre élevé ($\gtrsim 100$) de galaxies membres, ou à travers les mesures du profil de densité et température du MIA (Eq. 1.31). Ces deux méthodes sont quand même basées sur l'hypothèse que l'amas soit virialisé et qu'il se trouve à l'équilibre hydrostatique.

Des lois d'échelle peuvent aussi être utilisées pour la mesure de la masse des amas : en partant de l'hypothèse la plus simple, qui consiste à considérer que seule la gravitation influe sur les propriétés thermodynamiques des amas, chaque système doit pouvoir être décrit comme identique à un autre, à l'échelle près (modèle autosimilaire, Kaiser 1986). Dans le cadre de ce modèle une estimation de la masse des amas peut par exemple être obtenue à partir de leur luminosité X ou même optique (mais voir Mohr 2005, et références incluses à ce sujet), de la température de leur gaz, du paramètre Compton (central y et intégré Y) mesuré de l'effet SZ, ou de son équivalent dans la bande X – Y_X – introduit récemment par Kravtsov et al. (2006).

L'étalonnage des lois d'échelle reliant la masse des amas à différents observables est à ces jours au cœur de l'exploitation des amas comme sondes cosmologiques. Ces études sont aussi des grande importance astrophysique, puisque ils peuvent fournir des contraintes sur les mécanismes gravitationnels et non-gravitationnels en jeu dans les amas de galaxies (voir Voit 2005; Arnaud 2010, pour des revues récentes). Si l'analyse des lois d'échelle ne peut pas être disjointe d'une compréhension de plus en plus fine des phénomènes physiques qui ont lieu dans les amas de galaxies (e.g Borgani 2010), elle doit en outre tenir conte des limites de détection des relevés observationnels et de la distribution de masse des amas (biais de Malmquist

et d'Eddington, Mantz et al. 2010). Un moyen très important dont nous disposons pour l'étalonnage des lois d'échelle et l'étude de leur évolution avec z est la combinaison des relevés d'amas à plusieurs longueurs d'onde, qui devrait nous permettre d'effectuer une auto-étalnnage des différentes relations entre la masse des amas et les quantités observables (e.g. Mohr 2005; Wu et al. 2010; Planck Collaboration et al. 2011d), en obtenant ainsi les informations requises pour faire de la cosmologie de haute précision avec les amas.

1.4.3 Resumé

Pour conclure, j'aimerais citer une phrase de Voit (2005) qui résume parfaitement cette longue introduction :

« *Those who are cosmologists at heart are interested in how galaxy formation affects the intracluster medium, primarily because they would like to know how to measure cluster masses more accurately. Those who are astronomers at heart are interested in the intracluster medium as well, but for them its main attraction is that the hot gas contains valuable information about the physical processes that govern galaxy formation. Clarifying the connections between galaxy formation and the mass–observable relations is therefore important to both of these lines of research.* » – *M. Voit*

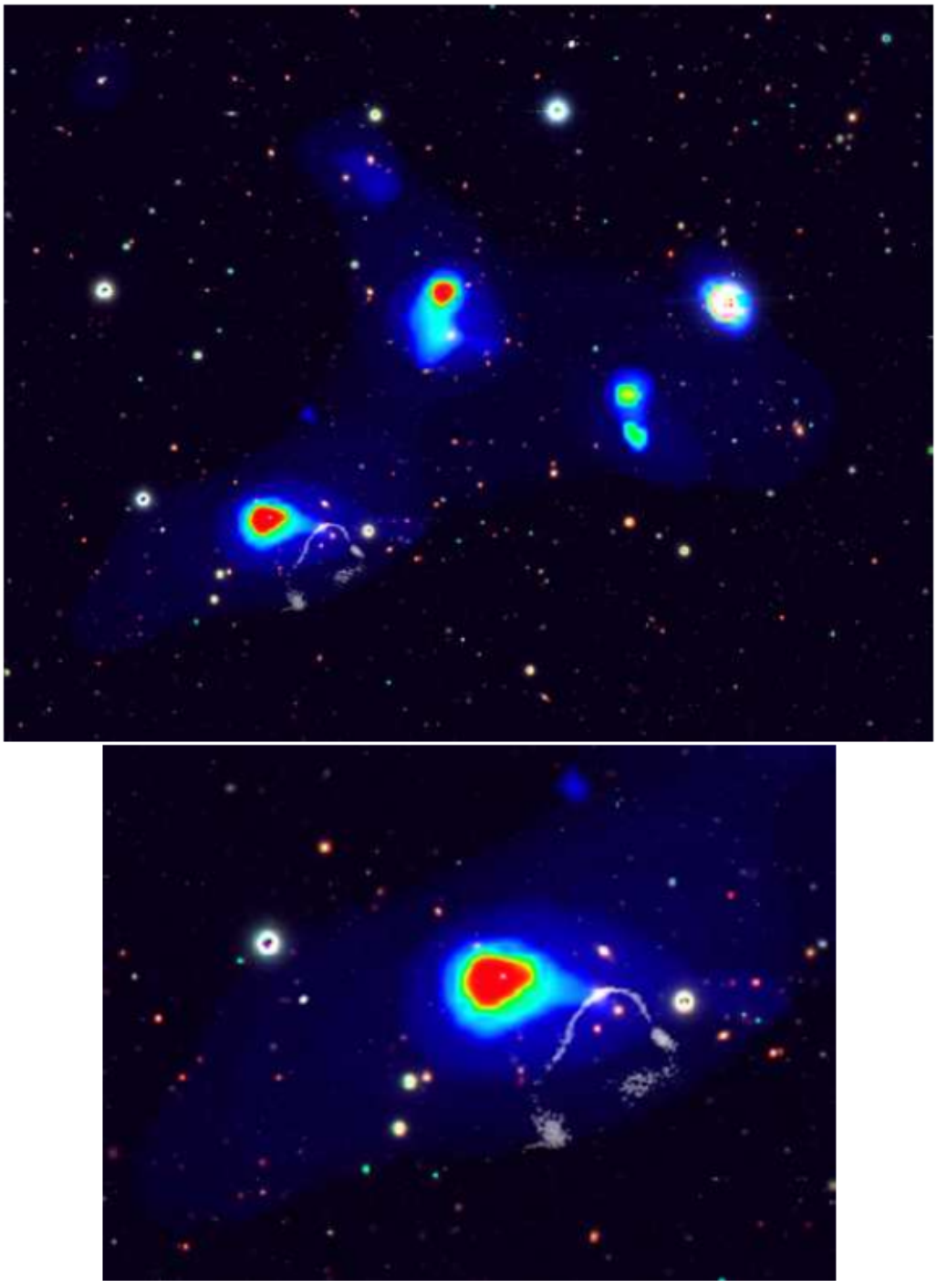


Figure 1.39 – En haut : les contours (en blanc) d'émission radio à 1.4 GHz d'une galaxie *WAT* et l'émission X observée par le satellite *XMM* sont ici superposés à l'image optique d'un champ de (2.1×1.7) Mpc^2 obtenue avec le télescope *Subaru*. L'image en bas est un zoom de celle en haut (depuis Smolčić et al. 2007).

Chapitre 2

Activité de recherche : évolution des amas de galaxies

Sommaire

2.1 Caractérisation de l'état dynamique des amas de galaxies . 65
2.1.1 Contexte scientifique . . . 66
2.1.2 Résumé des principaux résultats . . . 67
2.1.3 Publications sélectionnées . . . 71
2.2 Evolution des galaxies d'amas . . . 100
2.2.1 Contexte scientifique . . . 100
2.2.2 Résumé des principaux résultats . . . 103
2.2.3 Publications sélectionnées . . . 107
2.3 Émission radio diffuse dans les amas de galaxies . . . 129
2.3.1 Contexte scientifique . . . 129
2.3.2 Résumé des principaux résultats . . . 137
2.3.3 Publications sélectionnées . . . 142
2.4 Conclusions et perspectives . . . 185
2.4.1 Mes principales perspectives de recherche : physique non-thermique des amas de galaxies . . . 185
2.4.2 Publications sélectionnées . . . 201
2.4.3 Conclusion générale . . . 217

2.1 Caractérisation de l'état dynamique des amas de galaxies

Ce paragraphe résume les résultats publiés dans les articles avec comité de lecture suivants :

- Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C., *Multi merger events in Abell 521*, 2003, A&A, 399, 813-828
- Plionis, M., Benoist, C., Maurogordato, S., Ferrari, C., & Basilakos, S., *Galaxy alignments as a probe of the dynamical state of clusters*, 2003, ApJ, 594, 144-153
- Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E., *Dynamical state and star formation properties of the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2005, A&A, 430, 19-38

- ▷ **Ferrari, C.**, Arnaud, M., Ettori, S., J., Rho, & Maurogordato, S., *Chandra observation of the multiple merger cluster Abell 521*, 2006, A&A, 446, 417-428
- ▷ Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., Mair, M., Kronberger, T., Schindler, S., Kimeswenger, S., van Kampen, E., Breitschwerdt, D., & Ruffert, M., *Simulations of galactic winds and starbursts in galaxy clusters*, 2006, A&A, 447, 827-842
- ▷ Maurogordato, S., Cappi, A., Ferrari, C., Benoist, C., Mars, G., Soucail, G., Arnaud, M., Bourdin, H., Pratt, G., & Sauvageot, J.L., *A2163 : merger events in the hottest Abell galaxy cluster - I. Dynamical analysis from optical data*, 2008, A&A, 481, 593
- ▷ Maurogordato, S., Sauvageot, J. -L., Bourdin, H., Cappi, A., Benoist, C., Ferrari, C., Mars, G., Houairi, K., *Merging history of three bimodal clusters*, 2011, A&A, 525, 79 press
- ▷ Bourdin, H., Arnaud, M., Mazzotta, P., Pratt, G. W., Sauvageot, J. -L., Martino, R., Maurogordato, S., Cappi, A., **Ferrari, C.**, Benoist, C., *A2163 : Merger events in the hottest Abell galaxy cluster II. Subcluster accretion with galaxy-gas separation*, 2011, A&A, 527, 21
- ▷ Lovisari, L., Kapferer, W., Schindler, S., & Ferrari, C., *Metallicity map of the galaxy cluster A3667*, 2009, A&A, 588, 191

2.1.1 Contexte scientifique

Le modèle de formation hiérarchique des structures à base de matière sombre froide (CDM) s'est affirmé entre la fin des années 80 et le début des années 90 grâce au développement conjoint des grands relevés et des simulations numériques cosmologiques, et à la découverte des fluctuations de température du fond diffus cosmologique par le satellite *COBE* (voir Sects. 1.1 et 1.2). Au début des années 2000, les résultats observationnels et les simulations numériques d'amas indiquaient clairement que, dans le cadre du scénario hiérarchique, la morphologie X/optique des amas, ainsi que la distribution des vitesses radiales de leurs galaxies, étaient fortement corrélées aux processus de formation de ces systèmes (e.g. Schindler & Müller 1993; Schindler & Böhringer 1993; Arnaud et al. 2000; Maurogordato et al. 2000). Dans la plupart des cas, en effet, les amas morphologiquement irréguliers et avec une dynamique complexe sont en cours de formation par fusion entre sous-structures. Comme nous l'avons discuté précédemment (Sect. 1.3), pour tester le modèle de formation hiérarchique et obtenir des contraintes sur les paramètres cosmologiques, il nous faut quantifier proprement la fraction d'amas de galaxies en coalescence en fonction de z (e.g. Richstone et al. 1992), et donc établir précisément l'âge dynamique des amas observés. Les premières études sur la morphologie d'échantillon statistiquement importants d'amas indiquaient une fraction importante de systèmes non relaxés (Sect. 1.4.1). En même temps il apparaissait clairement que des analyses bien plus sophistiquées étaient nécessaires pour identifier les amas de galaxies dynamiquement jeunes, l'étude soit de la morphologie des amas, soit de leur dynamique à travers un nombre peu important de z (< 50), n'étant absolument pas suffisante pour

identifier tous les systèmes en coalescence (Ferrari 2003, et références à l'intérieur). Un des principaux besoins de la cosmologie observationnelle au début des années 2000 était ainsi d'identifier des diagnostics clairs et précis pour établir l'état dynamique et le scénario de formation des amas observés. Ceci devenait possible grâce aux progrès simultanés des instruments X (*Chandra* et *XMM*) et optiques (instruments MOS avec un multiplexage plus grand et un champ de vue plus étendu), et au développement de relevés optiques et X du ciel fournissant des catalogues de plus en plus fournis d'amas de galaxies jusqu'à $z \lesssim 1$ (e.g. *NORAS*, Böhringer et al. (2000) ; *2dFGRS*, De Propris et al. (2002) ; *REFLEX*, Böhringer et al. (2002) ; *SDSS*, Goto et al. (2002)).

2.1.2 Résumé des principaux résultats

À partir de ma thèse et en collaboration avec les équipes CASTEL à l'Observatoire de la Côte d'Azur et de J.-L. Sauvageot et M. Arnaud au CEA/Saclay, nous avons développé un des premiers programmes observationnels qui combine systématiquement observations X et optiques homogènes d'un échantillon d'amas de galaxies. Pour caractériser la physique de formation des amas par coalescence entre sous-structures, nous avons constitué un échantillon de systèmes à différents stades du processus de fusion (*MUSIC – Multi-wavelength Sample of Interacting Clusters*). Les critères de sélection, basés sur la comparaison de la distribution relative des galaxies et du MIA, sont décrit en Ferrari (2003). Tous les amas de l'échantillon se trouvent dans l'intervalle en décalage spectral $0.08 < z < 0.25$. Ce choix permet de :

- ▷ couvrir une région conséquente de chaque amas ($\geq 3h_{70}^{-1}$ Mpc centraux) avec le champ de vue de *XMM/EPIC* et les caméras optiques *WFI* de l'*ESO* ou *CFH12k* du *CFHT* ;
- ▷ avoir suffisamment de flux dans les observations X pour obtenir une cartographie fine en température ;
- ▷ couvrir les amas en spectroscopie optique multi-objets dans un temps d'observation raisonnable ;
- ▷ s'affranchir d'éventuels effets d'évolution intervenant à plus grand décalage spectral.

Nous avons observé en optique et en X sept amas de notre échantillon, i.e. A 521, A 3921, A 1750, A 2933, A 2384, A 2440 et A 2163. En collaboration avec L. Feretti (Institut de Radio Astronomie *I.R.A.*, Italie) et R. Hunstead (Université de Sydney, Australie), nous avons aussi entrepris le suivi radio de notre programme avec des observations de haute résolution angulaire et sensibilité. Pour ce projet, les observations optiques, X et radio sont résumées dans le tableau 2.1.

Les principales phases du processus de fusion ont été couvertes par les amas observés dans le cadre du projet *MUSIC* : A 1750 (Belsole et al. 2004) et A 2933 (Maurogordato et al. 2011) sont constitués de deux systèmes de masse comparable qui commencent à interagir, A 3921 se trouve dans les phases centrales de la coalescence entre deux sous-structures avec un rapport de masse d'environ 1 :5 (Belsole et al. 2005; Ferrari 2005), A 2440 et A 2384 sont des amas bi-modaux en phase de

Table 2.1 – Amas observés dans le cadre du projet *MUSIC*. Les différents types d'observations et instruments utilisés sont indiqués (la liste des acronymes pour les noms des télescopes se trouvent à la fin de la thèse). Références (papiers déjà publiés) : [1]Ferrari et al. (2003) ; [2]Maurogordato et al. (2011) ; [3]Ferrari (2005) ; [4]Maurogordato et al. (2008) ; [5]Belsole et al. (2004) ; [6]Belsole et al. (2005) ; [7]Ferrari et al. (2006a) ; [8]Ferrari et al. (2006b)

Spectroscopie optique	EFOSC2@3.6m ESO	2dF@AAT	VIMOS@VLT
	A 521[1], A 1750, A 2384[2], A 2440[2], A 2933[2], A 3921[3]	A 1750, A 2384, A 2933, A 3921	A 2163[4]
Imagerie optique	WFI@2.2m ESO	CFH12k@CFHT	
	A 1750, A 2384[2], A 2440[2], A 2933[2], A 3921[3]	A 521[1], A 2163[4]	
Spectro-imagerie X	XMM	Chandra	
	A 1750[5], A 2384[2], A 2440[2], A 2933[2], A 3921[6]	A 521[7], A 3921	
Continuum radio	VLA	ATCA	
	A 521[7], A 1750, A 2384, A 2384,	A 3921[8]	

post-fusion (Belsole et al. 2004; Maurogordato et al. 2011). Les états dynamiques des amas A 521 (Ferrari et al. 2003, 2006a) et et A 2163 (Maurogordato et al. 2008; Bourdin et al. 2011) semblent être plus complexes ; une phase de post-fusion au centre et des groupes environnants en état de pré-fusion dans les régions externes semble être l'explication la plus plausible des propriétés X et optiques de deux systèmes. Dans le cas d'A 2163, en outre, Bourdin et al. (2011) ont aussi mis en évidence la présence d'un cœur dense et froid dans la distribution du MIA, ségrégué de l'émission optique des galaxies, en train de traverser les régions centrales de l'amas à une vitesse super-sonique. Ces propriétés suggèrent que A 2163 soit un deuxième amas de type "boulet" (Markevitch et al. 2002).

Le programme MUSIC a ainsi permis d'obtenir un échantillon d'amas de galaxies dont l'état dynamique et le scénario de coalescence sont connus dans les détails. Ceci est essentiel pour tester les prévisions théoriques et les résultats provenant des simulations numériques cosmologiques. Tous les systèmes de notre échantillon caractérisés par des morphologies irrégulières en X et/ou en optique sont en train de se former par coalescence entre sous-structures, comme prévu par la théorie de formation hiérarchique des structures résultant du modèle cosmologique concordant (ΛCDM). En outre, en accord avec les études théoriques sur l'évolution de la distribution en luminosité des galaxies d'amas, nos résultats montrent que la galaxie dominante des systèmes les plus jeunes se forme à travers l'accrétion d'autres galaxies au centre d'amas pauvres ou groupes, qui ensuite tombent dans des amas plus massifs (Ferrari et al. 2006a). Notre analyse montre aussi que le phénomène de fusion est relié à l'environnement à grande échelle, comme attendu dans le cadre du modèle hiérarchique. Ceci est particulièrement net dans le cas d'A 521, où l'on observe la présence de groupes au même décalage spectral que l'amas dans sa périphérie (jusqu'à environ 3 Mpc de son centre, Ferrari et al. 2006a). La présence d'effets d'alignement à plusieurs échelles spatiales a aussi été détectée dans A 521, où l'axe de fusion est aligné aussi bien avec l'orientation des galaxies les plus brillantes de l'amas qu'avec sa structure à grande échelle (Plionis et al. 2003). Comme des études précédentes l'avaient déjà suggéré, nous avons confirmé que, parmi les systèmes connus, A 521 est l'un des meilleurs exemples montrant que la formation des structures les plus massives de l'Univers a lieu à travers l'accrétion de masse (sous-amas, groupes, galaxies du champs) suivant des structures filamentaires, comme attendu dans le cadre du modèle cosmologique ΛCDM (Sect. 1.2.5).

Un des résultats les plus importants de *MUSIC*, outre l'intérêt en soi de la caractérisation de chaque système étudié, a été de montrer qu'une analyse combinée X-optique, homogène et systématique est un outil indispensable pour établir l'état dynamique des amas, et également pour obtenir un scénario de coalescence plausible pour les systèmes observés. Cette caractérisation est essentielle, si nous voulons comprendre les processus physiques qui, lors de la formation hiérarchique, règlent l'évolution des différentes composantes des amas (e.g. galaxies et composante non-thermique, Sects. 2.2 et 2.3). Si un scénario de fusion peut être déterminé par la comparaison des observations X et optique, il faut quand même souligner que les amas ne sont pas des systèmes idéalisés, avec accrétion discrète de masse. Comme

les simulations numériques le montrent, leur histoire de formation et évolution est beaucoup plus complexe que ce que nous pouvons décrire avec un modèle simple (Sect. 1.2.5). A 1750, par exemple, est apparemment parmi les systèmes les plus simples à interpréter du point de vue dynamique. Il s'agit d'un système bi-modal, avec une faible augmentation de la température du MIA entre les deux sous-amas principaux. Comme détaillé par Belsole et al. (2004), la comparaison de ces propriétés avec les prévisions des simulations numériques est assez claire : elle suggère que les deux sous-amas viennent de commencer à interagir et que leurs régions centrales se traverseront dans environ 1 milliard d'années. Cependant, l'analyse fine des cartes de densité et température du MIA montre aussi de possibles évidences d'un ancien processus de coalescence qui a eu lieu il y a environ 1-2 milliards d'années et qui a intéressé surtout une des deux sous-structures principales (Belsole et al. 2004). Séparer les effets d'épisodes de coalescence à des époques différentes n'est pas évident dans ce cas relativement simple, et encore plus compliqué (voire impossible) dans des amas dynamiquement plus complexes (e.g. A 521, Arnaud et al. 2000; Maurogordato et al. 2000; Ferrari et al. 2003, 2006a).

Ceci met en évidence la limite principale des méthodes traditionnelles pour la caractérisation précise de l'état dynamique des amas : elles demandent beaucoup de temps d'observation, et sont ainsi difficiles à appliquer à un échantillon statistiquement significatif d'amas. En collaboration avec le groupe de Sabine Schindler (Université d'Innsbruck, Autriche), j'ai ainsi travaillé à l'identification de traceurs plus performants de l'état dynamique des amas. Dans Kapferer et al. (2006) nous avons étudié l'évolution de la distribution en métaux du MIA en fonction de l'état d'avancement de la coalescence entre sous-structures. Nous avons comparé les résultats numériques et observationnels, ce qui a montré pour la première fois que les hétérogénéités dans la distribution en métaux du MIA sont un moyen idéal pour révéler l'état dynamique des amas. En particulier, avant et après la collision on trouve respectivement un déficit et une augmentation en métallicité entre les sous-structures en coalescence. Ceci montre que lorsque les satellites X avec une meilleure résolution spectrale seront disponibles (e.g. *IXO*, Arnaud et al. 2009), nous serons bien placés pour utiliser les cartes en métallicité pour caractériser l'état dynamique des amas de façon beaucoup plus fine par rapport aux diagnostics traditionnels.

L'utilité de l'étude des cartes de métallicité du MIA pour établir le scénario de coalescence des amas de galaxies a été récemment mis en évidence par notre analyse X de l'amas A3667 (Lovisari et al. 2009). Il s'agit d'un amas de galaxies dont le scénario de coalescence a été largement débattu. Une connaissance détaillée de l'état dynamique d'A3667 est particulièrement intéressante à cause de la présence d'une composante non-thermique observée en radio. Nous avons mis en évidence qu'il s'agit d'un amas qui a subi des processus de coalescence successifs, l'axe de collision entre sous-structures étant toujours aligné suivant la même direction.

Dans ce travail nous avons aussi étudié la contribution des différents types de supernovae (*SNae*Ia et *SNae*II) à la métallicité observée du MIA. Les métaux (éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium) dans le gaz intra-amas ne sont pas primordiaux, mais ils ont été produits dans les galaxies (par leurs étoiles) et ensuite

transportés dans le volume intra-amas par différents mécanismes physiques (*e.g.* vents galactiques, pression dynamique - *ram-pressure* - du MIA sur le gaz interstellaire, *SNae* intra-amas, ...). L'évolution de la métallicité du milieu intra-amas dépend donc fortement de l'évolution en métaux des galaxies, et donc du nombre de supernovae (*SNae*II et *SNae*Ia) contenues dans ces galaxies. Obtenir des contraintes observationnelles sur la fraction de *SNae* de type Ia et II est d'une part assez complexe (des temps d'exposition extrêmement longs sont nécessaires), et d'autre part extrêmement important pour caractériser l'évolution conjointe des galaxies d'amas et de l'enrichissement en métaux du MIA. Dans le cas d'A3667 nous avons trouvé que le nombre de *SNae*II nécessaire pour expliquer les valeurs de métallicité observées dans les différentes régions de l'amas varie entre 65% et 80%, valeurs en bon accord avec les résultats obtenus récemment pour les galaxies de l'Univers local (Lovisari et al. 2009, et références à l'intérieur).

2.1.3 Publications sélectionnées

- ▷ Ferrari, C., Arnaud, M., Ettori, S., J., Rho, & Maurogordato, S., *Chandra observation of the multiple merger cluster Abell 521*, 2006, A&A, 446, 417-428
- ▷ Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., Mair, M., Kronberger, T., Schindler, S., Kimeswenger, S., van Kampen, E., Breitschwerdt, D., & Ruffert, M., *Simulations of galactic winds and starbursts in galaxy clusters*, 2006, A&A, 447, 827-842

A&A 446, 417–428 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053946
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

Chandra observation of the multiple merger cluster Abell 521

C. Ferrari[1], M. Arnaud[2], S. Ettori[3], S. Maurogordato[4], and J. Rho[5]

[1] Institut für Astrophysik, Technikerstraße 25, 6020 Innsbruck, Austria
[2] CEA/DSM/DAPNIA Service d'Astrophysique, CEA Saclay, L'Orme des Merisiers, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[3] Osservatorio Astronomico di Bologna, Istituto Nazionale di Astrofisica, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy
[4] Laboratoire Cassiopée, CNRS/UMR 6202, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
[5] Spitzer Science Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 911251, USA

Received 29 July 2005 / Accepted 8 September 2005

ABSTRACT

We present the *Chandra* analysis of the rich galaxy cluster Abell 521 ($z = 0.247$). The high resolution of the *Chandra* observation has allowed us to refine the original merging scenario proposed for A521, and to reveal new features in its X-ray emission. A521 has strongly substructured ICM density and temperature maps. Its X-ray diffuse emission is elongated along a NW/SE direction (*SX2*) and shows two major components, a main cluster and a northern group of galaxies. This latter is in turn substructured, showing a clump of cold and very dense gas centred on the Brightest Cluster Galaxy (BCG), and a northern tail aligned in the *SX2* direction. A compression of the X-ray isophotes is also observed South of the BCG. We conclude that the northern group is infalling onto the main cluster along the NW/SE direction. This hypothesis is corroborated by the presence of a hot bar in the ICM temperature map located between the southern and northern regions, as the gas could be compressionally heated due to the subclusters' collision. The hot region corresponds to the eastern part of an over-dense ridge of galaxies, along which it was originally suggested that a merging of subclusters has recently occurred along the line of sight. An alternative hypothesis for the origin of the hot central bar is that we observe in projection the shock fronts due to this older cluster-cluster collision. However, the two hypotheses are not mutually exclusive. Two other structures possibly interacting with the main cluster are detected on the West and North-East sides of the BCG. We also reveal the presence of two northern edges in the ICM density, which could be due to the ongoing merging events observed in the central field of the cluster, or even in its outer regions. A521 is a spectacular example of a multiple merger cluster made up of several substructures converging at different epochs towards the centre of the system. The very perturbed dynamical state of this cluster is also confirmed by our discovery of a radio relic in its South-East region.

Key words. galaxies: clusters: general – galaxies: clusters: individual: Abell 521 – X-rays: galaxies: clusters

1. Introduction

In the concordant cosmological model (ΛCDM, $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$), small structures are the first to form, and then they merge giving rise to more and more massive systems in a hierarchical way. Both numerical and observational results show that galaxy clusters form and evolve through the merging of sub-clusters and groups of galaxies along filamentary structures (e.g. West et al. 1995; Bertschinger 1998; Durrett et al. 1998; Arnaud et al. 2000; Bardelli et al. 2000; Borgani et al. 2004; Adami et al. 2005).

Combined optical and X-ray studies have been particularly successful in revealing the dynamics of merging clusters (Flores et al. 2000; Henriksen et al. 2000; Donnelly et al. 2001; Bardelli et al. 2002; Barrena et al. 2002; Czoske et al. 2002; Rose et al. 2002; Valtchanov et al. 2002; Boschin et al. 2004; Belsole et al. 2005; Demarco et al. 2005; Durret et al. 2005; Ferrari et al. 2005). This field is more and more active since precise spectro-imaging data in X-rays are now available with *Chandra* and XMM, allowing to derive high resolution temperature and density maps, in which very typical signatures of merging events have been detected such as strong temperature and density variations (Markevitch & Vikhlinin 2001; Belsole et al. 2004, 2005; Henry et al. 2004; Durrett et al. 2005), bow shocks (Markevitch et al. 2002; Markevitch et al. 2005) and cold fronts (Markevitch et al. 2000; Vikhlinin et al. 2001; Mazzotta et al. 2001; Sun et al. 2002; Dupke et al. 2003). Detailed multi-wavelength studies of galaxy clusters are essential to determine the scenario of their formation, and to analyse the complex physical processes acting during their evolution.

Abell 521 ($z = 0.247$) is a relatively rich ($R = 1$) cluster of Bautz-Morgan Type III (Abell 1958; Abell et al. 1989). After its first detection in X-ray with HEAO1 (Johnson et al. 1983; Kowalski et al. 1984), the dynamical state of A521 has been investigated in detail through a combined X-ray and optical analysis (Arnaud et al. 2000; Maurogordato et al. 2000; Ferrari et al. 2003). A severe segregation between the gas and galaxy distributions was detected. ROSAT/HRI observations revealed the presence of two peaks of X-ray emission, associated with a diffuse main cluster and with a compact less massive group (Arnaud et al. 2000). Unlike what is usually observed in relaxed systems, the Brightest Cluster Galaxy (BCG) is not located at

Article published by EDP Sciences and available at http://www.edpsciences.org/aa or http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20053946

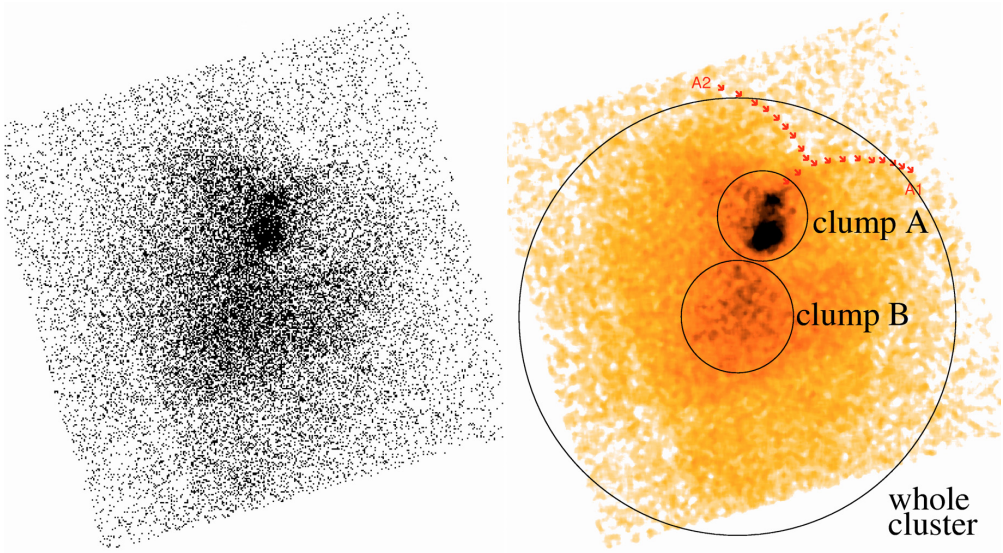


Fig. 1. 0.4–5 keV raw image of A521 diffuse emission (ACIS-S3 field) derived by summing the ACIS-I and ACIS-S observations. In the right panel the image has been smoothed with a Gaussian of $\sigma = 2$ arcsec, and two possible arc-like discontinuities are indicated in red. The ACIS-I CCD gaps are evident in the East and South sides. The whole cluster region and its two main clumps *A* and *B* are also indicated. (This figure is available in colour in electronic form.)

the barycentre of A521, but in the compact sub-group, with a surprising off-set from its X-ray peak. The galaxy isodensity map in the central $20' \times 20'$ field of A521 has a very irregular and strongly sub-clustered morphology. Its general structure follows a NW/SE direction, crossed by a perpendicular high density ridge of galaxies in the core region (Arnaud et al. 2000; Ferrari et al. 2003). The analysis of the dynamical and kinematic properties of more than one hundred cluster members confirmed that A521 is far from dynamical equilibrium: its radial velocity distribution significantly different from a Gaussian and characterised by a very high dispersion (1325^{+145}_{-100} km s^{-1}) is typical of merging systems (Ferrari et al. 2003). A detailed dynamical analysis revealed at least two different and not contemporary episodes of merging: a) a dynamically bound complex of galaxies, hosting the BCG and corresponding to the compact group detected in X-ray, is currently infalling on the plane of the sky toward the centre of the main cluster, and b) two or more sub-clusters have recently collided along the over-dense central *ridge*, with a collision axis nearly along the line of sight (Ferrari et al. 2003).

The recent analysis by Umeda et al. (2004) of A521 H_α luminosity function showed that this cluster contains more currently star-forming galaxies than local clusters, consistently with the observed Butcher-Oemler effect. The excess of star formation (SF) can be at least partly related to the particular dynamical state of A521, since an increase of SF has been observed in several merging systems (e.g. Gavazzi et al. 2003; Poggianti et al. 2004; Ferrari et al. 2005).

The complex dynamical state of A521 and its unique morphological features motivated our *Chandra* observations with the aim of better characterising the physics of this exceptional cluster. In this paper the *Chandra* data are analysed. Section 2 briefly describes the observations and the data reduction. In Sect. 3 we study the X-ray morphology and the temperature structure of A521. Results are discussed in Sect. 4 and summarised in Sect. 5. As in Ferrari et al. (2003), all numbers are expressed as a function of h_{75}, the Hubble constant in units of 75 km s^{-1} Mpc^{-1}. We have used the ΛCDM model with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$, thus 1 arcmin corresponds to $\sim 0.217\, h_{75}^{-1}$ Mpc in the following.

2. Observations and data reduction

A521 was observed with *Chandra* ACIS-I and ACIS-S in "VFAINT" mode. The datasets were processed and cleaned using CIAO 3.2 software and calibration files in CALDB 3.0.0. The first exposure was done on Dec. 23, 1999 with ACIS-I and focal plane temperature of −110° for an effective exposure time of 38.0 ks after standard cleaning (88% of the nominal exposure time). On Oct 13, 2000, a second exposure of 41 ks was done with ACIS-S and focal plane temperature of −120°. After cleaning the light curve from the several flares present by requiring a mean count rate of 0.085 cts/s, an exposure of 18.4 ks was obtained.

3. Results

3.1. X-ray morphology

The raw image of A521 diffuse emission is presented in Fig. 1. The cluster shows two highest density regions that we will call clumps *A* and *B* in the following. They correspond respectively to the Northern group and the central part of the main cluster identified in the ROSAT image (Arnaud et al. 2000). The

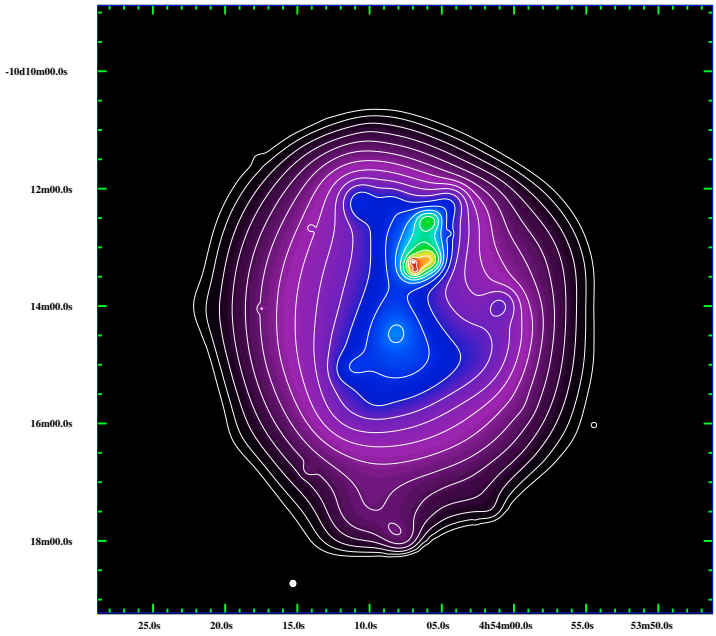


Fig. 2. 0.5–5 keV image of A521 diffuse emission (7×7 arcmin^2 central field). The image, exposure corrected and background subtracted, is the sum of ACIS-I and ACIS-S observations, and it has been filtered using a wavelet transform with a detection level of 3.7σ. The overlaid isocontours are logarithmically spaced by a factor of 0.1.

new *Chandra* observations reveal the presence of several features inside and around each of the two clumps, as it appears more clearly in Fig. 2, which represents a smoothed image of the cluster central field (7×7 arcmin^2) in the 0.5–5 keV energy band. In order to get a smoothed image of the diffuse emission of the cluster, the programme "mrp_filter" of the package "MR/1 Multiresolution Analysis" (Stark et al. 1998) was applied. The programme does a wavelet filtering for images with Poisson noise. We used a significance level of 1.E-04, corresponding to a 3.7σ Gaussian detection level. The image was thresholded and reconstructed such that both point sources and the background are excluded, and it was exposure corrected. In Fig. 3 the X-ray contours are overlaid on the X-ray (top) and *I*-band (bottom) images of the cluster.

The *Chandra* observations reveal a structure of A521 diffuse emission that is even more complicated and irregular than the morphology obtained through the ROSAT observations (Arnaud et al. 2000), confirming that this cluster is out of hydrostatic equilibrium. The general X-ray structure of A521 is elongated along the axis joining the two main X-ray peaks (*SX2* in Fig. 3). The green line in the bottom panel of Fig. 3 shows the direction followed by the general structure of the cluster at optical wavelengths (*S2* in Ferrari et al. 2003). A deeper optical analysis of the alignment effects in A521 revealed that the NW/SE direction indicated in green is the preferred one for the formation of the cluster, since it is the main elongation axis of a) the brightest cluster galaxies, b) the main sub-structures detected in the red-sequence iso-density map, and c) the general cluster structure out to $\sim 5\ h^{-1}$ Mpc (Plionis et al. 2003). A slight misalignment is present between the main axis of the X-ray and optical emission (*SX2* and *S2*).

The X-ray peak of the main cluster (labelled *X* in Fig. 3) is close to the second brightest cluster galaxy and its position corresponds to the barycentre of the optical emission of A521. South of *SX1*, the axis perpendicular to *SX2* (see Fig. 3), the cluster appears rather relaxed with quite regular isophotes (Figs. 2 and 3).

The Northern part (North of *SX1*) is much more complex, as it shows evidence of several sub-structures and elongations in the ICM distribution. The most prominent structure is the clump *A* (see Figs. 1 and 3). It is brighter than the equivalent region centred on the main cluster and roughly elliptical in shape, with a main axis along the *SX2* direction. Two internal substructures are detected, a northern clump and a southern one, labelled respectively *A_N* and *A_BCG* in Fig. 3. The brightest peak of clump *A*, located inside the *A_BCG* substructure, is clearly centred on the BCG position. The substructure *A_BCG* shows an elongation more toward North-West with respect to the *SX2* direction, being in fact more aligned with the main axis of the optical distribution and of the BCG (*S2* in Ferrari et al. 2003, green line in Fig. 3). A compression of the X-ray isophotes is also observed in the South of the BCG along the *S2* direction. The clump *A_BCG* shows a secondary X-ray peak centred on one of the blobs of the optical arc-like structure surrounding the BCG (*A_g* in Fig. 3). The observations of Ferrari et al. (2003) showed that all of these blobs are at the same redshift of the cluster, and that they could be galaxies falling onto the brightest cluster object. *A_g* is likely to be a point like emission of one of these galaxies. The *A_N* structure is centred on

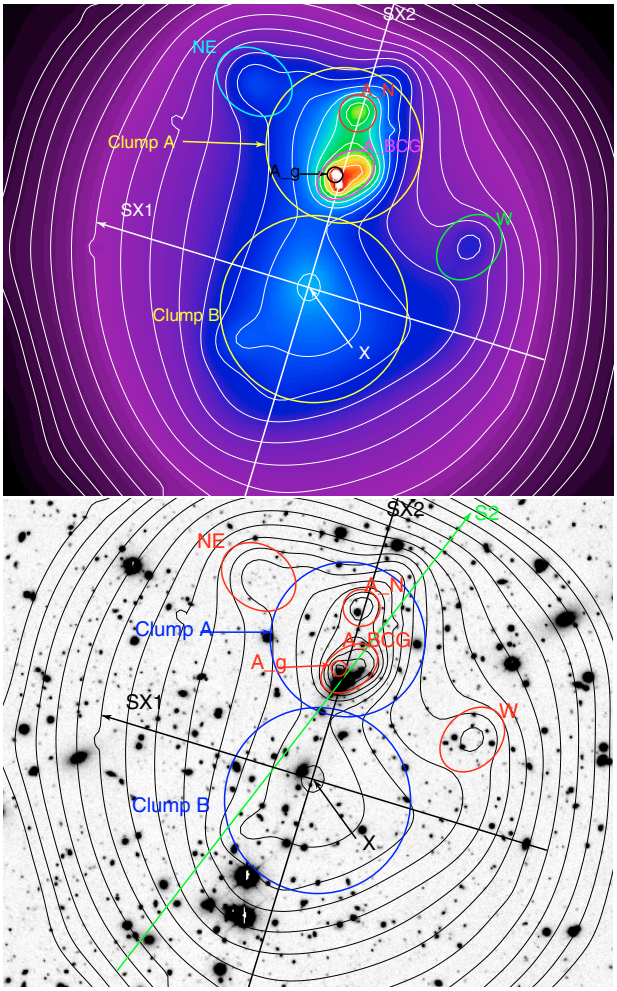


Fig. 3. *Top*: image of the diffuse X-ray emission of A521 (0.5–5 keV). *Bottom*: deep, *I*-band optical image of the cluster obtained with CFH12k@CFHT. Contours of the X-ray diffuse emission are overlaid (logarithmically spaced by a factor of 0.1 as in Fig. 2). The main sub-structures detected in the ICM distribution are indicated by circles and ellipses: a) the highest density clumps *A* (Northern sub-cluster) and *B* (central part of the main cluster) b) the main sub-structures of clump *A*, centred on three X-ray peaks, *A_BCG* (hosting the BCG), *A_N* (centred on a stellar object) and *A_g* (corresponding to one of the optical knots that surround the BCG), and c) the western and north-eastern clumps *W* and *NE*. The images cover the 5×5 arcmin^2 central field of A521. The position of the X-ray peak of the main cluster is indicated by an *X*. The white (*top*)/black (*bottom*) line *SX2* joins the X-ray peaks of the main cluster and of the group centred on the BCG; the corresponding perpendicular direction is indicated with *SX1*. The main axis of the optical distribution (see Ferrari et al. 2003) is shown by a green line. (This figure is available in colour in electronic form.)

a bright object (a star, based on the spectral analysis by Ferrari et al. 2003), but its X-ray emission is extended. The northern part of the whole substructure *A* (*A_N* and surrounding regions) could therefore be a tail of gas of the clump *A_BCG*.

Two other less prominent substructures are present in the North. First, a North-East clump which appears as an excess of emission east of clump *A* (*NE* ellipse in Fig. 3). Second, we observe an elongation of the X-ray isocontours on the West side of the main cluster X-ray peak towards a sub-structure (labelled *W* in Fig. 3) at ∼2.5 arcmin from it in a North-West direction. Figure 3 shows that several galaxies are concentrated in the *W* region, i.e. 8 quite bright objects (I_{AB} = 18.5−19) and several faint ones. Spectroscopic observations reveal that 3 of them are confirmed cluster members, but note that in this region the spectroscopic observations are complete at no more than 50–60% level (Ferrari et al. 2003).

The X-ray morphology of A521 is therefore regular South of the *SX1* direction, strongly substructured in the northern part. This is even clearer in Fig. 4, which shows the residuals obtained after subtracting in each region the emission from the symmetric region with respect to the X-ray peak of the main cluster (labelled *X* in Fig. 3). This way we subtract in the North

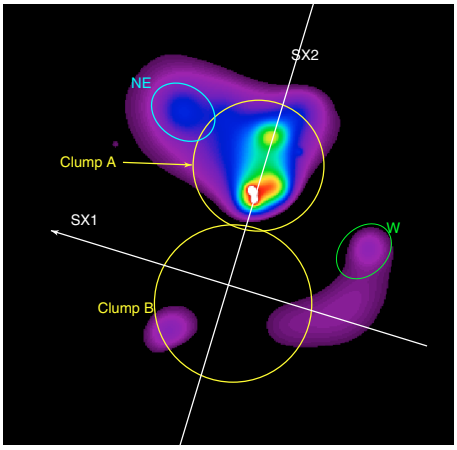


Fig. 4. Image of the residuals of A521 X-ray emission: difference between the image of Fig. 2 and the same image rotated by 180 degrees around the X-ray peak of the main cluster (*X* in Fig. 3).

the corresponding "unperturbed" part of the main cluster, as measured in the South. Clumps *A*, *W* and *NE* emerge clearly North of *SX1* (with a possible tail of X-ray emission towards South-East for the substructure *W*).

Finally, *Chandra* observations reveal two sharp edges in the X-ray surface brightness in the region to the North of the BCG (labelled *A1* and *A2* in Fig. 1), with changes by a factor of 2 over scales shorter than 10 arcsec (see Fig. 5). To emphasise the departure from a smoothed spherically symmetric emission, we modelled the surface brightness of the region with two $\beta-$models, one obtained as best-fit results of the radial profile extracted from the Northern (PA = $[-90°, 90°]$) semicircle centred on the BCG (RA, Dec) = (04:54:06.9, −10:13:20), the second one extracted from the Southern semicircle centred at (RA, Dec) = (04:54:07.9, −10:14:27). Then, we computed the surface brightness profile in two strips crossing the two edges both in the (0.5−5) keV exposure-corrected image and in the faked two-dimensional emission obtained by the sum of the two $\beta-$models. The faked profile is indicated by dashed lines in Fig. 5. These edges are located orthogonal to the main X-ray axis *SX2* and trace the Northern boundary of the clump *A* (see Fig. 1).

In summary, we distinguish the following main structures in the X-ray observation of A521:

- *clumps A and B*: the two main clumps in the X-ray emission of A521. Clump *B* is the central part of the main cluster, which seems to be nearly unperturbed in the southern region. Clump *A* is a northern sub-cluster centred on the BCG;
- *SX1, SX2, S2*: *SX2* is the axis connecting the X-ray peaks of the main cluster and of the northern sub-cluster (with a position angle of 163°[1]), *SX1* its perpendicular direction, *S2* the optical main elongation axis;
- *A_BCG*, *A_N* and *A_g*: X-ray structures inside the Northern sub-cluster *A*. *A_BCG* is a centred on the BCG galaxy and *A_g* is associated with one of the optical knots surrounding the BCG;
- *W*: substructure present at 2.5 arcmin North-West of the X-ray peak of the main cluster;
- *NE*: substructure located North-East of clump *A*;
- *A1* and *A2*: two arc-like edges detected as in the X-ray brightness map at the North of the clump *A*.

[1] The position angle being defined from North to East.

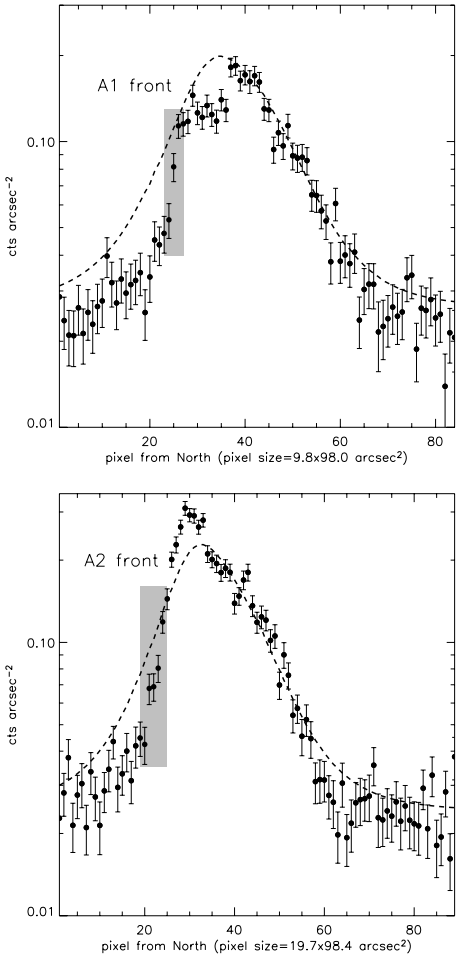


Fig. 5. Counts distribution corresponding to the regions of the two fronts detected at the North of clump *A* (points) and modelled β-model from relaxed regions of the cluster (dashed line). The positions of the two arc-like discontinuities are indicated in grey.

The spherical symmetry and hydrostatic equilibrium assumptions are clearly not valid in the case of A521 due to its very disturbed morphology. No gas density and temperature profiles or total mass profiles will therefore be presented in the following.

3.2. Temperature analysis

3.2.1. Temperature map from hardness ratio

Figure 6 shows a temperature map of A521 obtained using the hardness ratio technique. Images of the region covered by the ACIS-S3 field of view were extracted in the energy

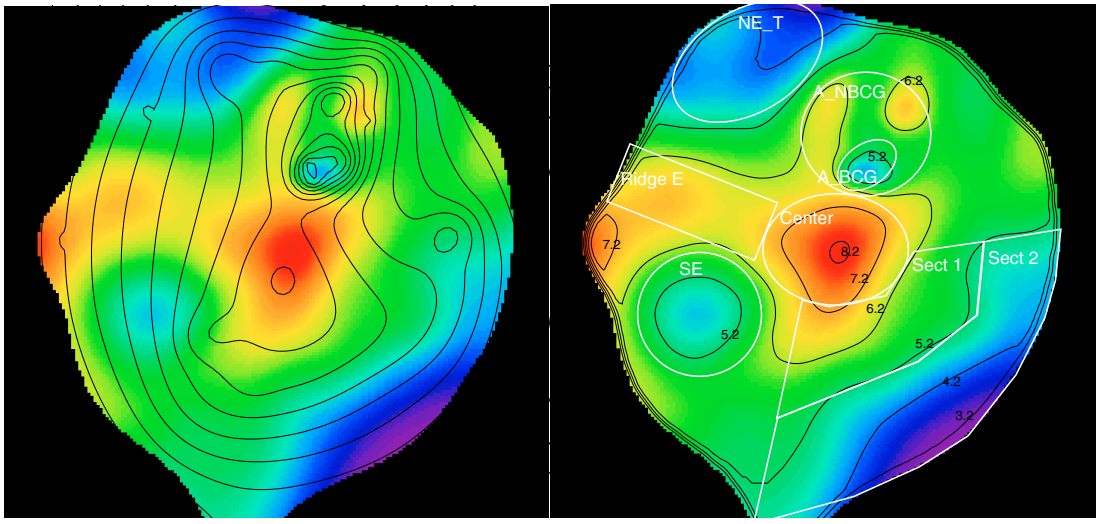


Fig. 6. Temperature map obtained through the hardness ratio technique (see text for details). The colours range from purple (~3.5 keV) to red (≥8 keV). *Left*: the isocontours of the X-ray diffuse emission of A521 are superposed (logarithmically spaced by a factor of 0.1 as in Fig. 2). *Right*: the temperature isocontours and the corresponding kT values are overlaid in black. The regions used for the spectroscopic analysis are superposed in white. (This figure is available in colour in electronic form.)

bands 0.5–2 keV and 2–5 keV from the ACIS-S and ACIS-I event files. Point sources were detected and removed using the CIAO tools WAVDETECT and DMFILTH. Each image was background subtracted using blank field data and corrected for vignetting effect and exposure variations. The resulting ACIS-S and ACIS-I count rate images in each energy band were then added and adaptively smoothed using the CIAO tool CSMOOTH. The smoothing scales were defined from the raw ACIS-(S+I) image in the 2−5 keV energy band with a minimum significance of 4σ and a maximum significance of 5σ.

The 2–5 keV smoothed image was divided by the corresponding 0.5–2 keV image to obtain a hardness ratio map, which was converted to a temperature map. The theoretical conversion factors were computed using an absorbed thermal model (`tbabs (mekal)` in XSPEC 11.3.1) with a column density fixed to the Galactic value of 5.79×10^{20} cm^{-2}, a redshift of 0.247 and an abundance fixed to 0.4, convolved with the instrument responses. Since the images were corrected for vignetting effects, we used the on-axis Auxiliary Response and Redistribution Matrix files, obtained accordingly to the period and configuration of the observation. An inverse edge to account for the underestimate of the effective area around 2 keV was also applied (see Vikhlinin et al. 2005).

A521 is clearly characterised by a highly sub-structured temperature map, which presents:

– a cold region ($T \leq 5$ keV) in the North-East (labelled *NE_T*) around the *NE* substructure;
– a cold substructure corresponding to the region of the BCG (*A_BCG*). It is surrounded by an annulus of warmer gas (*A_NBCG*), that shows higher temperatures in its northern and eastern parts;
– a central hot region (~6 to 8 keV) that, starting from East, runs roughly parallel to the SX1 direction (*Ridge E*) and reaches a maximum in a very hot central peak (*Central*);
– a gradual decrease of temperature in the South-West sector (*Sect 1* and *Sect 2*). The temperature gradient is less pronounced in the South-East sector, with a possible cold substructure South-East of the cluster barycentre (*SE*).

3.2.2. Spectral analysis

Spectra in different regions of interest were extracted, together with the corresponding Auxiliary Response and Redistribution Matrix files. As above, an absorbed thermal model was used to fit the accumulated spectra in bins with a minimum number of 20 counts, with a column density fixed to the Galactic value. An inverse edge to account for the underestimate of the effective area around 2 keV was also applied (see Vikhlinin et al. 2005).

The temperatures, abundances, fluxes and rest-frame luminosities of the whole cluster (big circle in Fig. 1[2]) and of the two main clumps *A* and *B* (smaller circles in Fig. 1) are listed in Table 1. The quoted values were derived using ACIS-I data, for which a local background can be estimated. They do not show significant variation when blank field background are used, validating the use of blank field data for the temperature map.

The spectroscopic temperatures ($T_{\rm spec}$) of the different regions identified in the temperature map (see previous section) were also estimated. The ACIS-I and ACIS-S spectra were fitted simultaneously[3]. These temperatures are compared in

[2] The CCD gaps were masked in doing the spectral analysis of the whole cluster.

[3] We checked that fully consistent results are obtained using the ACIS-I exposure only.

Table 1. The results of spectral fitting in the whole cluster (circular region centred at (RA, Dec) = (04:54:07.9, −10:14:42.6) and with a radius of 4 arcmin) and in the two main clumps A and B (circular regions centred respectively at (RA, Dec) = (04:54:06.6, −10:12:56.3) and (RA, Dec) = (04:54:07.9, −10:14:42.6), and with radius of 0.8 and 1.0 arcmin). 1σ errors are given. $N_{\rm H}$ has been fixed to the galactic value (5.79×10^{20} cm^{-2}).

Region	T (keV)	Z ($Z_\odot$)	$f_{\rm X}$(0.5–2 keV) (10^{-12} erg/s/cm^2)	$f_{\rm X}$(bol) (10^{-12} erg/s/cm^2)	$L_{\rm X}$(0.5–2 keV) (10^{44} erg/s)	$L_{\rm X}$(bol) (10^{44} erg/s)
Whole cluster	5.85 ± 0.23	0.55 ± 0.08	2.03 ± 0.03	6.47 ± 0.13	3.42 ± 0.05	12.94 ± 0.21
Clump A	5.40 ± 0.50	0.50 ± 0.22	0.35 ± 0.02	1.06 ± 0.07	0.60 ± 0.04	2.16 ± 0.13
Clump B	5.79 ± 0.56	0.40 ± 0.21	0.38 ± 0.02	1.18 ± 0.08	0.64 ± 0.04	2.38 ± 0.14

Table 2. Spectroscopically derived temperatures, $T_{\rm spec}$, of the different structures detected in the temperature map of A521 (see Fig. 6). $T_{\rm spec}$ has been obtained by fitting simultaneously the ACIS-I and ACIS-S spectra. All the quoted results are obtained with $N_{\rm H}$ fixed to the galactic value, solar abundance $Z = 0.4$ as in Anders & Grevesse (1989), and provide a reduced $\chi 2 < 1$. The second column gives the temperature derived using the hardness ratio technique.

Region	$T_{\rm spec}$ (keV)	$T_{\rm HR}$ (keV)
NE_T	4.10 ± 0.66	4.5
A_BCG	4.25 ± 0.80	5.1
A_NBCG	6.51 ± 0.89	6.0
Ridge E	5.26 ± 1.75	6.6
Center	7.44 ± 1.19	7.4
Sect 1	5.77 ± 0.68	5.9
Sect 2	4.77 ± 0.66	4.6
SE	4.70 ± 0.88	5.3

Table 2 with the temperatures obtained using the hardness ratio technique. The latter ($T_{\rm HR}$) were estimated using both the mean value from the temperature map and the ratio of the count rates in the smoothed images used to derive the temperature map, these two methods giving results which always differ by less than 0.1 keV.

The temperatures derived from the spectral analysis are in good agreement, within 1σ error, with the value derived from the hardness-ratio technique (see Table 2), with no systematic differences. The largest discrepancy ($\sim 1.1\sigma$) is observed for the region around the BCG (*A_BCG*) which is even colder in the spectroscopic analysis. The spectral analysis clearly confirms: a) the low temperature of the clump centred on the BCG, which is surrounded by a hot region, b) the presence of a hot central bar elongated in a East/West direction with a maximum in the central region, and c) the cold temperature of the North-East part of the cluster.

4. Discussion

In agreement with previous results by Arnaud et al. (2000), Maurogordato et al. (2000) and Ferrari et al. (2003), the analysis of *Chandra* observations confirms that A521 is far from dynamical equilibrium and that it is a particularly complex system, made up by several subclusters in different phases of the merging process. A first evidence that A521 is in a disturbed dynamical state is the slight misalignment between the main axis of X-ray and optical emissions (*SX2* and *S2* in Fig. 3). This could be due to on-going merging event(s), since we know that in clusters the collisional component (i.e. ICM) and the non-collisional one (i.e. galaxies and DM) have significantly different dynamical time scales (Röttiger et al. 1993).

4.1. BCG group and surrounding regions

While the Southern part of A521 has a quite regular morphology and shows a peak of X-ray emission very close to the second BCG, the Northern region has a much more structured X-ray morphology, rich in sub-clusters. The main feature that appears in its ICM density and temperature maps is a compact cold component (clump *A_BCG*, Fig. 3), centred on the BCG, which is the highest density region of the principal northern substructure (clump *A*). The very high angular resolution of *Chandra* has helped to solve one of the open questions of the previous X-ray analysis of A521 (Arnaud et al. 2000). In the ROSAT observations a compact group in the North of the cluster was also detected, hosting the BCG. Curiously, it was not centred on its brightest galaxy, but on a northern position. *Chandra* observations show two main X-ray peaks in the subcluster *A* corresponding to the ROSAT group, one centred on a stellar object (*A_N*) and one associated to the BCG (*A_BCG*), which were not resolved by the previous X-ray observations. The *A_BCG* substructure is perfectly centred on the BCG and it corresponds spatially to the gravitationally bound system of galaxies detected by Ferrari et al. (2003). The gas of this clump, significantly hotter than the diffuse ISM of early type galaxies (∼0.5–1.5 keV, Forman et al. 1985), is associated to the whole system of galaxies surrounding the BCG. Its temperature, colder than in the rest of the cluster, is in agreement with the lower radial velocity dispersion of this region (256^{+82}_{-133} km s^{-1} in a circle of 240 $h_{75}{}^{-1}$ kpc around the brightest galaxy, Ferrari et al. 2003). What we need to investigate is the origin of the high gas density in *A_BCG*, ∼1.5 times higher than in the centre of the main cluster[4].

Similar to 28% of the first-rank galaxies in rich clusters (Hoessel 1980), the brightest galaxy of A521 is clearly a case of BCG with multiple nuclei (see Fig. 8 of Maurogordato et al. 2000). Since all of them are at the same redshift (Ferrari et al. 2003), they are very likely remnants of galaxies "cannibalised" by the most massive object, around which, however, the halo

[4] The density ratio was measured as the square root of the surface brightness ratio. The 0.5–5 keV surface brightness maps (ACIS-I and ACIS-S) were used, considering the *A_BCG* region and an equivalent region around the X-ray centre of the main cluster.

typical of cD galaxies has not been detected (Maurogordato et al. 2000). The formation of the halo in cD galaxies seems to result from the tidal disruption of a large fraction of dwarf galaxies during the early stages of cluster evolution (Merritt 1984; López-Cruz et al. 1997). Subsequently, violent relaxation redistribute the stars from the disrupted objects throughout the cluster's potential, giving rise to the cD's halo, while the gas originally confined in the cannibalised galaxies can contribute significantly to the ICM mass (López-Cruz et al. 1997). In A521 we are probably observing the initial phase of the formation of a cD at the centre of a low-mass subcluster, in which galaxy merging is efficient due to the low velocity dispersion of the system, while the extended halo has not yet had time to form. The very high ICM density of the *A_BCG* group could therefore be due to stripped material related to the cannibalism of the BCG. Galaxy cannibalism occurs very early in a cluster lifetime. If it would happen after cluster virialization, we should expect randomly oriented cD galaxies, while it has been shown that the shape of cD's aligns with its nearest neighbour, the cluster shape and the filaments of large scale structure (West 1994). The scenario that the BCG of A521 is becoming a cD galaxy in a dynamically young group is therefore supported by the observed alignment of the BCG main axis with the cluster major axis and with the nearest cluster neighbour (Plionis et al. 2003). It is also in agreement with the idea that cD's form via the merging of galaxies in the centre of poor groups, which then fall into richer clusters (Merritt 1984; Zabludoff & Mulchaey 1998 and references therein). Notice that a similar case of a cold and very dense clump of gas, detected around a BCG with multiple nuclei and aligned along the merging axis of the cluster, was observed with *Chandra* in A3266 (Henriksen & Tittley 2002). In that case, the BCG is probably cannibalising galaxies from a merging subcluster.

In agreement with the previous optical analysis, we therefore conclude that the main northern clump *A* is a group of galaxies in interaction with the main cluster. The subcluster shows a higher density component centred on the BCG, a northern tail of gas, and compression of the X-ray isophotes South of the BCG. All these results are in agreement with the merging scenario suggested by our optical analysis of the cluster (i.e. the group *A* is infalling toward the main cluster along a North/South direction). By comparing the ICM temperature and density maps of A521 with the numerical simulations of Ricker & Sarazin (2001), we suggest that the group *A* and the main cluster are in a pre-merger phase (∼−0.5 Gyr from the closest cores encounter), with a quite low impact parameter ($\lesssim 1 - 2r_s$) and a merger axis nearly perpendicular to the line of sight.

A higher ICM temperature is observed in the region surrounding the clump *A_N*, and in particular in its North and North-East sides (see Fig. 6). This higher temperature could be related to the presence of another substructure observed in the ICM density map of A521, i.e. the North-East clump *NE*. This substructure could be a dynamically separated group of galaxies, since it shows a low gas temperature and it hosts some faint galaxies (Fig. 3). The clump might be: a) another infalling sub-structure at the redshift of A521, or b) a background gravitationally structure, by chance seen in projection nearby the central field of A521. In the first case, the low ICM temperature of this region suggests that the possible interaction would be in its very initial phase. Several galaxies are present in the *NE* clump, for which we have no redshift information due to their very faint magnitudes ($B_{AB} > 23.5$, $I_{AB} \geq 21.5$). Their positions on the $(B - I)_{AB}$ vs. I_{AB} diagram (circles in Fig. 7) do not exclude that the *NE* clump could actually correspond to a group of galaxies at the distance of A521, since some objects (i.e. the brightest ones, $I_{AB} \simeq 21.5$) lie on the cluster red-sequence. They could therefore be faint ellipticals at the cluster redshift, surrounded by bluer late-type galaxies. It is however not clear why all the galaxies of this group are fainter than the confirmed members of A521 if they are at the same redshift. The low temperature of the gas in the *NE* region could also be in agreement with the second hypothesis, i.e. the *NE* clump could be a background group of galaxies. This seems however less probable, since the faint galaxies located in the clump lie on or are even bluer than the cluster red-sequence (Fig. 7), while they should be redder if they were massive ellipticals at higher redshift. They could be a grouping of late-type background galaxies, but in such a case the system would not be massive enough to have such a strong X-ray emission, and therefore it would not be associated to the *NE* clump detected by *Chandra*. Due to the faint magnitudes of these galaxies and the consequent bigger errors in their colour and magnitude determination, it is however not possible to exclude that they are elliptical galaxies at a redshift higher than but not so different to A521 ($\Delta z \sim 0.1$). With the optical observations of A521 available at present it is therefore impossible to give a definitive conclusion on the nature of the clump *NE*.

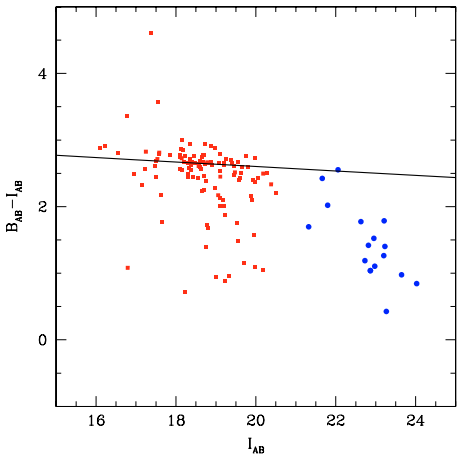


Fig. 7. Colour–magnitude diagram for the confirmed cluster members (squares) and for the galaxies in the *NE* substructure detected on the X-ray map of A521 (circles). The solid line shows the red-sequence best fit (Ferrari et al. 2003).

4.2. Central hot region

Between the main cluster and clump *A* we detect a very high temperature bar roughly parallel to *SX1* and extending from the

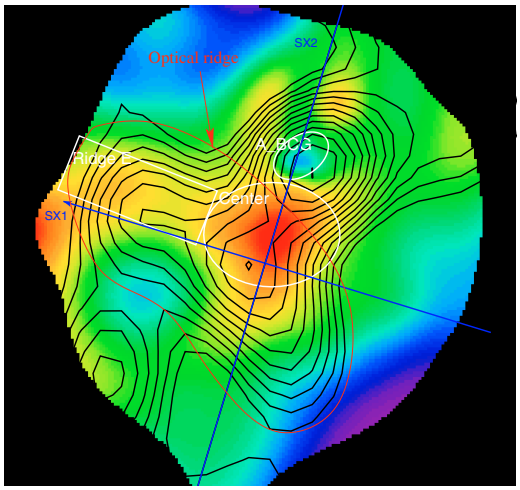


Fig. 8. Iso-density contours of the galaxies with $B < 27$ and $I < 20$ superimposed in black on the temperature map of A521. The over-dense ridge of galaxies is indicated in red. (This figure is available in colour in electronic form.)

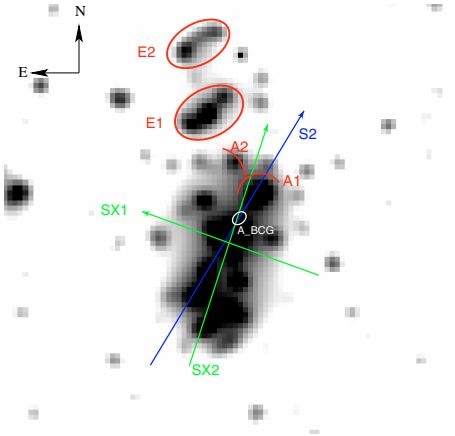


Fig. 9. Projected galaxy density map of the red sequence galaxies in A521 central field (15×20 arcmin^2). The map has been built on the basis of a multi-scale approach (see Ferrari et al. 2005 for more details). The positions of the *A_BCG*, *A1* and *A2* features are shown. The *SX1*, *SX2* and *S2* directions are also indicated. Recent observations have confirmed the presence of several galaxies at the redshift of A521 in the two clumps *E1* and *E2*.

East to the centre of the cluster, where the ICM temperature reaches its maximum value (Fig. 6). The hot bar corresponds to the eastern part of the over-dense ridge of galaxies detected by Arnaud et al. (2000) and Ferrari et al. (2003) on the galaxy iso-density maps (Fig. 8). In optical, the ridge bends towards South-West on the western side of the cluster centre, while the hot bar does not extend in this western region.

The dynamical properties of this part of the cluster were interpreted as the result of a recent merger in the ridge region with a significant component along the line of sight (Ferrari et al. 2003). The high temperature of the eastern side of the ridge, due to gas compression and heating, could therefore be associated either a) with the on-going infall of the subcluster *A* toward the centre of the main cluster, or b) with the merging event nearly along the line of sight detected in optical. The first hypothesis is in agreement with the results of numerical simulations, which, in the case of low impact parameters, show a high temperature bar nearly perpendicular to the collision axis during the pre-merger phases (Schindler & Müller 1993; Takizawa 1999; Ricker & Sarazin 2001). Considering hypothesis b), we can exclude that we are observing the central phases of a subclusters' collision: due to the merging geometry of the substructures in the ridge reconstructed through the optical observations, we should not detect such a high temperature bar (the collision axis nearly along the line of sight prevents us from observing strong signatures of interactions in the X-ray temperature and density maps, e.g. Schindler & Müller 1993). The high temperature could be explained by the b) hypothesis in the case of a post-merger, since we could then be observing in projection the shock fronts moving outwards. Of course, the hot ridge in the centre of the cluster could be due to a combination of the two merging events, i.e. the pre-merger phase of the clump *A* and the post-collision nearly along the line of sight along the ridge.

4.3. Other features in the density and temperature maps

Other features are detected in the northern part of the cluster (i.e. North of the *SX1* direction). First of all, the western clump *W*. Optical observations reveal that it hosts some bright cluster members (bottom panel of Fig. 3); it could therefore be a dynamically bound group of galaxies at some stage of interaction with the main cluster. Since the ICM temperature is higher in the North than in the South of the group, and the map of the residuals (Fig. 4) shows a tail of gas elongated in the SE direction, we could be witnessing a merging event between the main cluster and the clump *W*, the latter coming from somewhere in the S-SE direction. An off-axis collision could have prevented the total assimilation of the less massive group *W* in the main component of A521.

Two edges *A1* and *A2* are detected in the X-ray surface brightness of A521. They are located orthogonally to the merging axis *SX2* and trace the Northern boundary of the clump *A*. In the scenario in which the *A_BCG* group is falling from North onto the main cluster, the edges might be interpreted as residuals of the sloshing activity of the ICM during the merger that is taking place along the *SX2* axis. However, due to the very complex optical and X-ray properties of A521, nothing can exclude that *A1* and *A2* could be alternatively related to other merging events in A521, either in its central field (e.g. the possible collisions of the clumps *W* or *NE* with the main cluster), or in its outer regions not covered by our *Chandra* observations.

In this respect, several other substructures appear at larger scales in the North of the iso-density map of the projected distribution of the red sequence galaxies (see Fig. 9). New optical observations (EFOSC2@3.6m ESO) have recently revealed the presence of several galaxies at the cluster redshift in the two Northern clumps *E1* and *E2* (Fig. 9), confirming that they are

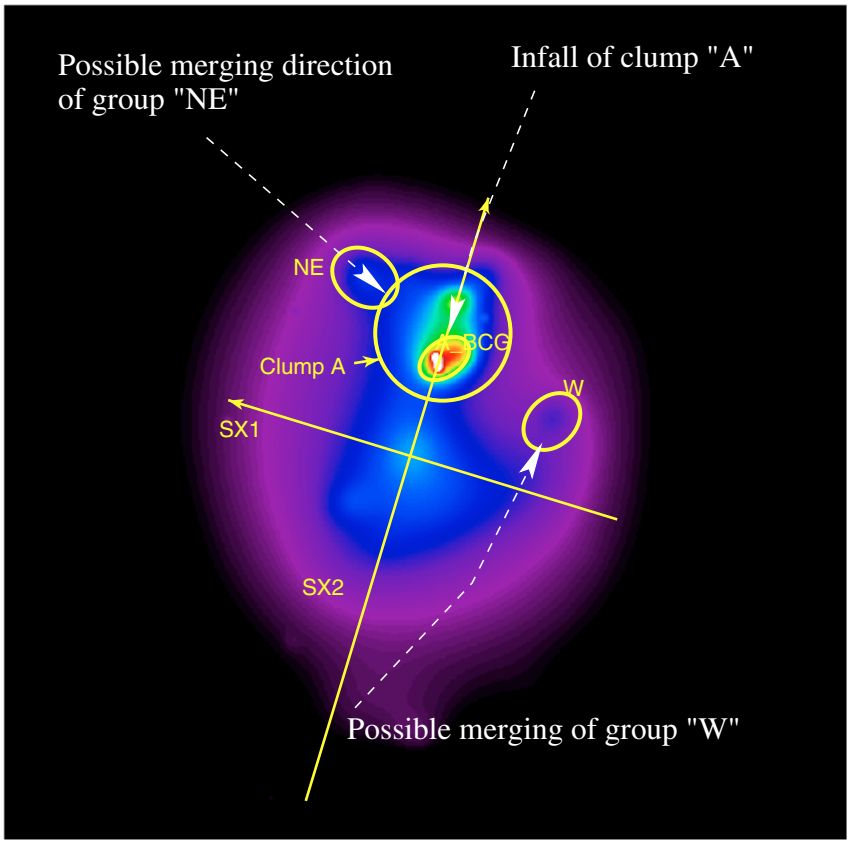


Fig. 10. Cartoon showing the possible merging scenario in the central region of A521. The main merging subclusters (yellow) and their infall direction (white) are superimposed on the image of A521 X-ray diffuse emission. (This figure is available in colour in electronic form.)

very likely other merging subclusters at 1.5–2 h_{75}^{-1} Mpc from the cluster centre. A radio relic in the South-East region of the cluster has also been discovered through new VLA observations of A521 (Ferrari 2003, see Appendix A for more details).

5. Summary and conclusions

Through our *Chandra* observations of A521 we confirm that this cluster is in a disturbed dynamical state, as shown by previous X-ray and optical analysis (Arnaud et al. 2000; Maurogordato et al. 2000; Ferrari et al. 2003). A sketch of the possible merging scenario in the central field of the cluster covered by our *Chandra* observations is shown in Fig. 10, in which the following features emerge:

- a main cluster centred on the X-ray/optical barycentre of the system;
- a group of galaxies (clump *A*) with its ICM density peak centred on the BCG, which is infalling on the main cluster along a NW/SE direction (∼−0.5 Gyr from the closest cores encounter);
- two other structures possibly interacting with the main cluster (*W* and *NE*), the former in the central phases of an off-axis collision coming somewhere from S-SE, the latter at the beginning of the interaction and coming from North-East. The nature of these two substructures, and in particular of *NE*, is however very uncertain;
- two edges in the ICM density (*A1* and *A2*), probably due to ongoing merging events either in the central field of the cluster observed by *Chandra*, or in its outer regions.

Thus, *Chandra* observations confirm that A521 is made up by several sub-clusters and groups of galaxies converging towards the centre of the cluster and observed in different phases of their merging process. The higher resolution density and temperature maps allow us to corroborate and refine the merging scenario of the group hosting the BCG (i.e. clump *A*), and to identify new signatures of other possible interactions (i.e. the groups *W* and *NE*, the arcs *A1* and *A2*). A deeper and wider optical spectroscopic coverage is now necessary to understand the most puzzling regions of this system and clarify its extremely complex multiple merging scenario.

Appendix A: Radio emission in A521

New VLA observations at 1.4 GHz, with an angular resolution of 12″ × 12″ and a sensitivity of 0.025 mJy/beam (1σ), have

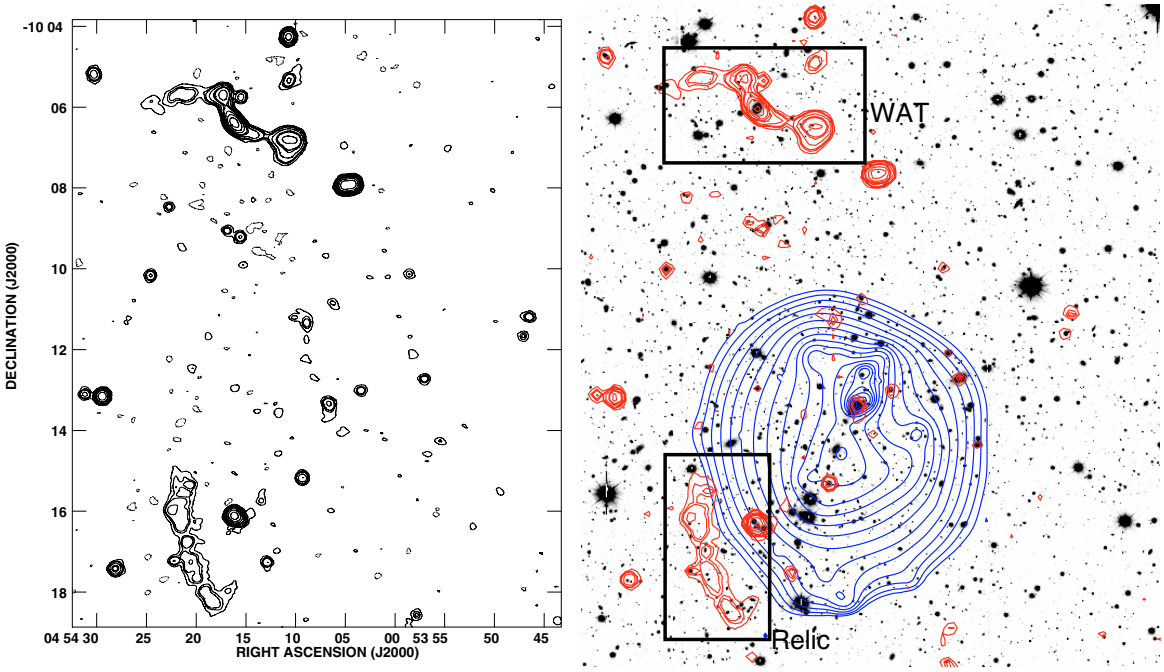


Fig. A.1. *Left*: 20 cm radio map of A521 obtained from new VLA observations (Ferrari 2003). The contours levels are: −0.075, 0.075, 0.150, 0.200, 0.400, 0.800, 1, 2, 4, 8, 32 mJy/beam. The rms noise level is 0.025 mJy/beam. The beam size is $12'' \times 12''$. *Right*: contours of radio (red) and X-ray (blue) emission are overlaid on the deep I-band image of A521 central field ($\sim 15' \times 13'$). The contour levels are set as in the left panel (radio) and in Fig. 2 (X-ray). The newly detected radio relic (Ferrari 2003) is the extended source in the South/East cluster region. The WAT radio source in the North of the cluster is also indicated. (This figure is available in colour in electronic form.)

revealed the presence of a faint radio relic in the South/East region of the cluster (Fig. A.1 and Ferrari 2003), thus supporting the perturbed dynamics of A521. Such low-brightness extended radio sources are indeed only detected in cluster mergers (Feretti 2003). Detailed results on this radio source will be presented elsewhere (Ferrari et al. in preparation).

A Wide Angle Tail ("WAT") radio source has also been detected in the North of the cluster (Fig. A.1 and Ferrari 2003). The WAT is located in the clump E1, which is probably merging with the main cluster (see Sect. 4.3 and Fig. 9). Further spectroscopic observations could reveal if the optical galaxy associated with the WAT is at the cluster redshift. The relative motion between the host galaxy and the ICM, due to the infall of the clump E1 towards the cluster centre, would then be responsible for the observed bend of the radio jets (Feretti & Venturi 2002).

Acknowledgements. We warmly thank Wolfgang Kapferer, Magdalena Mair and Jean-Luc Sauvageot for intensive and fruitful discussions on the merging scenario of the cluster. We are very grateful to Luigina Feretti for her helpful contribution to the analysis of the radio properties of A521. The authors thank the anonymous referee for his/her suggestions that improved the presentation of the paper. This research was supported in part by Marie Curie individual fellowship MEIF-CT-2003-900773 (CF).

References

Abell, G. O. 1958, ApJS, 3, 211
Abell, G. O., Corwin, H. G., & Olowin, R. P. 1989, ApJS, 70, 1
Adami, C., Biviano, A., Durret, F., & Mazure, A. 2005 [arXiv:astro-ph/0507542]
Anders, E., & Grevesse, N. 1989, GeCoA, 53, 197
Arnaud, M., Maurogordato, S., Slezak, E., & Rho, J. 2000, A&A, 355, 461
Bardelli, S., Zucca, E., Zamorani, G., Moscardini, L., & Scaramella, L. 2000, MNRAS, 312, 540
Bardelli, S., Venturi, T., Zucca, E., et al. 2002, A&A, 396, 65
Barrena, R., Biviano, A., Ramella, M., Falco, E. E., & Seitz, S. 2002, A&A, 386, 861
Belsole, E., Pratt, G. W., Sauvageot, J.-L., & Bourdin, H. 2004, A&A, 415, 821
Belsole, E., Sauvageot, J.-L., Pratt, G. W., & Bourdin, H. 2005, A&A, 430, 385
Bertschinger, E. 1998, ARA&A, 36, 599
Borgani, S., Murante, G., Springel, V., et al. 2004, MNRAS, 348, 1078
Boschin, W., Girardi, M., Barrena, R., et al. 2004, A&A, 416, 839
Czoske, O., Moore, B., Kneib, J. P., & Soucail, G. 2002, A&A, 386, 31
Demarco, R., Rosati, P., Lidman, C., et al. 2005, A&A, 432, 381
Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, ARA&A, 28, 215
Donnelly, R. H., Forman, W., Jones, C., et al. 2001, ApJ, 562, 254
Dupke, R., & White, R. E. 2003, ApJ, 583, L13
Durret, F., Forman, W., Gerbal, D., Jones, C., & Vikhlinin, A. 1998, A&A, 335, 41

Durret, F., Lima Neto, G. B., & Forman, W. 2005, A&A, 432, 809
Feretti, L. 2003, in Texas in Tuscany, XXI Symp. on Relativistic Astrophysics, ed. R. Bandeira, R. Maiolino, & F. Mannucci (Singapore: World Scientif. Publ.), 209
Feretti L., & Venturi, T. 2002, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, (Dordrecht: Kluwer), 163
Ferrari, C. 2003, Ph.D. Thesis, University of Nice-Sophia Antipolis, France
Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C. 2003, A&A, 399, 813
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E. 2005, A&A, 430, 19
Flores, R. A., Quintana, H., & Way, M. J. 2000, ApJ, 532, 206
Forman, W., Jones, C., & Tucker, W. 1985, ApJ, 293, 102
Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A., et al. 2003, ApJ, 597, 210
Henriksen, M. J., & Tittley, E. 2002, ApJ, 577, 701
Henriksen, M. J., Donnelly, R. H., & Davis, D. S. 2000, ApJ, 529, 692
Henry, J. P., Finoguenov, A., & Briel, U. G. 2004, ApJ, 615, 181
Hoessel, J. 1980, ApJ, 241, 493
Johnson, M. W., Cruddace, R. G., Wood, K. S., Ulmer, M. P., & Kowalski, M. P. 1983, ApJ, 266, 425
Kowalski, M. P., Cruddace, R. G., Wood, K. S., & Ulmer, M. P. 1984, ApJS, 56, 403
López-Cruz, O., Yee, H. K. C., Brown, J. P., Jones, C., & Forman, W. 1997, ApJ, 475, L97
Markevitch, M., & Vikhlinin, A. 2001, ApJ, 563, 95
Markevitch, M., Ponman, T. J., Nulsen, P. E. J., et al. 2000, ApJ, 541, 542
Markevitch, M., Gonzalez, A. H., David, L., et al. 2002, ApJ, 567, L27
Markevitch, M., Govoni, F., Brunetti, G., & Jerius, D. 2005, ApJ, 627, 733
Maurogordato, S., Proust, D., Beers, T. C., et al. 2000, A&A, 355, 848
Mazzotta, P., Markevitch, M., Vikhlinin, A., et al. 2001, ApJ, 555, 205
Merritt, D. 1984, ApJ, 276, 26
Plionis, M., Benoist, C., Maurogordato, S., Ferrari, C., & Basilakos, S. 2003, ApJ, 594, 144
Poggianti, B. M., Bridges, T. J., Komiyama, Y., et al. 2004, ApJ, 601, 197
Ricker, P. M., & Sarazin, C. L. 2001, ApJ, 561, 621
Roettiger, K., Burns, J., & Loken, C. 1993, ApJ, 407, 53
Rose, J. A., Gaba, A. E., Christiansen, W. A., et al. 2002, AJ, 123, 1216
Schindler, S., & Müller, E. 1993, A&A, 272, 137
Starck, J. L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, Image and Data Analysis: The Multiscale Approach (Cambridge University Press)
Sun, M., Murray, S. S., Markevitch, M., & Vikhlinin, A. 2002, ApJ, 565, 867
Takizawa, M. 1999, ApJ, 520, 514
Umeda, K., Yagi, M., Yamada, S. F., et al. 2004, ApJ, 601, 805
Valtchanov, I., Murphy, T., Pierre, M., Hunstead, R. W., & Lémonon, L. 2002, A&A, 392, 795
Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. 2001, ApJ, 551, 160
Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., et al. 2005, ApJ, 628, 655
West, M. J. 1994, MNRAS, 268, 79
West, M. J., Jones, C., & Forman, W. 1995, ApJ, 451, L5
Zabludoff, A. I., & Mulchaey, J. 1998, ApJ, 496, 39

A&A 447, 827–842 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053975
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

Simulations of galactic winds and starbursts in galaxy clusters

W. Kapferer[1], C. Ferrari[1], W. Domainko[1], M. Mair[1], T. Kronberger[1,2], S. Schindler[1], S. Kimeswenger[1], E. van Kampen[1], D. Breitschwerdt[3], and M. Ruffert[4]

[1] Institut für Astrophysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Technikerstr. 25, 6020 Innsbruck, Austria
e-mail: wolfgang.e.kapferer@uibk.ac.at
[2] Institut für Astrophysik, Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany
[3] Institut für Astronomie, Türkenschanzstrasse 17, 1180 Wien, Austria
[4] School of Mathematics, University of Edinburgh, Edinburgh EH9 3JZ, Scotland, UK

Received 3 August 2005 / Accepted 24 October 2005

ABSTRACT

We present an investigation of the metal enrichment of the intra-cluster medium (ICM) by galactic winds and merger-driven starbursts. We use combined *N*-body/hydrodynamic simulations with a semi-numerical galaxy formation model. The mass loss by galactic winds is obtained by calculating transonic solutions of steady state outflows, driven by thermal, cosmic ray and MHD wave pressure. The inhomogeneities in the metal distribution caused by these processes are an ideal tool to reveal the dynamical state of a galaxy cluster. We present surface brightness, X-ray emission weighted temperature and metal maps of our model clusters as they would be observed by X-ray telescopes like XMM-Newton. We show that X-ray weighted metal maps distinguish between pre- or post-merger galaxy clusters by comparing the metallicity distribution with the galaxy-density distribution: pre-mergers have a metallicity gap between the subclusters, post-mergers a high metallicity between subclusters. We apply our approach to two observed galaxy clusters, Abell 3528 and Abell 3921, to show whether they are pre- or post-merging systems. The survival time of the inhomogeneities in the metallicity distribution found in our simulations is up to several Gyr. We show that galactic winds and merger-driven starbursts enrich the ICM very efficiently after $z = 1$ in the central (∼3 Mpc radius) region of a galaxy cluster.

Key words. galaxies: clusters: general – galaxies: abundances – galaxies: interactions – galaxies: ISM – X-ray: galaxies: clusters

1. Introduction

Modern X-ray observations of galaxy clusters show clearly a non-uniform, non-spherical distribution of metals in the ICM (e.g. Schmidt et al. 2002; Furusho et al. 2003; Sanders et al. 2004; Fukazawa et al. 2004; Hayakawa et al. 2004). As heavy elements are only produced in stars the processed material must have been ejected into the intra-cluster medium (ICM) by cluster galaxies. The first suggested transfer-processes were galactic winds (De Young 1978) and ram-pressure stripping (Gunn & Gott 1972). Other processes like kinetic mass redistribution due to galaxy-galaxy interactions (Kapferer et al. 2005; Gnedin 1998), intra-cluster supernovae (Domainko et al. 2004) or jets of AGNs are the latest suggestions for enriching the ICM. In order to distinguish between the efficiency of the enrichment processes several approaches for simulations were carried out. De Lucia et al. (2004) used combined *N*-body and semi-analytical techniques to model the intergalactic and intracluster chemical enrichment due to galactic winds. Another approach are Tree+SPH simulations of galaxy clusters (Tornatore et al. 2004) including galactic winds. Gnedin (1998) did combined softened lagrangian hydrodynamic (SLH) particle-particle/particle-mesh (P^3M) simulations to investigate the contribution of galaxy-interactions on the enrichment of the ICM. A comparison of the efficiency between ram-pressure stripping and quiet galactic winds was recently done by Schindler et al. (2005).

Multiwavelength and spectroscopic observations of galaxy clusters help us to reveal the dynamical and evolutionary state of the system (Ferrari et al. 2005; Belsole et al. 2005). If there is no spectroscopic information for cluster galaxies available, questions on substructures in galaxy clusters and their dynamical state are almost impossible to address. In this paper we show the possibilities of state of the art and planned future X-ray observations to obtain information about the dynamical state of a galaxy cluster. We model galactic winds and starbursts due to galaxy mergers as enrichment processes of the ICM. The resulting X-ray surface brightness, temperature and metal maps provide the key to understand the dynamics of merging and relaxed galaxy clusters.

2. Simulations

2.1. Numerical methods

We use different code modules to calculate each of the cluster components appropriately. Figure 1 gives a short overview of

Article published by EDP Sciences and available at http://www.edpsciences.org/aa or http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20053975

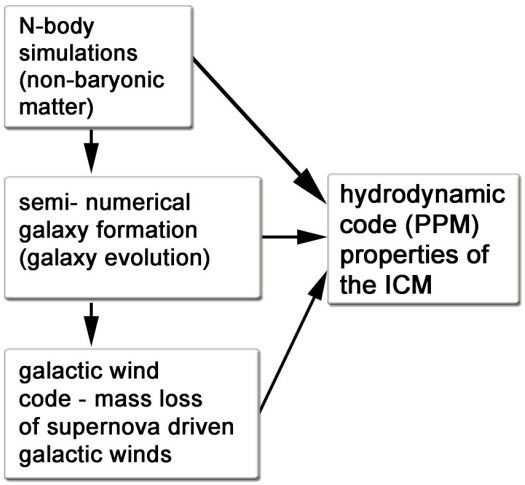


Fig. 1. Sketch of our computational scheme.

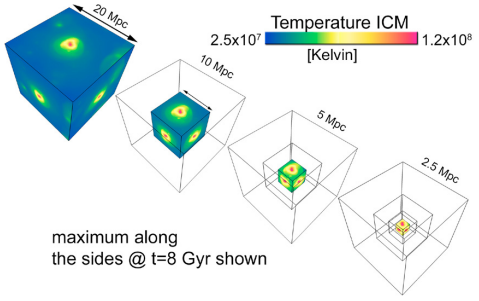


Fig. 2. The four nested grids in our mesh refinement hierarchy. The largest grid spans a volume of $(20\ \mathrm{Mpc})^3$ the finer grids $(10\ \mathrm{Mpc})^3$, $(5\ \mathrm{Mpc})^3$ and $(2.5\ \mathrm{Mpc})^3$. Each grid has a resolution of 128^3 grid cells. This leads to a resolution of $(\sim 19.5\ \mathrm{kpc})^3$ in the innermost grid.

our involved techniques to simulate the several components of a galaxy cluster.

The non-baryonic component is calculated using an N-body tree code (Barnes & Hutt 1986) with constrained random fields as initial conditions (Hoffman & Ribak 1991), implemented by van de Weygaert & Bertschinger (1996). The N-body tree code provides the underlying evolution of the dark matter (DM) potential for the hydrodynamic code and the orbits of the model cluster galaxies. The properties of the galaxies are calculated by an improved version of the galaxy formation code of van Kampen et al. (1999). The adopted ΛCDM cosmology is characterized by $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_\mathrm{m} = 0.3$, $\sigma_8 = 0.93$ and $h = 0.7$. The mass resolution of our N-body simulation is in the order of $1.5 \times 10^{10}\ M_\odot$ for all three model clusters with a gravitational softening of $14\ h^{-1}$ kpc. The improvements to the galaxy formation model of van Kampen et al. (1999) mainly concern the star formation modes, which are a mixture of bursting and quiescent star formation. Most of the recent star formation is occurring in disks, following the Schmidt law with a threshold according to the Kennicutt criterion, and most of the high-redshift star formation is resulting from merger-driven starbursts. The chemical evolution of stars and both the hot and cold components are traced, where metals are assumed to be exchanged between these components due to cooling, star formation, and feedback processes. The galaxy formation model does not eject metals from the galaxies. This is treated by the hydrodynamical code. The dark matter haloes are populated with galaxies according to the halo and galaxy merger prescriptions of the galaxy formation model, which traces their merger histories "ab initio". For each galaxy its position and velocity are known (and stored) at all times: their orbits, luminosities, colours, etc. are a product of the N-body simulation in combination with the assumptions of the galaxy formation model. Dark matter haloes are identified using local density percolation, as described fully in van Kampen (1997). The galaxy formation code takes into account heating of cold gas in the interstellar medium (ISM) due to supernovae and enriching the hot gas in the galaxies' halos. The cooling of the supernova (SN) heated gas is modelled by radiative cooling with line emission. Besides the process of radiative cooling, the hot halo gas can be reheated up to the virial temperature by DM halo merging. This leads to a two-phase gas model for each galaxy. A hot gas phase populating the halos and a cold gas phase populating the disks of the galaxies. The whole gas is gravitationally bound to the potential field of the galaxies. Due to stellar feedback the hot gas is chemically enriched as the systems evolve, see Sect. 2.3 and van Kampen et al. (1999) for details. The fraction of mass residing in the hot and cold phases of gas depends on the SN rates and the energetics, i.e. masses and velocities, of the DM halo mergers.

For the treatment of the ICM we use a hydrodynamic code with shock capturing scheme (PPM, Collela & Woodward 1984), with a fixed mesh refinement scheme (Ruffert 1992) on four levels and radiative cooling. In Fig. 2 the scheme of the fixed mesh refinement is shown.

The grids are fixed at the centre of the simulated galaxy cluster and the largest grid covers a volume of $(20\ \mathrm{Mpc})^3$. Each finer grid covers $\frac{1}{8}$ of the next larger grid. With a resolution of 128^3 grid cells in each grid we obtain a resolution of $(\sim 19.5\ \mathrm{kpc})^3$ for each cell on the finest grid. The interaction of the N-body tree code with the hydrodynamic code is done as illustrated in Fig. 3.

As the N-body tree code, the semi-numerical galaxy formation and evolution and the mass-loss rates due to galactic winds are calculated from the beginning, the hydrodynamics covers the redshift interval from $z = 1$ to $z = 0$, i.e. ~57% of the whole simulation time. This setup allows us to address questions like:

- what is (are) the origin(s) of the inhomogeneities found in the X-ray metallicity maps?
- how long can these inhomogeneities survive in the hot ambient ICM?
- what can we learn about the dynamical state of a galaxy cluster from X-ray observations?

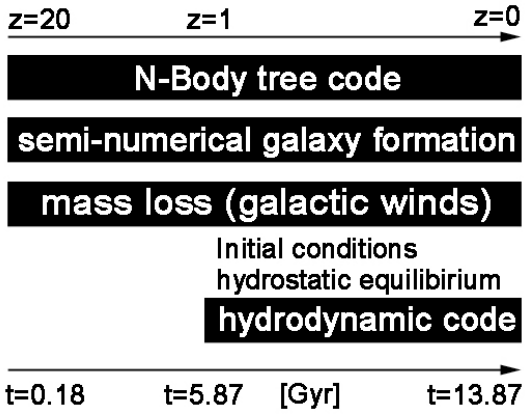


Fig. 3. The chronology of our simulation set-up. While the N-body code, the galaxy formation code and the galactic winds code trace the whole evolution from the beginning the hydrodynamic covers ~57% of the simulation time.

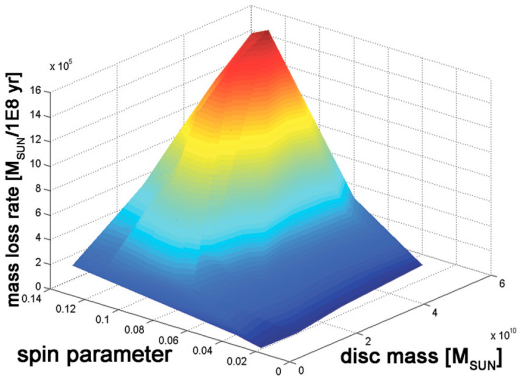


Fig. 4. The mass loss rate $[M_\odot/1 \times 10^8$ yr] for simulated galaxies as a function of disk mass and spin parameter (λ). The halo mass for all galaxies is fixed to 3×10^{11} $M_\odot$. It can clearly be seen that higher disk masses and spin parameter result in a higher mass loss rate. This is due to the fact that higher spin parameters cause a larger disk scale length and therefore a larger disk.

2.2. Calculation of the mass loss due to galactic winds

The mass loss rate due to thermally, cosmic ray and MHD wave pressure driven galactic winds is calculated for each model galaxy with a code developed by Breitschwerdt et al. (1991). For a given model galaxy the algorithm calculates the mass-loss rate and wind properties as well as the velocity of the ejected matter as a function of distance to the galaxy or the pressure flow. As input for the wind code, galaxy parameters like halo mass, disk mass, spin parameter, scale length of the components, temperature and density distribution of the ISM, as well as the stellar density distribution are required. In order to save computing time we performed parameter studies. We did more than 10.000 calculations varying the halo mass, disk mass and spin parameter to simulate a wide spectrum of different spiral galaxies. The winds were then calculated as suggested in Breitschwerdt et al. (1991). The results are summarised in a look up table. In Fig. 4 an example for a given set of galaxies is shown. All galaxies have the same halo mass of 3×10^{11} $M_\odot$. The x- and y-axis indicate different disk masses and spin parameters λ. The combination of disk mass and spin parameter results then in a certain geometry (disk scale length) and potential (Mo et al. 1998), which then is taken as input for the galactic wind code of Breitschwerdt et al. (1991). If for a given halo mass the fraction of disk mass and the spin parameter increases, the size of the disk gets larger and therefore supernovae can explode at larger radii. The gas disk as well as the star distribution extends into the outer parts of a galaxy, where the potential is more shallow than in the inner parts. Supernovae exploding in that region can more easily accelerate the surrounding gas to the escape velocity of the system at a given galactic radius.

It is important to point out, that the mass, calculated with the above mentioned approach, is no longer gravitationally bound to the system. The mass is accelerated up to the escape speed and will leave the hot halo of the underlying galaxy. Apart from the mass loss due to galactic winds another solution is in principle possible, the so called "breeze solution". In this picture gas will be accelerated to leave the galactic disk, and become then part of the hot halo gas. In this case the gas can cool radiatively and sink then towards the disk. In our hydrodynamic simulation only the ICM is modelled (several $10^7 < T_{ICM} <$ several 10^8 [K]), therefore hot gas in the halos of galaxies is taken into account, as it is not part of the ICM. This means that the mass expelled by supersonic galactic winds does not belong to the hot halo component of the galaxies anymore and is therefore part of the ICM, which we treat in our hydrodynamic simulation.

2.3. Calculation of the mass loss due to starbursts

The mass loss rates due to galaxy merger induced starbursts are estimated following Heckmann et al. (2000). They investigated 32 far-IR-bright starburst galaxies and conclude that for galactic superwinds (mass loss rate 10−100 $M_\odot$ per year) the mass outflows are comparable to the star formation rates (SFRs) of the underlying system. The SFRs in merging galaxies in our semi-numerical galaxy model are enhanced up to several 100 $M_\odot$/yr, depending on the relative velocities, masses and the gas content of the interacting galaxies during several 10 million years. In addition, Heckmann (2003) finds that in none of the cases radiative cooling of the coronal gas is sufficient to quench the outflow. This heuristic approach gives us the mass loss for a starbursting galaxy, which we add to the hydrodynamic simulation at the place of the starburst. The material is then spread over volumes corresponding to a typical travel time of 10^7 years (typical time step). The metals are mixed with the ICM already present. The metallicity of the ejecta is taken from the semi-numerical galaxy modelling, which calculates the metals in a hot and cold gas reservoir through

$$\dot{m}_c = Z_h \dot{M}_{cool} - Z_c(1 + \beta - R)\Psi_{SF} + y\Psi_{SF} \quad (1)$$

$$\dot{m}_h = Z_h \dot{M}_{cool} + Z_c \beta \Psi_{SF} + Z_{Prim} \dot{M}_{new}, \quad (2)$$

Table 1. Properties of our model galaxy clusters.

Model cluster	Total mass inside a radius of 3 Mpc @ $z = 0$ [10^{14} $M_\odot$]	# of galaxies in the inner (5 Mpc)^3 volume (grid 3)
A	13.0	830
B	6.8	489
C	7.8	585

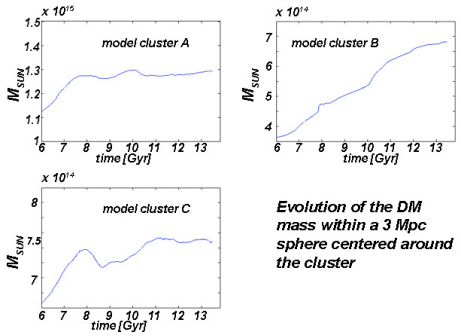


Fig. 5. From the mass accretion rates it is visible that model cluster B is a strong merging system, model cluster C has less merging events and model cluster A is a relaxed, massive system. The Evolution is shown for a 3 Mpc physical units sphere centered around the cluster, since $z = 1$.

where $Z_c = m_c/M_c$, $Z_h = m_c/M_h$, $\dot{M}_{new}$ is the accretion of new baryons by the halo, Ψ_{SF} is the star formation rate, Z_{prim} the primordial metallicity and β the fraction of supernovae of a stellar population. The starbursts are modelled such, that they eject matter with the metallicity present in the cold gas reservoir. This results in a lower limit in metallicity of the starburst ejecta.

3. The properties of our model galaxy clusters

Three different model galaxy clusters have been simulated, hereafter cluster A, B and C. We simulate a non-merging galaxy cluster, a cluster with a single subcluster merger and a less massive galaxy cluster undergoing several mergers of subclusters. In Table 1 the properties of the model clusters A, B and C are listed.

In Fig. 5 the evolution of the DM mass within a 3 Mpc sphere centered around the cluster is shown. The number of galaxies in our model clusters as a function of time in the simulation volume of grid 3 (5 Mpc on the side) is shown in Fig. 6.

As model cluster B is the cluster with several major mergers, the number of galaxies in grid 3 (5 Mpc per side) has a stronger increase (increase = new galaxies are formed + galaxies move into the volume) with time than in the cases of the non-merging model cluster A, and less merging system C, which have an almost constant number of galaxies in the same volume. The average mass ratio of the subclusters and main-clusters in our simulations is around 1:2 in model cluster B, and 1:4 in model cluster C. In model cluster A, a very low mass subcluster falls towards the cluster centre almost at the

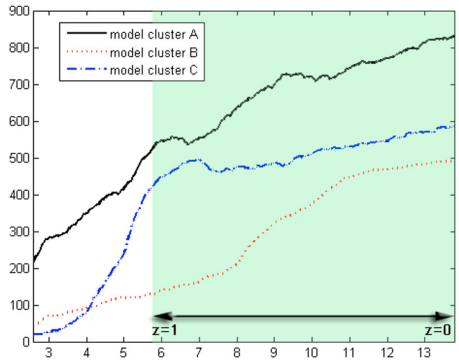


Fig. 6. Time evolution of the number of galaxies in the simulation volume grid 3 (5 Mpc on a side) since $z = 4$. The blue range highlights the redshift interval $z = 1$ to $z = 0$.

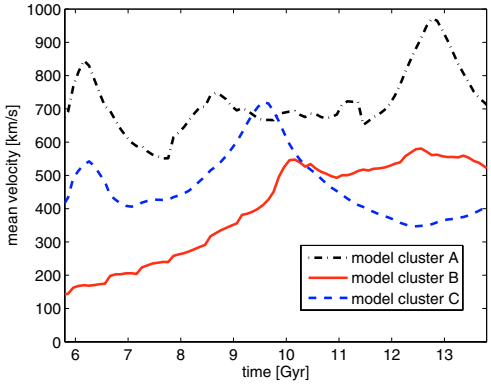


Fig. 7. Time evolution of the mean velocity of all galaxies in a central cube with 5 Mpc on the side for model cluster A, B and C. The velocities are given starting from $z = 1$ (blue range in Fig. 6).

end of the simulation. Note that the pre-merger clusters have a lot of substructure. The mean velocities of the galaxies as a function of time are shown in Fig. 7. Model cluster A has a approximately constant mean velocity over a long period and a little merger event during 1.5 Gyr at the end of the simulation. Model cluster C has two major merger events, one at the beginning and one in the middle of the hydrodynamic simulation; see the two humps in the corresponding line in Fig. 7. The less massive model cluster B is forming during the first half of the hydrodynamic simulation by mergers of several small substructures and then in the second half there are two major mergers, at 10 and 12.5 Gyr.

In our model clusters the mass loss rate due to both quiet galactic winds and starbursts are calculated. The ratio of matter ejected by all starburst events in comparison to the galactic winds in the time interval $z = 1$ to $z = 0$ is 1.3% for model cluster A, 20% for model cluster B and 7.3% for model cluster C in a volume of (5 Mpc)^3 centred on the cluster. As model cluster B shows the highest number of merging events, it has the highest fraction of starburst events in the (5 Mpc)^3

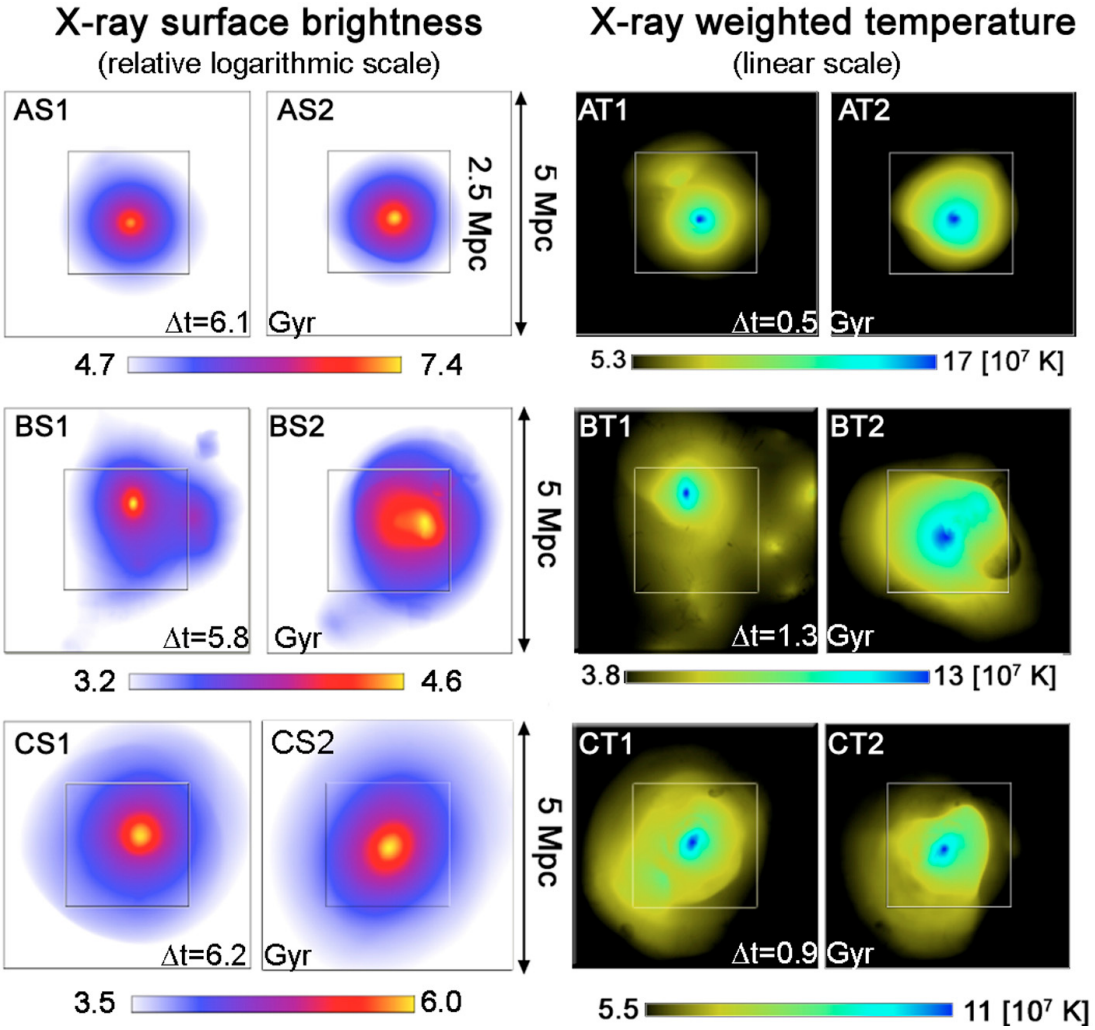


Fig. 8. X-ray surface brightness maps and X-ray weighted temperature maps for all model clusters. In the upper panel model cluster A, in the middle panel model cluster B and in the lower panel model cluster C is shown. The name for each map indicates the model cluster (A, B or C), surface brightness or temperature map (S , T) and two particular timesteps 1 or 2. The timesteps are chosen to show the clusters before and after a merger event. The X-ray surface brightness and temperature maps correspond not to the same timesteps, the main criterion for choosing them is the visibility of substructures. The range of the surface brightness maps is about 2.5 orders of magnitudes. See the text for more details.

simulation volume. This is caused by many galaxy groups moving towards the cluster centre as the cluster evolves.

4. Results

4.1. X-ray maps

We extract X-ray surface brightness, X-ray emission weighted temperature and metal maps from our simulations for comparison with observations. The images in Figs. 8 and 9 have a resolution of 256 pixels on each side (one pixel represents a region of $(19.5\ \mathrm{kpc})^2$ and represent the projection of a volume of $(5\ \mathrm{Mpc})^3$ on the sky).

4.1.1. X-ray surface brightness maps

Figure 8 shows all model clusters A, B and C at different evolutionary states. Each panel on the left hand side shows two X-ray surface brightness maps (named S1 and S2), reproducing the X-ray emission at two different particular states in their evolution. The first letter of the name indicates the model cluster A, B or C. The maps AS1 and AS2 (upper panel) in this series show model cluster A, the most massive one with an infall of a low mass structure happening almost at the end of the simulation. In AS1 there is a small area with enhanced emission in the innermost part $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$ faintly visible at the top. This feature belongs to a small subcluster. At the end of the simulation the whole cluster has become a relaxed system.

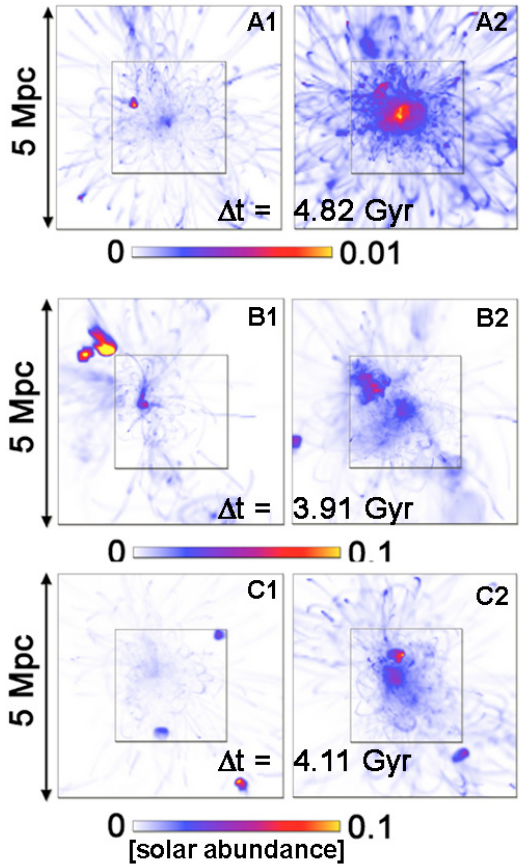


Fig. 9. X-ray metallicity maps for all model clusters. The names of the images reflect the model cluster (A, B or C) shown at 2 different timesteps. See the text for more details. Between A1 and A2 there are 4.82 Gyr, between B1 and B2 are 3.91 Gyr and between C1 and C2 4.11 Gyr of evolution.

The maps BS1 and BS2 demonstrate the different dynamical states of model cluster B. At $z = 1$ (map BS1) there are two subclusters visible, besides the main cluster. In addition there is enhanced X-ray emission due to matter ejected by a major starburst in the upper right corner. The overdensities in the surroundings of the starbursting galaxy cause the conspicuous behaviour in the X-ray surface brightness map. Map BS2 shows the state when the two substructures have already merged with the main cluster. The ejected matter due to the starburst, caused by the galaxy merger, has moved to the vicinity of the centre and is visible as a second small local maximum of X-ray emission. The elongated shape in the X-ray surface brightness map due to the merger is clearly visible. The cluster is in a post merger state.

The X-ray surface brightness map for model cluster C is shown in maps CS1 and CS2. The first map CS1 shows the cluster at the beginning of the hydrodynamic simulation. As the cluster undergoes one major merger event at $z = 0.5$, the system does not evolve to a relaxed galaxy cluster within simulation time. In map CS2 the X-ray surface brightness map at $z = 0$ is shown. The elongated structure, caused by the merger, can clearly be seen.

X-ray surface brightness maps are able to show major merger events in galaxy clusters. X-ray observations are often limited by the number of photons arriving from the observed object and of course the intrinsic noise. Therefore it is important to mention that the maps that are shown here represent an ideal case of infinitely long observations.

4.1.2. X-ray temperature maps

In Fig. 8 the right images (named T1 or T2) show the X-ray weighted temperature maps of all model clusters at the same time as the same time as the left panels. Again a volume of $(5\ \mathrm{Mpc})^3$ is represented by the maps. The two maps AT1 and AT2 show model cluster A before a small merging event and during the phase of merging. Map AT1 shows the cluster at the same time as AS1. In the X-ray temperature map the subcluster is more pronounced and the map shows in addition more structures in the centre of the main cluster, caused by several subgroups of galaxies falling in. Map AT2 shows the cluster during the merging phase 500 Myr after map AT1. The subcluster has fallen into the main cluster and caused perturbations in the ICM, which can be seen in the aspherical shape of the cluster's temperature distribution.

Model cluster B undergoes several merging events of subclusters which can be seen in the map BT1. Besides the subclusters, map BT1 shows small, colder regions (black knots) in the ICM, which were caused by cold matter ejected by starbursts. They can be seen in the outskirts of the main cluster. In map BT2 the cluster is shown after 1.3 Gyr of evolution. The subclusters have merged with the main cluster and strong shocks in the ICM emerge, which are visible near the upper border of the indicated $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$ region. In the right upper corner of the $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$ cube a cold feature is visible. This feature belongs to ejected matter by a merger-driven starburst. The ejected matter has several 10^6 K and is therefore visible as cold inclusions in the ICM. The temperature of the ICM in the region of the starburst is calculated as a mixture of hot ICM with a given density and the ejecta of the starburst, which are assumed to have temperatures in the order of several 10^6 K. As starbursts can transport a major amount of matter into the ICM, the density increases and therefore the regions are visible in X-ray maps, see Fig. 8 – BS1.

The last model cluster C has a major merger event, as is clearly visible in the X-ray weighted temperature map. Map CT1 shows the subcluster and in addition cold material on the opposite side of the main cluster, which belongs to ejected matter from a starburst. In the centre of the main cluster there are several outward moving shocks showing up as hotter shell-like regions, which were caused by several very small subcluster mergers. In map CT2 the subcluster has merged with the main cluster (900 Myr later).

X-ray weighted temperature maps are better suited to investigate the dynamical state of a galaxy cluster than the X-ray surface brightness maps. If enough photons are available in

the X-ray observations, combination of both gives the best tool for investigating galaxy clusters in X-rays. The observed X-ray temperature maps of galaxy cluster have a limited spatial resolution, because the numbers of photons in real observations is limited.

4.1.3. X-ray metal maps

X-ray weighted metal maps show the strength of enrichment processes and the spatial spreading of metals. As we focus in this paper on the enrichment of the ICM by galactic winds and starbursts, the metal maps give a direct measure of their efficiency.

In Fig. 9, upper panels, two metal maps for model cluster A (A1, A2) are shown. The main striking features, which are visible, are stripes of enriched material pointing radially toward the cluster centre. These stripes belong to enriched matter ejected continuously by quiet galactic winds as the galaxies move through the ICM. As we calculate the amount of ejected matter by SN-driven galactic winds, the enriched gas is treated in the same hydrodynamic way as the ICM. In the outskirts of the galaxy cluster the stripes can survive several Gyr because the density and strength of perturbations of the ICM in enriched regions is very low. In Sect. 4.5 a more detailed analysis of the survival timescales will be given. A1 and A2 are separated by 4.82 Gyr of evolution. In A1 there is a small highly enriched region visible, which belongs to matter ejected by a merger-driven starburst. As model cluster A is a very massive galaxy cluster (see Table 1) the pressure of the ICM on the galaxies is quite high in the central region of the cluster. Suppression of winds occurs, because enhanced pdV-work against the increasing ambient pressure can stall the expansion of the outflow. In our model this translates into a combined pressure of gas, cosmic rays and MHD waves, which is lower at the sonic point than the external ICM pressure. In addition to the quiescent winds, calculated in Schindler et al. (2005), we take into account starbursts caused by galaxy–galaxy interactions in this simulation. These interactions enhance the SFRs of the systems very strongly over short times (several 10 to 100 Myr, Kapferer et al. 2005) and therefore lead to short, strong outflows of matter. In A2 the highly enriched central region can be seen. The overall metallicity is very low in model cluster A, because of the suppression of quiet galactic winds by ICM pressure onto the galaxies in the central part ($\sim$(1 Mpc)^3). Another interesting feature is the second peak in the metal map near the cluster centre (near upper-left inner corner) in the map A2 in Fig. 9, caused by the strong starburst from above. The material has not been mixed with the metals at the centre of the main cluster. It has been mixed with gas in a volume of several tens of kpc. As shown in the previous maps, model cluster A has a merger event and the induced perturbations in the ICM cause the spatial shift of this enriched region to the upper left corner of the innermost grid.

In Fig. 9 B1 and B2, the X-ray metallicity maps of model cluster B are shown. The left map shows the metallicity distribution after 4 Gyr of evolution. Again two highly enriched regions in the outskirts of the cluster are visible. They belong to merger-driven starburst ejecta. Note that the relative velocities of galaxies, which fall in groups toward the galaxy cluster centre are significantly lower (several hundred km s^{-1}) than the relative velocities of the galaxies interacting at the centre of the cluster potential (thousands of km s^{-1}). As a consequence, the interaction times of galaxies in subgroups falling into the cluster potential are longer and merger events do have larger timescales to introduce perturbations into the inter-stellar medium, which cause the higher SFRs. Therefore starbursts due to galaxy-galaxy interactions are more effective in subgroups, falling into the cluster potential, than in the central parts of the galaxy cluster. In the metal B2 map the ICM, enriched by the starburst, has efficiently mixed with the surrounding ICM and moved towards the centre of mass, i.e. into denser regions. As a consequence the average metallicities are lower than in the left map (B1), where the ICM was not so dense in the region, where the starburst happened. Model cluster B is the least massive model cluster in our sample and does not suppress galactic winds in the central region. Although the cluster has fewer galaxies, galactic winds and starbursts can enrich the ICM an order of magnitude more efficiently than in model cluster A, the most massive cluster in our sample. This can be explained in terms of the ICM mass, which has to be enriched. A high gas mass exerts a higher pressure of the ICM onto the galaxies, especially in the central (1 Mpc)^3 region. Although more massive galaxy clusters have more galaxies, the higher pressure of the ICM suppresses the galactic winds of many systems in the central region. In addition, more ICM has to be enriched than in the case of a less massive cluster, which leads to lower metal abundances in our model cluster A.

In Fig. 9 C1 and C2, the metal maps for the intermediate mass model cluster C are shown. In principle they follow the same trend as in the case of model cluster B. Again the left map shows highly enriched regions due to galaxy-merger driven starburst ejecta. As in all the other metal maps, the enriched trajectories of the galaxies can be seen in the outskirts of the galaxy cluster. These stripes can survive several Gyr, depending on the properties and the motion of the surrounding ICM. In the central $\sim$(2 Mpc)^3 part of the model cluster, the shock waves and perturbations in the ICM, caused by subcluster mergers, mix the enriched regions on shorter timescales (several hundred Myr), depending on the mass ratios and the merger scenario.

4.1.4. Evolution of the mean metallicities

In order to give a quantitative estimate of the enrichment, we present the evolution of the mean metallicities of our model clusters during the time interval $z = 1$ to $z = 0$ in Fig. 10. The quantities given are the mean metallicities extracted from the X-ray weighted metal maps, weighted with the X-ray surface brightness maps. In Fig. 10 a region of (2.5 Mpc)^2 was taken into account, which corresponds to a typical galaxy cluster size. Whereas model cluster A and C show approximately a constant slope over the simulation time, model cluster B reveals a different behaviour. At 10 Gyr an enhancement is visible because of a merger event, which increases the X-ray weighted

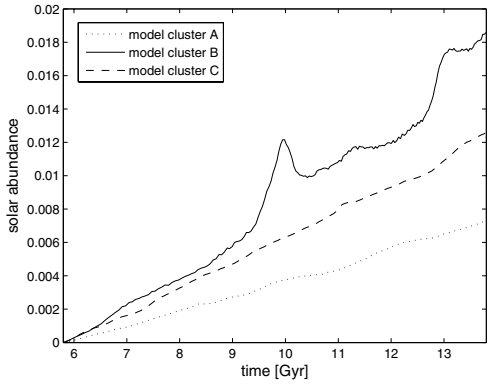


Fig. 10. Evolution of the X-ray weighted metallicity for all model clusters. The metal maps of the $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$ region are weighted by X-ray surface brightness maps in the same region.

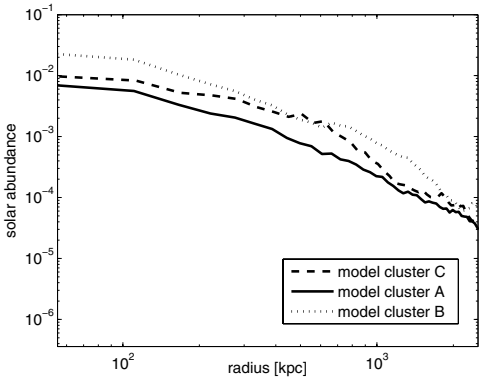


Fig. 11. Metallicity profiles of the three model clusters at $z = 0$.

metallicities due to a temporary increase in density in the merger region. In the case of model cluster B, the first maximum in the mean velocity (see Fig. 7) corresponds to the enhancement of the metallicity enrichment of model cluster B in Fig 10, which is related to a cluster merging event.

In model cluster B the increase in the number of galaxies in the simulation volume with $(5\ \mathrm{Mpc})^3$ is stronger than in the model clusters A and C. Therefore the increase in the enrichment rate can be explained as increase of number of galaxies with galactic winds in the simulation volume.

In Fig. 11 the metallicity profiles of the three model clusters at $z = 0$ are shown. The centre of the 2D binning coincides in all cases with the maximum in density of the baryonic matter.

The central metallicity in model cluster B increases by an order of magnitude within ∼4 Gyr, ending at $z = 0$. Metal profiles are easier to obtain from observations than 2D metal maps, but they have one major disadvantage: they do not show the inhomogeneities in the metal distribution of a galaxy cluster. The comparison of the metal profile of model cluster B at the end of the simulation with the corresponding artificial X-ray weighted metal map in Fig. 13 shows this issue clearly. Due to the averaging of metals in rings centred around the emission centre of

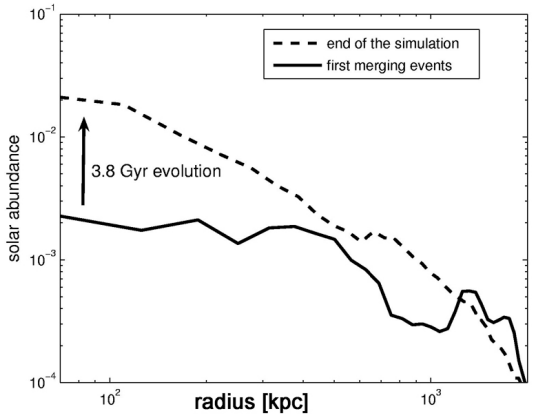


Fig. 12. Metallicity profile for model cluster B at the first merging events and at the end of the simulation.

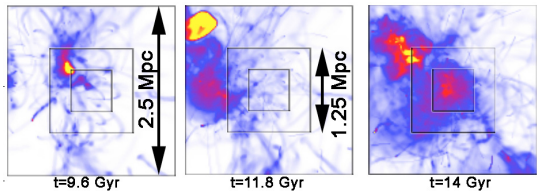


Fig. 13. X-ray weighted metal maps for model cluster B at different times. The movement of the metals with respect to the X-ray surface brightness centre (fixed at the image centre) due to several cluster mergers can easily be seen.

the ICM, the real maximum in the 2D metal maps is flattened out.

4.2. Revealing the dynamical state through X-ray maps

Galaxy clusters are the largest gravitationally bound systems in the universe and, as they are formed from huge amounts of DM, galaxies and ICM, it takes cosmological timescales to establish dynamical equilibrium. Galaxy clusters can be observed in many wavelengths to study the interaction of the different components. One outstanding challenge is the comparison of high resolution X-ray metal maps with galaxy-density maps. The combination of both observations will lead to a deeper insight into the interaction processes in galaxy clusters. In this section we want to present the capabilities of these combined observations to address questions about the dynamical state of a galaxy cluster.

If metals originate from galaxies, they are expelled by processes like ram-pressure stripping, galactic winds or direct kinetic redistribution of material by galaxy-galaxy interaction. Therefore they are connected to the trajectories of the galaxies. The relative velocity of the galaxies with respect to the ICM then leads to metal tracks, which can survive for several Gyr in the quieter outer regions of a galaxy cluster. In Fig. 14 X-ray weighted metal maps for model cluster B are

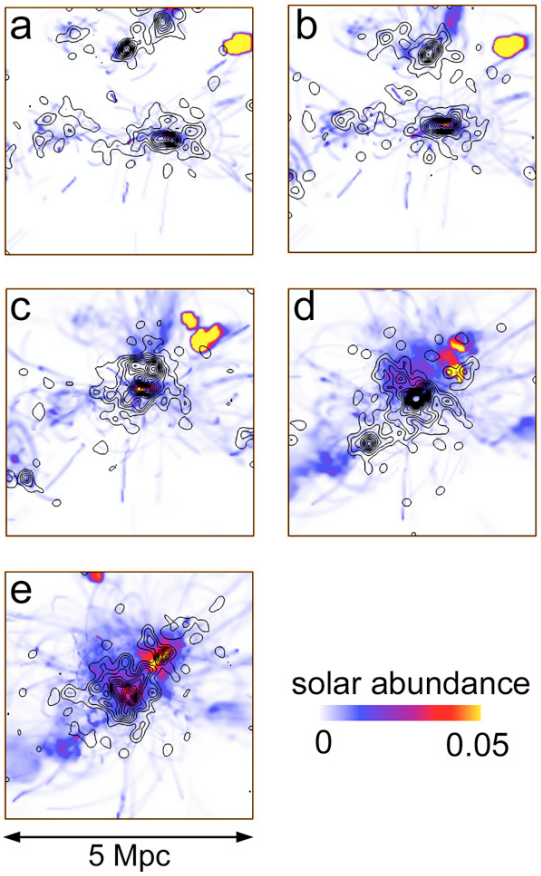


Fig. 14. X-ray weighted metallicity maps of model cluster B with galaxy-density isolines. Images **a)** to **e)** show the model cluster at different times, chosen in such a way that pre- and in situ merger evolutionary states are presented (image a to e shows about 2.5 Gyr of evolution). The metallicity-gaps in front (relative to the direction of motion) of the substructures are clearly visible.

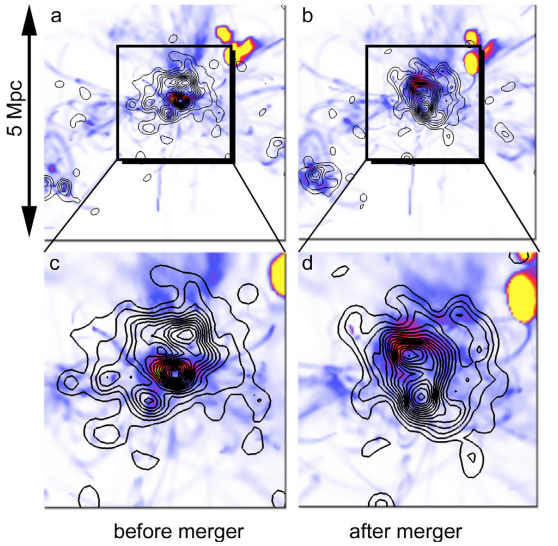


Fig. 15. Artificial X-ray weighted metallicity maps of model cluster B with galaxy-density isolines drawn in (the color bar is the same as in Fig. 14). The upper images show again the $(5\ \mathrm{Mpc})^2$ region, whereas the lower images are the magnifications of the innermost grid $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$. The metallicity gap before the first encounter of the subcluster with the main cluster is clearly visible. The main cluster is located in the centre of the image **c)** and the gap lies above.

shown, with isolines representing the galaxy number density. Images (a) to (e) show different evolutionary states of model cluster B, the model cluster with many merger events. The images (a), (b) and (c) show the infall of a major subcluster from the top. Image (c) shows the cluster in the pre-merger phase. Along their way to the main cluster the galaxies lose metals and therefore there is a higher metallicity behind the subcluster than in front of them. In image (d) another subcluster falls into the main cluster (from the lower left). Again there is a higher metallicity behind the subcluster than in front of it. This results in a gap in the metal map, between the subcluster and the main cluster, just before the two structures merge.

In Fig. 15 two timesteps of the merging model cluster B are presented. The upper images show the cluster shortly before (~80 Myr) and shortly after (~60 Myr) the first passage of the subcluster through the main-cluster. In the lower panels (image (c) and (d)) magnifications of the central $(2.5\ \mathrm{Mpc})^2$ cluster region are shown. Before the first encounter (image (c)) the absence of metals between the main- and the subcluster is clearly visible. In image (d) the subcluster with the corresponding galaxies went through the main cluster and therefore there is no metallicity gap between them anymore.

The combination of both observations (optical imaging and X-ray) can reveal the dynamical state of a galaxy cluster very accurately, without any time consuming optical spectroscopic investigations. The fact that there is a strong gradient in the metallicity distribution in front of and behind the infalling subcluster, indicates the direction of motion of the galaxies and the pre- or post merger state of a galaxy cluster.

Of course, our simulated metallicity maps have resolutions not obtainable with present X-ray observations. Therefore Fig. 16 shows more realistic metal maps, including galaxy densities isolines. The right images give the same quantities as the left ones, but with a resolution of 9×9 pixels. The metallicity gap between the main- and subcluster in the upper images is present, in the high as well as in the low resolution image. In the lower images another subcluster falls into the main cluster from the lower left corner. Again the higher metallicity behind the subcluster, which moves towards the main cluster, is visible in both the low and high resolution metal maps.

4.3. Comparison with observations: the bimodal clusters Abell 3921 and Abell 3528

In order to test whether the metallicity gap between premerging structures in galaxy clusters are observable or not, we compared the three model clusters with observed galaxy

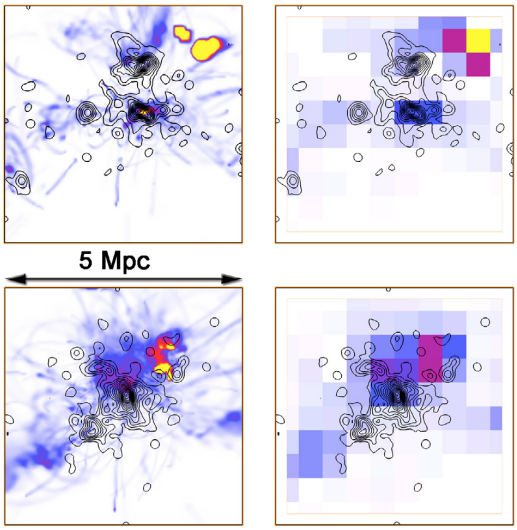


Fig. 16. X-ray weighted metallicity maps of model cluster B with galaxy-density isolines. The color bar is the same as in Fig. 14. The left images show the simulation resolution, the right images present the same metal maps with a resolution of 9×9 pixel.

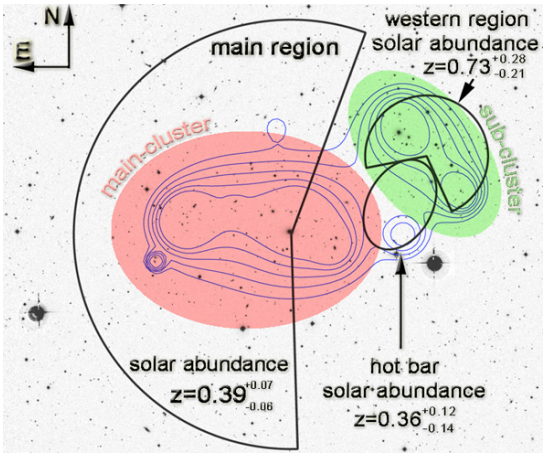


Fig. 17. Iso-density contours (blue) of the projected distribution of the red sequence galaxies (with $R_{AB} \leq 19$) superimposed on the central 30×22 arcmin^2 of the R-band image of A3921. Metallicity of the ICM (solar abundance) was determined from XMM data by Belsole et al. (2005) in three regions outlined by the black lines.

clusters. Two systems in which metal gaps have been observed, and whose dynamical state has been studied in detail through a multi-wavelength analysis, are presented in the following: Abell 3921 and Abell 3528.

4.3.1. Abell 3921

Abell 3921 is a $R = 2$, BM II cluster at $z = 0.094$ (Katgert et al. 1998). Recent optical and X-ray analysis (Ferrari et al. 2005; Belsole et al. 2005) showed that its perturbed morphology, firstly revealed by ROSAT and Ginga observations (Arnaud et al. 1996), is due to an on-going merger of two main sub-structures: a main cluster centred on the Brightest Cluster Galaxy (BCG) (A3921-A), and a NW subcluster (A3921-B) hosting the second brightest cluster member. A3921-A is ~5 times more massive than A3921-B. The comparison of the optical and X-ray properties of A3921 (i.e. dynamical and kinematic properties of the cluster, optical and X-ray morphology, features in the ICM density and temperature maps) suggests that A3921-B is tangentially traversing the main cluster in the S-SE North direction. The two sub-clusters show a collision axis nearly perpendicular to the line of sight (Ferrari et al. 2005; Belsole et al. 2005).

Belsole et al. (2005) extracted the ICM metallicity in three different regions of A3921: the Eastern part of the main cluster (in which the ICM is less perturbed by the merging event), the hot bar detected on the temperature map, and the western region (see Fig. 5 of Belsole et al. (2005) and Fig. 17). Taking their result as best reference, the metallicity of the western region is significantly higher (~90% significance level) than in the main region and in the hot bar of A3921.

In Fig. 18 the metallicity distribution of model cluster B is shown. The insert gives in addition one ICM iso-density surface, which shows the positions of the main- and the subcluster. As mentioned above, metals, ejected by galactic winds and merger-driven starbursts, are located behind the subcluster. As galaxies in subclusters interact with lower relative velocities (several 100 km s^{-1}), they show stronger enhancements in their SFRs than in the cluster central regions, where the relative velocities are of the order of 1000 km s^{-1}. In addition the gas content of cluster galaxies, especially in the central regions, are lower due to ram-pressure stripping. In Abell 3921 the western region shows the highest metallicity, nearly twice of that of the main region. If our picture holds, the subcluster seems therefore to be in the pre-merger state.

This confirms that the previous hypothesis that A3921 is in the phases of merging (Ferrari et al. 2005, $t_0 \sim \pm 0.3$ Gyr) is correct, but we can now even refine the merging scenario by affirming that the closest cores encounter has not yet happened (in partial disagreement with the conclusions of Belsole et al. 2005). If a high resolution metal map were available, we would probably also be able to reconstruct the 3D-path of the subcluster A3921-B.

4.3.2. Abell 3528

Abell 3528 is a $R = 1$, BM II Abell cluster at $z = 0.053$ located in the core of the Shapley Concentration. X-ray observations (Raychaudhury et al. 1991; Schindler 1996) revealed a bimodal morphology, with two main clumps (A3528-N and A3528-S) aligned in the North/South direction and separated by ~14 arcmin (0.9 h_{70}^{-1} Mpc). Further optical, X-ray and radio analysis (Bardelli et al. 2001; Baldi et al. 2001; Donnelly et al. 2001; Venturi et al. 2001) indicated that A3528 is a pre-merging system, since: a) the galaxies in the two clumps are

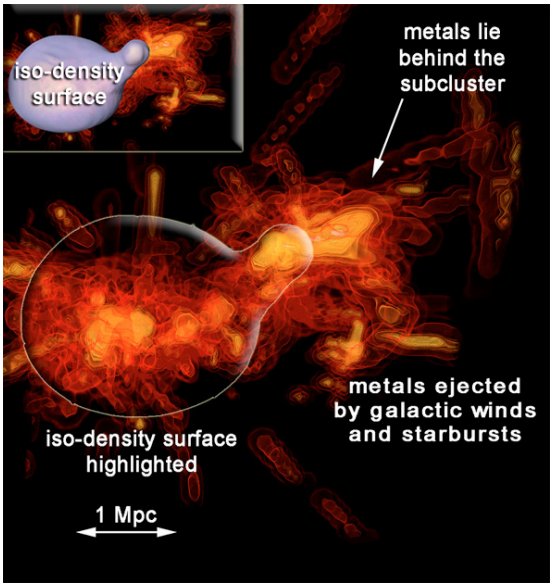


Fig. 18. The 3D metal distribution of model cluster B and the edge of the ICM density isosurface (highlighted by the insert) are shown. The subcluster has higher metallicities, due to a merger-driven starburst, and the offset of the metals with respect to the subcluster is visible. In addition the gap in metallicity, indicating the pre-merger state, can be seen clearly.

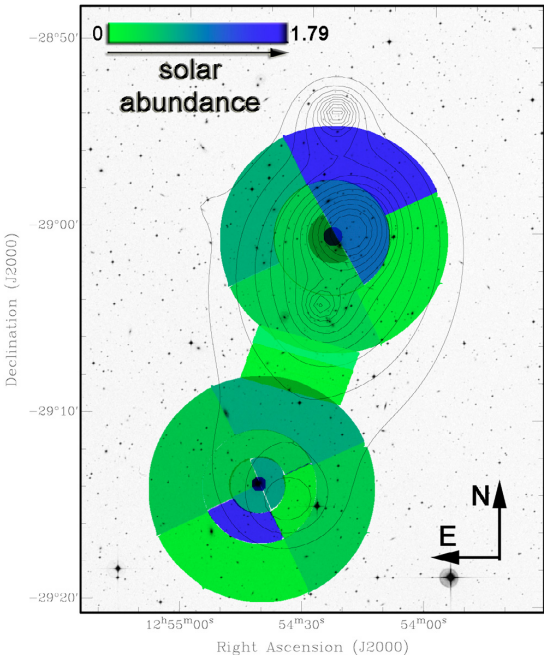


Fig. 19. Iso-density contours (black) of the projected distributions of galaxies ($13 \leq B \leq 19.5$) in the A3528 central field. The abundances in the annuli surrounding the two main sub-clusters (A3528-N and A3528-S) and in the region between them are shown in color (Gastaldello et al. 2003).

not far from the virial equilibrium each; b) the merging effects on the galaxy population are not yet evident, neither at optical nor at radio wavelengths; c) no diffuse extended radio emission has been detected; and d) the ICM surface brightness distribution of the two clumps is still azimuthally symmetric, with evidences for cool cores, and the gas located between the two clumps is only marginally hotter (∼15%).

Through XMM observations of A3528, Gastaldello et al. (2003) reached different conclusions on the dynamical state of this cluster, assessing that in fact A3528 is an off-axis post-merging system. They conclude that the absence of any evidence of shock heated gas both in their temperature and in their density map is due to a wrong initial hypothesis, i.e. the two clumps cannot be in a pre-merger phase. By combining this result with: a) the absence of any strong merging signatures in the X-ray data, despite the relatively small separation of the two clusters, and b) the optical light distribution mostly concentrated in the northern clump, Gastaldello et al. (2003) suggest that the closest core encounter between A3528-N and A3528-S happened about 1−2 Gyr ago, with a high impact parameter. In agreement with the previous X-ray studies (ROSAT and ASCA data, Donnelly et al. 2001), their analysis confirms that the two main clumps in X-ray have a relaxed structure, a centrally peaked surface brightness, and cooler cores.

The comparison of the metallicity map obtained from XMM data (Gastaldello et al. 2003) with the results of our numerical simulations can help to shed light on the dynamical state of A3528. In Fig. 19 the isodensity contours of the galaxy number and the metallicity of the ICM in several regions are shown. The isodensity map has been built from the APM catalogue ($13 \leq B \leq 19.5$) on the basis of a multi-scale approach (see Ferrari et al. 2005, for more details). The highest abundances are observed in the SE of the core of A3528-S and in the NW region of A3528-N, while a lower metallicity characterises the region between the two clumps. Following our simulations, these results would suggest that A3528-N and A3528-S are in reality in a pre-merger phase, with a collision axis along the SE/NW direction, in agreement with the first hypothesis about the dynamical state of A3528 (Bardelli et al. 2001; Baldi et al. 2001; Donnelly et al. 2001; Venturi et al. 2001). It is however clear that, due to the large errors in the abundance determination (Gastaldello et al. 2003), a higher statistics in the iron line would be useful to confirm the pre-merger scenario.

4.4. Metal enrichment before z = 1

As we start simulating the ICM of our model clusters at $z = 1$, the question arises what the fractions of metals ejected by galactic winds and starbursts are in earlier epochs. We adress this question by applying our wind and starburst routines to the semi-numerical galaxies in the redshift range of $z = 4$ to $z = 0$. As we do not have the knowledge of the ICM properties before $z = 1$, we do not suppress quiet galactic winds by pressure of the ICM on galaxies in the central part of the galaxy cluster. In addition we sample the ejected metals along the trajectories of the galaxies on a $(20\ \mathrm{Mpc})^3$ co-moving grid to get an idea

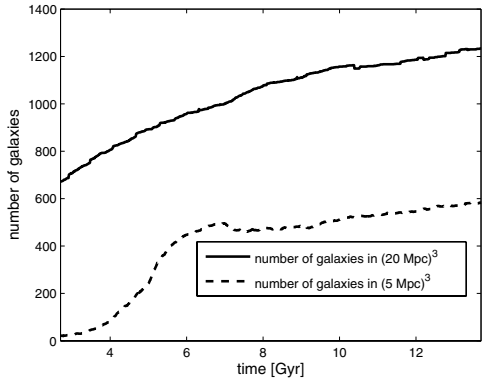


Fig. 20. Evolution of the number of galaxies in the (20 Mpc)^3 and (5 Mpc)^3 simulation volume starting from $z = 4$ (∼1.5 Gyr) and ending at $z = 0$ (∼13.8 Gyr) for model cluster C as an example is shown.

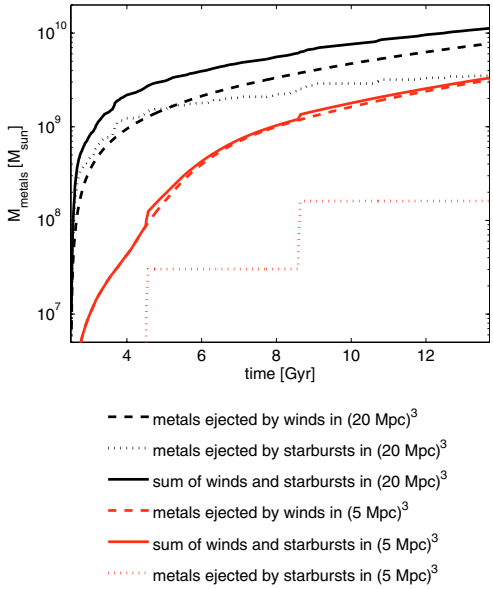


Fig. 21. Amount of metals ejected into the ICM by galactic winds and starbursts starting at $z = 4$ for model cluster C. The black lines show the amount in the (20 Mpc)$^3 h^{-1}$ and the red lines in the (5 Mpc)$^3 h^{-1}$ simulation co-moving volume.

of the metal-distribution from the early epochs. The metals are only put into cells at the positions of the galaxies without assigning any velocities. In this very simple approach we sample all the metals on a 128^3 grid. This procedure helps us to see where galaxies lose their metals, in the centre or in the outskirts. In Fig. 20 the evolution of the number of galaxies in the (20 Mpc)^3 and (5 Mpc)^3 co-moving simulation volume starting from $z = 4$ for model cluster C is shown. As the cluster forms around $z = 1$ (∼5.8 Gyr), the increase of galaxies in the central (5 Mpc)^3 region of the cluster is clearly visible.

The amount of metals ejected by all galaxies having a quiet galactic wind or a starburst as a function of time is shown in Fig. 21. The black lines give the amount of metals in the (20 Mpc)^3 simulation volume, whereas the red lines give the same quantity in the (5 Mpc)^3 volume. The different processes (galactic winds and starbursts) are plotted separately. Starbursts happen more often in the outskirts of the galaxy cluster, where the galaxies move in groups towards the cluster. Before $z = 1$ merger-driven starbursts are the dominating enrichment process in comparison to galactic winds in model cluster C. In the smaller volume, representing the cluster, only two strong merger-driven starbursts happen since $z = 4$. Therefore winds dominate as enrichment process in the (5 Mpc)^3 volume.

The amount of metals ejected by galactic winds and starbursts before and after $z = 1$ is given Table 2. The first trend is that starbursts occur more often in the outskirts of the cluster, but they do not play an important role for enriching the central (5 Mpc)$^3 h^{-1}$ region. Note that in this approximation the ejected gas does not follow the potential (time dependent) as we do it in the hydrodynamical approach derived above. This is a good approximation as the infalling gas does not fall right to the dense centre, but it is stopped by the ICM at large radii. Therefore enriched outer regions (above 5−7 Mpc distance from the cluster centre) will not have entered the cluster centre yet. Most starbursts before $z = 1$ happen in these outer regions and therefore they contribute only little to the overall metal abundance in the central cluster region ($r < 3$ Mpc). As the number of galaxies with mass losses by galactic winds increases with a higher rate in the (5 Mpc)$^3 h^{-1}$ volume than in the (20 Mpc)$^3 h^{-1}$, see e.g. Fig. 20, the amount of metals ejected by quiet galactic winds in the redshift interval $z = 1$ to $z = 0$ is higher in the (5 Mpc)$^3 h^{-1}$ volume. This trend is even more pronounced in the merging cluster. Galactic winds are dominating the enrichment in comparison to starbursts. But this has an intrinsic uncertainty, i.e. the metallicity of the starburst ejecta, especially if the metallicity of the ejected gas in high redshift starbursts is higher than in the semi-numerical model.

In Fig. 22 the distribution of metals in the (20 Mpc)^3 simulation volume at $z = 1$ and and at $z = 0$ is shown. The amount of metals is calculated as described before, without the hydrodynamic calculation of the ICM. The distribution of starbursts in the outskirts of the cluster is clearly visible, whereas the galactic winds are the dominant enrichment process in the central regions. At $z = 1$ the model cluster is starting to form. Therefore not many galaxies, with a galactic wind, are in the cluster region. At the end of the simulation at $z = 0$ the picture changes: winds have enriched the central region. In Fig. 23 we compare the metal distribution calculated with the simple approach without ICM of this section and with our combined N-body/hydrodynmic approach. The distribution is given at $z = 0$ for model cluster A, the most massive one. In the simple approach the metals are peaked around the centre and not as widely distributed as in the N-body/hydrodynmic approach (see images (a) and (b) in Fig. 23). The pressure of the ICM on the galaxies in the very central region (∼1 Mpc around the cluster centre) does suppress galactic winds (image b). This is not the case in the simple approach (image a), where the metals from galactic winds are peaked around the centre. Although the approach in this section is very simple, the elongated metal

Table 2. Amount and fractions of metals ejected in the redshift intervals $z \in [4, 1]$ and $z \in [1, 0]$.

Co-moving volume	Model cluster	All metals ejected $z \in [4, 0]$ $[10^9\ M_\odot]$	Ejected by galactic winds $z \in [4, 1]$	Ejected by galactic winds $z \in [1, 0]$	Ejected by starbursts $z \in [4, 1]$	Ejected by starbursts $z \in [1, 0]$
$(20\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	A	14.2	29%	48%	14%	9%
$(20\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	B	14.7	20%	42%	17%	21%
$(20\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	C	11.3	18%	51%	16%	15%
$(5\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	A	5.2	24%	75%	0%	1%
$(5\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	B	2.7	13%	87%	0%	0%
$(5\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$	C	3.3	11%	84%	1%	4%

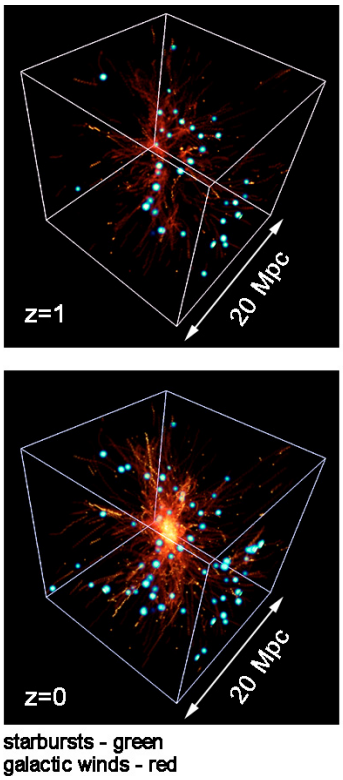


Fig. 22. The distribution of metals in the $(20\ \mathrm{Mpc})^3$ simulation volume at $z = 1$ and and at $z = 0$. The amount of metals is calculated as described in the text, without the hydrodynamic calculation of the ICM. The green colour shows the metals ejected by starbursts, whereas the red colour indicates metals ejected by galactic winds.

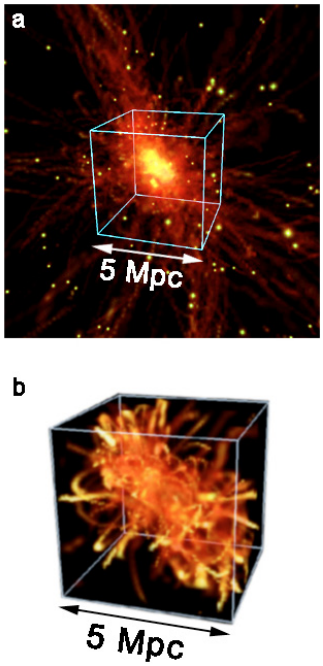


Fig. 23. Distribution of metals for model cluster A at $z = 0$. Image a shows the result of metal ejection by galactic winds and starbursts with the simple approach used in this section. Image **b)** gives the same quantity from the combined N-body/hydrodynamic simulation.

stripes can be found in both approaches. Note that the mass resolution of the N-body simulation has a limit of $1 \times 10^{11}\ M_\odot$ (baryonic and non-baryonic). Galactic winds of spiral galaxies seem not to be responsible for all of the observed metallicities in the ICM. In the case of starbursts the mean uncertainty in our model is the metallicity of the ejected gas, especially at high redshifts. Although we do not resolve dwarf spiral galaxies, which will contribute to the overall enrichment of the ICM, the uncertainty in the metallicities in the outflows of high redshift starbursts can alter the results most. Therefore the estimate given here represents a lower limit.

There are some differences of our approach compared to other work in this field (e.g. de Lucia et al. 2004; Aguirre et al. 2005; Springel & Hernquist 2003; Tornatore et al. 2004). In de Lucia et al. (2004) (N-body simulations with a semi-analytical galaxy evolution model) there are three transport processes modelled: the ejection, retention and wind model. Whereas the wind model enriches directly the ICM, the retention model enriches the halo of the galaxy (cooling is included) and the ejection model enriches the ICM with metals, which are then reincorporated into the host halo in a given time interval. Their result is that the ejection model contributes the highest fraction of metals to the ICM at present epochs. The observed

metallicities in the ICM (taken from X-ray observations) are compared with the sum of metals in the halos of galaxies and the ICM in their simulation. Our wind model takes into account only gas which is not gravitationally bound to the galaxy furthermore and is therefore heated by the ICM to temperatures, in which X-rays are emitted in an energy range accessible to current X-ray telescopes. Although supernovae driven outflow enrich the hot gas in the halo of a galaxy, only a minor fraction of enriched gas will be ejected into the ICM, if the SFRs are low (about 1 $M_{\odot}$/yr). The major fraction will not reach the escape velocity, will cool radiatively cool and become then a part of the cold disk gas again.

In Aguirre et al. (2005) combined N-body/SPH simulations were done to confront cosmological simulations with observations of intergalactic metals. Their applied wind model and cooling description is not able to reproduce the observed amount of metals in the intergalactic medium (IGM). The metallicity map given in Springel & Herquist (2003) does not distinguish between hot IGM gas and gas in the halo of the galaxies. Tornatore et al. (2005), combined N-body/SPH simulations on galaxy cluster scales and give profiles of the Fe abundance in simulated galaxy clusters. Although the profiles do not match the spatial distribution of metals observed in galaxy clusters, the overall amount of metals seems to be reproduced. Unfortunately X-ray emission weighted metal maps are not given to see, if the metals would be observable in X-ray observations.

A major difference in our model compared to de Lucia et al. (2004), Springel & Hernquist (2003), Aguirre (2005) and Tornatore et al. (2004) is the calculation of X-ray emission weighted metal maps. As we are interested in a direct comparison with X-ray observations we treat the ICM hydrodynamically (including radiative cooling (Sutherland & Dopita 1993)) and extract artificial X-ray maps from our simulations to compare them directly with real X-ray observations of galaxy clusters. This allows us to conclude that galactic winds and starbursts are in general not sufficient to enrich the ICM of galaxy clusters up to about 0.3 solar abundance in metallicity, which is observed in galaxy clusters in the X-ray regime. Additional processes like ram-pressure stripping (see Domainko et al. 2005), stripping of hot halo gas or jets of AGN are not taken into account in this work. Their contribution is addressed in Domainko et al. (2005) and subsequent papers.

4.5. X-ray weighted metal maps of our model clusters as observed with Chandra, XMM-Newton and XEUS

As mentioned above, observations are always limited by the number of X-ray photons. The X-ray weighted metal maps obtained from our simulations have resolutions which cannot be reached by state of the art observations with instruments like Chandra or XMM-Newton. In Fig. 24 four X-ray weighted metal maps of model cluster B at $z = 0$ are shown. Each map has a different resolution, reflecting the sensitivity of different X-ray instruments. The last map has the resolution of the simulation. Assuming that a cluster resides at a given distance

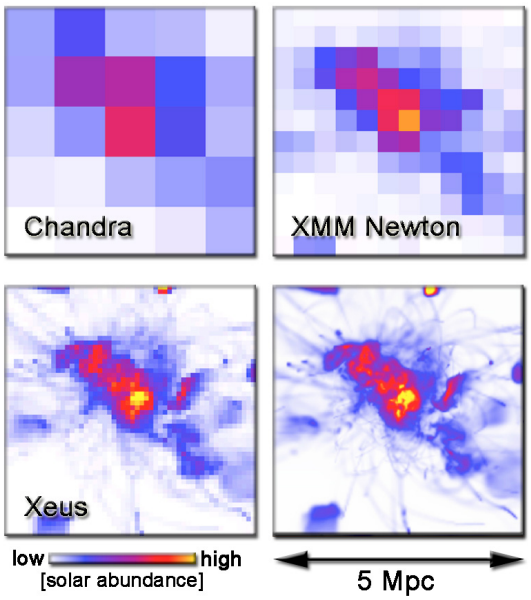


Fig. 24. X-ray weighted metal maps as they would be observed with Chandra, XMM-Newton and the next generation X-ray telescope XEUS for a given exposure time. Lower right image: the real metal map. Different sensitivity of the different missions yield different resolutions of the metal map.

which enables us to extract a 5×5 pixel X-ray weighted metal map with the X-ray telescope Chandra, XMM-Newton would be able to obtain a 12×12 pixel metal map within the same exposure time. This is due to the fact that XMM-Newton has a six times higher sensitivity than Chandra. XEUS is planned to be a follow-up mission of XMM-Newton, which will have about a sensitivity 20 times higher than XMM-Newton. For diffuse low surface brightness objects, like galaxy clusters, the effective area is a major issue, therefore for a reasonable observation time, Chandra maps will have lower resolution than XMM-Newton. With XEUS we will be able to resolve for the first time the metal distribution in the ICM on the scales of single galaxies in nearby clusters.

4.6. On the survival timescales of inhomogeneities in the metallicity distribution

As shown in the X-ray weighted metal maps, metallicity inhomogeneities can survive over long periods. The timescales depend strongly on the environment of the enriched regions in the ICM. If a highly enriched region is situated in the central part of a merging cluster, the metals will be spread quickly over huge volumes, due to the internal kinematics of the ICM. Perturbations propagating from the central regions into the outer parts blur enriched regions on shorter timescales, than in the outskirts (the low dense environment of a galaxy cluster). To give an upper limit of the survival timescale of these inhomogeneities, we investigated a stripe of enriched ICM, caused by a galaxy having a quiet galactic wind. In Fig. 25 two X-ray

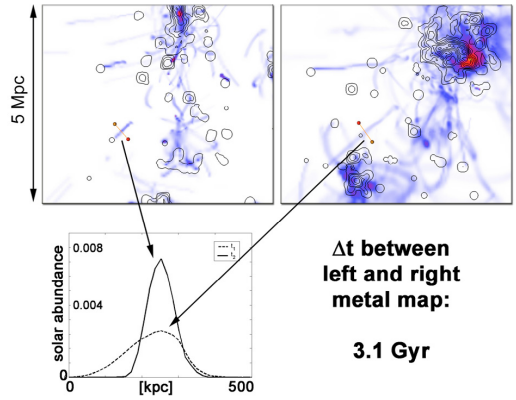


Fig. 25. Two metal maps of model cluster B for two different times, 3.1 Gyr of evolution between them. Along the red line the metal distribution is integrated and plotted.

weighted metal maps for model cluster B are given, with a time difference of 3.1 Gyr. In the metal maps we measured a one dimensional metal distribution highlighted by two lines. Below the two metal maps the metallicity distribution as a function of space is shown for the two timesteps. As the enriched region diffuses, the maximum decreases by more than 50%. If we integrate over the 2D distributions and compare them, the overall metallicity decreases in this region by a factor of 0.12. The explanation for this decrease in the metallicity is the increase of density in the same region in the same time interval by a factor of 0.14. The not previously enriched ICM coming from other mergers partly mixes with the enriched region.

Of course this effect depends strongly on the environment. In the innermost parts of a galaxy cluster metals are mixed with the ICM on shorter timescales, i.e. within several 100 Myr, whereas these inhomogeneities should be observable in the outer parts over several Gyr. In strongly merging galaxy clusters the timescales should be shorter than in relaxed massive clusters. This trend is noticeable in our simulations as well.

5. Summary and conclusions

We use combined *N*-body/hydrodynamic calculations with semi-numerical galaxy modelling to investigate galactic winds and starbursts as an enrichment process of the intra-cluster medium (ICM). The mass-loss rates by quiet galactic winds for spiral galaxies are calculated with a code developed by Breitschwerdt et al. (1991). The terminus mass loss rate in our simulations means galactic matter, which is not gravitationally bound to the originating galaxy anymore. As this enriched matter is then part of the ICM, we include it into our hydrodynamic ICM simulations. We then investigate the spatial distribution of the ejected matter and give X-ray surface brightness, X-ray emission weighted temperature and metal maps to study the dynamical state of the model galaxy clusters. We find that

– there is a difference between the strength of the enrichment by galactic winds and starbursts in merging and in non-merging model clusters. Merging systems show more galaxy-galaxy interactions, which cause more starbursts. On the other hand galactic winds can be suppressed by the pressure of the ICM onto the galaxies in relaxed clusters. As relaxed systems have more ICM to enrich, galactic winds are less effective. In our simulations we find that galactic winds and starbursts can contribute up to 5% (merging cluster) to the observed metallicities in galaxy clusters in the redshift interval from $z = 1$ to $z = 0$ and up to 15% in the redshift interval from $z = 4$ to $z = 1$.
– X-ray surface brightness, X-ray emission weighted temperature and metal maps can give a deeper insight into the dynamical state of a galaxy cluster. Temperature and metal maps are harder to obtain in observations (limited by the number of X-ray photons), but they yield a lot of information. We show that especially the metal maps can help to distinguish between the pre- or post merger state of a galaxy cluster. Pre-mergers have a metallicity gap between the subclusters, post-mergers have a high metallicity between subclusters. This holds also if the resolution is reduced to 9×9 pixels in our artificial X-ray weighted metallicity maps, which cover an area of $(5\ \mathrm{Mpc})^2$.
– The inhomogeneities which are introduced by galactic winds and starbursts into the ICM can survive for a long time. In the outskirts of a galaxy cluster, where the variation in the density and the velocity field of the ICM is less than in the inner parts, we find that inhomogeneities can survive up to several Gyr. The timescales for the inhomogeneities are different for merging and non-merging galaxy clusters, because of mixing by shocks, introduced by major merger events (in the ICM).
– Metal enrichment of the ICM by galactic winds before $z = 1$ is not as strong as after $z = 1$ in the cluster centre ($(5\ \mathrm{Mpc})^3 h^{-1}$ volume), whereas for merger-driven starbursts there is no noticeable difference. Before $z = 1$ starbursts enrich the ICM on large scales at a comparable rate as galactic winds. As merger-driven starbursts happen more often in the outskirts of clusters, they enrich the outer (larger $r \sim 3$ Mpc) regions of galaxy clusters. Galactic winds, on the other hand occur throughout the whole cluster, except for the densest innermost regions, where they might be suppressed by the high ICM pressure.

Note that the metal maps in this paper are directly comparable to observed metal maps, as we only take ejected matter into account for the enrichment processes, which would be observable in X-rays. The observed metallicities in galaxy clusters are one order of magnitude higher than in our simulations. We believe that galactic winds are not able to produce the total observed amount of metals in the ICM. Additional processes like ram-pressure stripping, hot halo gas stripping, jets of AGNs or intra-cluster supernovae obviously play an important role as well. A major uncertainty are the metallicities of the ejecta of high redshift starbursts, which will be investigated in an upcoming paper.

Acknowledgements. The authors are grateful to the anonymous referee for his/her criticism that helped to improve the paper. The authors acknowledge the Austrian Science Foundation (FWF) through grant number P15868, UniInfrastrukturprogramm 2004 the bm:bwk

"Konsortium Hochleistungsrechnen", the bm:bwk Austrian Grid (Grid Computing) Initiative, the Austrian Council for Research and Technology Development and the support of the European Commission's Research Infrastructures activity of the Stucturing the European Research Area programme, contract number RII3-CT-2003-506079 (HPC-Europa). In addition the authors acknowledge the DFG grant Zi 663/6-1, the Marie Curie individual fellowship MEIF-CT-2003-900773 (CF) and the European Commission through grant number HPRI-CT-1999-00026 (the TRACS Program at EPCC). Edmund Bertschinger and Rien van de Weygaert are acknowledged for providing their constrained random field code and Joshua Barnes and Piet Hut for their tree code. The authors would like to thank Sabine Kreidl for many useful discussions.

References

Aguirre, A., Schaye, J., Hernquist, L., et al. 2005, ApJ, 620, L13
Arnaud, M., Rothenflug, R., Böhringer, H., Neumann, D., & Yamashita, K. 1996, UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas: Proc. of the Eleventh Colloq. on UV and X-ray, held on May 29–June 2, 1995, Nagoya, Japan (Universal Academy Press), Frontiers Science Series, 15, 163
Baldi, A., Bardelli, S., & Zucca, E. 2001, 324, 509
Bardelli, S., Zucca, E., & Baldi, A. 2001, MNRAS, 329, 387
Barnes, J., & Hut, P. 1986, Nature, 324, 446
Belsole, E., Sauvageot, J.-L., Pratt, G. W., & Bourdin, H. 2005, A&A, 430, 385
Breitschwerdt, D., McKenzie, J. F., & Völk, H. J. 1991, A&A, 245, 79
Colella, P., & Woodward, P. R. 1984, J. Comp. Phys., 54, 174
De Young, D. S. 1978, ApJ, 223, 47
De Lucia, G., Kauffmann, G., & White, S. D. M. 2004, MNRAS, 349, 1101
Domainko, W., Gitti, M., Schindler, S., & Kapferer, W. 2004, A&A, 425, L21
Domainko, W., Mair, M., Kapferer, et al. 2005, [arXiv:astro-ph/0507605]
Donnelly, R. H., Forman, W., Jones, C., et al. 2001, ApJ, 562, 254
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E. 2005, A&A, 430, 19
Fukazawa, Y., Kawano, N., & Kawashima, K. 2004, ApJ, 606, L109
Furusho, T., Yamasaki, N. Y., & Ohashi, T. 2003, ApJ, 596, 181
Gastaldello, F., Ettori, S., Molendi, S., et al. 2003, A&A, 411, 21
Gnedin, N. Y. 1998, MNRAS, 249, 407
Gunn, J. E., & Gott, J. R. III 1972, ApJ, 176, 1
Hayakawa, A., Furusho, T., Yamasaki, N. Y., Ishida, M., & Ohashi, T. 2004, PASJ, 56, 743
Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Strickland, D. K., & Armus, L. 2000, APJS, 129, 493
Heckman, T. M. 2003, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 17, 47
Kapferer, W., Knapp, A., Schindler, S., Kimeswenger, S., & van Kampen, E. 2005, A&A, 438, 87
Katgert, P., Mazure, A., den Hartog, R., et al. 1998, A&AS, 129, 399
Martin, C. L. 1999, ApJ, 513, 156
Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, MNRAS, 295, 319
Raychaudhury, S., Fabian, A. C., Edge, A. C., Jones, C., & Forman, W. 1991, MNRAS, 248, 101
Ruffert, M. 1992, A&A, 265, 82
Sanders, J. S., Fabian, A. C., Allen, S., & Schmidt, R. W. 2004, MNRAS, 349, 952
Schindler, S. 1996, MNRAS, 280, 309
Schindler, S., et al. 2005, A&A, 435, L25
Schmidt, R. W., Fabian, A. C., & Sanders, J. 2002, MNRAS, 337, 71
Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, ApJS, 88, 253
Tornatore, L., Borgani, S., Matteucci, F., Recchi, S., & Tozzi, P. 2004, MNRAS, 349, L19
van de Weygaert, R., & Bertschinger, E. 1996, MNRAS, 281, 84
van Kampen, E. 1997, in 12th Kingston meeting on Theoretical Astrophysics: Computational Astrophysics, ed. D. A. Clarke, & M. J. West, ASP Conf. Ser., 123, 231
van Kampen, E., Jimenez, R., & Peacock, J. A. 1999, MNRAS, 310, 43
Venturi, T., Bardelli, S., Zambelli, G., Morganti, R., & Hunstead, R. W. 2001, MNRAS, 324, 1131

2.2 Evolution des galaxies d'amas

Ce paragraphe résume les résultats publiés dans les articles avec comité de lecture suivants :

- ▷ **Ferrari, C.**, Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E., *Dynamical state and star formation properties of the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2005, A&A, 430, 19-38
- ▷ **Ferrari, C.**, *Star Formation in Merging Galaxy Clusters*, 2005, Reviews in Modern Astronomy, 18, 147
- ▷ **Ferrari, C.**, Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S., *ATCA observations of the galaxy cluster Abell 3921. I. Radio emission from the central merging sub-clusters*, 2006, A&A, 457, 21-34
- ▷ Kronberger, T., Kapferer, W., **Ferrari, C.**, Unterguggenberger, S., & Schindler, S., *On the influence of ram-pressure stripping on the star formation of simulated spiral galaxies*, 2008, A&A, 483, 783
- ▷ Kapferer, W., Kronberger, T., **Ferrari, C.**, Riser, T., & Schindler, S., *On the influence of ram-pressure stripping on interacting galaxies in clusters*, 2008, MNRAS, 389, 1405
- ▷ Kapferer, W., Sluka, C., Schindler, S., **Ferrari, C.**, & Ziegler, B., *The effect of ram pressure on the star formation, mass distribution and morphology of galaxies*, 2009, A&A, 499, 87

2.2.1 Contexte scientifique

Comme anticipé dans la Sect. 1.4.1, les amas, et en particulier leurs régions centrales, sont dominés par des galaxies de type précoce. Les galaxies spirales sont en revanche localisées dans les environnements moins denses de l'Univers (relation "morphologie-densité", Dressler 1980). À partir de la fin des années 70, en outre, il a été clairement montré que les galaxies d'amas forment de moins en moins d'étoiles lorsque l'âge de l'Univers et la densité de l'environnement augmentent. Les premières études approfondies du lien entre l'évolution du taux de formation stellaire (*star formation rate – SFR*) des galaxies et l'environnement des amas, basés sur les spectres et les couleurs des galaxies dans le visible, ont montré que la fraction de galaxies qui forment des étoiles, ou qui vient de terminer leur dernier épisode de formation stellaire, passe de $\sim$1–2% dans l'Univers local (Dressler 1987) à $\geq$30% at $z\sim$0.3–0.5 (Dressler et al. 1999). En accord avec ce résultat, en 1978 Butcher & Oemler avaient détecté un excès de galaxies bleues à $z \sim 0.5$ par rapport aux amas à plus bas z (effet "Butcher–Oemler" ; voir panneau de gauche en Fig. 2.1). La fraction de galaxies actives (*i.e.* qui forment des étoiles), en outre, diminue significativement quand la densité de l'environnement augmente (e.g. Balogh et al. 2004, voir panneau de droite en Fig. 2.1).

Le débat commencé il y a plus de 30 ans à propos de l'origine physique de ces résultats observationnels continue encore aujourd'hui : les galaxies pourraient avoir une formation stellaire réduite à l'intérieur des amas à cause d'une évolution passive

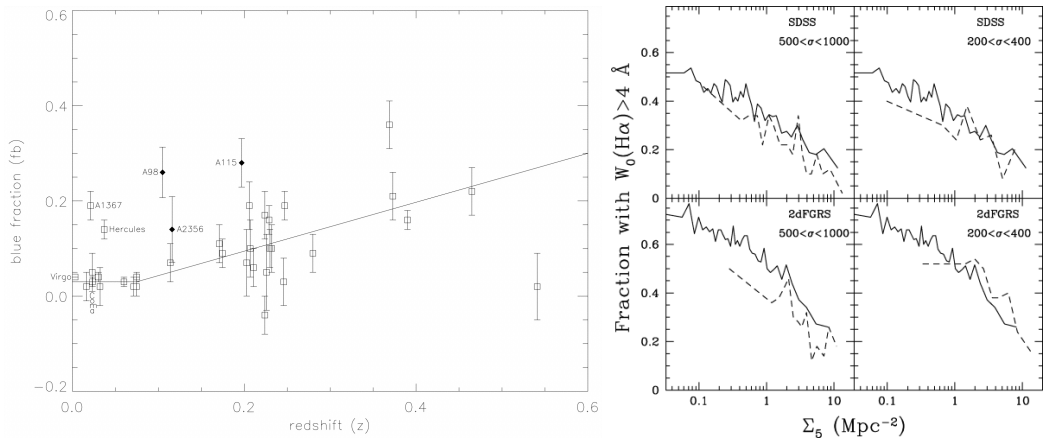


Figure 2.1 – Fraction de galaxies bleues dans plusieurs amas à différent z (à gauche Metevier et al. 2000) et fraction de galaxies qui forment des étoiles en fonction de la densité de l'environnement (à droite Balogh et al. 2004). Dans le panneaux de gauche les amas représentés avec des triangles noirs sont des systèmes non-relaxés étudiés par Metevier et al. (2000), les carrés et la ligne droite sont extraits du travail original de Butcher & Oemler (1978).

lorsqu'elles passent du champ à des environnements plus denses, ou leurs propriétés internes pourraient être fortement affectées par des effets physiques propres aux amas (débat connu comme "*nurture vs. nature*" en anglais). Au début des années 80, Dressler & Gunn (1983) ont montré qu'en effet la couleur bleue de la population de galaxies détectée par Butcher & Oemler était le résultat d'une activité intense de formation stellaire. Depuis, différentes hypothèses ont été examinées qui pourraient expliquer l'origine de l'évolution observée dans l'histoire de formation stellaire des galaxies d'amas.

Les études théoriques ont proposé plusieurs mécanismes physiques liés à l'environnement des amas, que les simulations numériques et, dans certains cas, les observations ont confirmé comme capables d'affecter la formation stellaire des galaxies (voir e.g. Ferrari 2005, et références à l'intérieur). D'abord la pression dynamique ("*ram-pressure*" en anglais) exercée par le MIA sur le milieu interstellaire (MIS) des galaxies pourrait soit arracher le milieu interstellaire lui même (*ram-pressure stripping*), en conduisant à une diminution du taux de formation stellaire (Fujita et al. 1999), soit favoriser la formation stellaire à cause d'une forte compression du gaz à l'intérieur des galaxies (Evrard 1991). La coalescence entre amas peut donner lieu à une flambée d'étoiles due au transfert de gaz du disque vers le bulbe des galaxies. Dans ce cas, la variation rapide du champ de marée gravitationnel serait le processus déclencheur de la formation stellaire (Bekki 1999). Les collisions à des vitesses élevées ou la coalescence entre galaxies peuvent aussi affecter fortement l'évolution de leur propriétés internes (Lavery & Henry 1988; Moore et al. 1998). Il en résulte ainsi clairement que, suivant la densité environnante d'autres galaxies et du MIA, le *SFR* des galaxies est affecté différemment par ces mécanismes physiques. Il nous reste encore à quantifier comment ces différents mécanismes donnent lieu, en combi-

naison avec l'évolution hiérarchique des structures, aux propriétés observationnelles des galaxies. Parmi les mécanismes physiques proposés, certains sont propres aux amas de galaxies en interaction (Bekki 1999), d'autres peuvent être plus efficaces dans les régions de collision entre sous-structures (e.g. dans le cas de la pression dynamique, voir Sect. 2.2.2 et Fig. 2.1). Les amas de galaxies en coalescence peuvent ainsi être considérés des laboratoires idéaux pour étudier le rôle conjoint joué par la densité de l'environnement et par l'avancement de l'âge de l'Univers sur l'évolution des galaxies.

Pour ce type d'études nous disposons aujourd'hui de mesures de plus en plus précises du taux de formation stellaire des galaxies. Les observations visibles toutes seules ne sont en effet pas suffisantes comme traceur de formation stellaire (Sect. 1.4). Par conséquent, il est indispensable de comparer les résultats provenant du domaine visible avec des mesures du *SFR* basés sur des observations à d'autres longueurs d'onde (Condon 1992; Kennicutt 1998, voir aussi Fig. 2.2), en particulier :

- ▷ les indicateurs sensibles au flux ionisant des étoiles massives, i.e. le continuum ultraviolet et les raies nébulaires en émission, en particulier H_α, dont la longueur d'onde au repos est 6563 Å ;
- ▷ l'émission dans l'infrarouge lointain, due au fait qu'une fraction importante de l'émission des étoiles jeunes des galaxies est absorbée par les grains de poussière et ré-émise à ces longueurs d'onde ;
- ▷ l'émission dans le continuum radio, résultant de la formation stellaire. Il s'agit ainsi d'émission thermique (libre-libre) du gaz chauffé dans les régions HII par les étoiles, plus d'émission non-thermique (rayonnement synchrotron) produite par les électrons relativistes émis par les supernovae. L'émission non-thermique domine aux basses fréquences.

La combinaison de tous ces différents indicateurs va nous permettre d'abord de comprendre si la source d'énergie ionisante est liée à la présence d'un noyau galactique actif ou d'étoiles jeunes (voir Fig. 2.2), et ensuite de suivre la formation stellaire sur des échelles de temps et de masse différentes. D'autres quantités observationnelles sont directement liées à l'évolution du taux de formation stellaire des galaxies, en particulier l'émission radio à 21 cm (traceur du gaz atomique HI à partir duquel les étoiles se forment, e.g. Haynes et al. 1984, et références incluses), et l'émission dans le millimétrique des molécules (contenues dans les nuages qui sont les précurseurs immédiats des régions où la formation d'étoiles a lieu, e.g. Yun 2008, et références incluses). La métallicité du MIA, dérivable des observations X, est en outre une conséquence directe de la formation d'étoiles dans les galaxies de l'amas, puisque les éléments lourds sont produits par les étoiles, et ensuite éjectés dans le gaz intra-amas (Arnaud et al. 2009). Les observations multi-longueurs d'onde nous donnent donc la possibilité de suivre l'évolution de toutes les composantes des galaxies liées à la formation stellaire (gaz atomique et moléculaire, poussière, ...) et de pouvoir étudier les mécanismes physiques qui la règlent (pression dynamique, interactions galaxie-galaxie, ...).

Des études récentes, basées sur des analyses observationnelles multi-bandes, confirment que le taux de formation stellaire des galaxies d'amas diminue quand

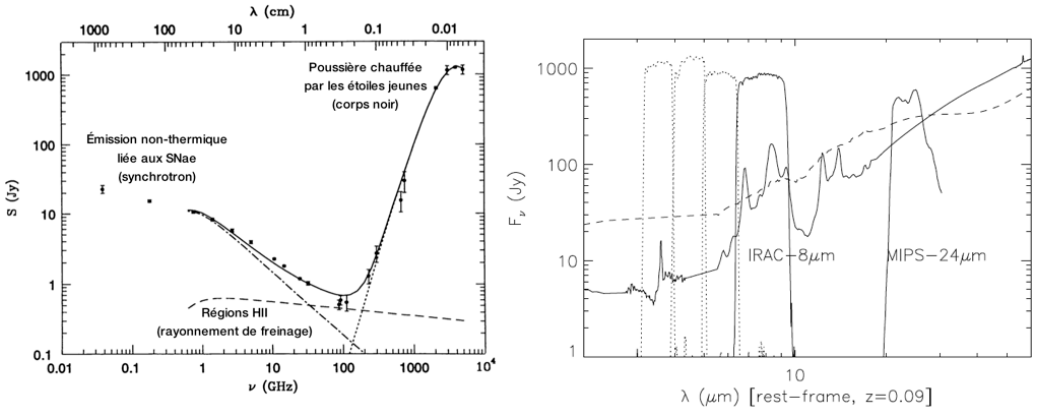


Figure 2.2 – À gauche : spectre d'émission de l'infrarouge lointain aux basses fréquences radio de la galaxie à flambée d'étoiles ("*starburst*" en anglais) M82. Les différentes composantes de la galaxie responsables de l'émission observée sont indiquées en figure (adaptée de Condon 1992). À droite : spectre de M82 (ligne continue) et de NGC 1068 (un *AGN*, en tirets). Le spectre de NGC 1068 a été normalisé à celui de M82. Les bandes d'observations du satellite infrarouge *Spitzer* sont montré en figure. À travers le rapport entre les valeurs du flux mesurées dans différentes bandes nous pouvons séparer les galaxies qui émettent dans l'infrarouge à cause d'un taux intense de formation stellaire ou à cause d'un noyau actif au centre de la galaxie. À noter que, dans M82, l'émission infrarouge résulte de la somme d'un continuum et de raies en émission associées à des molécules complexes ("*PAH - Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*").

z diminue et la densité de l'environnement augmente (e.g. Dressler et al. 2009, et références à l'intérieur). Puisque les étoiles se forment à partir des nouages de gaz contenues dans les galaxies, ces résultats sont aussi corrélés aux observations de gaz atomique dans les galaxies d'amas, qui montrent un déficit de gaz HI par rapport au galaxies du champ (e.g. Haynes et al. 1984; Bravo-Alfaro et al. 2000; Chung et al. 2009), ce déficit étant plus important dans les amas à bas-z que dans les systèmes à moyen-z (Lah et al. 2009). Il faut souligner ici l'importance pour ce type d'études des deux plus importants interféromètres de nouvelle génération – *ALMA* et *SKA* (voir Carilli et al. 2011, pour une revue récente)– qui vont rendre possible l'étude du contenu en gaz (atomique et moléculaire) et de taux de formation stellaires des galaxies (jusqu'à des limites assez faibles, $\lesssim 1 M_{\odot}$/yr) bien au delà de $z \sim 1$ (e.g. van der Hulst et al. 2004).

2.2.2 Résumé des principaux résultats

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent montrent, entre autre, l'intérêt de l'étude des propriétés de formation stellaire des galaxies appartenant à des amas non-relaxés. Dans ce paragraphe, je vais résumer les résultats obtenus à travers l'analyse des propriétés de formation stellaire d'une partie des amas de l'échantillon *MUSIC*. L'analyse observationnelle effectuée à partir des nos données multi-longueur d'onde (Table 2.1) a été comparée aux simulations numériques d'amas développées

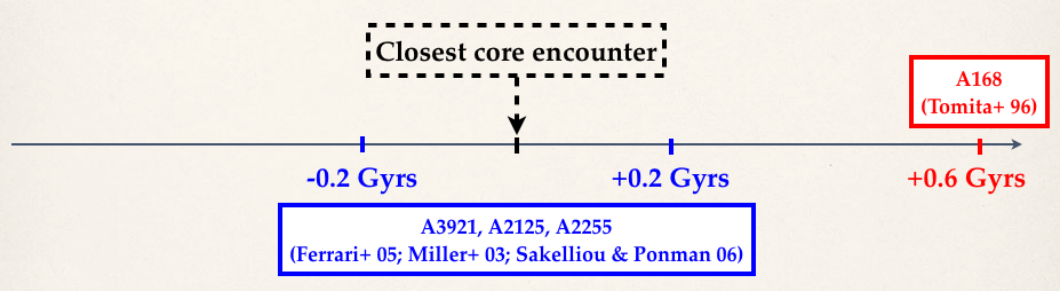


Figure 2.3 – La comparaison entre les simulations numériques (Kronberger et al. 2008; Kapferer et al. 2009) et les observations (e.g. Tomita et al. 1996; Ferrari et al. 2005; Miller & Owen 2003; Sakelliou & Ponman 2006) suggère que le processus de coalescence entre amas peut augmenter le taux de formation stellaire des galaxies à cause de la pression dynamique dans les phases centrales de la collision entre sous-structures (e.g. dans les amas A 3921, A 2125 et A 2255). Le *SFR* ensuite diminue, puisque le réservoir de gaz des galaxies a été vidé. Aucune corrélation entre formation stellaire et état dynamique est donc attendue dans les amas de galaxies qui n'ont plus expérimenté aucun processus de coalescence majeur depuis plus de ∼500 millions d'années (e.g. A 168 ; voir texte et Kronberger et al. 2008, pour plus de détails).

à l'Université d'Innsbruck par S. Schindler et collaborateurs.

L'étude (optique et radio) de la distribution spatiale, des propriétés cinématiques et du *SFR* des galaxies avec formation stellaire en cours dans l'amas de galaxies A 3921 montre que la collision entre les deux sous-structures qui forment cet amas a augmenté le taux de formation stellaire dans la région de compression du MIA (Ferrari et al. 2005, 2006b). Ce lien étroit entre l'épisode de formation d'étoiles et la fusion entre amas est aussi en accord avec notre analyse optique et X d' A521, qui a révélé un excès de galaxies actives en correspondance avec une barre de compression chaude dans le MIA, résultant de la collision entre plusieurs sous-structures (Ferrari et al. 2003).

Pourquoi et pour combien de temps la coalescence d'amas augmente le taux de formation stellaire des galaxies ? Nos résultats numériques montrent que la pression dynamique exercée par le gaz intra-amas sur le milieu interstellaire (MIS) augmente le *SFR* des galaxies d'amas – aussi bien isolées (Kronberger et al. 2008; Kapferer et al. 2009) qu'en interaction (Kapferer et al. 2008, 2009) – d'un facteur entre 2 et 10 par rapport au même type de galaxies qui se trouvent dans le champ. La pression dynamique est particulièrement efficace dans les amas de galaxies en coalescence. Elle est en effet proportionnelle à la densité du MIA et au carré de la vitesse relative entre la galaxie et le gaz intra-amas (Eq. 1.35). Ces deux quantités sont très élevées dans les régions de collision entre sous-structures, où le MIA est comprimé et les galaxies se déplacent à des vitesses plus importantes suivant le potentiel gravitationnel variable de l'amas. Ce résultat explique ainsi pourquoi on observe un taux de formation stellaire plus important dans A 521, A 3921 et dans d'autres amas en coalescence (Kronberger et al. 2008, et Fig. 2.3). En accord avec les résultats observationnels, notre analyse montre que l'augmentation du taux de formation stellaire

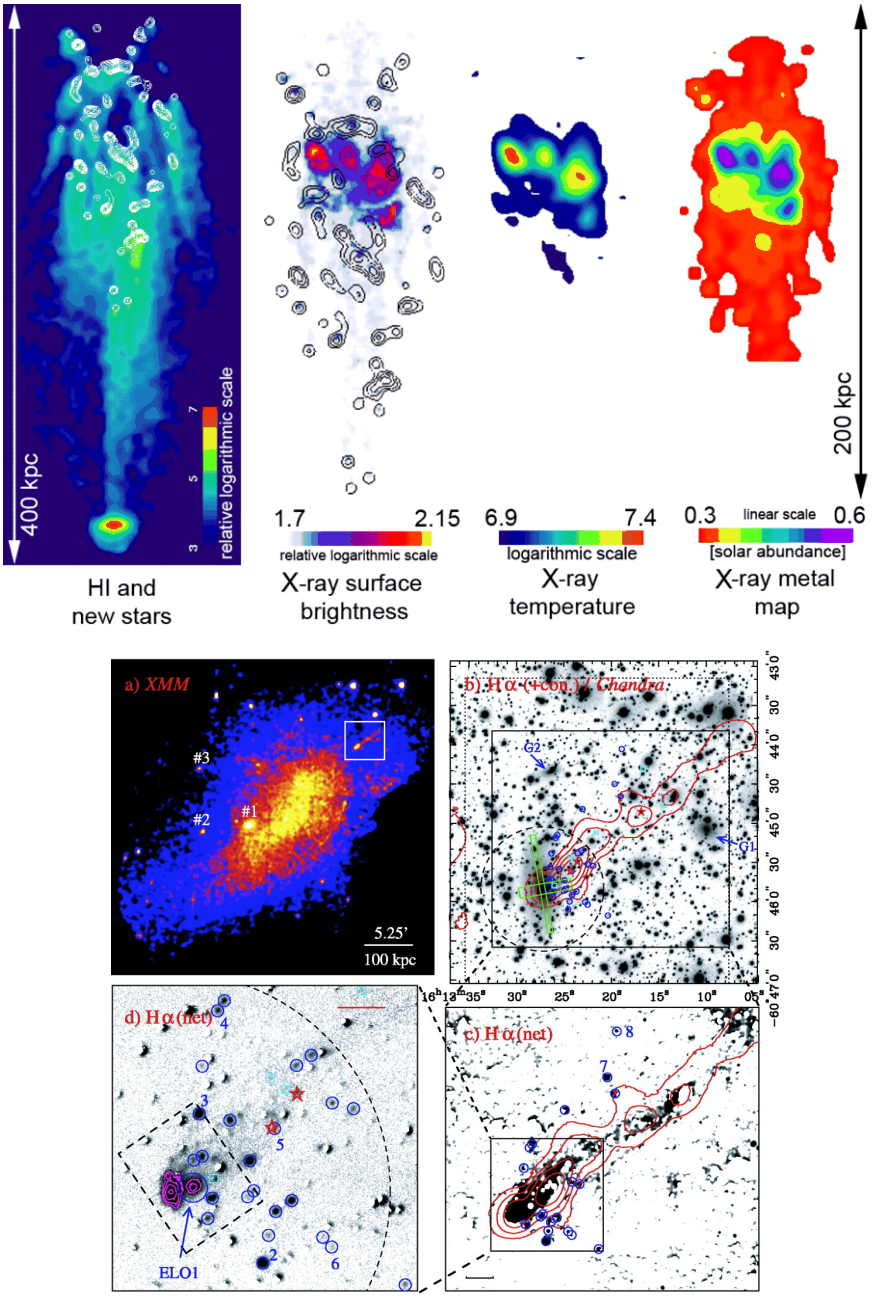


Figure 2.4 – En haut : distribution simulée du gaz chaud (observable en X) et froid (observable à 21 cm), ainsi que des régions de formation stellaire, pour une galaxie qui bouge avec $v_{gal} = 1000$ km/s depuis 500 millions d'années à l'intérieur d'un amas avec densité du gaz de 1×10^{-27} g cm^{-3} (Kapferer et al. 2009). En bas : image en bande X (a) et images dans le filtre H_α avec contours d'émission X (b,c,d) pour l'amas de galaxies A3627 (la taille du champ montré diminue progressivement du panneau en haut à gauche au panneau en bas à droite, Sun et al. 2007). Nous observons clairement des régions de formation stellaire (émission H_α) dans une longue (≈100 kpc) queue de gaz chaud associée à une galaxie qui est en train de tomber vers le centre de l'amas.

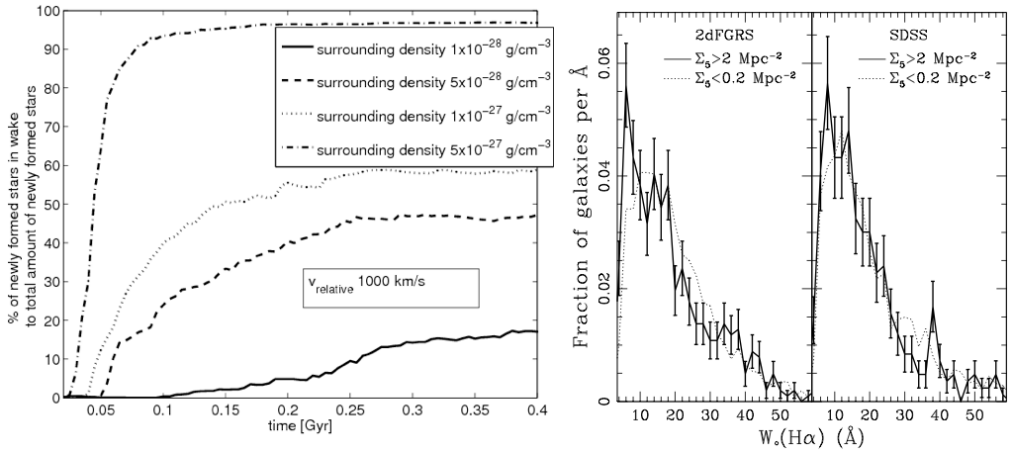


Figure 2.5 – À gauche : pourcentage de gaz expulsé en fonction du temps pour une galaxie qui bougent dans un amas. La vitesse relative entre la galaxie et le MIA est de 1000 km/s. La pression dynamique et ses effets sur le MIS de la galaxies ont été estimés pour différents valeurs typiques de la densité du gaz intra-amas (depuis Kapferer et al. 2009). À droite : distribution observée du taux de formation stellaire pour les galaxies dans des régions de haute (courbe continue) et faible (en pointillé) densité (Balogh et al. 2004). Aucune différence significative peut être remarquée.

a lieu pour les galaxies localisées dans la région de collision au cours des ∼500 premiers millions d'années après la coalescence entre les sous-amas. Le *SFR* ensuite diminue, puisque le réservoir de gaz de la galaxie a été vidé par le balayage par pression dynamique et la phase précédente de flambée d'étoiles.

Une autre indication importante peut être obtenue de ces études. Nous avons en effet conclu que la pression dynamique augmente le taux de formation stellaire des galaxies. En outre cette pression est particulièrement efficace dans les amas de galaxies en coalescence, et, sur la base du modèle ΛCDM, la fraction d'amas de galaxies perturbés augmente avec l'âge de l'Univers. Nos résultats peuvent ainsi expliquer – au moins partiellement – pourquoi la fraction de galaxies avec formation stellaire récente ou en cours est inférieure à bas z par rapport aux *redshift* intermédiaires. Nos résultats numériques indiquent en outre que la formation stellaire induite par la pression dynamique a lieu dans les régions centrales des galaxies, ainsi que dans les traînées de gaz arrachées par la même pression (voir Fig. 2.4). Les étoiles se forment dans ces traînées jusqu'à des distances de plusieurs centaines de kpc de la galaxie, en donnant lieu à des structures de quelques kpc et avec des masses allant jusqu'à $\sim 10^7 M_\odot$. Le gaz de la traînée enrichit le milieu intra-amas de métaux produits par les étoiles. Il peut en outre être ionisé et chauffé jusqu'à des températures de $\sim 10^7$ K. Ces simulations expliquent plusieurs résultats observationnels, comme l'existence de traînées de gaz neutre, ionisé et/ou chaud détectées en radio, optique et/ou X jusqu'à des distances de plusieurs centaines de kpc de la galaxie associée. Ces simulations peuvent aussi expliquer l'existence de galaxies naines, régions HII et amas globulaires extragalactiques, localisés dans le MIA (Kronberger et al. 2008; Kapferer

et al. 2008, 2009, et références à l'intérieur).

Pour conclure, Balogh et al. (2004) ont montré que la fraction de galaxies rouges augmente avec la densité de l'environnement à cause de la variation dans la fraction de galaxies qui forment des étoiles en fonction de la densité (panneau de droite de Fig. 2.1) et non pas à cause d'une différence entre la distribution du taux de formation stellaire des galaxies du champ par rapport aux objets dans les amas (panneau de gauche de Fig. 2.5). Ceci implique que le(s) mécanisme(s) physique(s) responsable(s) de l'arrêt de la formation stellaire quand la galaxie tombe du champ dans un milieu plus dense doit(doivent) agir sur des échelles temporelles inférieures à ∼1 milliard d'années (Balogh et al. 2004; Cassata et al. 2007). En bon accord avec ces observations, les résultats de Kapferer et al. (2009) montre que, pour des valeurs typiques de vitesses des galaxies et de densité du gaz dans les amas, la pression dynamique peut vider les galaxies de leur gaz sur des échelles de temps de l'ordre de quelques centaines de millions d'années (panneau de droite de Fig. 2.5).

2.2.3 Publications sélectionnées

- ▷ Ferrari, C., Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S., *ATCA observations of the galaxy cluster Abell 3921. I. Radio emission from the central merging sub-clusters*, 2006, A&A, 457, 21-34
- ▷ Kronberger, T., Kapferer, W., Ferrari, C., Unterguggenberger, S., & Schindler, S., *On the influence of ram-pressure stripping on the star formation of simulated spiral galaxies*, 2008, A&A, 483, 783

A&A 457, 21–34 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20065117
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

ATCA observations of the galaxy cluster Abell 3921

I. Radio emission from the central merging sub-clusters

C. Ferrari[1], R. W. Hunstead[2], L. Feretti[3], S. Maurogordato[4], and S. Schindler[1]

[1] Institut für Astro- und Teilchen Physik, Universität Innsbruck, Technikerstraße 25, 6020 Innsbruck, Austria
e-mail: chiara.ferrari@uibk.ac.at
[2] School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia
[3] Istituto di Radioastronomia – INAF, via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy
[4] Laboratoire Cassiopée, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

Received 28 February 2006 / Accepted 29 June 2006

ABSTRACT

Context. We present the analysis of our 13 and 22 cm ATCA observations of the central $\sim 18 \times 15$ arcmin^2 region of the merging galaxy cluster A3921 ($z = 0.094$).
Aims. We investigated the effects of the major merger between two sub-clusters on the star formation (SF) and radio emission properties of the confirmed cluster members.
Methods. The origin of SF and the nature of radio emission in cluster galaxies was investigated by comparing their radio, optical and X-ray properties. We also compared the radio source counts and the percentage of detected radio galaxies with literature data.
Results. We detected 17 radio sources above the flux density limit of 0.25 mJy/beam in the central field of A3921, among which 7 are cluster members. 9 galaxies with star-forming optical spectra were observed in the collision region of the merging sub-clusters. They were not detected at radio wavelengths, giving upper limits for their star formation rate significantly lower than those typically found in late-type, field galaxies. Most of these star-forming objects are therefore really located in the high density part of the cluster, and they are not infalling field objects seen in projection at the cluster centre. Their SF episode is probably related to the cluster collision that we observe in its very central phase. None of the galaxies with post-starburst optical spectra was detected down our 2σ flux density limit, confirming that they are post-starburst and not dusty star-forming objects. We finally detected a narrow-angle tail (NAT) source associated with the second brightest cluster galaxy (BG2), whose diffuse component is a partly detached pair of tails from an earlier period of activity of the BG2 galaxy.

Key words. galaxies: clusters: general – galaxies: clusters: individual: Abell 3921 – radio continuum: galaxies

1. Introduction

In the past 25 years, optical observations of clusters have revealed an evolution in galaxy properties with redshift. The fraction of star-forming and post-star-forming cluster objects significantly increases with z, ranging from ~1–2% in the local Universe (Dressler 1987) to ≥30% at $z \sim 0.3$–0.5 (Dressler et al. 1999). In 1978, Butcher & Oemler reported a strong evolution of the mean galaxy colour with redshift, from red to blue with increasing z. A debate on the physical origin of this effect began: the observed change of galaxy colours with redshift could be simply due to a passive evolution of infalling field galaxies, or it could be strongly affected by environmental effects. In 1983 Dressler & Gunn pointed out for the first time that in fact the blue colour of the population detected by Butcher & Oemler was the result of star formation (SF) activity. Since then, many different studies have tried to explain the origin of the observed evolution in the SF history of cluster galaxies. The different physical mechanisms that have been proposed may either trigger or weaken SF within clusters (e.g. Dressler & Gunn 1983; Evrard 1991; Bekki 1999; Fujita et al. 1999).

The hierarchical model of structure formation predicts the formation and evolution of galaxy clusters through mergers of less massive systems. Due to the large energies involved in cluster-cluster collisions, a merging event can enhance the efficiency of the physical mechanisms responsible for the evolution of the galaxy star formation rate (SFR). The first observational evidence for a correlation between cluster mergers and SF activity came from the optical analysis of the Coma cluster, where an excess of star-forming and post-star-forming galaxies was observed in the collision region between the main cluster and a group of galaxies (Caldwell et al. 1993). While in several other non-relaxed clusters the collision between two or more clumps seems to have increased the SFR of the galaxies (e.g. Gavazzi et al. 2003), other analyses show the opposite trend (e.g. Baldi et al. 2001). Therefore, the net role played by the merging event on SF still has to be fully understood. To answer this question, multi-wavelength (optical, X-ray, radio and/or IR) observations of galaxy clusters are essential, as they allow us to determine in detail both the dynamical state of the observed systems and the SF properties of cluster members (e.g. Dwarakanath & Owen 1999; Owen et al. 1999; Venturi et al. 2000, 2001, 2002; Duc et al. 2002; Miller et al. 2003; Rizza et al. 2003; Giacintucci et al. 2004; Owen et al. 2005a,b).

Abell 3921 is a $R = 2$, BM II Abell cluster at $z = 0.094$ (Katgert et al. 1996, 1998). Its perturbed morphology, first revealed by ROSAT and Ginga observations (Arnaud et al. 1996), has been recently confirmed by new optical (multi-object spectroscopy and VRI deep imaging, Ferrari et al. 2005, F05 in the following) and X-ray analyses (XMM observations,

Article published by EDP Sciences and available at http://www.edpsciences.org/aa or http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20065117

Belsole et al. 2005, B05 in the following). Two dominant clumps of galaxies with a distorted morphology and a mass ratio of ∼5 have been detected: a main cluster centred on the Brightest Cluster Galaxy (BCG) (A3921-A), and an NW subcluster (A3921-B) hosting the second brightest cluster member. The comparison of the optical and X-ray properties of A3921 (i.e. dynamical and kinematic properties of the cluster, optical and X-ray morphology, features in the ICM density and temperature maps) suggests that A3921-B is probably tangentially traversing the main cluster along the SW/NE direction. The two sub-clusters are observed in the central phase of their merging process ($t_{\rm coll} \sim \pm 0.3$ Gyr), with a collision axis approximately on the plane of the sky (F05; B05). A comparison of the metallicity distribution in A3921 with numerical simulations refined the reconstructed merging scenario, suggesting that we are observing the very central phase of the clusters' interaction, just before the first core-core encounter (Kapferer et al. 2006).

From spectral features of galaxies belonging to A3921, the SF properties of confirmed cluster members have also been studied (F05). Substantial fractions of both emission-line and post-star-forming objects (so called k+a's) have been detected, comparable to those measured at intermediate redshifts. Most of the k+a galaxies in A3921 have fainter magnitudes than the post-star-forming objects detected in higher redshift clusters ("downsizing effect", e.g. Poggianti et al. 2004). Since emission-line galaxies in A3921 share neither the kinematics nor the projected distribution of the passive cluster members, and they are mostly concentrated in the region between the two sub-clusters, F05 concluded that the ongoing merger may have triggered a SF episode in the galaxies located inside or around the collision region, where a hot compression bar has been detected in the ICM temperature distribution (B05). The on-going merger could also be responsible for the high fraction of star-forming and post-star-forming objects in this low redshift cluster.

These results motivated new high sensitivity radio observations of A3921 with the Australia Telescope Compact Array (ATCA), in order to shed light on the possible connection between the detected merger and the SF and AGN activity in cluster galaxies. This paper deals with the analysis of the radio emission in the central region of the cluster, where we detected the major merger between the main sub-clusters A3921-A and A3921-B. Section 2 briefly describes the observations and the data reduction. In Sects. 3 and 4 we analyse the radio emission from the A3921 central region and from the confirmed cluster members. The nature of the peculiar radio source associated with the second brightest cluster galaxy is discussed in Sect. 5. The main results and their interpretation are summarized in Sect. 6.

As in F05 and B05, throughout the paper we assume H_0 = 75 km s^{-1} Mpc^{-1}, $\Omega_{\rm m}$ = 0.3, Ω_Λ = 0.7. In this cosmology 1 arcmin corresponds to ∼0.097 $h_{75}{}^{-1}$ Mpc.

2. Observations and data reduction

We observed the central ∼18 × 15 arcmin^2 (∼1.8 × 1.5 Mpc^2) field of A3921 covered by our previous optical observations with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) at 22 cm (ν = 1.344 GHz) and 13 cm (ν = 2.368 GHz) simultaneously. The ATCA comprises five 22 m antennas placed on a 3 km railway track, running east-west, and an isolated sixth antenna, located 3 km further to the west. There are several stations on which the antennas can be placed, thus allowing a selection of extended or compact configurations with a range of different spacings. The configurations used here, which together gave reasonably uniform uv coverage, are given in Table 1, where the minimum and maximum spacings are indicated. Observations were performed in continuum mode with a bandwidth of 128 MHz in May, July, November and December 2004. A uniform sensitivity radio map of the central 18 × 15 arcmin^2 of A3921 was obtained by using the mosaicing facility of the ATCA. The central cluster field was covered with eight overlapping pointings separated by 10 arcmin (i.e. half the primary beam width at 13 cm). To obtain good hour angle coverage, the eight pointings were observed in sequence every 160 s. The cycle, including calibration, was repeated for 12 h for each observing run. B1934−638 and B2205−636 were used as primary and secondary calibrators. The largest structure detectable by these observations corresponds to ∼16 and 10 arcmin at 22 and 13 cm respectively.

Table 1. Minimum and maximum spacings between antennas in the East-West array configurations used for our ATCA observations.

Configuration	Baselines (metres)	
	Min	Max
6A	337	5939
6C	153	6000
750C	46	5020
1.5D	107	4439

Table 2. r.m.s. noise in the 1.344 and 2.368 GHz images. The FWHM of the restoring beam is shown in the third column.

ν	r.m.s. noise	b
GHz	mJy/beam	arcsec
1.344	0.049	12.0
2.368	0.052	8.0
2.368	0.053	12.0

Data reduction was carried out following the standard procedure (calibration, Fourier inversion, clean and restore) with the *MIRIAD* package. We reduced and imaged each pointing separately. The eight cleaned maps at 22 and 13 cm were finally mosaiced (i.e. linearly combined) with the *MIRIAD* task *LINMOS*, using the *taper* option of this program, which corrects for primary beam attenuation avoiding excessive noise amplification at the edge of the mosaic field (Sault et al. 1996). The noise levels in the final maps are given in Table 2. We also obtained a spectral index (α_{13}^{22}) map by combining the images at 1.344 GHz and 2.368 GHz with the *AIPS* task *COMB*. For this purpose, maps at the two frequencies were made with the same beam (i.e. 12 × 12 arcsec) and the same uv-range (i.e. 0.354–30 kλ). The output image was blanked whenever the intensity of the corresponding pixel was lower than twice the map noise in either image.

3. Radio emission from the central field of A3921

3.1. The sample

Within the central ∼18×15 arcmin^2 of A3921 we found 17 radio sources above a peak flux density limit of 5 times the r.m.s. noise in the 1.344 GHz map. The dynamic range is of the order of 1000:1, so the local noise level around strong sources may be higher than that given in Table 2.

The source list is reported in Table 3, where we give:

– Cols. (1), (2): radio ID and name of detected sources. We used the prefix "FHF2006" (i.e. initials of the first three authors and year of publication) for the names of sources not present in any previous radio survey;

Table 3. List of 5σ sources in the central field ($\sim 18 \times 15$ arcmin^2) of A3921. Their position, integrated intensity at 22 and 13 cm, mean spectral index and morphology ("r" = resolved, "u" = unresolved) are given. Errors are indicated in brackets. The colon indicates a highly uncertain value. Spectral index is not given for highly uncertain 13 cm fluxes. For resolved sources, the measured size was obtained from a Gaussian fit to the 22 cm image, except for R5 (SUMSS J224857−642059; see text).

ID_R #	Source name	RA_{J2000}(err) h m s (s)	Dec_{J2000}(err) ° ′ ″ (″)	$S_{22\ cm}$(err) mJy	$S_{13\ cm}$(err) mJy	α_{13}^{22}(err)	Mor.	Size ″ × ″ deg
R1	SUMSS J224834−642037	22 48 35.24(0.03)	−64 20 37.3(0.5)	11.79(0.14)	8.11(0.14)	−0.66(0.04)	u	– –
R2	FHF2006 J224839−641921	22 48 39.74(0.13)	−64 19 21.7(1.1)	0.36(0.08)	0.31(0.11)	−0.3:	u	– –
R3	FHF2006 J224848−642311	22 48 48.74(0.06)	−64 23 11.4(0.6)	1.80(0.05)	1.32(0.05)	−0.55(0.08)	r	16 × 14, p.a. = 102
R4	FHF2006 J224902−642743	22 49 02.60(0.04)	−64 27 43.9(0.5)	0.37(0.06)	0.21(0.07)	−1.0:	u	– –
R5	SUMSS J224857−642059	22 49 04.63(0.03)	−64 20 36.3(0.5)	43.80(0.44)	13.95(0.15)	−2.02(0.03)	r	105 × 99, p.a. = 0
R6	FHF2006 J224904−641816	22 49 04.98(0.04)	−64 18 16.3(0.5)	1.90(0.07)	1.29(0.07)	−0.68(0.11)	r	16 × 12, p.a. = 16
R7	PMN J2249−6415	22 49 12.73(0.03)	−64 15 34.0(0.5)	133.20(1.35)	81.02(0.89)	−0.88(0.03)	u	– –
R8	FHF2006 J225007−642408	22 50 07.00(0.05)	−64 24 08.9(0.5)	0.88(0.09)	0.59(0.43)	−0.7:	u	– –
R9	SUMSS J225007−642439	22 50 07.72(0.03)	−64 24 40.9(0.5)	63.82(0.64)	42.55(0.43)	−0.72(0.03)	r	21 × 12, p.a. = 81
R10	FHF2006 J225013−641935	22 50 13.64(0.07)	−64 19 35.3(0.6)	0.82(0.05)	0.33(0.05)	−1.61(0.29)	r	15 × 12, p.a. = 124
R11	FHF2006 J225026−642819	22 50 26.41(0.04)	−64 28 19.8(0.5)	2.18(0.05)	1.20(0.05)	−1.06(0.08)	r	14 × 13, p.a. = 27
R12	FHF2006 J225035−642542	22 50 35.61(0.15)	−64 25 42.8(1.3)	0.25(0.07)	0.2:	–	u	– –
R13	FHF2006 J225036−641608	22 50 36.52(0.11)	−64 16 08.4(0.7)	0.33(0.09)	0.3:	–	u	– –
R14	FHF2006 J225038−642020	22 50 38.24(0.11)	−64 20 20.1(1.2)	0.80(0.05)	0.64(0.05)	−0.40(0.19)	r	24 × 14, p.a. = 7
R15	SUMSS J225046−641658	22 50 46.60(0.03)	−64 16 59.4(0.5)	21.04(0.23)	12.89(0.37)	−0.87(0.05)	u	– –
R16	FHF2006 J225050−642720	22 50 50.59(0.05)	−64 27 20.0(0.6)	0.82(0.08)	0.4:	–	u	– –
R17	FHF2006 J225052−642443	22 50 52.57(0.11)	−64 24 43.8(0.9)	0.30(0.07)	0.4:	–	u	– –

– Cols. (3), (4): right ascension and declination (J2000.0) with errors;
– Cols. (5)–(7): integrated intensity at 22 and 13 cm and spectral index with errors[1];
– Col. (8): radio morphology ("resolved" or "unresolved");
– Col. (9): measured angular size of the source, if resolved.

The total flux density and the position of the flux density peak at 22 cm of the irregular resolved source R5 (SUMSS J224857-642059) were calculated using the *AIPS* task *TVSTAT*. Its size was estimated using the verb *TVDIST*. For all the other regular (circular/elliptical) sources the position, integrated intensity and measured size were obtained with a Gaussian fit using the *AIPS* task *IMFIT*. The errors in Gaussian fits were taken into account following Condon (1997). We fitted six free parameters (amplitude A, central position (x_0, y_0), major and minor axes (θ_M, θ_m), and position angle β). We retained the fitted total flux density (S_t) only for resolved sources. In the other cases the quoted total flux density corresponds to the corrected amplitude, i.e. the fitted amplitude (S_p) multiplied by the square root of the ratio of the fitted size of the source ($\theta_M\theta_m$) and the beam size ($\theta^*_M\theta^*_m$, Eq. (29) of Condon 1997):

$$S_t = S_p \left(\frac{\theta_M \theta_m}{\theta^*_M \theta^*_m} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Unresolved or barely resolved sources were identified at 22 cm as those whose fitted size is within 1σ of the map beam size, and/or:

$$\frac{S_t - \Delta S_t}{S_p + \Delta S_p} < 1, \quad (2)$$

where S_t and S_p are the fitted integrated and peak fluxes, and $\Delta S_{t(p)}$ are the associated errors:

$$\Delta S_{t(p)} = \sqrt{\sigma_{Noise}{}^2 + (0.01 S_{t(p)})^2}. \quad (3)$$

The errors in position ($\Delta\alpha(\delta)$) quoted in Table 3 were estimated as the quadratic combination of the formal *IMFIT* errors and a nominal 0.5″ calibration uncertainty. The errors in flux density were similarly obtained as the quadratic combination of the r.m.s. noise of the radio map and the formal uncertainty in the total flux density. This latter error was assumed as in Eq. (3) for

[1] The radio spectral index α is defined such as $S_\nu \propto \nu^\alpha$.

resolved sources (i.e. $0.01S_t$), and estimated through error propagation from Eq. (1) for unresolved sources.

3.2. Comparison with background counts

As mentioned in the previous section, we counted 17 radio sources with $S_{22\ \mathrm{cm}} \geq 0.25$ mJy in the central area (0.075 deg^2) of A3921. We then compared this number of radio sources with field counts, in order to test the possible presence of an excess of radio emission in the region of the cluster hosting the main merger between A3921-A and A3921-B. The sensitivity of the radio image analysed in this paper is uniform to the 5σ flux density limit (0.25 mJy/beam) due to the overlapping of the 8-pointings of the mosaic in the central region of A3921.

Our results were compared with those of Hopkins et al. (2003). By integrating their polynomial fit for source counts, 25 field radio sources are expected down to the flux limit of our radio observations. Assuming Poissonian noise for our counts, we found a slight deficit of radio sources in our cluster field at $\sim 2\sigma$ level. Figure 2 shows the radio flux density distribution in A3921 and in the field (Hopkins et al. 2003). At $\sim 2\sigma$ level, there is either a possible excess of radio sources in the field in the lowest flux density bin (0.25–0.50 mJy), or the A3921 counts are incomplete at the faint end. Based on a two-sided Kolmogorov-Smirnov test, the probability that the two distributions are taken from the same parent population is 14%, so the test is not conclusive.

3.3. Radio-optical identification

Using our VRI catalogue (WFI data, F05), we found optical identifications for 14 of the 17 radio sources above 5σ. They are listed in Table 4, which contains:

- Col. (1): radio ID based on Table 3;
- Col. (2): optical ID based on Table A of F05 (when available);
- Cols. (3), (4): optical coordinates;
- Col. (5): offset $\Delta_{\mathrm{r-o}}$ between the radio and optical coordinates;
- Col. (6): parameter $\mathcal{R} = \Delta_{\mathrm{r-o}}/({\sigma_{\mathrm{o}}}^2 + {\sigma_{\mathrm{r}}}^2)^{1/2}$, where σ_{r} (given in Table 3) and σ_{o} (0.1 arcsec) are the radio and optical position errors respectively;
- Cols. (7)–(9): V, R and I-band magnitudes (WFI observations, F05);
- Col. (10): redshift of the source (when available);
- Col. (11): Log of the absolute spectral luminosity at 1.344 GHz (W/Hz), estimated when the redshift is available from $L = 4\pi {D_L}^2 S_{1.344\ \mathrm{GHz}}(1+z)^{-(1+\alpha)}$ (Petrosian & Dickey 1973), where α is the spectral index of the source.

The 14 identified radio sources are shown in Fig. 3 with 22 cm radio contours overlaid on the R-band WFI images. We considered as reliable identifications all those with $\mathcal{R} \leq 3$. For the extended source R9, which shows a radio-optical offset along the extension of the radio emission and has $\mathcal{R} > 3$ (=12.40), we relied on direct inspection by eye rather than the value of $\mathcal{R}$. We concluded that R9 is associated with the bright galaxy ($R \sim 15$) on the western side of the radio emission (see Fig. 3), and that it has a head-tail radio morphology along the West/East direction. A weak steepening of the spectrum is observed on the spectral index map of the source moving from the head towards East. R9 is a confirmed cluster member, located in the central, high-density region of A3921. Its radio morphology is therefore probably due to the ram-pressure[2] exerted on the radio emitting plasma by the dense ICM, through which the galaxy is moving towards the cluster centre (in the East/West direction). The extremely peculiar morphology of the radio source R5, associated with the second BCG, will be discussed in detail in Sect. 5.

We also noticed that two sources (R5 and R10) have steep spectral indexes (≤ -1.50). R5 is a confirmed cluster member, while we do not have redshift information for R10. Based on its magnitude and morphology, R10 is probably a cluster galaxy: it occupies the region of A3921 red-sequence on the colour magnitude diagrams ($(V-R)_{\mathrm{AB}}$ vs. R_{AB} and $(R-I)_{\mathrm{AB}}$ vs. I_{AB}, F05) and its morphology and size are very similar to its projected neighbour (see Fig. 3) which is at the cluster redshift (Katgert et al. 1996, 1998). The two radio sources with steepest spectra are therefore very likely cluster members. Their steep radio spectra may be related to the pressure of the ICM, which prevents adiabatic expansion (e.g. Murgia et al. 2004).

4. Star-forming galaxies and AGNs in the A3921 central field

Of the 14 radio sources with optical identification, spectroscopic redshifts are available for seven of the host galaxies; of these, five lie at the cluster redshift. Due to their colour and size, we considered the two additional radio identifications without redshift information (R10 (see Sect. 3.3) and R11) as likely cluster member candidates. This section concentrates upon these 7 radio emitting cluster members (confirmed or candidate) and upon the star-forming and post-star-forming galaxies identified in the optical (F05).

The optical spectroscopic analysis of the A3921 central field revealed the presence of 24 galaxies with spectral signatures of recent or ongoing SF (F05). The spectral classification was based on the presence and strength of the $H_\delta \lambda 4101$ and [OII]$\lambda 3727$ lines, observed in absorption and emission, respectively. Galaxies presenting an intermediate and strong H_δ but no [OII] emission were classified as post-star-burst/post-star-forming (k+a, 13 objects). The presence of [OII] emission was considered as a possible hint for ongoing SF. F05 found 11 emission line galaxies that, based on the MORPHS classification (Dressler et al. 1999; Poggianti et al. 1999), were divided into: i) two e(b)-type objects (i.e. possible star-burst galaxies, Poggianti et al. 1999), with strong [OII] emission ($EW < -5$ Å), ii) four e(c)-type galaxies, with weak Balmer absorption and weak to moderate [OII] emission, classified as spirals forming stars at a constant rate by Poggianti et al. (1999); and iii) five e(a)-type objects, with strong H_δ absorption and measurable [OII] emission, suggested to be either dusty star-burst or post-star-burst galaxies with some residual SF (Poggianti et al. 1999). They are given in Table 5 (upper part). Most of the emission line galaxies are concentrated in the region of A3921-B and in between the two main sub-clusters A and B (see Fig. 22 in F05 and top panel of Fig. 1 in the present paper), suggesting that the ongoing merging event in A3921 could have triggered their SF/star-burst episode.

However, the [OII] emission line as an estimator of SF is fraught with problems (e.g. Kennicutt 1992), the most important of which is that it suffers from strong dust extinction. As a consequence, the SF activity can be strongly underestimated (or even not detected) if only determined with [OII]. Low-power radio emission from galaxies is, on the contrary, an extinction-free tracer of SF. Moreover, in our case the spectral range

[2] $P_{\mathrm{ram}} \propto \rho_{\mathrm{ICM}} * {v_{\mathrm{rel}}}^2$, where ρ_{ICM} is the density of the intra-cluster medium, and v_{rel} is the relative velocity between the ICM and the galaxy.

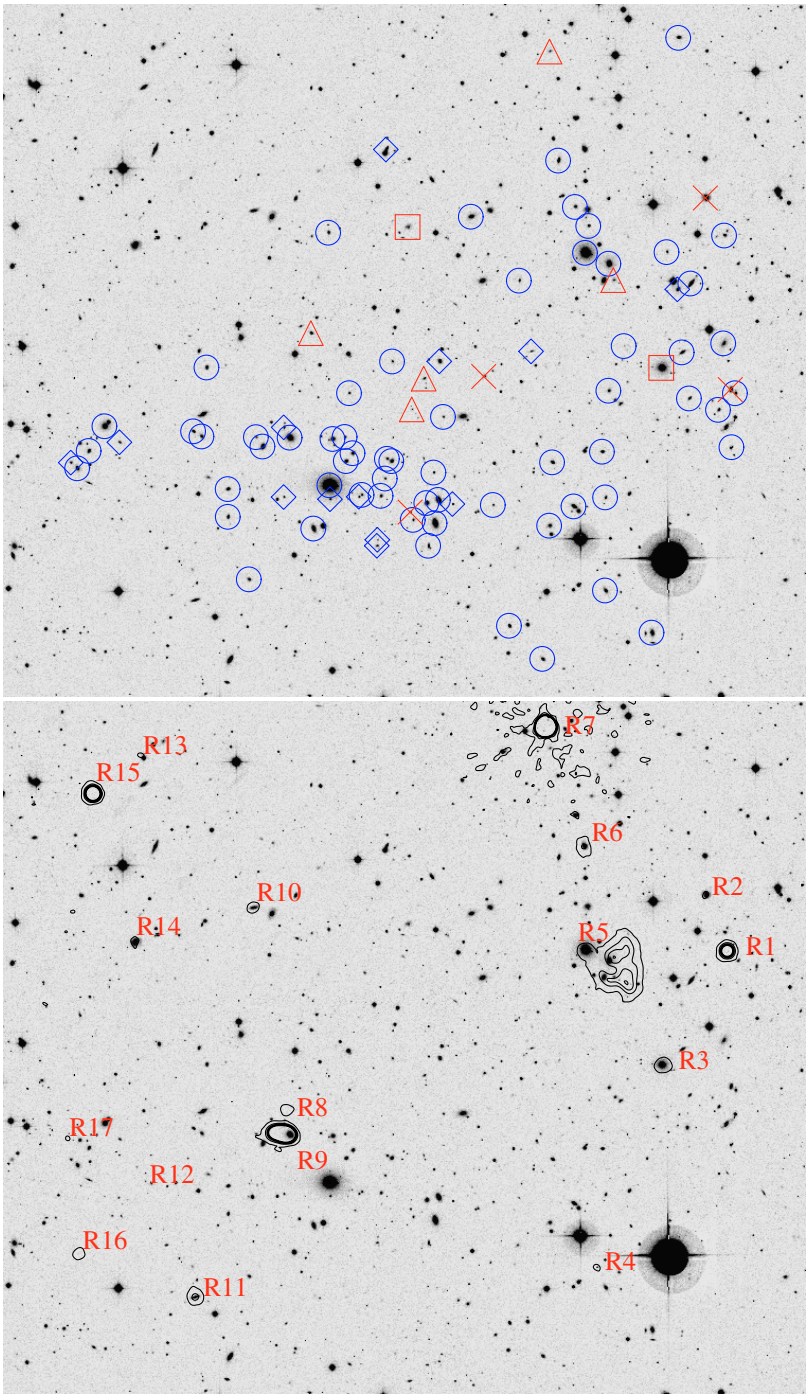


Fig. 1. *Top*: *R*-band image of the central field (∼18 × 15 arcmin^2) of A3921. Overlaid symbols correspond to A3921 confirmed cluster members. Based on their spectral properties, galaxies were classified as old passively evolving ellipticals (circles), e(b)'s (squares), e(a)'s (triangles), e(c)'s (crosses), k+a's (diamonds) (see text and F05 for more details). *Bottom*: 1.344 GHz radio contours are overlaid on the *R*-band central field of A3921. Contour levels start at 0.245 mJy/beam (5 × r.m.s. of the 22 cm map), with linear steps of 1.000 mJy/beam up to 4.245 mJy/beam. The radio ID of each source is also shown (see Table 3).

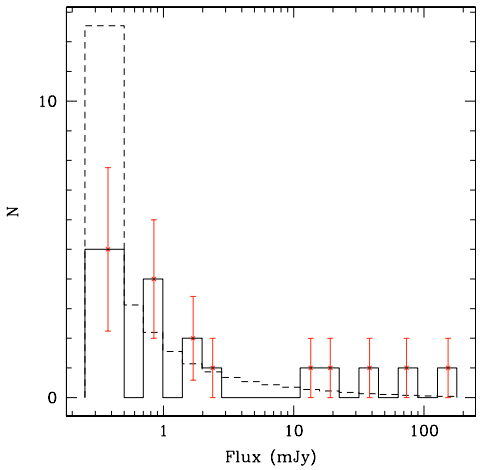


Fig. 2. Flux density distribution of the radio sources detected in A3921 (solid line) and in the field (dashed line). The field counts, derived from Hopkins et al. (2003), have been normalised to the sky area considered in this paper (0.075 deg^2) 1σ error bars associated with our counts are also shown (assuming Poissonian noise).

covered by the optical observations (~3000–6000 Å) was not sufficient to discriminate between star-forming/bursting objects and AGNs among the emission-line galaxies. In order to test if the merging event has affected the star formation history (SFH) of A3921 galaxies we still need to:

- divide emission line galaxies into star-forming/bursting objects and AGN;
- verify that the emission line galaxies are really located in the collision region and not infalling field galaxies seen in projection at the cluster centre. In such a case the merging event would not be affecting either the SF or the nuclear activity of these objects;
- test the hypothesis that all the detected k+a-type objects are in a post-star-bursting/post-star-forming phase. k+a galaxies could also be strongly obscured star-burst galaxies (e.g. Smail et al. 1999; Poggianti & Wu 2000), in which the [OII] line is totally extinguished. In such a case, star-bursting galaxies would not be concentrated only in the collision region of A3921, but spread all over the cluster (see Fig. 18 of F05). The connection between the sub-clusters' merger and the on-going star-burst episode would obviously be less probable.

We thus combined the optical and radio observations in order to measure the SFR of the cluster members independently from dust extinction and classify the active galaxies of the A3921 central field either as star-forming/bursting objects or AGNs.

4.1. Emission-line galaxies: optical/radio comparison

4.1.1. Optical and radio SFR

To obtain star-formation rates from radio luminosities, we used the relation from Condon (1992), which was estimated assuming solar abundances and a Salpeter initial mass function (IMF) above 5 $M_\odot$. In order to estimate the SFR of stars more massive than 0.1 $M_\odot$, we divided Condon's relation by 0.18 (e.g. Serjeant et al. 2002):

$$\left[\frac{SFR(M \geq 0.1\ M_\odot)}{M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}}\right] = 1.1 \times 10^{-21} \left(\frac{L_\nu}{\mathrm{W/Hz}}\right) \left(\frac{\nu}{\mathrm{GHz}}\right)^{-\alpha} \quad (4)$$

where L_ν is the non-thermal luminosity at the frequency ν (in our case 1.344 GHz), and α is the non-thermal spectral index. The SFR of the 11 emission line galaxies detected in A3921 central field are summarised in Table 5.

We also estimated the SFR of the star-forming galaxies in A3921 from their [OII] emission, adopting the relation by Kennicutt (1998)[3]:

$$\left[\frac{SFR(M \geq 0.1\ M_\odot)}{M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}}\right] = 1.4 \times 10^{-34} \left(\frac{L_{[\mathrm{OII}]}}{\mathrm{W}}\right)$$
$$\simeq 2.0 \times 10^{-12} \frac{L_B}{L_{B_\odot}} EW([\mathrm{OII}])E(\mathrm{H}_\alpha) \quad (5)$$

where we used the relation by Kennicutt (1992) to determine the luminosity of the [OII] emission line from a) its equivalent widths (EW([OII])), b) the integrated broad-band B luminosity of the galaxy in solar units ($L_B/L_{B_\odot}$), and c) a reasonable value for the extinction correction ($E(\mathrm{H}_\alpha)$). In Table 5 we give the SFR from EW([OII]) both with and without a correction for dust-extinction. When included, a canonical value for extinction (1 mag for H_α) has been applied. In Eq. (5) the errors can be considerably large (±30–50%), mostly due to the adopted relation between the B-band and [OII] line luminosities (Kennicutt 1992).

The results are summarised in the upper part of Table 5, which lists:

- Cols. (1), (2): optical and radio ID (corresponding to Table A in F05 and Table 3 in this paper, respectively);
- Cols. (3), (4): optical coordinates;
- Cols. (5), (6): redshift and spectral type of the source;
- Col. (7): Log of the absolute spectral luminosity at 1.344 GHz (W/Hz). For the sources not detected at radio wavelengths, we estimated an upper limit (at 3σ significance level) using $S_{1.344\ \mathrm{GHz}} < 0.147$ mJy/beam and $\alpha = -0.8$;
- Cols. (8), (9): SFR of the source estimated from its [OII] line luminosities, without ($E(\mathrm{H}_\alpha) = 0$) and with ($E(\mathrm{H}_\alpha) = 1$) the extinction correction;
- Col. (10): SFR estimated from the 1.344 GHz luminosity of the source.

These results are discussed in the following section.

4.1.2. Emission line galaxies with detected radio emission

Among the 11 emission-line cluster members detected in A3921 by F05, only two have detectable radio emission at our flux limit (0.15 mJy/beam, 3σ level).

One (R2) is very likely a classical spiral galaxy, as suggested by most of its observed properties. Firstly, based on the presence and strength of [OII] emission and H_δ absorption lines, F05 classified R2 as an e(c)-type object (MORPHS classification; Dressler et al. 1999). Following Poggianti et al. (1999), e(c) spectra are typical for present-day spirals. This conclusion agrees with the optical morphology and the radio SFR of R2,

[3] SFRs from EW([OII]) had already been estimated in F05. Here we re-estimated these SFRs with the same IMF adopted in the previous radio relation.

Table 4. Optical identification of the $>5\sigma$ radio sources. "–" indicates unknown values. R5 and R3 correspond to BG2 and BG3 respectively in F05. * Indicates uncertain z (Q.F. > 1 in F05). ** z from ENACS catalogue, not from F05.

ID_R	ID_O	RA_{J2000} h m s	Dec_{J2000} ° ′ ″	Δ_{r-o} ″	$\mathcal{R}$	V mag	R mag	I mag	z	Log $L_{22\ cm}$ (h_{75}^{-2} WHz^{-1})
R1	–	22 48 35.32	−64 20 38.2	0.98	1.43	22.48	22.04	–	–	–
R2	57	22 48 39.75	−64 19 22.2	0.46	0.21	17.01	16.44	15.79	0.091	21.82
R3	69	22 48 49.01	−64 23 11.2	1.75	1.65	16.22	15.59	14.84	0.097	22.59
R4	215	22 49 02.64	−64 27 43.6	0.41	0.51	19.60	19.45	19.41	0.065*	21.56
R5	52	22 49 04.78	−64 20 35.6	1.17	1.71	15.42	14.72	14.00	0.093	24.00
R6	–**	22 49 04.93	−64 18 16.2	0.37	0.45	17.21	16.63	15.93	0.136*	22.93
R9	39	22 50 06.44	−64 24 42.4	8.43	12.40	16.38	15.73	14.99	0.094	24.12
R10	–	22 50 13.59	−64 19 36.1	0.84	0.69	17.64	17.18	16.65	–	–
R11	–	22 50 26.50	−64 28 20.1	0.69	0.86	17.69	17.24	16.67	–	–
R12	–	22 50 35.40	−64 25 46.8	4.24	1.64	20.56	19.21	18.22	–	–
R13	–	22 50 36.62	−64 16 07.6	1.05	0.58	–	20.57	19.56	–	–
R14	–**	22 50 38.22	−64 20 21.1	1.00	0.49	16.73	16.33	15.88	0.093*	22.20
R15	–	22 50 46.78	−64 17 00.9	1.88	2.77	–	23.22	–	–	–
R16	–	22 50 50.62	−64 27 19.8	0.29	0.31	–	22.92	21.35	–	–

typical of late-type objects. The red colour of this galaxy and the low $SFR_{[OII]}$ (significantly lower than the radio estimate) could be due to the fact that, in the optical, the younger (disk) component of the galaxy is much more obscured by dust lanes than the old bulge.

The other emission-line galaxy detected at radio wavelengths (R3) is associated with the third brightest cluster galaxy (BG3 in F05), and it is located at the barycentre of the X-ray emission of A3921-B (B05). In optical it is characterised by: a) an elliptical morphology; b) red $(V-R)_{AB}$ and $(R-I)_{AB}$ colours; c) a high radial velocity offset from the mean cluster redshift (+788 km s^{-1}); d) strong [OII] emission ($EW([OII]) = -65$ Å). Based on its spectral properties BG3 was classified as a star-burst galaxy by F05, but, based on its nebular emission line ([OII]), it could also be a Seyfert or a LINER. Unfortunately, the very limited spectral range covered by the optical observations did not allow F05 to use any diagnostic diagrams to distinguish between these two hypotheses.

We therefore analysed in detail the radio and X-ray (B05) properties of BG3. Following Morrison & Owen (2003) and correcting for our cosmology, we considered as AGNs the radio galaxies with Log ($L_{1.4\ GHz}$(W/Hz)) $\gtrsim$ 22.73, and as star-forming objects those below this limit. The radio luminosity of BG3 (Log ($L_{22\ cm}$(W/Hz)) = 22.59) is on the upper side of the luminosity distribution of star-forming galaxies, albeit very close to the boundary with AGNs. Thus, from a statistical point of view, BG3 has radio properties typical of star-forming/bursting objects, but we cannot completely exclude the faint AGN hypothesis.

The XMM analysis of A3921 by B05 revealed a diffuse extended X-ray emission for BG3, with a thermal spectrum. This points against an AGN origin of the emission, and we suggest that the intense star-burst episode observed in BG3 has probably injected hot gas into the galaxy's inter-stellar medium (ISM). Both the red colours and the strong difference between the optical and radio SFR estimates (see Table 5) could be due to dust extinction. Actually, it has been shown that, in clusters, star-forming galaxies heavily affected by dust extinction are more centrally concentrated than star-forming galaxies in general (Miller & Owen 2002). MIR observations also revealed a higher fraction of dusty-star-burst galaxies in dynamically young clusters (Coia et al. 2005), as in the case of A3921. Therefore, we concluded that the red colours of R2 and R3 are probably due to their dusty star-forming/bursting nature (e.g. Wolf et al. 2005).

4.1.3. Emission line galaxies without detected radio emission

None of the other nine emission line cluster members were detected at the 3σ sensitivity limit of our radio observations. These galaxies are thus characterised by SFRs lower than 3−4 $M_\odot$ yr^{-1}.

We suggest that the SF properties of the emission-line galaxies detected in the collision region of A3921 may be due to cluster environmental effects. Most of them are brighter than the "dwarfs/giants" magnitude cut applied by Poggianti et al. (2004) in their analysis of the Coma cluster (see F05), and they all have SFRs lower than those typical of gas-rich spirals (∼20 $M_\odot$ yr^{-1}, e.g. Kennicutt 1998). They could be gas-poor objects, whose gas deficiency is related to cluster environmental effects, and in particular to hydrodynamical interactions between the galaxy ISM and the ICM (ram-pressure and viscous stripping, thermal evaporation; see Boselli & Gavazzi 2006 for a recent and complete review).

The sub-cluster merger in A3921 could have subsequently enhanced the SF activity of the galaxies located in the collision region. It has been shown that both dynamical interactions with the ICM and tidal interactions with nearby companions and/or the cluster potential can induce SF in cluster galaxies (e.g. Gavazzi et al. 1995; Moss & Whittle 2000; Bekki 1999). Actually, these physical mechanisms are particularly effective in merging clusters since: a) the ISM compression due to galaxy-ICM interactions is most efficient where the density and the temperature of the ICM reach their maximum (i.e. around the ICM compression bar in A3921 detected by B05), and b) the time-varying gravitational potential of merging clusters enhances the rate of galaxy encounters and drives efficient transfer of gas to the central region of galaxies, triggering a starburst.

We can extract more physical information about some of the emission-line galaxies without radio emission at the 3σ level by comparing in more detail their optical and radio properties. One of these objects has spectral features typical of star-bursting galaxies (ID_O = 100 in Table 5), i.e. strong [OII] emission ($EW < -40$ Å). Its distorted optical morphology (Fig. 4) suggests that the observed star-burst episode could be due to interaction with another galaxy.

Three galaxies have spectra typical of spirals forming stars at a constant rate (e(c)), while the remaining 5 belong to the

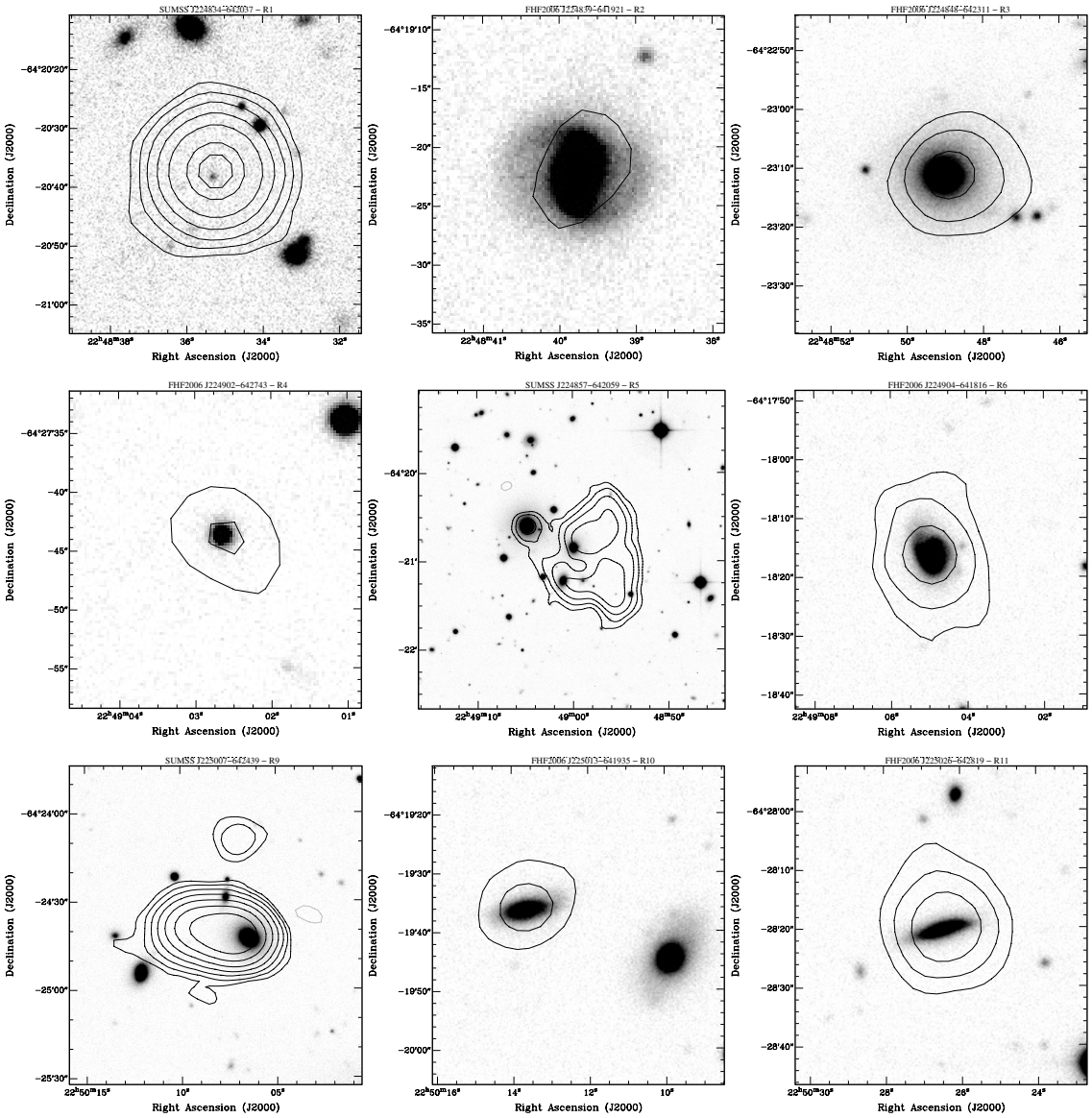


Fig. 3. 1.344 GHz radio contours of the radio sources in the A3921 central field overlaid on the corresponding *R*-band image. When not specified, radio contours are as follow: 0.245 mJy/beam × (−1, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, ...). For R1 (SUMSS J224834−642037) radio contours are: 0.245 mJy/beam × (−1, 1, 2, 4, 8, 15, 30, 40); for R4 (FHF2006 J224902−642743): 0.245 mJy/beam × (−1, 1, 1.5). R3 (FHF2006 J224848−642311) and R5 (SUMSS J224857−642059) are associated with the third and the second brightest cluster galaxies (BG3 and BG2 in F05).

e(a) class, that, based on spectral modelling (Poggianti et al. 1999), could be either dusty star-burst or post-star-burst galaxies with some residual SF. Up to now only e(a) galaxies belonging to the first class have been detected, showing extremely strong dust extinction factors (median value ∼12 mag, Duc et al. 2002). For our e(a) objects, by dividing the 8th and 10th columns of Table 5, we find $SFR_{1.4\ \mathrm{GHz}}/SFR_{[\mathrm{OII}]} < 13$–$79$, corresponding to dust extinction values <5–30 mag (lower than 12 mag for 4/5 of the sample). This means that, for extinction higher than these lower limits, we should observe the e(a) galaxies if they were dusty star-burst. Since the estimated extinction factors are comparable to those found by Duc et al. (2002) and we detected none of the e(a) galaxies at radio wavelengths, we suggest that at least a fraction of them could not be dusty star-burst, but post-star-burst galaxies with some residual SF. This hypothesis has to be tested with more sensitive observations (e.g. higher-resolution spectroscopy covering a wider wavelength range, IR and deeper radio observations) as our SFR determination has big errors. The highest uncertainty is related to the SFR derived from the [OII] line, which suffers from several problems other than extinction (e.g. slit aperture and metallicity effects).

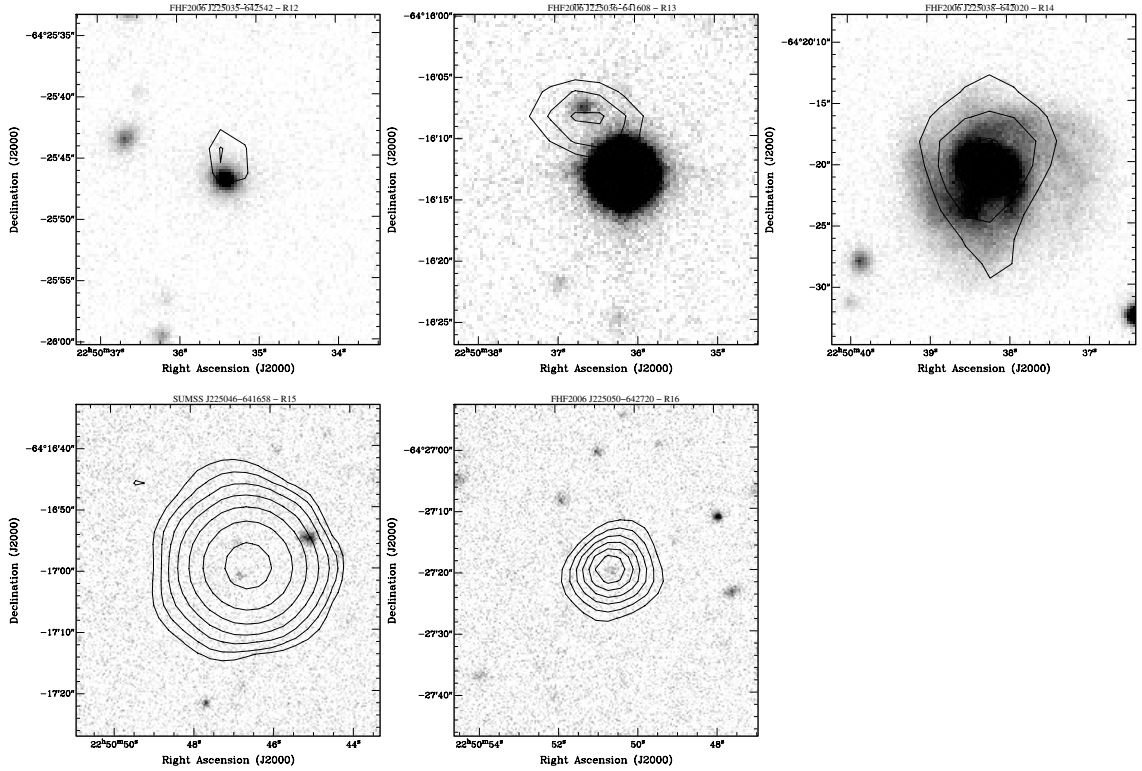


Fig. 3. continued. For R12 (FHF2006 J225035−642542) radio contours are: 0.2205 mJy/beam × (−1, 1, 1.1) (i.e. ±4.5 and 5σ level); for R13 (FHF2006 J225036−641608) and R14 (FHF2006 J225038−642020): 0.245 mJy/beam × (−1, 1, 1.2, 1.4); for R16 (FHF2006 J225050−642720): 0.245 mJy/beam × (−1, 1, 1.4, 1.8, 2.2, 2.6, 3).

Table 5. Cluster members with emission lines (and possible radio emission) (*top*), and with radio emission but no emission lines (*bottom*). The optical ID corresponds to Table A in F05. The coordinates are those of the optical position. *Top*: the SFR of the emission line cluster members was measured through their [OII] ($^{\diamond}$: extinction correction term $E(H_\alpha) = 0$. $^{\diamond\diamond}$: extinction correction term $E(H_\alpha) = 1.$) and 1.4 GHz luminosities. In case of no radio detection an upper limit (3σ) was estimated. *Bottom*: confirmed and candidate cluster members detected at radio wavelengths and either without optical emission lines or unknown spectral type. Among the objects with available z, spectral types are available neither for poor S/N (Q.F. > 1 in F05) nor for ENACS (Katgert et al. 1996, 1998; Mazure et al. 1996) spectra. For candidate cluster members we assumed the mean cluster redshift. *: Object from the ENACS catalogue.

ID_O	ID_R	RA (J2000) h m s	Dec (J2000) ° ′ ″	z	Sp. type	Log $L_{22\ cm}$ ($h_{75}^{-2}\times$ W/Hz)	$SFR_{[OII]}^{\diamond}$ ($h_{75}^{-2}\times$ $M_\odot\ yr^{-1}$)	$SFR_{[OII]}^{\diamond\diamond}$ ($h_{75}^{-2}\times$ $M_\odot\ yr^{-1}$)	$SFR_{1.4\ GHz}$ ($h_{75}^{-2}\times$ $M_\odot\ yr^{-1}$)
#	#								
17	–	22 48 59.0	−64 21 11.8	0.094	e(a)	<21.42	0.28	0.70	<3.68
45	–	22 49 41.5	−64 26 24.1	0.085	e(c)	<21.33	0.04	0.11	<2.98
57	R2	22 48 39.8	−64 19 22.2	0.091	e(c)	21.82	0.25	0.62	7.94
69	R3	22 48 49.0	−64 23 11.2	0.097	e(b)	22.59	5.64	14.09	50.35
73	–	22 48 34.8	−64 23 39.9	0.095	e(c)	<21.43	0.26	0.64	<3.76
81	–	22 49 41.1	−64 24 05.6	0.097	e(a)	<21.45	0.05	0.12	<3.93
82	–	22 49 38.4	−64 23 23.8	0.099	e(a)	<21.47	0.16	0.40	<4.11
100	–	22 49 41.6	−64 19 59.0	0.086	e(b)	<21.34	0.70	1.74	<3.05
169	–	22 50 01.8	−64 22 21.8	0.085	e(a)	<21.33	0.12	0.31	<2.98
181	–	22 49 26.1	−64 23 21.4	0.095	e(c)	<21.43	0.10	0.24	<3.76
226	–	22 49 12.0	−64 16 03.9	0.100	e(a)	<21.48	0.17	0.43	<4.20
39	R9	22 50 06.4	−64 24 42.4	0.094	k	24.12			
52	R5	22 49 04.8	−64 20 35.6	0.093	k	24.00			
– *	R14	22 50 38.2	−64 20 21.1	0.093	–	22.20			
–	R10	22 50 13.6	−64 19 36.1	–	–	22.26			
–	R11	22 50 26.5	−64 28 20.1	–	–	22.67			

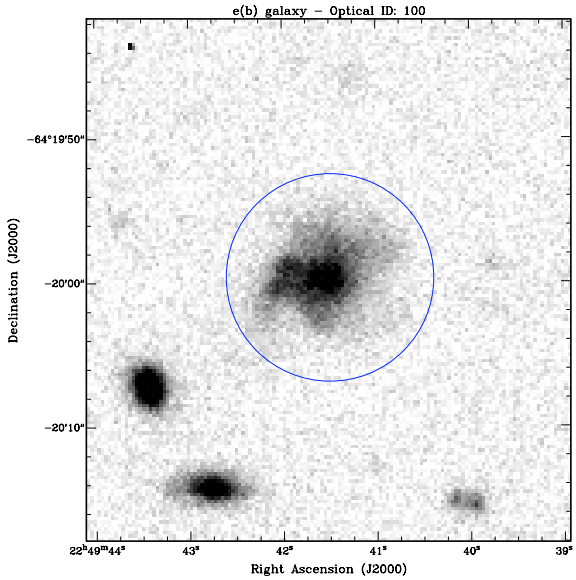


Fig. 4. *R*-band image of the e(b) galaxy with optical ID = 100 in Table 5.

4.1.4. k+a galaxies

Among the cluster members observed by F05, 13 are characterised by an intermediate or strong H_δ line in absorption and no detectable [OII]3727 line in emission (k+a galaxies; Dressler et al. 1999). These galaxies are generally interpreted as objects that have no significant ongoing SF, but that were forming stars in the recent past ($\lesssim$1–1.5 Gyr). They are therefore usually classified as post-star-forming (moderate Balmer lines, $EW(H_\delta) < 4$–5 Å) or post-star-bursting objects (strong Balmer lines, $EW(H_\delta) > 4$–5 Å). However, it has been suggested that k+a (like e(a)) might also be star-bursting galaxies whose emission lines are invisible in the optical due to heavy or selective dust extinction (e.g. Smail et al. 1999; Poggianti & Wu 2000; Goto 2004). Understanding the SF properties of the k+a galaxies in A3921 is important firstly to address the debated nature of this class of objects, and secondly to confirm (or reject) the spatial correlation between the detected star-forming objects and the collision region of the cluster.

None of our target k+a galaxies was detected down to our 2σ sensitivity limit ($SFR \sim 3\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$ at the mean redshift of the cluster and assuming $\alpha = -0.8$). This means that no galaxies of this spectral class host dust obscured SF activity up to our 2σ sensitivity limit ($\sim 3\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$). Based also on the moderate H_δ equivalent width and on the red colours of the k+a galaxies detected in A3921 (F05), we can therefore conclude that they are not strong dusty star-burst, and, in agreement with the results found by Duc et al. (2002) in the cluster A1689, we suggest that these objects are in a post-star-forming phase as predicted by their spectral properties. Due to the limit in sensitivity of our radio observations, we cannot, however, totally exclude the possibility that they are dust-obscured galaxies forming stars at a very low rate. The biggest issue in this respect is that the spectroscopic classification of these objects is based solely on the [OII] emission and Balmer absorption lines. The importance of having information as well on the H_α line has been shown (Goto 2004). An ongoing spectroscopic follow-up covering a wider spectral range will allow us to definitively test the post-star-forming nature of the k+a galaxies in A3921.

4.2. Radio galaxies

In the bottom panel of Table 5 we list the five confirmed or candidate cluster members i) with detected radio emission, and ii) without emission lines, or for which the spectral type is unknown. Three of them (R10, R11 and R14) are located in the Eastern region of A3921-A (i.e. not in the collision region), and they are very likely gas rich, dusty star-forming late-type galaxies, since they have: i) radio luminosities below the AGN/SF boundary (Log ($L_{1.4\ \mathrm{GHz}}$(W/Hz)) = 22.73, see Sect. 4.1.2); ii) spiral-like morphologies (R14 also shows a disturbed morphology, suggesting that the SF activity could be triggered by galaxy-galaxy interaction); and iii) red colours probably due to dust extinction. The remaining two radio emitting cluster members (R9 and R5) are on the contrary AGNs, their optical morphology and spectrum being typical of early-type galaxies and their radio luminosity being well above the AGN/SF boundary. We therefore detected only two AGNs in the central field of A3921. A similar number of AGNs was detected in the nearby clusters Coma and A1367 (Gavazzi & Boselli 1999). In the central $\sim 1.8 \times 1.5$ Mpc^2 region of these two systems, 3 and 2 galaxies respectively have radio luminosities above the adopted AGN/SF boundary (from Table 1 of Gavazzi & Boselli 1999).

The small number of radio galaxies did not allow us to determine the radio luminosity function (RLF) for early-type galaxies. We compared the number of detected radio galaxies with the result of Ledlow & Owen (1996), who detected 12% of galaxies with optical magnitude $R \leq 17.5$ and radio luminosity Log ($L_{1.4\ \mathrm{GHz}}$(W/Hz)) > 22.02 (scaled to our cosmological parameters). In the same radio and optical range, we found six cluster members, of which three have clear elliptical morphology, and two can be safely classified as AGN. Due to the lack of complete spectroscopy, we assumed that all the red sequence galaxies with $R \leq 17.5$ belong to A3921, finding in total 36 galaxies. Therefore, the fraction of radio emitting elliptical galaxies in our sample is 8%, and the fraction of AGN is 6%. Taking into account the uncertainty on the total number of galaxies and the fact that these percentages are derived from very small numbers, we conclude that our result is not significantly different from that of Ledlow & Owen (1996).

5. The peculiar radio source SUMSS J224857−642059 (R5)

5.1. Total intensity and spectral index images

The most interesting radio emission observed in the central field of A3921 is the extended source SUMSS J224857-642059 (R5) (see Fig. 5). In Fig. 6, we have superimposed the 1.344 GHz radio contours on the *R*-band optical image of A3921 from F05. The radio component in the North-East extremity of R5 is coincident with a very bright galaxy ($R_{AB} = 16.1$) corresponding to the second brightest cluster member ("BG2" in F05), whose colour and spectrum are typical of an early-type object. BG2 is the dominant galaxy of one of the two colliding sub-clusters revealed by the combined optical/X-ray analyses of the cluster by F05 and B05.

The most likely hypothesis is that R5 is a narrow-angle tail (NAT) radio galaxy, whose core component is associated with the galaxy BG2. A source with very similar structure has been detected by Gregorini & Bondi (1989) in A115. The jets in R5

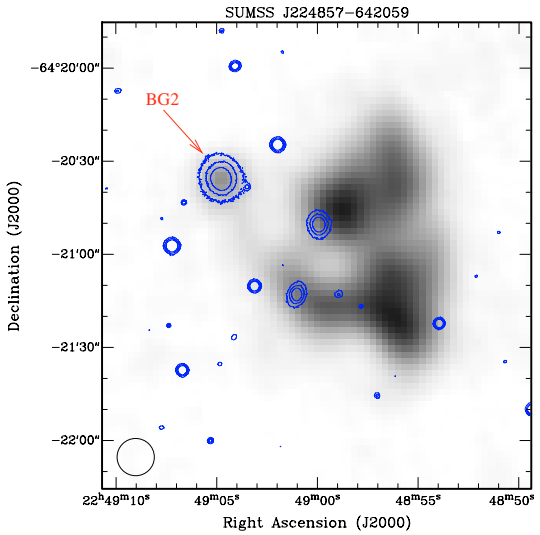


Fig. 5. *R*-band contours overlaid on the 1.344 GHz image of the peculiar radio source SUMSS J224857−642059 (R5). The beam size (shown in the bottom-left corner) is $12'' \times 12''$.

are not visible at our resolution, and the tails of diffuse emission, embedded in a common low-brightness envelope, are oriented along a NE/SW (d1) and a SE/NW (d2) axis (Fig. 8). The main elongation axis of the tail (d1) is roughly aligned with the direction along which A3921-B is tangentially traversing A3921-A (SW/NE, see Fig. 7). This agrees with the accepted view that NAT morphologies are the result of the ram-pressure exerted by the ICM on the radio plasma, the ram-pressure being due to relative motion between the ICM and the radio emitting galaxy (Blandford & Rees 1974). The radial velocity offset of BG2 from the mean radial velocity of the cluster is -145 ± 79 km s^{-1}. However, the proper velocity of BG2 with respect to the ICM could be higher, since it has been shown that the merging axis of A3921-B is nearly on the plane of the sky (F05), resulting in a small velocity component along the line of sight.

We obtained the spectral index map of the radio source R5 by combining the images at 1.344 GHz and 2.368 GHz with the *AIPS* task *COMB* (Fig. 8). We note a steepening of the spectrum going from the region around BG2 to the extended emission, supporting the classification of R5 as a tailed radio galaxy. In particular, the core component coincident with BG2 shows a significantly flat spectral index ($\langle\alpha\rangle = -0.4$), with a steepening of the spectrum to $\alpha = -1 \div -1.5$ on the SW side.

The trend of the spectral index of the R5 tails along the main axes (d1 and d2 in Fig. 8) is shown in Fig. 9. The tail spectrum is very steep in both directions. We found a steepening spectral index going away from BG2 along d2, while the spectrum shows more jumps along d1.

The physical properties of the extended radio source R5 are summarised in Table 6. Equipartition magnetic field was calculated with the standard assumptions of equal energy density in protons and electrons, a magnetic field filling factor of 1, and a spectrum extending from 10 MHz to 100 GHz. The spectral index was taken $\alpha = -1.5$ and the source depth along the line of sight of 50 ${h_{75}}^{-1}$ kpc. The source age given in the table refers to lifetime of electrons radiating at 1.4 GHz in a magnetic field taken at the equipartition value.

5.2. Polarization images

Images in the Stokes parameters U and Q were produced analogously to the I maps of the cluster by INVERTing, CLEANing and RESTORing the data with the *MIRIAD* software. In particular, for each pointing, the (u, v) data at the same frequency of all the different configurations were handled together. We restored the 2.368 GHz maps with a beam size of both $8'' \times 8''$ (i.e. 13 cm beam size), and $12'' \times 12''$ (i.e. 22 cm beam size). The images of each field were then mosaiced using the task *LINMOS*.

Using the *MIRIAD* task *IMPOL*, we derived from the I, Q and U maps the images of: a) the polarised intensity $P = (Q^2 + U^2)^{1/2}$, b) the degree of polarization $m = P/I$, c) the position angle of polarization (defined to be positive North through East) $\psi = 0.5 \tan^{-1}(U/Q)$, and d) the associated errors. These maps were all blanked when the error in the position angle image was greater than 10° or when the S/N ratio in the polarised intensity map was less than three.

The source R5 is polarized in the Northern region both at 1.344 and 2.368 GHz. In the radio images presented in Fig. 6 the vectors indicate the orientation of the projected **E**-field and are proportional in length to the fractional polarization. The mean fractional polarization is ∼11% and ∼40% respectively at 1.344 and 2.368 GHz, reaching values of ∼34% and ∼60% at the Northern boundary of the source, whereas for the Southern tail we can set upper limits of ∼6% and ∼20% at 1.344 and 2.368 GHz respectively. A possible interpretation of the different polarization percentage in the two tails is that the source is strongly affected by projection effects.

As the polarized emission from a radio source passes through a magnetized, ionized plasma, its plane of polarization will be rotated by the Faraday effect:

$$\psi_\lambda = \psi_0 + RM\,\lambda^2, \qquad (6)$$

where ψ_λ and ψ_0 are the observed and intrinsic polarization angles respectively and λ is the wavelength at which observations are performed. *RM* is the Rotation Measure, which depends on the product of the electron density (n_e) and magnetic field along the line of sight ($H_\parallel$). Due to this effect, the plane of polarized radiation from cluster and background radio galaxies may be rotated if magnetic fields are present in the ICM.

We derived the rotation measure (*RM*) and the zero-wavelength position angle (ψ_0) maps by fitting Eq. (6) to the position angle images of the radio galaxy R5 at 1.344 GHz and 2.368 GHz with a resolution of 12.0″. For this, we used the *MIRIAD* task *IMRM*. The measured RM values range from 11.2 to 33.5 rad/m^2. They are consistent with the Galactic contribution, which in the region of A3921 is expected to be about 30 rad/m^2 (Simard-Normandin et al. 1981). This suggests that the cluster magnetic field in this region may be low or mostly perpendicular to the line of sight. The orientation of the magnetic field of R5 is roughly longitudinal as commonly found in tailed radio sources (Dallacasa et al. 1989; Feretti et al. 1998).

6. Discussion and conclusions

6.1. Star-forming galaxies and AGNs: possible connections with the ongoing merger

In this paper we presented the 22 and 13 cm ATCA observations of the galaxy cluster A3921. We concentrated our analysis on the central field of the cluster (0.075 deg^2), which hosts two merging sub-clusters (A3921-A and A3921-B) that have not yet undergone the first core-core encounter (B05; F05;

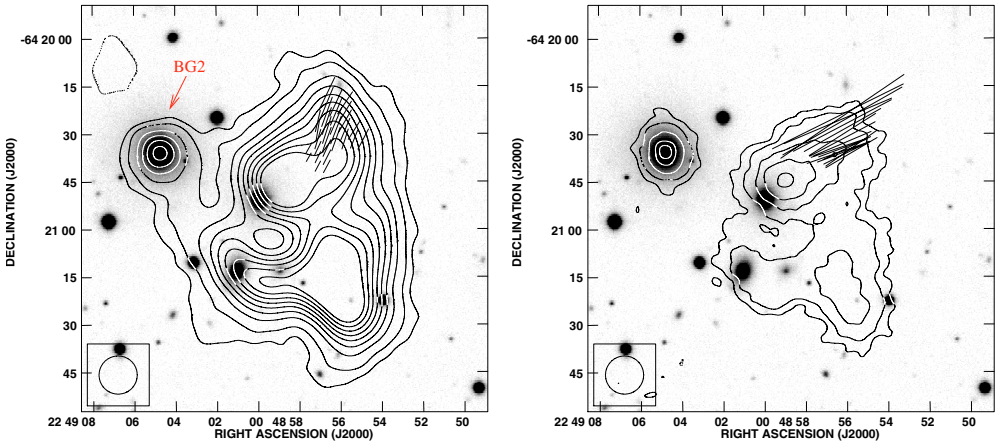


Fig. 6. 1.344 GHz (*left*) and 2.368 GHz (*right*) radio contours of the extended radio source SUMSS J224857-642059 (R5), superimposed on the *R*-band optical image (WFI observations, F05). The radio emission is associated with the second brightest cluster galaxy (BG2 in F05). In both images the angular resolution is 12″×12″. *Left*: the contour levels are: 0.147 mJy/beam × (–1, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16). The r.m.s. noise level of the map is 0.049 mJy/beam. *Right*: the contour levels are: 0.159 mJy/beam × (–1, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16). The r.m.s. noise level of the map is 0.053 mJy/beam. In both panels, superimposed lines represent the orientation of the electric vector (***E***) and are proportional in length to the fractional polarization (1″ = 1.40%).

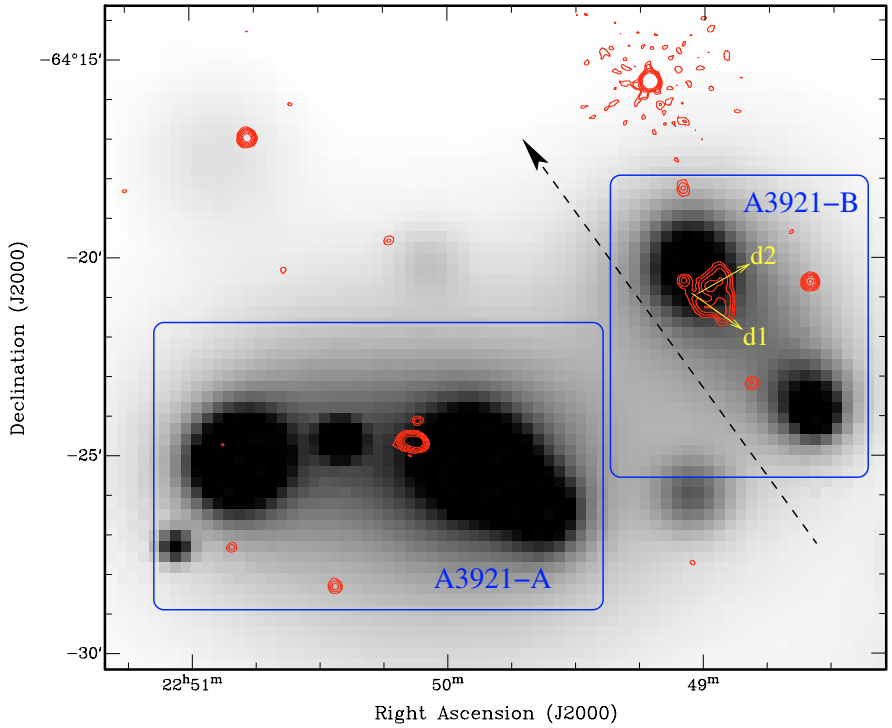


Fig. 7. 1.344 GHz radio contours (levels from 0.294 to 15.680 mJy/beam, with an increment factor of 2) overlaid on the projected galaxy density map of the galaxies lying in A3921 red sequence (F05). The two main sub-clusters of A3921 (A3921-A and A3921-B) and the main elongation axis of the radio tail of SUMSS J224857−642059 (R5) (d1 and d2) are indicated. The off-axis merging direction of A3921-B reconstructed from the combined optical and X-ray analyses is also shown with a dashed arrow (F05 and B05).

Kapferer et al. 2006). Our main aim was to closely investigate the possible connection between the on-going merging event and the SF properties of cluster members suggested by F05. We detected 17 radio sources, among which seven are cluster galaxies (confirmed or candidate). Based also on their optical and X-ray properties, the latter were classified as: a) two AGNs (R5 and R9), b) four late-type, gas rich galaxies (R2, R10, R11 and R14), and c) one (R3) strong star-burst.

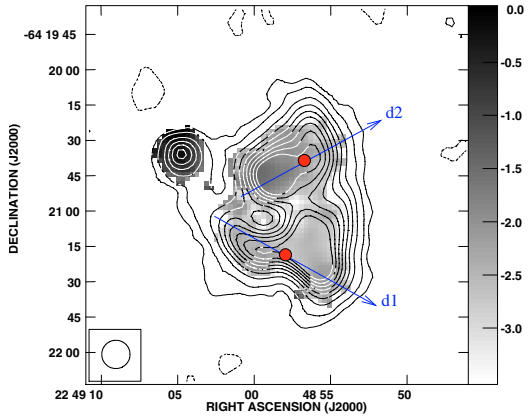


Fig. 8. Spectral index map of the radio source SUMSS J224857−642059 (R5) made by combining the images at 1.344 GHz and 2.368 GHz. Contours are the same as in Fig. 6. The directions d1 and d2 along which the spectral index trend has been plotted in Fig. 9 are also shown. Circles give the position of the centre of the two slides of Fig. 9.

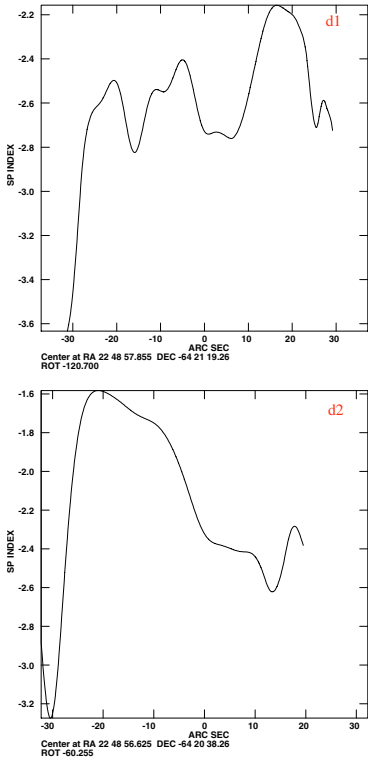


Fig. 9. Point-to-point spectral index between 1.344 and 2.368 GHz along the main axis of SUMSS J224857−642059 (R5) tails (d1 and d2 in Fig. 8).

Seven radio emitting galaxies were therefore detected in the central field of A3921 at our 5σ sensitivity level, of which four are late-type objects. In an equivalent cluster region and at the same flux limit (scaled to the proper z), 12 galaxies were detected at 1.4 GHz both in A1367 and in Coma, of which nine and seven, respectively, have late-type morphologies (from Table 1 by Gavazzi & Boselli 1999). Assuming Poissonian noise, we thus found a slight deficiency ($\sim 1\sigma$ level) of radio galaxies in A3921 with respect to the lower-z merging clusters Coma and A1367.

Among the 11 emission-line galaxies identified by F05, only two (the previously mentioned R2 and R3) were detected at our 3σ sensitivity level (Log ($L_{22\ \mathrm{cm}}$(W/Hz)) $\sim$ 21.4. The remaining nine objects are located in the collision region of the merging cluster. The lack of radio emission gave us an upper limit for their SFR unbiased by dust extinction ($SFR \lesssim 3\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$). Based on their observational properties (optical and radio luminosity, colour, presence and strength of emission lines in their spectra, SFR) and on their position in the cluster, we thus suggested that most of the emission-line galaxies detected in the collision region of A3921 are not infalling, gas-rich objects. Their SF episode would instead be related to the on-going sub-cluster collision. The merging event could have favoured both ICM-galaxy and tidal (galaxy-galaxy and cluster-galaxy) interactions, which have been shown to be able to trigger SF (e.g. Evrard 1991; Moss & Whittle 2000; Poggianti et al. 2004; Bekki 1999; Kapferer et al. 2005; Boselli & Gavazzi 2006). The cluster merger is probably also responsible for the strong starburst in R3 (BG3 in F05 and B05): the compression of the ICM on the ISM of this object is probably very strong, due both to the high ICM density (it is located at the X-ray centre of A3921-B, B05) and to the high proper velocity of this object (F05).

Note that, excluding R3, we did not detect any gas-rich, star-forming galaxy in the collision region (Fig. 1 and Table 5). As summarised at the beginning of this Sect. (point b)), four gas-rich, star-forming galaxies have been detected through our radio observations. All of them are located in the external parts of the merging sub-clusters, and they probably are infalling, field spirals, whose gas reservoir has not yet been emptied by cluster environmental effects (Dressler & Gunn 1983).

The absence of radio emission in all the k+a galaxies detected in A3921 confirms that they are not dusty star-bursting objects. This result agree with the conclusion of F05 and of previous analyses (e.g. Duc et al. 2002) that k+a objects are observed during a post-star-forming phase. It also confirms that, in the A3921 central field, star-forming objects are concentrated in the collision region.

Our counts of radio emitting elliptical galaxies are not significantly different from the general cluster RLF derived by Ledlow & Owen (1996). Similar numbers of early-type objects with radio luminosity typical of AGNs were detected in two other

Table 6. Properties of the radio galaxy SUMSS J224857−642059 (R5).

Core $\mathrm{RA_{J2000}}$	$22^{\mathrm{h}}49^{\mathrm{m}}04\overset{\mathrm{s}}{.}7$
Core $\mathrm{Dec_{J2000}}$	$-64°20'36\overset{''}{.}6$
Optical id. $\mathrm{RA_{J2000}}$	$22^{\mathrm{h}}49^{\mathrm{m}}04\overset{\mathrm{s}}{.}8$
Optical id. $\mathrm{Dec_{J2000}}$	$-64°20'35\overset{''}{.}6$
Angular size (1.344 GHz)	$\sim 105'' \times 100''$
Physical size (1.344 GHz)	$\sim 170 \times 160\ {h_{75}}^{-1}$ kpc
Flux density (1.344 GHz)	43.7 mJy
Power (1.344 GHz)	$8.5 \times 10^{23}\ {h_{75}}^{-2}$ W/Hz
$\langle RM \rangle$	22.5 rad/m^2
σ_{RM}	4.8 rad/m^2
$\lvert RM_{\mathrm{max}} \rvert$	33.5 rad/m^2
$\mathrm{H_{eq}}$	3.6 μG
Age	8.7×10^7 yr

low-z clusters, i.e. Coma and A1367 (Gavazzi & Boselli 1999). Analogous results were also found by Venturi et al. (2001) in the pre-merging cluster A3528, suggesting that, in their early stages, cluster mergers do not influence the emission from radio-loud AGNs.

6.2. The peculiar radio galaxy SUMSS J224857-642059 (R5)

In order to understand the nature of the radio galaxy SUMSS J224857-642059 (R5) and the origin of its peculiar morphology, we have to take into account the following observational evidence:

- the position of its possible core component, coincident at ∼1 arcsec uncertainty with the position of the optical galaxy BG2 (see Tables 4 and 6);
- its location at the centre of the less massive of two merging sub-clusters (A3921-B);
- its distorted tailed radio emission, without collimated jets, and roughly aligned with the merging axis (SW/NE). A NW elongation is, however, also present, and this shows a high polarized fraction and a nearly transverse intrinsic magnetic field;
- its steep total spectral index ($\langle\alpha_{1.344}^{2.368}\rangle = -2.4$), typical of tailed radio sources in clusters of galaxies;
- the significantly flatter spectrum of the component associated with BG2 with respect to the extended emission ($\langle\alpha\rangle = -0.4$ and $\langle\alpha\rangle = -2.6$).

We therefore consider that R5 is a NAT radio source associated with BG2, with a core component in its Northernmost side, and an extended ($\sim 170 \times 160\ {h_{75}}^{-1}$ kpc) tail. This latter is distorted towards NW, possibly due to a lower local density of the intracluster gas revealed by the XMM observations of B05. The tail morphology is very likely explained by ram-pressure effects due to the relative motion between the ICM and BG2, in turn related to the merging event of the host sub-cluster (A3921-B). The total radio power of R5 at 1.344 GHz is Log (P(W/Hz)) = 24.0. Its total flux density is dominated by the extended emission located outside the optical galaxy, with a flux density ratio of ∼18 between the extended and the core component (∼41.4 and ∼2.3 mJy respectively).

R5 does not show visible jets and the emission in the tail is very steep ($\alpha \simeq -2 \div -3.5$), suggesting that electrons are suffering strong radiation losses. The diffuse component of R5 would therefore be a "dying" tail, which has been partly detached from an earlier period of activity of the BG2 radio galaxy and whose final evolution is dominated by synchrotron losses. The extended emission is now presumably supported and distorted by the ICM pressure. The strong polarization at the extreme of the NW component of the tail suggests that the radio jet has encountered a denser (or higher pressure) region leading to magnetic field compression.

Acknowledgements. C.F. is very grateful to Lister Staveley-Smith for his valuable help in ATCA data reduction. We warmly thank Vincent McIntyre for having provided the new version of the *MIRIAD* script "quickfit". We thank Christophe Benoist, Wolfgang Kapferer, Rocco Piffaretti, Alberto Cappi, Pierre-Alain Duc, Elaine Sadler and Jean-Luc Sauvageot for very fruitful discussions. We are indebted to the referee, Giuseppe Gavazzi, for useful suggestions which helped to improve the paper. C.F. acknowledges financial support of Sydney University, Australia Telescope National Facility, Marie Curie individual fellowship MEIF-CT-2003-900773, Austrian Science Foundation (FWF) through grant number P15868, and Tiroler Wissenschaftsfonds (TWF). The Australia Telescope Compact Array is part of the Australia Telescope which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO.

References

Arnaud, M., Rothenflug, R., Böhringer, H., Neumann, D., & Yamashita, K. 1996, uxsa. coll., 163
Baldi, A., Bardelli, S., & Zucca, E. 2001, MNRAS, 324, 509
Bekki, K. 1999, ApJ., 510, L15
Belsole, E., Sauvageot, J.-L., Pratt, G. W., & Bourdin, H. 2005, A&A, 430, 385 (B05)
Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1974, MNRAS, 169, 395
Boselli, A., & Gavazzi, G. 2006, PASP, 118, 517
Butcher, H., & Oemler, A. 1978, ApJ, 219, 18
Caldwell, N., Rose, J. A., Sharples, R. M., Ellis, R. S., & Bower, R. G. 1993, AJ, 106, 473
Coia, D., McBreen, B., Metcalfe, L., et al. 2005, A&A, 431, 433
Condon, J. J. 1992, ARA&A, 30, 575
Condon, J. J. 1997, PASP, 109, 166
Dallacasa, D., Feretti, L., Giovannini, G., & Venturi, T. 1989, A&AS, 79, 391
Dressler, A. 1987, in Nearly Normal Galaxies: From the Planck Time to the Present, ed. S. Faber (New York: Springer), 276
Dressler, A., & Gunn, J. E. 1983, ApJ, 270, 7
Dressler, A., Smail, I., Poggianti, B. M., et al. 1999, ApJ, 122, 51
Duc, P. A., Poggianti, B. M., Fadda, D., et al. 2002, A&A, 382, 60
Dwarakanath, K. S., & Owen, F. N. 1999, AJ, 118, 625
Evrard, A. E. 1991, MNRAS, 248, 8
Feretti, L., Giovannini, G., Klein, U., et al. 1998, A&A, 331, 475
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E. 2005, A&A, 430, 19 (F05)
Fujita, Y., Takizawa, M., Nagashima, M., & Enoki, M. 1999, PASJ, 51, L1
Gavazzi, G., & Boselli, A. 1999, A&A, 343, 93
Gavazzi, G., Contursi, A., Carrasco, L., et al. 1995, A&A, 304, 325
Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A., et al. 2003, ApJ, 597, 210
Giacintucci, S., Venturi, T., Bardelli, S., Dallacasa, D., & Zucca, E. 2004, A&A, 419, 71
Goto, T. 2004, A&A, 427, 125
Gregorini, L., & Bondi, M. 1989, A&A, 225, 333
Hopkins, A. M., Afonso, J., Chan, B., et al. 2003, AJ, 125, 465
Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., et al. 2006, A&A, 447, 827
Kapferer, W., Knapp, A., Schindler, S., Kimeswenger, S., & van Kampen, E. 2005, A&A, 438, 87
Kennicutt, R. C. 1992, ApJ, 388, 310
Kennicutt, R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
Katgert, P., Mazure, A., den Hartog, R., et al. 1998, A&AS, 129, 399
Katgert, P., Mazure, A., Perea, J., et al. 1996, A&A, 310, 8
Ledlow, M. J., & Owen, F. N. 1996, AJ, 112, 9
Mazure, A., Katgert, P., den Hartog, R., et al. 1996, A&A, 310, 31
Miller, N. A., Owen, F. N., & Hill, J. M. 2003, AJ, 125, 2393
Miller, N. A., & Owen, F. N. 2002, AJ, 124, 2453
Morrison, G. E., & Owen, F. N. 2003, AJ, 125, 506
Moss, C., & Whittle, M. 2000, MNRAS, 317, 667
Murgia, M., Parma, P., de Ruiter, H. R., Mack, K.-H., & Fanti, R. 2004, in X-Ray and Radio Connections, ed. L. O. Sjouwerman, & K. K. Dyer, http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio/[meetingcont/8.15_murgia.pdf]
Owen, F. N., Keel, W. C., Ledlow, M. J., Morrison, G. E., & Windhorst, R. A. 2005a, AJ, 129, 26
Owen, F. N., Ledlow, M. J., Keel, W. C., Wang, Q. D., & Morrison, G. E. 2005b, AJ, 129, 31
Owen, F. N., Ledlow, M. J., Keel, W. C., & Morrison, G. E. 1999, AJ, 118, 633
Petrosian, V., & Dickey, J. 1973, ApJ, 186, 403
Poggianti, B. M., & Wu, H. 2000, ApJ, 529, 157
Poggianti, B. M., Smail, I., Dressler, A., et al. 1999, ApJ, 518, 576
Poggianti, B. M., Bridges, T. J., Komiyama, Y., et al. 2004, ApJ, 601, 197
Rizza, E., Morrison, G. E., Owen, F. N., et al. 2003, AJ, 126, 119
Sault, R. J., Staveley-Smith, L., & Brouw, W. N. 1996, A&AS, 120, 375
Serjeant, S., Gruppioni, C., & Oliver, S. 2002, MNRAS, 330, 621
Simard-Normandin, M., Kronberg, P. P., & Button, S. 1981, ApJS, 45, 97
Smail, I., Morrison, G., Gray, M. E., et al. 1999, ApJ, 525, 609
Venturi, T., Bardelli, S., Morganti, R., & Hunstead, R. W. 2000, MNRAS, 314, 594
Venturi, T., Bardelli, S., Zambelli, G., Morganti, R., & Hunstead, R. W. 2001, MNRAS, 324, 1131
Venturi, T., Bardelli, S., Zagaria, M., Prandoni, I., & Morganti, R. 2002, A&A, 385, 39
Wolf, C., Gray, M. E., & Meisenheimer, K. 2005, A&A, 443, 435

A&A 481, 337–343 (2008)
DOI: 10.1051/0004-6361:20078904
© ESO 2008

Astronomy & Astrophysics

On the influence of ram-pressure stripping on the star formation of simulated spiral galaxies

T. Kronberger, W. Kapferer, C. Ferrari, S. Unterguggenberger, and S. Schindler

Institute for Astro- and Particle Physics, University of Innsbruck, Technikerstr. 25, 6020 Innsbruck, Austria
e-mail: Thomas.Kronberger@uibk.ac.at

Received 23 October 2007 / Accepted 24 January 2008

ABSTRACT

Aims. We investigate the influence of ram-pressure stripping on the star formation and the mass distribution in simulated spiral galaxies. Special emphasis is put on the question of where the newly formed stars are located. The stripping radius from the simulation is compared to analytical estimates.
Methods. Disc galaxies are modelled in combined N-body/hydrodynamic simulations (GADGET-2) with prescriptions for cooling, star formation, stellar feedback, and galactic winds. These model galaxies move through a constant density and temperature gas, which has parameters comparable to the intra-cluster medium (ICM) in the outskirts of a galaxy cluster ($T = 3$ keV $\approx 3.6 \times 10^7$ K and $\rho = 10^{-28}$ g/cm^3). With this numerical setup we analyse the influence of ram-pressure stripping on the star formation rate of the model galaxy.
Results. We find that the star formation rate is significantly enhanced by the ram-pressure effect (up to a factor of 3). Stars form in the compressed central region of the galaxy, as well as in the stripped gas behind the galaxy. Newly formed stars can be found up to hundred kpc behind the disc, forming structures with sizes of roughly 1 kpc in diameter and with masses of up to 10^7 $M_\odot$. As they do not possess a dark matter halo due to their formation history, we name them "stripped baryonic dwarf" galaxies. We also find that the analytical estimate for the stripping radius from a Gunn & Gott (1972) criterion agrees well with the numerical value from the simulation. Like in former investigations, edge-on systems lose less gas than face-on systems, and the resulting spatial distribution of the gas and the newly formed stars is different.

Key words. galaxies: interactions – galaxies: intergalactic medium – galaxies: stellar content – methods: numerical

1. Introduction

Many issues of galaxy formation and evolution can be understood within the framework of the successful cold dark matter (CDM) theory. But besides the hierarchical assembly of galaxies via mergers, other interaction phenomena are important in the cluster environment. Different types of such interactions are discussed: galactic winds, ram-pressure stripping, galaxy-galaxy interactions and outflows from active galactic nuclei (AGN). Most of these processes can occur, with some principal differences, also in the field environment. Ram-pressure stripping, however, is uniquely linked to the presence of a surrounding medium that acts by its ram pressure. The space between the galaxies in a galaxy cluster is filled with a hot ($\sim 10^8$ K), thin ($\sim 10^3$ ions/m^3) plasma, the so called intra-cluster medium (ICM). Theoretically, the interaction between galaxies in the cluster and the ICM was already described by Gunn & Gott (1972). They argued that galaxies lose material if the force due to ram-pressure stripping exceeds the restoring gravitational force of the galaxy. As a consequence, a stripping radius in ram-pressure affected galaxies can be defined, outside which the inter-stellar medium (ISM) cannot be prevented from being stripped by the galactic gravitational potential. Another analytical estimate was proposed by Mori & Burkert (2000) where the thermal ISM pressure is compared with the external ram pressure. Later it was also found observationally that ram pressure acts on several galaxies in the Virgo cluster (e.g. Cayatte et al. 1990; Kenney et al. 2004; Vollmer et al. 2004) and in the Coma cluster (Bravo-Alfaro et al. 2000, 2001). Those galaxies, which are subject to ram-pressure stripping, lose parts of their inter-stellar medium to the ICM. As this gas has been enriched with heavy elements by the stars within the galaxy, the chemical abundance of the surrounding intra-cluster medium will be affected (Schindler et al. 2005; Domainko et al. 2006; Kapferer et al. 2007a). These heavy elements can then be found in X-ray observations.

Besides this treatment in cluster-scale simulations, several groups have already studied numerically the effect of ram-pressure stripping on individual galaxies. The stripping radius with respect to acting ram pressure and galaxy properties was investigated (e.g. Abadi et al. 1999; Vollmer et al. 2001; Roediger & Hensler 2005) and a reasonable agreement between the analytically estimated stripping radius and the stripping radius from numerical simulations was found. Further galaxy-scale numerical simulations for ram-pressure stripping were presented by Quilis et al. (2000), Mori & Burkert (2000), Toniazzo & Schindler (2001), Schulz & Struck (2001), and Roediger & Brüggen (2006, 2007). Very recently Jáchym et al. (2007) used an N-body/SPH code to investigate the influence of a time-varying ram pressure on spiral galaxies.

In contrast to these papers we focus on the effect of ram-pressure stripping on the star formation rate (SFR) of the galaxy, rather than on the mass loss. Nevertheless, for completeness we also analyse the mass loss and the resulting disc structure. The combined effects of ram-pressure stripping and tidal interactions on simulated cluster spirals is investigated in detail in Kapferer et al. (2007b).

Article published by EDP Sciences

This paper is organised as follows: in Sect. 2 we present the numerical method and the simulation setup used for this work. In Sect. 3 the results are presented which are compared to observations in Sect. 4. We end with a summary of the main conclusions in Sect. 5.

2. The numerical setup

The simulations were carried out with the N-body/SPH code GADGET-2 developed by Springel (see Springel 2005, for details). This code treats the gas of the galaxies and the ICM hydrodynamically via smoothed particle hydrodynamics (SPH, Gingold & Monaghan 1977; Lucy 1977) while the collisionless dynamics of the dark matter and the stellar component is calculated using an N-body technique. Prescriptions for cooling, star formation (SF), stellar feedback, and galactic winds are included as described in Springel & Hernquist (2003). As we focus here on the effects of ram-pressure stripping on the star formation rate of the model galaxy, we summarise the main properties of the star formation model presented in Springel & Hernquist (2003). In this formalism it is not attempted to spatially resolve star formation in the ISM but to describe star formation in a statistical manner. An SPH particle represents a certain region in the ISM with given values for the spatially averaged hydrodynamic quantities. Stars are assumed to form from cold gas clouds on a characteristic timescale $t_\star$ and a certain mass fraction β is instantaneously released due to supernovae from massive stars (>8 $M_\odot$). The simple model for the time evolution of the stellar density $\rho_\star$ reads:

$$\frac{\mathrm{d}\rho_\star}{\mathrm{d}t} = \frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} - \beta\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} = (1-\beta)\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} \tag{1}$$

where ρ_c is the density of the cold gas. As in Springel & Hernquist (2003) we adopt $\beta = 0.1$ assuming a Salpeter IMF with a slope of -1.35 in the limits of 0.1 $M_\odot$ and 40 $M_\odot$. In addition to the mass injection also energy is released to the ISM by the supernovae. This feedback energy heats the ambient gas and cold clouds can be evaporated inside hot bubbles of supernovae. All these assumptions lead to a self regulating star formation, where the growth of cold clouds is balanced by supernova feedback of the formed stars. The mass budget for the hot and cold gas densities (ρ_h and ρ_c, respectively) due to star formation, mass feedback, cloud evaporation and growth of clouds due to radiative cooling can then be written as

$$\frac{\mathrm{d}\rho_\mathrm{c}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} - A\beta\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} + \frac{1-f}{u_\mathrm{h}-u_\mathrm{c}}\Lambda_\mathrm{net}(\rho_\mathrm{h}, u_\mathrm{h}), \tag{2}$$

and

$$\frac{\mathrm{d}\rho_\mathrm{h}}{\mathrm{d}t} = \beta\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} + A\beta\frac{\rho_\mathrm{c}}{t_\star} - \frac{1-f}{u_\mathrm{h}-u_\mathrm{c}}\Lambda_\mathrm{net}(\rho_\mathrm{h}, u_\mathrm{h}) \tag{3}$$

where f represents a factor to differentiate between ordinary cooling ($f = 1$) and thermal instability ($f = 0$), Λ_net is the cooling function (Katz et al. 1996), and A is the efficiency of the evaporation process. The onset of the thermal instability and hence of the star formation is set by a simple density threshold criterion, motivated by observations (Kennicutt 1989). Thus $f = 0$ for densities larger than a certain threshold density ρ_th and otherwise $f = 1$.

The mass loss of the galaxy due to galactic winds, $\dot{M}_\mathrm{w}$, is assumed to be proportional to the star formation rate Ψ_SFR, i.e. $\dot{M}_\mathrm{w} = \eta\Psi_\mathrm{SFR}$ with $\eta = 2$, consistent with the observations of Martin (1999). Additionally, the wind contains a fixed fraction χ of the supernova energy, which is assumed to be $\chi = 0.25$. For further details and a description of the numerical implementation of this model we refer to Springel & Hernquist (2003). This wind model is a purely phenomenological one, that lacks a physical foundation. Nevertheless, the model is constrained by observational data, as far as possible, and should therefore be able to give plausible results.

Table 1. Particle numbers and mass resolution used for the model galaxy.

	Particle number	Mass resolution [$M_\odot$/particle]
Dark matter halo	300 000	3.5×10^6
Disk collisionless	200 000	1.0×10^5
Gas in disk	200 000	3.4×10^4
ICM	1 000 000	1.4×10^6

The initial conditions were built according to Springel et al. (2005), based on the analytical work of Mo et al. (1998). The model galaxy, which we use, represents a Milky-Way type spiral galaxy. The total mass of the model galaxy is 1.09×10^{12} $M_\odot$, where the initial total gas mass is 6.8×10^9 $M_\odot$. Compared to previous work (Kapferer et al. 2005, 2006a; Kronberger et al. 2006, 2007), where we used a similar sized galaxy, we have significantly increased the number of particles, increasing the mass resolution of the simulation. Important numerical quantities, such as the particle numbers, are summarized in Table 1. For the intra-cluster medium we use one million SPH particles, which we distribute homogeneously over a volume of 1 Mpc^3 with a mass density of 1×10^{-28} g/cm^3 and a constant temperature of 3 keV ($\sim 3.6 \times 10^7$ K). Such a simplified ICM distribution allows to study the effects of ram-pressure stripping in a clean way, i.e. with as little degeneracies of different effects as possible. Additional effects from varying density and temperature in the ambient medium will be investigated in an upcoming work.

Starting from these initial conditions we calculate the evolution of the model galaxy moving with a constant velocity of 1000 km s^{-1} through the ambient medium for 1 Gyr. A galaxy typically will not move through a homogeneous ICM for 1 Gyr. Therefore, to keep our results comparable to observations of galaxies in the outskirts of galaxy clusters, we study primarily the first few hundred Myr. We calculated two different interaction geometries, one in which the galaxy flies face-on through the ambient medium and one in which the ram-pressure acts edge-on. In order to avoid numerical artifacts we use for the investigation of ram-pressure stripping a model galaxy after 2 Gyr of isolated evolution. After that period of time self-regulated star formation is present and the gas distribution has settled from the simple analytic initial condition to an equilibrium distribution with a spiral structure.

To study possible resolution effects, originating from the different mass resolution of ICM and ISM particles, we carry out a simulation with 10^7 ICM particles. We found no significant differences to the lower resolution runs concerning the results presented below for the star formation rate or the mass distribution.

The SPH method has some intrinsic shortcomings that might affect the results to some extent. One is the resolution of instabilities and turbulence (e.g. Agertz et al. 2007). The shear flows present in systems affected by ram-pressure stripping can lead to the development of Kelvin-Helmholtz instabilities (e.g. Roediger et al. 2006), which are not resolved in our setup. Instabilities should induce turbulence and fragmentation and therefore enhance star formation which is consistent with our

result. A similar study with a Eulerian code is a desirable future work to investigate the importance of hydrodynamic instabilities in this issue.

3. Results

In the following we will first analyse the mass loss of the model galaxy due to ram-pressure stripping. Then we will present the results concerning the star formation rates and the distribution of the newly formed stars, within the adopted hydrodynamic and star-formation model.

3.1. The stripping radius and the mass distribution inside the stripped galaxy

The Gunn & Gott (1972) criterion, according to which galaxies lose material if the force due to ram-pressure stripping exceeds the restoring gravitational force of the galaxy, implies the existence of a stripping radius. This is the distance from the galactic centre, outside which the galactic gravitational potential cannot prevent the ISM from being stripped. The position of this stripping radius depends on the mass distribution in the galaxy and the external pressure exerted by the ICM. Assuming a double exponential density distribution of the stars and the gas in the disc, the expression for the stripping radius, $R_{\rm strip}$, reads (Domainko et al. 2006):

$$\frac{R_{\rm strip}}{R_0} = 0.5 \times \ln\left(\frac{GM_{\rm star}M_{\rm gas}}{v_{\rm gal}^2 \rho_{\rm ICM} 2\pi R_0^4}\right). \quad (4)$$

Here $M_{\rm star}$ and $M_{\rm gas}$ are the mass of the stellar and gaseous disc, respectively, $v_{\rm gal}$ denotes the velocity of the galaxy relative to the ICM, $\rho_{\rm ICM}$ is the density of the surrounding ICM, and R_0 is the radial scale length of the disc. The validity of this approximation was already shown using numerical simulations and by comparison with Virgo cluster galaxies by Abadi et al. (1999).

We also find a fair agreement between the analytical value and the stripping radius in our simulation. From Eq. (4) we calculate a theoretical value of 13.2 kpc. In Fig. 1 the gas density profile of the stripped model galaxy (dashed line), which moves face-on through the ICM, is compared to the isolated one (solid line) at the same evolutionary time. The ISM distribution is shown after 100 Myr of ram pressure acting. There is a clear drop in the density at a radius of $r \sim 13$ kpc visible, which corresponds well to the analytically derived stripping radius. At radii larger than 15 kpc the gas is almost completely stripped. While in the simple theoretical model the gas distribution inside the stripping radius is not affected, it adjusts in the hydrodynamic simulation to the modified mass distribution and pressure gradients and changes due to the mass loss caused by galactic winds. At radii $r < 10$ kpc the gas density lies below the density of the isolated galaxy, while near to the stripping radius the density increases with respect to the isolated one and forms a peak. In the central regions of the ram-pressure affected disc the star-formation rate is enhanced (see Sect. 3.2), which depletes the gas reservoir there due to the conversion of gas to stars and a subsequently enhanced galactic wind. Once established this density distribution remains qualitatively in this shape, while quantitatively it changes with time due to the acting galactic wind.

The total gas mass loss due to ram-pressure stripping and galactic winds is shown in Fig. 2 for the first 500 Myr. For this figure we take only the gravitationally unbound gas into account, i.e. the gas which has a positive total energy. Note that this mass loss is a superposition of two processes, ram-pressure

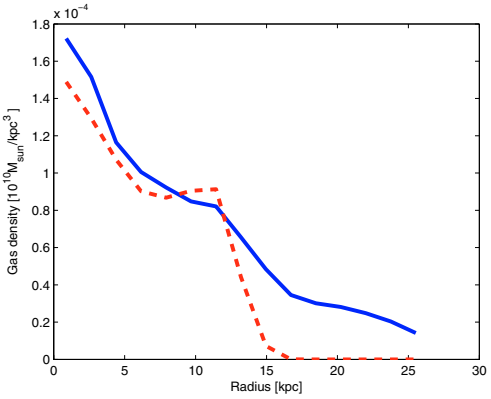


Fig. 1. Radial gas density profile for the isolated model galaxy (solid line) and the stripped model galaxy (dashed line), which moves face-on through the ICM. The distribution is shown after 100 Myr of ram pressure acting. A drop of the ISM density at ~13 kpc is clearly visible.

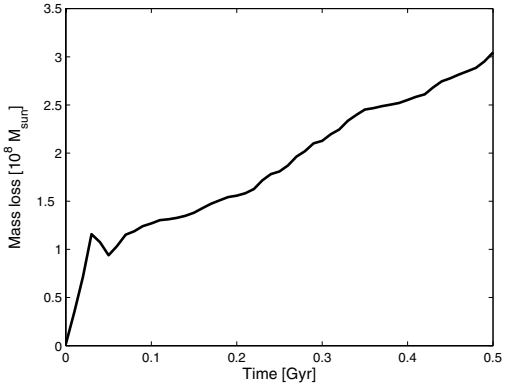


Fig. 2. Integrated total mass loss due to ram-pressure stripping and galactic winds of the stripped model galaxy, which moves face-on through the ICM. Note that only the gravitationally unbound gas is plotted. Even a decrease of the mass loss is possible, if gas enters, for example, the slipstream of the galaxy, as visible after ≈50 Myr.

stripping and galactic winds. There is an interplay between both effects, as ram-pressure stripping changes the star formation rate, which in turn changes the galactic wind mass loss. As many authors have already investigated the mass loss due to ram-pressure stripping and compared the numerical results to analytical estimates (e.g. Jáchym et al. 2007) we do not study the isolated effect of ram-pressure stripping here. However, we point out once more, that the stripping radius in our simulations is comparable to analytical estimates, as found by various authors. In the time after the stripping radius becomes clearly visible, galactic winds should be the dominating outflow mechanism. The mass loss then stays roughly constant over time. Note, however, that the ambient medium acts on the galactic wind by its pressure and that the mass of the gas actually lost by the galactic wind is hence smaller than expected from the star formation rate. Such a suppression of galactic winds has already been discussed in a different context by Schindler et al. (2005).

Additionally we investigated the spatial distribution of the stripped gas. We find that after 100 Myr 13.7% ($9.3 \times 10^8\ M_\odot$) of the initial ISM mass is in the wake of the galaxy. We define

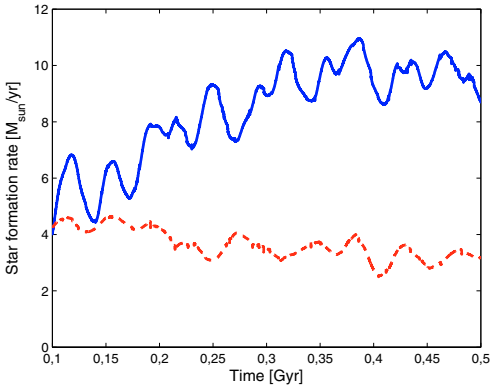


Fig. 3. Total star formation rate as a function of time for an isolated model galaxy (red, dashed line) and for a ram-pressure stripped model galaxy (blue, solid line), which moves face-on through the ICM. Note that the increase in the star-formation rate is the physically relevant information. The apparent oscillations are due to the numerical implementation of the star-formation model.

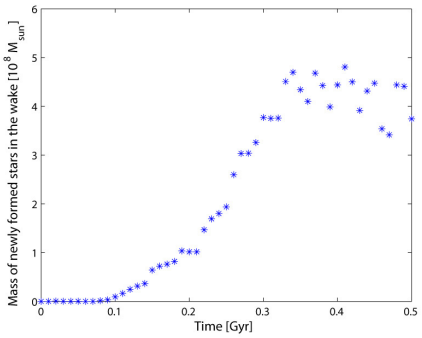


Fig. 4. Mass of stars formed in the wake of the model galaxy as a function of time. The ram pressure acts face-on. The scatter in the plot is a consequence of stars falling back into the gravitational potential towards the centre of the disc.

this to be the region more than 6 times the scale height away from the disc, which is for our model galaxy 1.3 kpc. This distance should be significantly larger than the half-light radius of the galaxy, and therefore observationally be considered as not belonging to the galaxy. After 200 Myr, this amount of stripped gas increases to 31.7% (2.2×10^9 $M_\odot$) of the initial ISM mass. However, material caught in the slipstream of the moving galaxy does not feel the ram pressure of the ICM and a significant proportion will fall back onto the disk. After 500 Myr about 10% (6.8×10^8 $M_\odot$) of the initial ISM mass are in the wake of the galaxy and gravitationally unbound.

We performed the same analysis for the case in which the model galaxy moves edge-on through the medium. In this case no clear stripping radius can be identified. The gaseous disc is compressed and distorted but the mass loss is lower than for the face-on galaxy. After 100 Myr there is only 0.9% (6.1×10^7 $M_\odot$) of the initial ISM mass in the wake of the galaxy. This fraction increases to 8.6% (5.8×10^8 $M_\odot$) after 200 Myr and finally after 500 Myr 6.3% (4.3×10^8 $M_\odot$) of the initial ISM mass is in the wake of the galaxy and gravitationally unbound. Also in the edge-on case we find re-accretion in the slipstream of the galaxy.

3.2. The impact on star formation

There has been a lot of discussion whether ram-pressure stripping acting on a galaxy enhances or decreases the star formation rate (e.g. Evrard 1991; Fujita et al. 1999). With our simplified setup that studies the influence of a homogeneous medium, we find a clear enhancement, within the adopted star formation model. In Fig. 3 we plot the total star formation rate as a function of time for an isolated model galaxy and for a ram-pressure stripped model galaxy, which moves face-on through the ICM. Over 500 Myr the star formation rate is always significantly (up to a factor of 3) higher than in the isolated galaxy. Most of the new stars form in the disc, mainly in the compressed central region. However, star formation is also present in the stripped material in the wake of the galaxy. These stars are not gravitationally unbound but can spread over a large volume in the galactic halo. We find newly formed stars up to hundred kpc behind the plane of the disc. As these stars do not feel the ram pressure of the surrounding ICM, they fall back into the gravitational potential towards the centre of the disc. The kinetic energy they gain hereby is sufficient that they partly cross the galactic plane and enter the space in front of the disc. In the ram-pressure affected galaxy about twice as many stars are formed as in the isolated galaxy in the time while ram-pressure stripping is acting. After 200 Myr of acting ram pressure the total mass of newly formed stars in this period is 1.02×10^8 $M_\odot$ in the wake of the galaxy, while in the same time in the disc 9.5×10^8 $M_\odot$ form. (The wake of the galaxy is defined, as before, to be more than 6 times the scale height away from the disc. The disc region itself extends, by our definition, to four times the stellar disc scale length in radial direction and twice the scale height in the direction perpendicular to the disc.) Note that these masses also depend on the chosen IMF, as this regulates the amount of massive stars that end instantaneously (i.e. in less than a typical numerical time step) as supernovae. Therefore the mass of the newly formed stars does not include the high-mass stars (>8 $M_\odot$). In Fig. 4 we show the mass of the newly formed stars as a function of time. The scatter in the plot is a consequence of stars falling back into the gravitational potential towards the centre of the disc.

The distribution of the gas and the newly formed stars is presented in Figs. 6 and 7 for the ram-pressure affected galaxy, which moves face-on through the ICM. Note that newly formed stars are here defined to be stellar particles formed after the beginning of the simulation. After 100 Myr the stripping is already active and a stripping radius is visible. A wake, however, has not yet formed, and the star formation mainly takes place in the central part of the galaxy, where the gas is compressed by the ram pressure of the surrounding ICM. After 500 Myr a wake has formed with dwarf galaxy sized sub-structures (diameter ~1 kpc, masses up to 10^7 $M_\odot$ in gas and newly formed stars). These objects formed by initial compression and subsequent cooling of already slightly overdense regions in the disc (parts of spiral arms). This formation scenario is different from the gravitational collapse, as discussed for tidal dwarf galaxies in tidally interacting systems. Note that due to their formation history from stripped material, these structures do not have a dark matter halo. We therefore term these structures "stripped baryonic dwarf" galaxies. Most of these structures eventually fall back onto the galactic disc on timescales of ≤1 Gyr. In more realistic systems with a gravitational cluster potential and interactions with other galaxies the fate of these substructures might

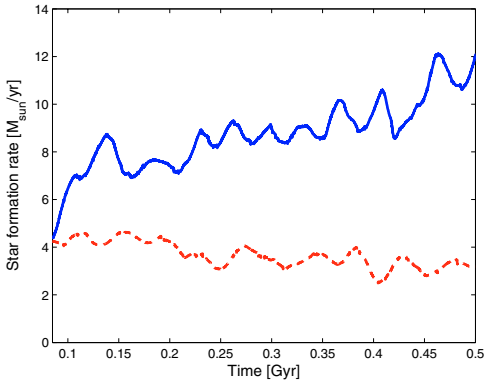


Fig. 5. Total star formation rate as a function of time for an isolated model galaxy (red, dashed line) and for a ram-pressure stripped model galaxy (blue, solid line), which moves edge-on through the ICM. Note that the increase in the star-formation rate is the physically relevant information. The apparent oscillations are due to the numerical implementation of the star-formation model.

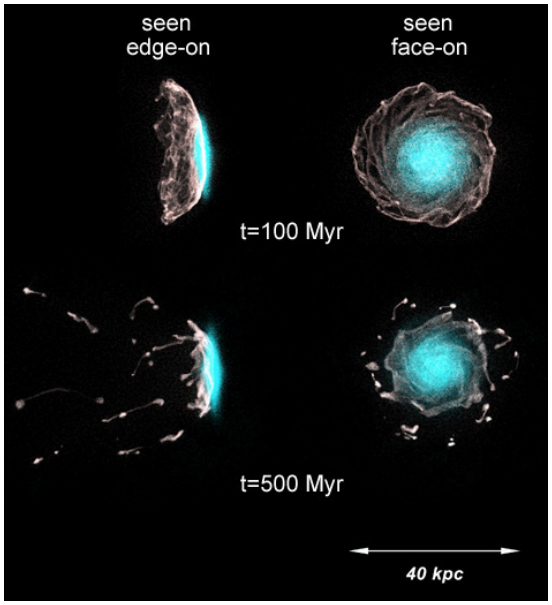


Fig. 6. Distribution of the gas (white) and the newly formed stars (turquoise) for a ram-pressure affected galaxy, which moves face-on through the ICM, after 100 Myr (*top*) and after 500 Myr (*bottom*), seen face-on and edge-on.

be different. Especially the ram pressure of the ICM usually changes direction, as not all orbits are purely radial. Kapferer et al. (2007b) show that such structures also form when galaxy – galaxy interactions take place in an ambient medium. They are then distributed over much larger distances compared to the case presented here. It has to be further investigated, whether these objects can then form virialised, long-term stable structures. In Fig. 7 we show gas and newly formed stars separately, in order to show their distribution more clearly. As stars are collisionless their distribution differs from that of the gas, the small substructures are, however, visible in both distributions. From the stripped gas only around 25% is heated to temperatures above 1×10^7 K after 500 Myr of acting ram pressure, and hence visible in X-rays. Especially in the dense knots, where stars are formed, the temperature remains significantly lower.

The situation is very similar in the edge-on case, although the resulting mass distribution is different. In Fig. 5 the total star formation rate as a function of time is shown for an isolated model galaxy and for a ram-pressure stripped model galaxy, which moves edge-on through the ICM. The enhancement of the star formation rate is here even stronger than in the face-on case. These new stars are, however, mainly formed in the central region of the disc. The gas from the outskirts of the galactic disc is pushed to the central region, enhancing there significantly the density of the cold gas and hence the star formation rate.

From the results presented in this section we would therefore expect especially in galaxy cluster mergers an increased star formation activity in the merger region, because the galaxies encounter there a rapid rise of the external ram pressure. As a lot of gas from the galaxy is lost by ram-pressure stripping or converted to stars, the cold gas reservoir is constantly depleted. Hence, the star formation rate first increases and eventually decreases.

4. Comparison of the results to observations

An evolution of the cluster population with redshift has been pointed out since the late 70's. The fraction of star-forming and post-star-forming systems has been proven to significantly increase with z, going from ≥30% at $z \sim 0.3$–0.5 (Dressler et al. 1999) to ∼1–2% in the local Universe (e.g. Dressler 1987). In agreement with this tendency, in 1978 Butcher & Oemler reported a strong evolution from bluer to redder colours in cluster galaxies, detecting an excess of blue objects at $z = 0.5$ with respect to lower redshift systems ("Butcher & Oemler effect"). In order to link the observed evolution of cluster members to the hierarchical growth of structures, we still need to understand the specific importance of each of the proposed physical mechanisms acting on the star formation activity and on the morphology of galaxies (i.e. galaxy mergers and interactions: e.g. Lavery & Henry 1988 – ram-pressure stripping: Gunn & Gott 1972 – "harassment": e.g. Moore et al. 1998 – "strangulation" or "starvations": e.g. Larson et al. 1980).

Quantifying the evolution of SF in cluster members, however, is extremely difficult, since the fraction of star-forming objects varies from one cluster to another also in the same redshift range (see Poggianti 2004, and references therein). It is thus essential to study simultaneously the evolution of galaxies as a function of redshift and of the properties of their host cluster. Ferrari et al. (2005) have for instance proven that the fraction of star-forming and post-star-forming galaxies in the low redshift ($z \simeq 0.09$) cluster A3921 is comparable to those measured at intermediate redshifts. A3921 is a merging system (Ferrari et al. 2005; Belsole et al. 2005), and a detailed comparison of optical and radio observations revealed that most of the star-forming galaxies are located in the collision region of the two interacting sub-structures (Ferrari et al. 2005, 2006). This suggests that the high fraction of star-forming objects in A3921 is very likely related to its dynamical state.

Other analyses agree with this result, suggesting that SF is either triggered by cluster mergers (e.g. Coma: Caldwell et al. 1993 – A3562: Bardelli et al. 1998; Miller 2005 – A2125: Dwarakanath & Owen 1999; Owen et al. 2005 – A2255: Miller & Owen 2003), or quenched after a starburst phase, leaving

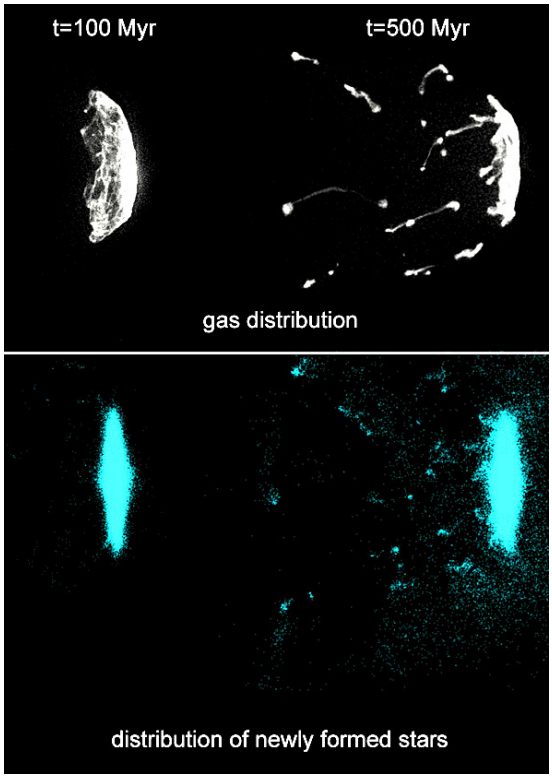


Fig. 7. Distribution of the gas (white, *top*) and the newly formed stars (turquoise, *bottom*) seen edge-on for a ram-pressure affected galaxy, which moves face-on through the ICM, after 100 Myr (first column) and after 500 Myr (second column).

young and strong poststarburst galaxies (e.g. Coma: Poggianti et al. 2004). Other studies (e.g. A168: Tomita et al. 1996 – A3528: Bardelli et al. 2001) did not show any correlation between cluster mergers and on-going SF. All these results suggest that cluster collisions are able to affect the internal properties of galaxies, and in particular their star formation history, possibly inducing an initial starburst phase, that consumes most of the gas in the galaxy, creating a subsequent decrease in the star formation rate of cluster members. Note that, among the previously mentioned clusters, those systems that are observed ∼0.2 Gyr before/after the closest cores encounter show increased SF (e.g. A3921: Kapferer et al. 2006b – A2125: Miller et al. 2005 – A2255: Sakelliou & Ponman 2006), contrarily to A168, that instead is as post-merger cluster observed ∼0.6 Gyr after the merging event (Tomita et al. 1996). The SFR of galaxies would therefore be increased when they are located in the collision region of a cluster in the very central phases of merging (≲0.5 Myr after the closest cores encounter). One has however to keep in mind that the observational results presented above are based on observations at different wavelengths (mostly optical and radio), that therefore trace SF episodes on different timescales. Homogeneous multi-wavelength studies of larger samples of clusters at different phases of merging are thus required to confirm the simple scenario about the effect of ram pressure on SF presented above.

In agreement with the results of our simulations, it has been suggested that the enhanced SF activity of the galaxies located in the collision region of merging clusters is due to dynamical ISM/ICM interactions (e.g. Poggianti et al. 2004; Ferrari et al. 2006). Actually, the ISM compression due to ICM ram pressure is most efficient where the density of the ICM and the relative velocity between the galaxy and the ICM reach their maximum, i.e. around the ICM compression bar originated by cluster mergers. Our numerical results show that, as expected, ram pressure is able to enhance the SFR of galaxies for several hundred Myr. In our idealised setup we do not find a significant drop in the SFR due to the depletion of the cold gas reservoir within our simulation time. However, in more realistic systems, where the galaxy encounters a density gradient and moves towards a denser cluster centre, we expect that the gas is consumed more rapidly and that the SFR drops on shorter timescales.

The dependence of SF on the dynamical state of clusters could be one of the key ingredients to explain the observed difference in the fraction of star-forming galaxies in similar redshift systems. Additionally, this dependence could shed more light on the origin both of the Butcher & Oemler effect, and of the spectral evolution of the galaxies from higher to lower redshift: we know that in the hierarchical scenario of structure formation the merging rate between sub-clusters increases with redshift. If the net role of mergers is to trigger SF, this could be one of the possible explanations of the excess of blue galaxies detected a $z \sim 0.5$ with respect to lower redshifts. Also the lower fraction of active cluster galaxies in the present Universe could be related to the lower fraction of merging clusters, and to the fact that member galaxies of local clusters have already experienced previous cluster interactions, being therefore gas-poor compared to their high-z counterparts.

Ram pressure *alone* cannot explain the observed variation with density of the SFR in local cluster members. It has been proven (e.g. Balogh et al. 2004; Haines et al. 2007) that the equivalent width of the Hα emission line in star-forming galaxies does not depend strongly on the local density, while the fraction of star-forming objects does. This means that, in order to preserve the shape of the EW(Hα) distribution, the physical mechanism(s) responsible for switching-off SF when a galaxy enter a cluster must act on short timescales (<1 Gyr). Our simulations indicate that, in about 1 Gyr, ram-pressure stripping and galactic winds remove only ∼13% of the gas mass. This indicates that in nature additional processes are at work, which are not modelled in our simulations.

Based on our results (see top panel of Fig. 7), the existence of very extended (∼100 kpc) tails of gas, possibly associated to intracluster star-forming regions (e.g. Gavazzi et al. 2001; Wang et al. 2004; Yoshida et al. 2004; Oosterloo & van Gorkom 2005; Sun & Vikhlinin 2005; Sun et al. 2006, 2007), cannot *only* be due to ram-pressure effects. They are possibly related to ram-pressure stripping of tidal tails and gaseous bridges created during galaxy-galaxy interactions (Kapferer et al. 2007b). The work presented in this paper is on the other hand able to explain the existence of extraplanar star-forming regions in several cluster late-type galaxies, that show evidence for ram-pressure stripping, but no extended tails of intracluster star-forming regions or clear signatures of interactions with other galaxies (e.g. Cortese et al. 2004; Kenney et al. 2004; Crowl et al. 2005; Cortese et al. 2007). Ram-pressure stripping acting on both isolated and interacting galaxies can finally be one of the possible physical mechanisms responsible for the formation of the observed intracluster stars (e.g. Freeman et al. 2000; Arnaboldi et al. 2003).

5. Summary and conclusions

We have investigated the influence of ram-pressure stripping on the star formation and the resulting mass distribution in simulated spiral galaxies. We used a simplified model, where the ICM is distributed homogeneously and with a constant temperature, in order to isolate the effects caused by ram pressure.

- We found that ram-pressure stripping enhances the star-formation rate by up to a factor of 3 over several hundred Myr. In total the mass of newly formed stars is about two times higher than in an isolated galaxy after 500 Myr of ram pressure acting.
- The new stars are mainly formed in the central parts of the disc but a significant fraction forms also in the wake of the galaxy. As they are collisionless they do not feel the ram pressure and remain bound to the galaxy.
- Sub-structures form in the wake of the galaxy from compressed spiral arms of the original galaxy. These irregular shaped structures have sizes of roughly 1 kpc in diameter and harbour newly formed stars. We term these structures "stripped baryonic dwarf" galaxies, as they do not possess a dark matter halo.
- The stripping radius, which is visible in the model galaxy is in good agreement with an analytical estimate using a Gunn & Gott (1972) criterion.
- In a model galaxy, which moves edge-on through the ICM, the star formation rate is enhanced as well, however the distribution of the newly formed stars is different. The new stars are mainly formed in the central region of the disc.
- Observations of enhanced SF in merging galaxy clusters and of individual galaxies with tails of stripped gas support the results presented in this paper. As a galaxy moves through a real cluster environment, it encounters gradients in density, temperature, and the gravitational potential of the cluster and interactions with other galaxies. We will investigate this complex and degenerate interplay of the various processes in an upcoming paper.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for fruitful comments which improved the quality of the paper. The authors also thank Volker Springel for providing them with GADGET2 and his initial-conditions generator. Thomas Kronberger is a recipient of a DOC fellowship of the Austrian Academy of Sciences. The authors further acknowledge the UniInfrastrukturprogramm des BMWF Forschungsprojekt Konsortium Hochleistungsrechnen, the ESO Mobilitätsstipendien des BMWF (Austria), the Austrian Science Foundation (FWF) through grants P18523-N16 and P19300-N16, and the Tiroler Wissenschaftsfonds (Gefördert aus Mitteln des vom Land Tirol eingerichteten Wissenschaftsfonds).

References

Abadi, M. G., Moore, B., & Bower, R. G. 1999, MNRAS, 308, 947
Agertz, O., et al. 2007, MNRAS, 380, 963
Arnaboldi, M., Freeman, K. C., Okamura, S., et al. 2003, AJ, 125, 514
Balogh, M., Eke, V., Miller, C., et al. 2004, MNRAS, 348, 1355
Bardelli, S., Pisani, A., Ramella, M., Zucca, E., & Zamorani, G. 1998, MNRAS, 300, 589
Bardelli, S., Zucca, E., & Baldi, A. 2001, MNRAS, 320, 387
Belsole, E., Sauvageot, J.-L., Pratt, G. W., & Bourdin, H. 2005, A&A, 430, 385
Bravo-Alfaro, H., Cayatte, V., van Gorkom, J. H., & Balkovsky, C. 2000, AJ, 119, 580
Bravo-Alfaro, H., Cayatte, V., van Gorkom, J. H., & Balkowski, C. 2001, A&A, 379, 347
Butcher, H., & Oemler, A. Jr, 1978, ApJ, 219, 18
Caldwell, N., Rose, J. A., Sharples, R. M., Ellis, R. S., & Bower, R. G. 1993, AJ, 106, 473
Cayatte, V., van Gorkom, J. H., Balkovsky, C., & Kotanyi, C. 1990, AJ, 100, 604
Cortese, L., Gavazzi, G., Boselli, A., & Iglesias-Paramo, J. 2004, A&A, 416, 119
Cortese, L., Marcillac, D., Richard, J., et al. 2007, MNRAS, 376, 157
Crowl, H. H., Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H., & Vollmer, B. 2005, AJ, 130, 65
Domainko, W., Mair, M., Kapferer, W., et al. 2006, A&A, 452, 795
Dressler, A. 1987, in Nearly Normal Galaxies: From the Planck Time to the Present, ed. S. Faber (New York: Springer), 276
Dressler, A., Smail, I., Poggianti, B., et al. 1999, ApJS, 122, 51
Dwarakanath, K. S., & Owen, F. N. 1999, AJ, 118, 625
Evrard, A. E. 1991, MNRAS, 248, 8P
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E. 2005, A&A, 430, 19
Ferrari, C., Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S. 2006, A&A, 457, 21
Freeman, K. C., Arnaboldi, M., Capaccioli, M., et al. 2000, ASPC, 197, 389
Fujita, Y., Takizawa, M., Nagashima, M., & Enoki, M. 1999, PASJ, 51, L1
Gavazzi, G., Marcelin, M., Boselli, A., et al. 2001, A&A, 377, 745
Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1977, MNRAS, 181, 375
Gunn, J. E., & Gott, J. R. III 1972, ApJ, 176, 1
Haines, C. P., Gargiulo, A., La Barbera, F., et al. 2007, MNRAS, 381, 7
Jáchym, P., Palouš, J., Köppen, J., & Combes, F. 2007, A&A, 472, 5
Kapferer, W., Knapp, A., Schindler, S., Kimeswenger, S., & van Kampen, E. 2005, A&A, 438, 87
Kapferer, W., Kronberger, T., Schindler, S., Ziegler, B. L., & Böhm, A. 2006a, A&A, 446, 847
Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., et al. 2006b, A&A, 447, 827
Kapferer, W., Kronberger, T., Weratschnig, J., et al. 2007a, A&A, 466, 813
Kapferer, W., Kronberger, T., Ferrari, C., et al. 2007b, A&A, submitted
Katz, N., Weinberg, D. H., & Hernquist, L. 1996, ApJS, 105, 19
Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H., & Vollmer, B. 2004, AJ, 127, 3361
Kennicutt, R. C. 1989, ApJ, 344, 685
Kronberger, T., Kapferer, W., Schindler, S., et al. 2006, A&A, 458, 69
Kronberger, T., Kapferer, W., Schindler, S., & Ziegler, B. L. 2007, [arXiv:0707.2301]
Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, ApJ, 237, 692
Lavery, R. J., & Henry, J. P. 1988, ApJ, 330, 596
Lucy, L. B. 1977, AJ, 82, 1013
Martin, C. L. 1999, ApJ, 513, 156
Miller, N. A. 2005, AJ, 130, 2541
Miller, N. A., & Owen, F. N. 2003, AJ, 125, 2427
Miller, N. A., Owen, F. N., Hill, J. M., et al. 2005, ApJ, 613, 841
Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, MNRAS, 295, 319
Mori, M., & Burkert, A. 2000, ApJ, 538, 559
Moore, B., Lake, G., & Katz, N. 1998, ApJ, 495, 139
Oosterloo, T., & van Gorkom, J. 2005, A&A, 437, L19
Owen, F. N., Ledlow, M. J., Keel, W. C., Wang, Q. D., & Morrison, G. E. 2005, AJ, 129, 31
Poggianti, B. M. 2004, in Proceedings of Baryons in Dark Matter Halos, Novigrad, Croatia, 5−9 Oct. 2004, ed. R. Dettmar, U. Klein, & P. Salucci, Published by SISSA, Proceedings of Science, http://pos.sissa.it, 104.1
Poggianti, B. M., Bridges, T. J., Komiyama, Y., et al. 2004, ApJ, 601, 197
Quilis, V., Moore, B., & Bower, R. 2000, Science, 288, 1617
Roediger, E., & Hensler, G. 2005, A&A, 433, 875
Roediger, E., & Brüggen, M. 2006, MNRAS, 369, 567
Roediger, E., & Brüggen, M. 2007, MNRAS, 765
Roediger, E., Brüggen, M., & Hoeft, M. 2006, MNRAS, 371, 609
Sakelliou, I., & Ponman, T. J. 2006, MNRAS, 367, 1409
Schindler, S., Kapferer, W., Domainko, W., et al. 2005, A&A, 435, L25
Schulz, S., & Struck, C. 2001, MNRAS, 328, 185
Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105
Springel, V., & Hernquist, L. 2003, MNRAS, 333, 649
Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, MNRAS, 361, 776
Sun, M., & Vikhlinin, A. 2005, ApJ, 621, 718
Sun, M., Jones, C., Forman, W., et al. 2006, ApJ, 637, L81
Sun, M., Donahue, M., & Voit, G. M. 2007, ApJ, submitted [arXiv/0706.1220]
Tomita, A., Nakamura, F. E., Takata, T., et al. 1996, AJ, 111, 42
Toniazzo, T., & Schindler, S. 2001, MNRAS, 325, 509
Vollmer, B., Cayatte, V., Balkowski, C., & Duschl, W. J. 2001, ApJ, 561, 708
Vollmer, B., Balkowski, C., Cayatte, V., van Driel, W., & Huchtmeier, W. 2004, A&A, 419, 35
Wang, Q. D., Owen, F., & Ledlow, M. 2004, ApJ, 611, 821
Yoshida, M., Yagi, M., Okamura, S., et al. 2002, ApJ, 567, 118

2.3 Émission radio diffuse dans les amas de galaxies

Ce paragraphe résume les résultats publiés dans les articles avec comité de lecture suivants :

- ▷ **Ferrari, C.**, Arnaud, M., Ettori, S., J., Rho, & Maurogordato, S., *Chandra observation of the multiple merger cluster Abell 521*, 2006, A&A, 446, 417-428
- ▷ **Ferrari, C.**, Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S., *ATCA observations of the galaxy cluster Abell 3921. I. Radio emission from the central merging sub-clusters*, 2006, A&A, 457, 21-34
- ▷ Gitti, M., **Ferrari, C.**, Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S., *Discovery of diffuse radio emission at the center of the most X-ray-luminous cluster RX J1347.5-1145*, 2007, A&A, 470, L25-L29
- ▷ **Ferrari, C.**, Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A., & Rephaeli, Y., *Observations of extended radio emission in clusters*, 2008, Space Science Reviews : Clusters of Galaxies - beyond the Thermal View, Kaastra, J.S. (ed.), Kluwer Academic Publishers, 134, 93
- ▷ Murgia, M., Eckert, D., Govoni, F., **Ferrari, C.**, Pandey-Pommier, M., Nevalainen, J., & Paltani, S., *GMRT observations of the Ophiuchus galaxy cluster*, 2010, A&A, 514, 76

2.3.1 Contexte scientifique

En 1959 Large et al. observèrent pour la première fois l'amas de Coma en radio. Malgré la très basse résolution de leurs données [1] ($\sim 40' \times 56'$), ils découvrirent la présence d'une source résolue – et donc très étendue [2] – au centre de l'amas.

La nature de cette émission radio diffuse dans Coma est restée très débattue jusqu'à 1970, quand Willson a confirmé sa détection et montré qu'il ne s'agit pas (ou pas seulement) de la radiation intégrée de plusieurs radio-galaxies non-résolues (galaxies à flambée d'étoiles ou noyaux galactiques actifs), mais plutôt du rayonnement synchrotron associé à la présence d'une composante "non-thermique" – électrons relativistes (facteur de Lorentz $\gamma \gg 1000$) et champs magnétiques ($\approx \mu$G) – dans le volume intra-amas. Depuis, les sources radio étendues ($\gtrsim$1 Mpc) détectées dans les régions centrales des amas, avec une morphologie assez similaire à celle de l'émission X du MIA et un spectre en loi de puissance raide [3] ont commencé à être appelées "halos radio" (Willson 1970; Bridle & Fomalont 1976; Harris & Miley 1978; Harris et al. 1980).

D'autres sources radio inter-galactiques et caractérisées par un spectre de synchrotron raide ont été détectées dans les régions externes des amas (Giovannini &

1. On rappelle ici que la résolution angulaire est $\propto \lambda/D$, où λ est la longueur d'onde d'observation et D la taille du télescope utilisé. Globalement, une source radio est résolue si sa taille angulaire est plus étendue de la largeur du lobe principal du "faisceau" ("*beam*" en anglais), qui à son tour représente l'image d'une source ponctuelle obtenue par le radio-télescope.

2. Dans une cosmologie ΛCDM avec $H_0 = 71$ km/s/Mpc, $\Omega_{\Lambda_0} = 0.73$ et $\Omega_{m_0} = 0.27$, 1 minute d'arc au z de l'amas de Coma correspond à $\sim$24 kpc.

3. $\alpha \geq 1$, avec $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$.

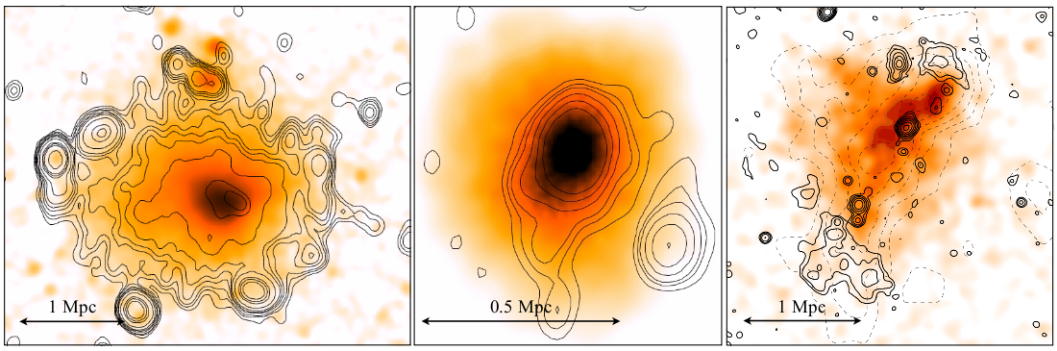


Figure 2.6 – Les amas de galaxies A 2163 (gauche), RX J1347.5-1145 (milieu) et ZwCl 2341.1+0000 (droite) observés en X (image en niveau de brun) et en radio (contours noirs) (images adaptées de Feretti et al. 2001; Gitti et al. 2007; van Weeren et al. 2009b)). A 2163 abrite l'un des plus puissants *halos radio* connus (Feretti et al. 2001). Un *mini-halo radio* se trouve au centre de l'amas le plus lumineux en X, RX J1347.5-1145 (Schindler et al. 1997; Gitti et al. 2007). Deux *reliques radio* ont été découvertes dans ZwCl 2341.1+0000 (van Weeren et al. 2009b). De l'émission radio diffuse a en outre été détectée dans cet amas le long d'un filament de galaxies montré ici par les contours en tirets (Giovannini et al. 2010).

Feretti 2002, et références à l'intérieur). Au contraire des halos, elles ont une morphologie plus allongée, voire irrégulière, et elles peuvent montrer un taux de polarisation élevée. Ces sources, découvertes peu après les halos et appelées "reliques radio" (Giovannini et al. 1991), peuvent se trouver à la périphérie d'amas qui abritent aussi un halo (e.g. Clarke & Ensslin 2006). Dans quelques cas, deux reliques presque symétriques par rapport au centre de l'amas ont été détectées (voir Bonafede et al. 2009; van Weeren et al. 2009b, et références incluses). Un exemple spectaculaire de relique radio avec une extension d'environ 2 Mpc a été récemment observé par van Weeren et al. (2010) dans l'amas de galaxies en coalescence CIZA J2242.8+5301 (Fig. 2.8).

La classification traditionnelle des sources radio diffuses intra-amas prévoit une troisième classe d'objets, appelés "mini-halos radio" (Fig. 2.6). Ils sont caractérisés par des dimensions inférieures ($\lesssim$ 500 kpc) et entourent une radio-galaxie puissante au centre de l'amas (Baum & O'Dea 1991; Burns et al. 1992). Une différence majeure entre les sources radio diffuses aux échelles des Mpc (halos et reliques) et celles aux échelles des sub-Mpc (mini-halos) est que les premières ont été détectées jusqu'à présent seulement dans les amas de galaxies en coalescence, tandis que les secondes se trouvent à l'intérieur d'amas avec un courant de refroidissement central et sans évidence de processus de coalescence majeurs en cours (Feretti & Giovannini 2008; Ferrari et al. 2008).

À l'heure actuelle les observations radio ont révélé la présence de sources radio diffuses dans environ 60 amas de galaxies connus (Venturi et al. 2008; Giovannini et al. 2009, voir aussi Fig. 2.7). Il s'agit en effet de sources assez difficiles à détecter. À cause de leur faible brillance de surface (de l'ordre des μJy/arcsec^2 [4] à 1.4 GHz),

4. $1 Jy \equiv 10^{-26} \mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{m}^{-1}$.

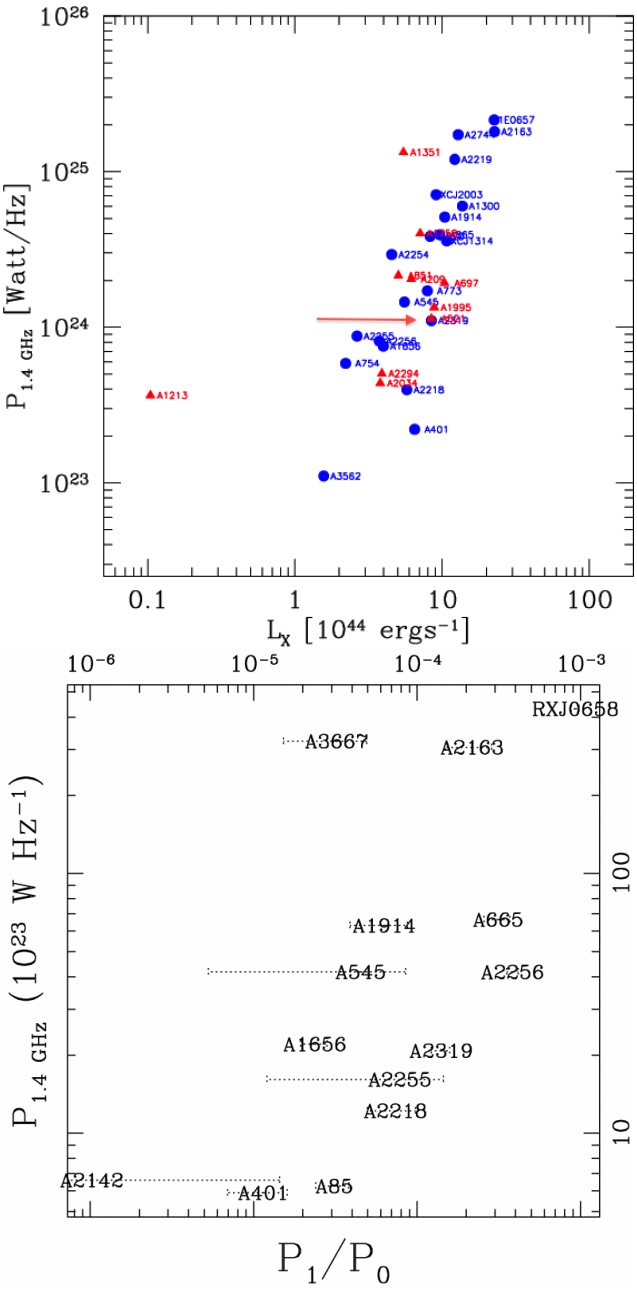


Figure 2.7 – En haut : image extraite de Giovannini et al. (2009) qui montre la puissance radio à 1.4 GHz des halos en fonction de la luminosité X (mesurée entre 0.1 et 2.4 keV) de leurs amas hôtes. En rouge les nouveaux halos détectés par Giovannini et al. (2009), en bleu les halos connus auparavant. La flèche indique la position dans ce graphe d'A 521 (voir Sect. 2.3.2). En bas : corrélation observée entre la puissance radio à 1.4 GHz d'une partie des halos et reliques connus et la puissance de dipôle P_1/P_0, une quantité introduite par Buote & Tsai (1995) pour quantifier l'état dynamique des amas. Les systèmes caractérisés par les processus de coalescence les plus violents (avec un rapport P_1/P_0 elevé) abritent les sources radio diffuses les plus puissantes. Figure extraite de Buote (2001) (voir aussi Cassano et al. (2010b) pour une application plus récente de cette méthode).

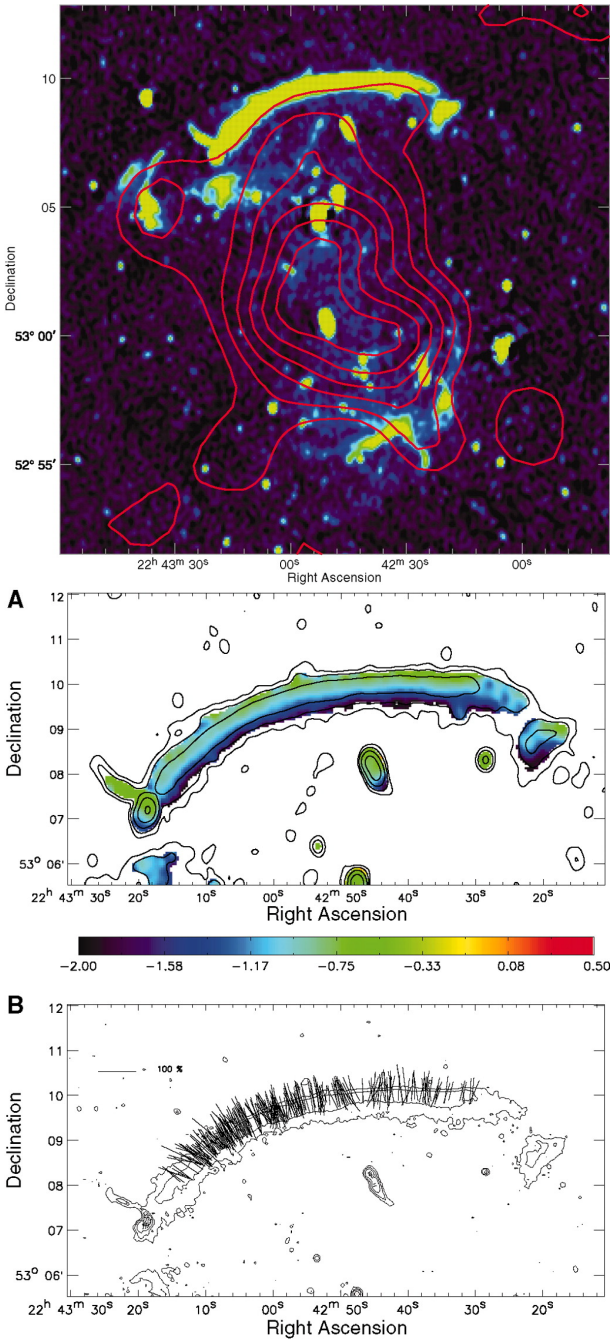


Figure 2.8 – En haut : spectaculaire exemple de relique radio détectée par van Weeren et al. (2010) dans l'amas en coalescence CIZA J2242.8+5301. Les contours d'émission X de l'amas (données *ROSAT*) sont superposés à la carte d'émission radio (observations *WSRT*@1.4 GHz). L'extension de la relique radio dans le Nord de l'amas est d'environ 2 Mpc, tandis que son épaisseur est de 55 kpc seulement. En bas : contours d'émission radio de la relique superposés à sa carte d'index spectral (A) et aux vecteurs de polarisation (B) (van Weeren et al. 2010). Les vecteurs indiquent la direction du champ électrique et leur longueur est proportionnelle à l'intensité du signal polarisé. Un vecteur de référence avec longueur correspondant au 100% de signal polarisé est montré dans l'image. La carte d'index spectral montre des valeurs de α de plus en plus bas en s'éloignant du centre de l'amas. La direction des vecteurs de polarisation indique en outre un champs magnétique aligné avec la source. Ces caractéristiques sont en accord avec le modèle qui prévoit, dans le cas des reliques, l'accélération des électrons et la compression du champ magnétique par les ondes de choc qui se propagent dans le MIA, du centre à la périphérie de l'amas, suite à la coalescence entre sous-structures (e.g Krymskii 1977; Ensslin et al. 1998).

nous nécessitons d'une part d'observations à basse résolution et haute sensibilité , de l'autre d'observations à plus haute résolution pour pouvoir identifier et soustraire l'émission des sources ponctuelles et des radio galaxies étendues qui se trouvent dans la même région du ciel (dans l'amas ou en avant/arrière plan). C'est pour cette raison que les premières études statistiques de halos et/ou reliques radio n'ont pu commencer que vers la fin des années 90 (Feretti 1999; Giovannini et al. 1999), grâce à l'analyse de relevés radio comme *NVSS*[5] (Condon et al. 1998) et *FIRST*[6] (Becker et al. 1994) à 1.4 GHz, et *WENSS*[7] à 325 MHz (Rengelink et al. 1997).

Sur la base des différences dans les propriétés observationnelles des sources radio diffuses intra-amas, Kempner et al. (2004) ont suggéré une classification plus complexe que celle décrite auparavant (voir aussi les figures dans le papier de revue inclus dans cette thèse, Ferrari et al. 2008). Les observations radio, quand même, sont en train de montrer une variété de plus en plus importante de sources diffuses associées aux grandes structures (voir, par exemple, l'émission radio de très faible brillance de surface associée à un filaments de galaxies sur des échelles de plusieurs Mpc détectée par Bagchi et al. (2002) et Giovannini et al. (2010), ou les halos radio aux centres de deux amas en phase de pre-collision observés par Murgia et al. (2010b)). Ces résultats indiquent probablement que pour le moment nous n'avons observé que "la partie visible de l'iceberg" en ce qui concerne l'émission radio diffuse associée aux processus de formation hiérarchique des grandes structures de l'Univers. En ce cas, classer les différents types de sources radio étendues détectées deviendra de plus en plus difficile (voire impossible).

Une des principales questions qui se pose depuis la découverte de l'émission radio intra-amas est l'origine des rayons cosmiques observés. La vitesse de diffusion attendue pour les électrons relativistes est de l'ordre de la vitesse d'Alfvèn (Melrose 1968) :

$$v_{diff} \simeq 70\ B\ n_e^{-0.5}\ \mathrm{km/s} \tag{2.1}$$

B étant exprimé en μG et n_e (la densité du MIA thermique) en unité de 10^{-3} cm^{-3}. Cette vitesse étant de l'ordre de 100 km/s, les rayons cosmiques ont besoin de plus de 10 milliards d'années pour traverser les sources radio géantes. Les électrons ne restent tout de même pas relativistes assez longtemps : leur temps de vie radiatif est limité à cause des pertes d'énergie par émission synchrotron (due à l'interaction avec le champ magnétique intra-amas) et par effet Compton inverse (diffusion sur les photons du *CMB*[8]). Le temps de vie radiatif est donné par (Sarazin 1999; Murgia et al. 2010a) :

5. http://www.cv.nrao.edu/nvss/
6. http://sundog.stsci.edu/
7. http://www.astron.nl/wow/testcode.php?survey=1&more=1
8. Les photons de la radiation du fond diffus cosmologique qui interagissent avec des électrons d'énergie $E = \gamma m_e c^2$ augmentent leur fréquence moyenne d'un facteur proportionnelle à γ^2. Plus les électrons sont relativistes, donc, plus les pertes d'énergie par effet Compton inverse sont efficaces.

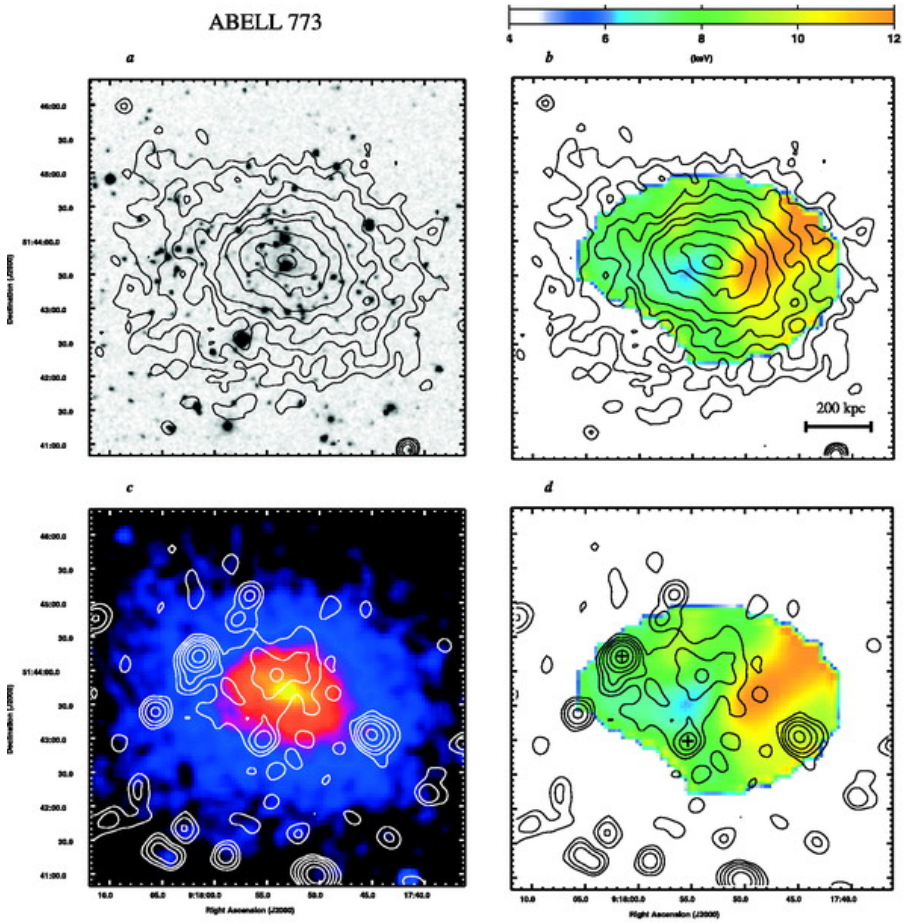


Figure 2.9 – Une des analyses les plus détaillées du lien entre l'émission X et radio des amas de galaxies a été publiée par Govoni et al. (2004). Cette figure, extraite de leur papier, montre : a) les contours d'émission X (observations *Chandra*) de l'amas A 773 superposés à l'image optique (données *DSS*) ; b) les contours X superposés à la carte de température du MIA thermique ; c) les contours d'émission radio (observations *VLA*) sur l'image en rayons X de l'amas ; d) les contours radio superposés à la carte en température du MIA. Les régions les plus chaudes du MIA thermique ne montrent pas d'émission radio intense. Contrairement au cas des reliques et en accord avec les prévisions théoriques (Gabici & Blasi 2003), l'accélération des électrons dans les halos ne peut pas être due aux ondes de chocs, mais plutôt à des mécanismes stochastiques associées aux turbulences engendrées par la coalescence entre amas (e.g. Cassano et al. 2006). Dans le cas des mini-halos, en revanche, les turbulences seraient liées aux courants de refroidissement observées au centre de leurs amas hôtes (Gitti et al. 2002).

$$t_{rad} \equiv \frac{\gamma}{\dot{\gamma}} \simeq \frac{2.45 \times 10^{13}}{\left(B^2 + B_{CMB}^2\right) \gamma} \text{ ans} \tag{2.2}$$

où le B est mesuré en μG et $B_{CMB} = 3.25(1+z)^2 \mu$G peut être considéré comme un champ magnétique "virtuel", dont la densité d'énergie correspond à celle du *CMB* au *redshift* z. On peut clairement voir que, pour des intensités des champs magnétiques intra-amas inférieures à $\sim 3\mu$G, les pertes d'énergie par Compton inverse dominent.

La fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron étant

$$\nu_{syn} \approx 4.2 \times 10^{-9} \left(\frac{B}{1\mu\text{G}}\right) \gamma^2 \text{ GHz}, \tag{2.3}$$

pour des valeurs typiques de champs magnétiques on peut facilement calculer qu'à 1.4 GHz on observe des électrons avec $\gamma \approx 18000$, tandis qu'à plus basse fréquence on observe des rayons cosmiques de moins en moins énergétiques (par exemple, à 150 MHz et pour $B \sim 1\mu$G, nous observons des électrons avec $\gamma \sim 6000$). Dans ces conditions, à $z \sim 0.1$ (voire 0.5), le temps de vie des électrons relativistes qui émettent à 1.4 GHz est donc d'environ 8.3×10^7 ans (voire 2.5×10^7 ans), tandis que les particules responsables de l'émission aux plus basses fréquences resterons relativistes plus longtemps (par exemple, à 150 MHz, 24.9×10^7 ans à $z \sim 0.1$, voire 7.5×10^7 ans à $z \sim 0.5$). Si l'histoire d'accélération des particules est simple, le spectre en loi de puissance des halos et des reliques peut donc montrer une pente plus importante aux plus hautes fréquences (voir Feretti & Giovannini 2008, pour une tractation plus rigoureuse). En tous cas, le temps de vie radiatif des électrons relativistes est largement inférieure à 10 milliards d'années, et donc insuffisant pour que les rayons cosmiques puissent traverser entièrement des extensions de l'ordre des Mpc en donnant lieu au rayonnement synchrotron détecté à ces échelles. Les électrons doivent ainsi être "(ré-)accélérés" *in situ*. Ceci signifie que les particules accélérées peuvent provenir directement du MIA thermique, ou être ré-accélerées à partir du plasma radio fossile, reliquat de l'émission radio d'une ou plusieurs galaxies actives dans le passé (e.g. Brunetti et al. 2001; Slee et al. 2001).

Les premières théories visant à modéliser l'accélération des électrons à des vitesses relativistes dans le volume énorme des amas ont été proposées à partir de la découverte des halos radio (e.g. Jaffe 1977; Hanisch 1982). Un peu plus tard la distribution de l'index spectrale α à l'intérieur des sources radio diffuses a commencé à être utilisée pour obtenir des contraintes observationnelles sur les mécanismes d'accélération des électrons (Giovannini et al. 1993). L'origine physique des rayons cosmiques intra-amas reste encore l'une des principales questions questions ouvertes dans l'étude des amas de galaxies. Deux types principaux de mécanismes ont été proposés (voir Feretti & Giovannini 2008; Ferrari et al. 2008, et références à l'intérieur) :

- ▷ *les mécanismes primaires*, sur la base desquels les électrons sont accélérés par la turbulence et/ou les chocs engendrés dans le MIA par la coalescence entre sous-amas ;

- ▷ *les mécanismes secondaires*, qui prévoient la présence d'électrons relativistes comme produits secondaires des collisions hadroniques entre les protons relativistes et les ions du MIA.

Dans ce second cas, les halos et les reliques pourraient se former dans tous les amas, relaxés ou non-relaxés. Jusqu'à présent les halos et les reliques ont été détectés seulement dans les amas de galaxies en coalescence, ce qui est la preuve principale (mais pas la seule, voir e.g. Brunetti et al. 2008; Ferrari et al. 2008) en faveur du premier type de mécanismes proposés (voir aussi Fig. 2.7). En particulier les électrons dans les reliques seraient accélérés dans les chocs du MIA par des mécanismes du type Fermi I (Fig. 2.8 et légende relative), tandis que les rayons cosmiques des halos résulteraient des turbulences engendrées dans les amas par le processus de coalescence entre sous-structures (Fig. 2.9 et références incluses). Des études récentes (Petrosian & East 2008) montrent quand même que, du point de vue du balance énergétique, les turbulences magnétohydrodynamiques (MHD) ne peuvent pas engendrer des rayons cosmiques directement de la réserve thermique du MIA. Les turbulences pourraient en revanche ré-accélèrer des électrons qui ont subi préalablement une autre forme d'accélération (*SNae*, noyaux galactiques actifs, ...) et qui ont ensuite perdu une grosse fraction de leur énergie par rayonnement (Brunetti & Lazarian 2011, et références incluses). En résumé, les théories les plus récentes prévoient que les électrons relativistes observés en radio ($E \approx$ GeV) proviennent d'une population de particules avec des énergies de l'ordre des MeV et non pas des électrons moins énergétiques (keV) du MIA thermique.

La puissance radio des halos est corrélée avec la luminosité X de leurs amas-hôtes et avec l'intensité du processus de coalescence observé (Fig. 2.7). Ceci suggère que seulement la coalescence entre amas massifs libère assez d'énergie gravitationnelle pour accélérer les électrons à des énergies qui rend leur émission synchrotron observable aux fréquences de quelques centaines de MHz, voire des GHz. Même si des progrès ont été fait aux cours des dernières années, l'origine des rayons cosmiques dans les amas de galaxies doit encore être éclaircie à travers une meilleure connaissance de ces sources (voir Sect. 2.4).

Dans les estimations précédentes (relatives aux Eqs. 2.1 et 2.2) j'ai utilisé une valeur typique de 1 μG pour l'intensité des champs magnétiques intra-amas. Les différents types de mesure de B (Govoni & Feretti 2004; van Weeren et al. 2010) indiquent quand même un intervalle bien plus large d'intensités possibles, ayant d'une fraction à la dizaine de μG. Les études observationnelles et numériques plus récentes montre en outre une distribution et une structure assez complexes des champs magnétiques intra-amas, qui ne peuvent pas être décris par un modèle avec une seule échelle de cohérence et qui ont des intensités assez variables en fonction de la distance du centre de l'amas et des propriétés du MIA thermique (voir Feretti et al. 2011, et références à l'intérieur. Voir aussi Fig. 2.10). Des mesures et une modélisation de plus en plus détaillées des champs magnétiques seront nécessaires non seulement pour évaluer leur impact sur l'évolution thermo-dynamique des amas de galaxies (e.g. Parrish et al. 2009), mais aussi pour tester les différents théories sur leur origine et leur amplification, probablement liées à la collision entre amas

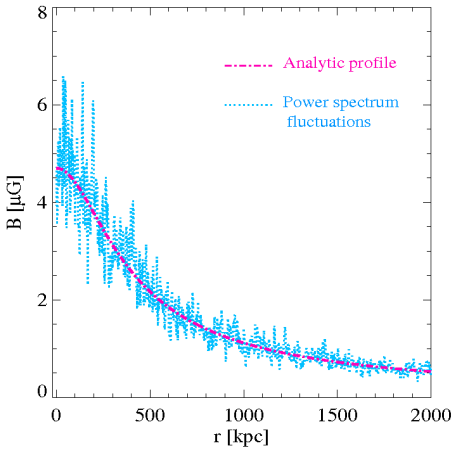


Figure 2.10 – Profil du champ magnétique dans Coma, obtenu à travers la comparaison d'observations et simulations numériques. La courbe magenta représente le meilleur ajustement du modèle théorique, les traits bleus indiquent l'intervalle des valeurs de B admis par la comparaison entre observations et simulations. Le traitement numérique utilisé ici part de l'hypothèse d'un spectre de puissance du type $|B_k|^2 \propto k^{-n}$ pour décrire l'intensité du champ magnétique aux différentes échelles spatiales. En accord avec des résultats observationnels précédents (Govoni et al. 2001a) et les prévisions des simulations MHD (Dolag et al. 2008), la figure montre que l'intensité du champ magnétique diminue du centre à la périphérie de l'amas de Coma. (Figure extraite de Bonafede et al. 2010).

(Dolag et al. 2008).

2.3.2 Résumé des principaux résultats

L'échantillon d'amas de galaxies en coalescence du programme *MUSIC* constitue une base de départ idéale pour tester la corrélation entre la présence de sources radio diffuses et étendues dans les amas et l'état dynamique de ces systèmes. Les observations radio des amas de notre échantillon peuvent en effet nous fournir de nouveaux candidats de halos et reliques radio, ce qui est essentiel pour tester leur origine et leurs effets sur la physique de l'évolution des amas. Pour cela, en collaboration avec L. Feretti (*I.R.A.*, Italie), j'ai entrepris le suivi radio du programme *MUSIC* en utilisant les radiotélescopes *VLA* [9] et *ATCA* [10].

Nos observations d'A 521 à 1.4 GHz ont permis de découvrir une relique radio dans la région sud-est de l'amas (Ferrari et al. 2006a), découverte qui a été confirmée par des observations *GMRT* [11] successives à plus basse fréquence (610 MHz, Giacintucci et al. 2006). Notre analyse X-optique (Ferrari et al. 2003, 2006a) ayant montré que A 521 est un amas en coalescence, ce résultat corrobore l'hypothèse qui relie la présence de reliques radio à l'existence d'un processus de fusion en cours dans les amas où ces reliques sont détectées. Comme décrit précédemment, suivant

9. http://www.vla.nrao.edu/
10. http://www.narrabri.atnf.csiro.au/
11. http://gmrt.ncra.tifr.res.in/

les modèles primaires, la formation des reliques serait en effet due à l'accélération des électrons par des ondes de choc à travers un processus de Fermi du premier type. Nos observations X d'A 521 avec le satellite *Chandra* n'ont pas un champ de vue suffisamment important pour pouvoir vérifier la présence d'une onde de choc en correspondance de la relique radio (Fig. A.1 dans Ferrari et al. (2006a), papier inclus dans le paragraphe précédent ; mais voir aussi l'analyse par Giacintucci et al. (2008) pour une conclusion différente à propos des preuves possibles d'une onde de choc). Cette limite observationnelle se retrouve en effet assez souvent : les reliques sont en général localisées dans les régions externes des amas, où la densité du gaz et l'émission X par *Bremsstrahlung* sont plus faibles[12], et il est donc plus difficile d'avoir assez de comptages de photons X pour pouvoir effectuer une analyse détaillée de la distribution en densité et température du MIA (e.g. Arnaud 2008; Feretti 2008). À noter que des perspectives importantes pour la détection des ondes de choc sont ouvertes par l'analyse de l'effet *SZ* (e.g. Molnar et al. 2009; Mason et al. 2010). Des analyses radio multi-fréquence ultérieures d'A 521 ont récemment montré la présence d'un halo radio au centre de cet amas (Brunetti et al. 2008; Dallacasa et al. 2009; Giovannini et al. 2009), caractérisé par un index spectrale assez élevé ($\alpha \sim 1.8$ entre 240, 325 et 1415 MHz, Giovannini et al. 2009), et qui semble devenir encore plus raide aux hautes fréquences.

Les observations *ATCA* d'A 3921 à ~ 1.4 et 2.3 GHz ont révélé la présence d'une radio-galaxie particulière associée à la galaxie la plus brillante d'un des deux sous-amas en collision (Ferrari et al. 2006b). L'interaction entre le MIA et le plasma radio pourrait être à l'origine de la morphologie étendue et non-standard de cette radio-galaxie. En revanche, aucune source radio diffuse et étendue n'a été détectée dans A 3921, dont la luminosité X est environ 2.8 fois inférieure à celle d'A 521. En utilisant les même paramètres cosmologiques de Giovannini et al. (2009), on obtient en effet $L_{[0.1-2.4\ \mathrm{keV}]}(\mathrm{A\,3921}) = 2.6 \times 10^{44}\ h_{71}^{-2}$ erg/s (Reiprich 2001) *vs.* $L_{[0.1-2.4\ \mathrm{keV}]}(\mathrm{A\,521}) = 7.2 \times 10^{44}\ h_{71}^{-2}$ erg/s (Arnaud et al. 2000). Ceci est en accord avec les résultats qui montrent une corrélation étroite entre la luminosité X et la puissance radio des amas de galaxies (Fig. 2.7), la présence d'émission radio diffuse et étendue étant significativement plus fréquente dans les amas les plus lumineux en X (Giovannini & Feretti 2002). En effet, une autre question ouverte de l'étude des halos et des reliques concerne le fait que, jusqu'à présent, ils n'ont été détectés que dans les amas de galaxies en coalescence, mais pas dans tous les amas où des signes d'interaction entre sous-structures sont clairement présents. S'agit-il d'un effet observationnel (la sensibilité des instruments actuels est insuffisante pour détecter tous les halos et les reliques) ou d'un effet physique (seulement dans certains types d'amas en coalescence – les plus massifs/lumineux – les électrons peuvent être accélérés aux vitesses relativistes) ? Comme on le disutera dans la Sect. 2.4, les instruments radio de la future génération (*LOFAR*, *SKA*, ...) seront essentiels pour répondre à cette question et, en général, pour clarifier la physique de la composante non-thermique

12. On rappelle ici que l'émissivité par rayonnement de freinage est proportionnelle à n_e^2, où n_e représente la densité du gaz.

dans les amas de galaxies.

Les mini-halos radio sont des sources assez rares, probablement à cause des difficultés particulières que nous rencontrons pour les détecter (Govoni et al. 2009; Murgia et al. 2009). Au cours de ces dernières années j'ai travaillé sur l'analyse des mini-halos radio dans deux amas de galaxies : RX J1347-1145 (Gitti et al. 2007) et Ophiuchus (Murgia et al. 2010a).

Les observations au *VLA* de RX J1347-1145 nous ont permis de découvrir le mini-halo radio le plus lointain jamais détecté ($z = 0.451$) au centre de l'amas X le plus lumineux connu, RX J1347-1145 (Schindler et al. 1997). RX J1347-1145 est un système assez particulier, caractérisé par la présence d'un courant de refroidissement dans le gaz thermique au centre de l'amas, ainsi que de signatures typiques d'un état dynamique perturbé, les deux caractéristiques étant normalement "anti-corrélées" (Pointecouteau et al. 2001; Gitti & Schindler 2004; Allen et al. 2002a). Nous avons détecté au centre de cet amas la présence d'une radio-galaxie et d'un mini-halo radio (Fig. 2.11). La puissance radio du mini-halo est corrélée avec la puissance du courant de refroidissement central comme dans les autres mini-halos connus (Gitti et al. 2004, voir panneau de gauche de Fig. 2.12). Son émission radio, en outre, montre un excès et une morphologie allongée correspondant à une sous-structure chaude détectée en X (observations *XMM*, panneau de droite de Fig. 2.12). Nous avons ainsi montré pour la première fois de façon claire que la coalescence entre amas et les courants de refroidissement peuvent être responsables simultanément de la présence d'émission radio diffuse dans les rares amas particuliers dans lesquels ils coexistent.

Ophiuchus est le deuxième amas de galaxies connu avec des indications d'un processus de coalescence mineur récent, et qui abrite un mini-halo radio et un cœur froid (Govoni et al. 2009). Notre analyse des données à 153, 240 et 614 MHz obtenues au *GMRT* est présentée dans l'article par Murgia et al. (2010a). Je vais résumer ici l'importance de cette étude, principalement liée au fait que Ophiuchus est un des très rares systèmes dans lesquels la composante non-thermique a été détectée non seulement à cause de son rayonnement synchrotron et donc en radio, mais aussi par effet Compton inverse dans la bande des rayons X-durs ("*Hard X-rays – HXR*" en anglais). Le spectre de corps noir de la radiation du fond diffus cosmologique a son pic d'émission autour de 160 GHz. Si les photons du *CMB*, en se propageant vers nous, traversent un amas peuplé par des électrons relativistes avec facteur de Lorentz γ, ces photons sont diffusés à une fréquence bien plus importante, donnée par :

$$\nu_{IC} \approx 3.8 \times 10^2 \gamma^2 \text{ GHz}. \tag{2.4}$$

La détection d'émission X-dure non-thermique dans les amas de galaxies est assez complexe à cause d'effet instrumentaux (les satellites disponibles ayant une sensibilité limitée dans cette partie du spectre électromagnétique) et physique (il faut être capable de séparer l'émission liée à la composante non-thermique intra-amas de celle thermique et de s'affranchir de la contamination des sources ponctuelles)

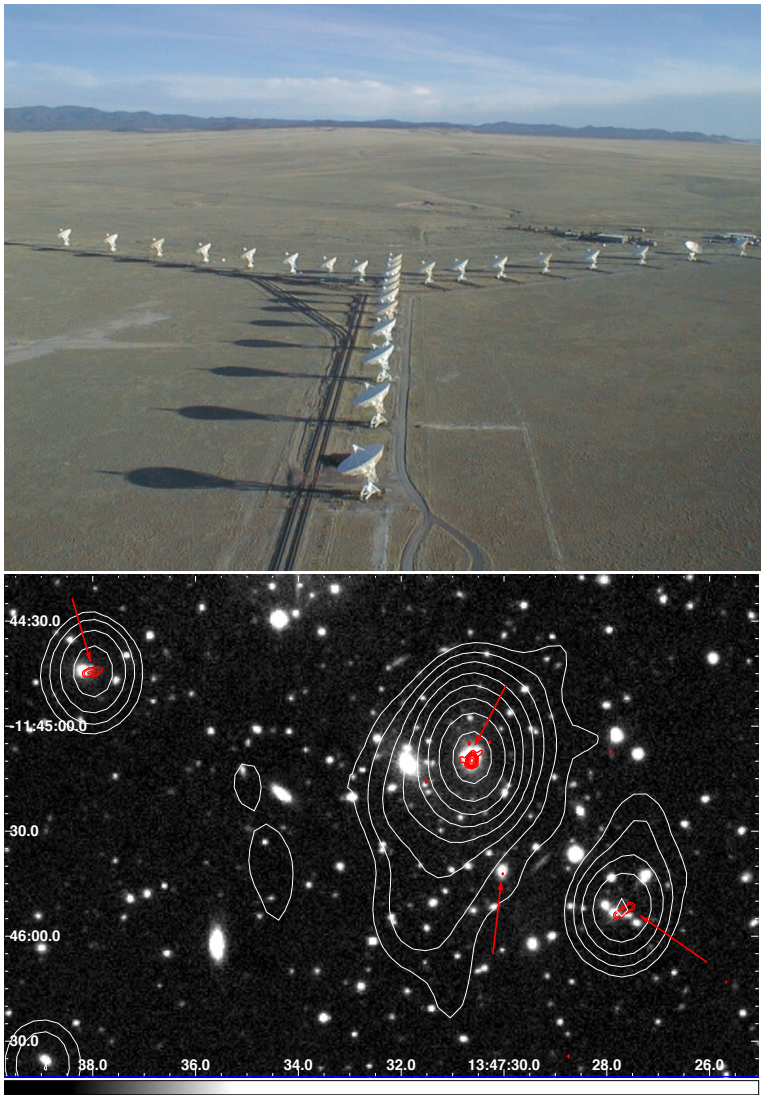


Figure 2.11 – En haut : le *VLA* est un interféromètre composé de 27 antennes avec un diamètre de 25 m chacune. Les antennes sont disposées sur des voies ferrées formant un "Y". La distance relative entre les antennes est variée au cours de l'année. Il y a quatre configurations principales : A (distance maximale entre les antennes d_{max} = 36 km), B (d_{max} = 10 km), C (d_{max} = 3.6 km) et D (d_{max} = 1 km). De façon très générale, la configuration A offre ainsi la meilleure résolution angulaire, la configuration D la plus haute sensibilité. Des configurations "hybrides" (DnC, CnB et BnA) sont aussi prévues pour assurer une bonne couverture des fréquences spatiales sur le plan pupille – plan (u, v) – dans le cas d'observations à déclinaisons inférieures à $-15°$ ou supérieures à $+75°$. Beaucoup plus de détails sont disponibles dans le document suivant : `http://www.vla.nrao.edu/astro/guides/vlas/current/vlas.pdf`. Crédits d'image : NRAO/AUI. En bas : pour l'analyse radio de l'amas RX J1347-1145, nous disposions d'observations à 1.4 GHz avec le *VLA* en configuration A (résolution angulaire de 1.7" × 1.2") et en configuration plus compacte (C, résolution angulaire de 17.8" × 13.6"). Les contours radio de hautes (rouge) et basse (blanc) résolution sont ici superposés à l'image optique de l'amas. On observe une radio-galaxie et une source diffuse du type "mini-halo" au centre (Gitti et al. 2007). D'autres radio-galaxies sont en outre présentes dans ce champ.

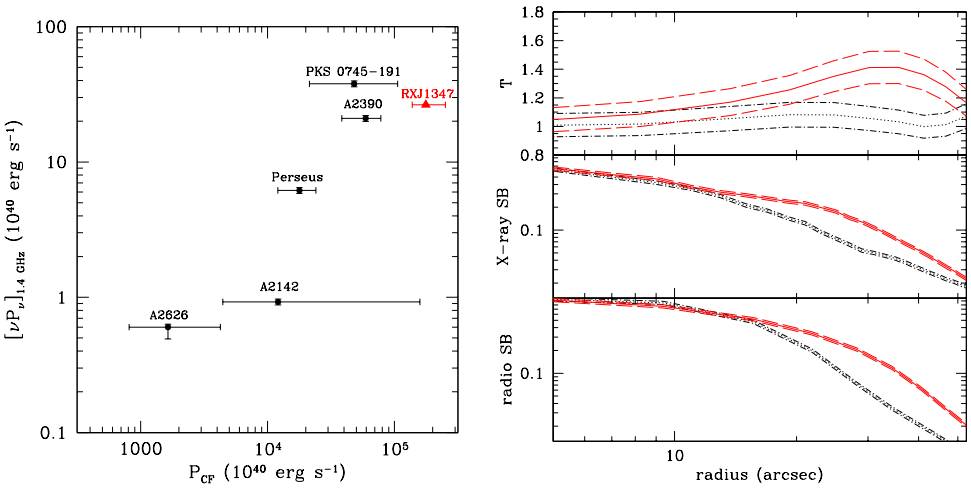


Figure 2.12 – À gauche : corrélation observée entre la puissance radio des mini-halos et l'intensité du courant de refroidissement central de leurs amas hôtes (Gitti et al. 2004, 2007). À droite : profils de température et brillance de surface de l'émission X du MIA thermique dans RX J1347-1145 (panneaux en haut et au centre) et profil de brillance de surface du mini-halo radio (panneau en bas). Les courbes rouges correspondent à un quadrant dans la région Sud-Est de l'amas (intéressé par un possible processus de coalescence), les courbes noires à la région NE opposée. L'émission du mini-halo montre un excès correspondant à une sous-structure chaude détectée en X (Gitti et al. 2007).

(Arnaud 2008; Ferrari 2009). En particulier, plus la température du MIA est importante, plus l'émission thermique du gaz domine jusqu'à des fréquences assez élevées (Eq. 1.33), en rendant difficile la détection de l'émission de nature non-thermique dans la bande X-dure. Et, malheureusement pour ce type d'étude, l'émission radio a jusqu'à présent été détectée seulement dans les amas massifs et en coalescence, *i.e.* les systèmes les plus chauds.

La détection d'émission X-dure du MIA a animé un fort débat aux cours des dernières années (e.g. Fusco-Femiano et al. 2007; Rossetti & Molendi 2007). Dans le cas de Ophiuchus, la détection d'émission *XHR* d'origine non-thermique a été récemment découverte par Eckert et al. (2008), mise en doute par Ajello et al. (2009) et successivement confirmée par Nevalainen et al. (2009). En connaissant les flux radio et *XHR* associés à la composante non-thermique intra-amas, nous pouvons mesurer directement l'intensité du champ magnétique moyennée sur le volume de l'amas (Govoni & Feretti 2004; Ferrari et al. 2008, et références à l'intérieur). En utilisant cette méthode, nous avons dérivé un champ magnétique assez faible dans Ophiuchus ($\approx 0.2 - 0.3\ \mu$G, Murgia et al. 2009).

Cette estimation est quand même basée sur un certain nombre d'hypothèses, la plus importante étant que l'émission non-thermique X et radio soit associée à la même population d'électrons relativistes. Ceci n'est pas tout à fait vrai. Si, par exemple, $B \approx 0.3\mu$G, aux fréquences observées par le *GMRT* nous détectons l'émission radio par les électrons avec $\gamma \approx 10^4$ (Eq. 2.3). Dans le cas de Ophiuchus le flux *HXR* a été mesuré entre 20 et 80 keV (Murgia et al. 2010a) et donc provient d'élec-

trons globalement moins énergétiques ($\gamma \approx 10^3 - 10^4$, Eq. 2.4). Cette approximation semble quand même n'avoir pas trop affecté la véridicité de notre mesure du champ magnétique. À travers les mesures multi-fréquence du flux d'Ophiuchus ("*Spectral Energy Distribution – SED*" en anglais ; Fig. 8 dans Murgia et al. (2010a)), nous avons en effet pu dériver le spectre d'énergie des électrons relativistes qui donnent lieu à l'émission non-thermique observée de cet amas. Ce spectre est décrit par une loi de puissance :

$$N(\gamma) \propto \gamma^{-p} \tag{2.5}$$

où l'index p est lié à l'index spectrale du flux synchrotron par la relation $p = 2\alpha + 1$ (voir e.g. Feretti & Giovannini 2008). Nous avons obtenu le meilleur ajustement de la *SED* d'Ophiuchus avec $p \simeq 3.8 \pm 0.4$. De façon totalement indépendant, en utilisant le flux radio du mini-halo mesuré à 153 et 250 MHz, nous avons pu obtenir une valeur de l'index spectral de l'émission synchrotron $\alpha \simeq 1.4 \pm 0.3$. Ces deux estimations sont donc en très bon accord. Les observations radio et *HXR* ne correspondent sans doute pas à la même population d'électrons, mais très probablement le spectre d'énergie des électrons émetteurs radio est une extrapolation à plus haute énergie des électrons que nous observons en X. Ceci signifie que notre mesure du champ magnétique intra-amas ne devrait pas être trop affectée par l'hypothèse de départ. Cette conclusion n'est quand même pas valable de façon générale : elle dépend fortement de l'histoire d'accélération des particules observées, de la forme du spectre de synchrotron qui en dérive et des fréquences auxquelles les mesures sont faites. Il faut donc tenir compte de ces considérations quand on compare les mesures de champs magnétiques obtenues par cette méthode avec d'autres estimations (e.g. Carilli & Taylor 2002).

Les observations *GMRT* de Ophiuchus nous ont aussi permis de détecter la présence de deux radio-galaxies *NAT*s dans la région centrale de cet amas. Leur morphologie est due à une forte pression dynamique exercée par le MIA sur le plasma radio des jets (voir aussi Sect. 1.4). L'intensité de la pression pourrait être corrélée au processus de coalescence en cours dans cet amas. Nous avons en outre découvert une source très particulière, pas clairement associée à une galaxie optique. Il pourrait s'agir en ce cas de plasma radio fossile qui a été revitalisée par une onde de choc suite à compression adiabatique et conséquente ré-accélération des électrons Enßlin & Gopal-Krishna (2001). Cette hypothèse reste quand même à vérifier, à l'aide, par exemple, d'observations X plus profonde. L'analyse des cartes spectrales de ces sources nous a permit d'obtenir des contraintes sur l'âge des particules relativistes que nous observons, comme détaillé dans le second papier qui suit ce paragraphe.

2.3.3 Publications sélectionnées

- ▷ Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A., & Rephaeli, Y., *Observations of extended radio emission in clusters*, 2008, Space Science Reviews : Clusters of Galaxies - beyond the Thermal View, Kaastra, J.S. (ed.), Kluwer Academic Publishers, 134, 93

▷ Murgia, M., Eckert, D., Govoni, F., **Ferrari, C.**, Pandey-Pommier, M., Nevalainen, J., & Paltani, S., *GMRT observations of the Ophiuchus galaxy cluster*, 2010, A&A, 514, 76

SSRv manuscript No.
(will be inserted by the editor)

Observations of extended radio emission in clusters

C. Ferrari · F. Govoni · S. Schindler · A.M. Bykov · Y. Rephaeli

Received: 5 October 2007 ; Accepted: 11 November 2007

Abstract We review observations of extended regions of radio emission in clusters; these include diffuse emission in 'relics', and the large central regions commonly referred to as 'halos'. The spectral observations, as well as Faraday rotation measurements of background and cluster radio sources, provide the main evidence for large-scale intracluster magnetic fields and significant densities of relativistic electrons. Implications from these observations on acceleration mechanisms of these electrons are reviewed, including turbulent and shock acceleration, and also the origin of some of the electrons in collisions of relativistic protons by ambient protons in the (thermal) gas. Improved knowledge of non-thermal phenomena in clusters requires more extensive and detailed radio measurements; we briefly review prospects for future observations.

Keywords galaxies: clusters: general – (galaxies:) intergalactic medium – radio continuum: general – radiation mechanisms: non-thermal – magnetic fields – acceleration of particles

1 Introduction

In the last 10 years, the improved capabilities (sensitivity, spectral and spatial resolution) of multi-wavelength telescopes have allowed us to study in detail the formation and evolution of the largest gravitationally bound systems in the Universe, i.e. galaxy clusters. Following the hierarchical scenario of structure formation, massive clusters form through episodic

C. Ferrari
Institute for Astro- and Particle Physics, University of Innsbruck, Technikerstr. 25, 6020 Innsbruck, Austria
E-mail: chiara.ferrari@uibk.ac.at

F. Govoni
INAF - Osservatorio Astronomico di Cagliari, Loc. Poggio dei Pini, Strada 54, 09012 Capoterra, Cagliari, Italy

S. Schindler
Institute for Astro- and Particle Physics, University of Innsbruck, Technikerstr. 25, 6020 Innsbruck, Austria

A.M. Bykov
A.F. Ioffe Institute for Physics and Technology, 194021 St. Petersburg, Russia

Y. Rephaeli
School of Physics & Astronomy, Tel Aviv University, Tel Aviv, 69978, Israel

mergers of smaller mass units (groups and poor clusters) and through the continuous accretion of field galaxies.

It has now been proven that major cluster mergers, with their huge release of gravitational binding energy ($\sim 10^{64}$ ergs), deeply affect the physical properties of the different components of clusters, i.e. the temperature, metallicity and density distribution of the thermal intracluster medium (ICM) emitting in X-rays (e.g. Buote 2002; Sauvageot et al. 2005; Ferrari et al. 2006a; Kapferer et al. 2006; Markevitch & Vikhlinin 2007), the global dynamics and spatial distribution of galaxies (e.g. Girardi & Biviano 2002; Ferrari et al. 2003, 2005; Maurogordato et al. 2007), as well as their star-formation rate (e.g. Gavazzi et al. 2003; Poggianti et al. 2004; Ferrari et al. 2006b). The typical signatures that allow to identify merging clusters from optical and X-ray observations are: a) substructures in the X-ray and optical surface densities (see Buote 2002, and references therein), b) non-Gaussian radial velocity distributions of cluster members (see Girardi & Biviano 2002, and references therein), c) patchy ICM temperature, pressure, entropy and metallicity maps (e.g. Finoguenov et al. 2005; Kapferer et al. 2006), d) sharp X-ray surface brightness discontinuities, accompanied by jumps in gas and temperature ("cold fronts", see, e.g., Markevitch et al. 2000), e) absent or disturbed cooling-cores (e.g. Markevitch et al. 1999), f) larger core radii compared to (nearly) relaxed clusters (Jones & Forman 1999). There are also indications that recent merging events lead to a depletion of the nearest cluster neighbours (e.g. Schuecker & Böhringer 1999). Additionally, deep radio observations have revealed the presence of diffuse and extended ($\sim$ 1 Mpc) radio sources in about 50 merging clusters. Their radio emission is not related to a particular cluster member, but rather to the presence of relativistic electrons (Lorentz factor $\gamma \gg 1000$) and weak magnetic fields (μG) in the intracluster space.

In this review, we focus on radio observations of this non-thermal component in galaxy clusters. We outline our current knowledge on the presence of non-thermal processes in the intracluster gas, and their physical connections with the thermodynamical evolution of large-scale structure. The relevance of the study of extended cluster radio emission for cosmology is pointed out. On smaller scales, there are only few indications of the possible presence of extended radio emission in galaxy groups. These systems host diffuse $\sim$ 1 keV gas called intragroup medium (IGM) (see, e.g., Mulchaey 1996). Radio and hard X-ray emission possibly related to a non-thermal component of the IGM has been recently pointed out by Delain & Rudnick (2006) and Nakazawa et al. (2007) respectively. The existence of diffuse radio sources in galaxy groups has indeed to be tested with observations of higher sensitivity. Radio observations of the emission from individual radio galaxies are not treated here. For a discussion on cluster radio galaxies see the reviews by Feretti & Venturi (2002) and Feretti & Giovannini (2007). X-ray observations and simulations of the non-thermal component in clusters are reviewed by Rephaeli et al. (2008) - Chapter 5, and Dolag et al. (2008) - Chapter 15, this volume. The adopted cosmology is ΛCDM (H_0=70 km s^{-1}Mpc^{-1}, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$).

2 Extended radio emission in galaxy clusters

The first detection of diffuse and extended radio emission in galaxy clusters dates back to 1959, when Large et al. mapped for the first time the Coma cluster at radio wavelengths, detecting an extended radio source (Coma C) at its centre. The existence of Coma C was later confirmed by Willson (1970), who compared the single dish data of Large et al. (1959) with interferometric observations, and determined that the observed radio emission was diffuse

and not associated with any cluster galaxy. From then on, high sensitivity radio observations have revealed in about 50 clusters the existence of diffuse non-thermal radio sources, not associated with active galaxies but with the ICM. The power-law radio spectrum[1] of this class of cluster sources indicates their synchrotron nature, and thus the presence of relativistic electrons (Lorentz factor $\gamma \gg 1000$) and magnetic fields ($\sim 0.1 - 1 \mu$G) permeating the cluster volume.

While the thermal gas emitting in X-rays is present in all clusters, the detection of extended radio emission only in $\lesssim 10$ % of the systems indicates that the non-thermal plasma is not a common property of galaxy clusters. The very low surface brightness of diffuse cluster radio sources makes them difficult to detect with current radio telescopes. However, as we discuss here and in the following sections, our current knowledge suggests that the lack of radio emission in a high fraction of known clusters is not only related to a limited sensitivity of the current instruments[2], but also to physical reasons, as non-thermal components over ~ 1 Mpc scales are present only in the most massive merging clusters. Discriminating between these two effects is at present extremely difficult, and it will be one of the main goals of future radio observations (see Sect. 5).

The steep radio spectral index usually observed in diffuse cluster radio sources ($\alpha \gtrsim 1$) is indicative of ageing of the emitting particles. The steepening of the electron spectrum is a direct result of their Compton-synchrotron losses. The highest energy particles lose their energy more quickly. As a result, if cosmic rays are produced in a single event with a power law energy distribution

$$N(E)\mathrm{d}E = N_0 E^{-\delta}\mathrm{d}E \quad (1)$$

following the emergence of electrons from their sources (or acceleration sites), their spectrum steepens as result of the shorter energy loss time of high energy electrons. As a consequence the synchrotron spectrum falls off rapidly beyond a certain break frequency ν^*, which shifts gradually to lower frequencies. If instead particles are re-accelerated and/or continuously injected, as suggested to occur in cluster diffuse sources, the energy spectrum of relativistic particles may adopt more complex spectral shapes.

Apart from their common properties (nature of the emission, steep radio spectra), diffuse and extended radio sources in clusters differ in their physical properties, in particular: size, position in the host cluster, intensity of polarised signal, morphology and association to other cluster physical properties (e.g. dynamical state, presence of a cooling flow). A working definition, that is usually adopted, assigns cluster diffuse radio sources to three main classes: halos, relics and mini-halos. Very schematically:

- *radio halos* are extended ($\gtrsim 1$ Mpc) diffuse radio sources at the centre of clusters, with a quite regular morphology, similar to the X-ray morphology of the system;
- *radio relics* have similar extensions and are also detected in merging clusters, but usually they are located in the cluster outskirts and they have an elongated morphology;
- *radio mini-halos* are smaller sources ($\lesssim 500$ kpc) located at the centre of cooling flow clusters. They surround a powerful radio galaxy.

The main observational properties of these sources, useful to test their different formation scenarios (Sect. 3), are reviewed in more detail in the following (Sects. 2.1, 2.2 and 2.3).

[1] $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, see Eq. 3.

[2] For instance, the 3σ sensitivity limit for the NRAO VLA Sky Survey (NVSS) at 1.4 GHz, with a resolution of 45 arcsec, is $\sim$1.35 mJy/beam (Condon et al. 1998). The Very Large Array (VLA) is operated by the National Radio Astronomy Observatory.

2.1 Radio halos

Coma C is the prototype of the low surface brightness ($\sim \mu$Jy arcsec^{-2} at 1.4 GHz) and extended ($\gtrsim 1$ Mpc) radio sources permeating the central volume of clusters, usually referred as "radio halos". Their radio morphology is quite regular (see Fig. 1) and their radio emission is unpolarised down to a few percent level. The first (and only) successful detection of polarised emission from a radio halo has been published recently by Govoni et al. (2005). One can find a compilation of most of the currently known radio halos in the recent review by Feretti & Giovannini (2007).

Spectral index studies of extended radio sources can give important hints on the energy spectrum of relativistic electrons and, due to the dependence of the synchrotron emissivity on the magnetic field intensity (Eq. 3), on the magnetic field distribution (Brunetti et al. 2001). In recent years, many observational efforts have thus been devoted to multi-frequency observations of radio halos, in order to get more and more accurate determinations of the integrated radio spectrum and, possibly, of spatially resolved spectral index maps. These studies are limited however by the capability of current instruments to do multi-frequency observations at the sensitivity required for studying radio halos ($\sim$ mJy $-\ \mu$Jy arcsec^{-2} going from the MHz to the GHz range). In a few cases, a steepening of the halo spectrum at high frequency (as in Fig. 2 in the case of the Coma cluster) has been detected (A 2319: Feretti et al. 1997; Coma: Thierbach et al. 2003; A 754: Bacchi et al. 2003; A 3562: Giacintucci et al. 2005). Indications that the spectral index steepens radially with the distance from the cluster centre have been pointed out by Giovannini et al. (1993) in Coma, and Feretti et al. (2004a) in A 665 and A 2163. More recently, Orrù et al. (2007) have shown that the radio halos in A 2744 and A 2219 have a mean spectral index, averaged over the whole cluster, without a clear radial steepening, but with a very patchy structure. Very interestingly, their radio/X-ray comparison shows flatter spectral indexes in regions characterised by higher ICM temperature.

Current observational results suggest other strong connections between the physical properties of radio halos and of their host clusters. All radio halos discovered up to now are at the centre of clusters with signatures of a disturbed dynamical state and without a cooling core. However, not all merging clusters host a radio halo. The detection rate of radio halos is actually quite low: 5 % in a complete cluster sample at the detection limit of the NVSS, which grows to $\sim$ 35 % when only the most luminous X-ray clusters are considered ($L_{X[0.1-2.4\ \mathrm{keV}]} > 0.6 \times 10^{45}\ {h_{70}}^{-2}$ erg s^{-1}) (Giovannini et al. 1999; Giovannini & Feretti 2002). The fact that radio and X-ray properties of clusters are connected is also suggested by a close similarity of the morphology of radio halos and the X-ray emission of their host clusters. This has firstly been revealed in a qualitative way (Deiss et al. 1997; Feretti 1999; Liang et al. 2000), and afterwards quantitatively confirmed by the relation between the point-to-point surface brightness of the cluster radio and X-ray emission (Govoni et al. 2001c; Feretti et al. 2001).

Additionally, a strong correlation has been pointed out between the radio power (P_ν) of halos and the X-ray luminosity (L_X) of their host clusters (e.g. Liang et al. 2000; Giovannini & Feretti 2002; Enßlin & Röttgering 2002; Cassano et al. 2006; see left panel of Fig. 3). A relation with a much larger scatter between radio power and X-ray temperature of the ICM (T_X) has also been suggested (e.g. Colafrancesco 1999; Liang et al. 2000) (see right panel of Fig. 3). Since both the X-ray luminosity and temperature of clusters correlate with mass (e.g. Neumann & Arnaud 1999, 2001), the observed P_ν - L_X and P_ν - T_X relation could reflect a dependence of the radio halo luminosity on the cluster mass, with interesting implications on the theoretical models of cosmic ray production (see Sect. 3). Current results suggest

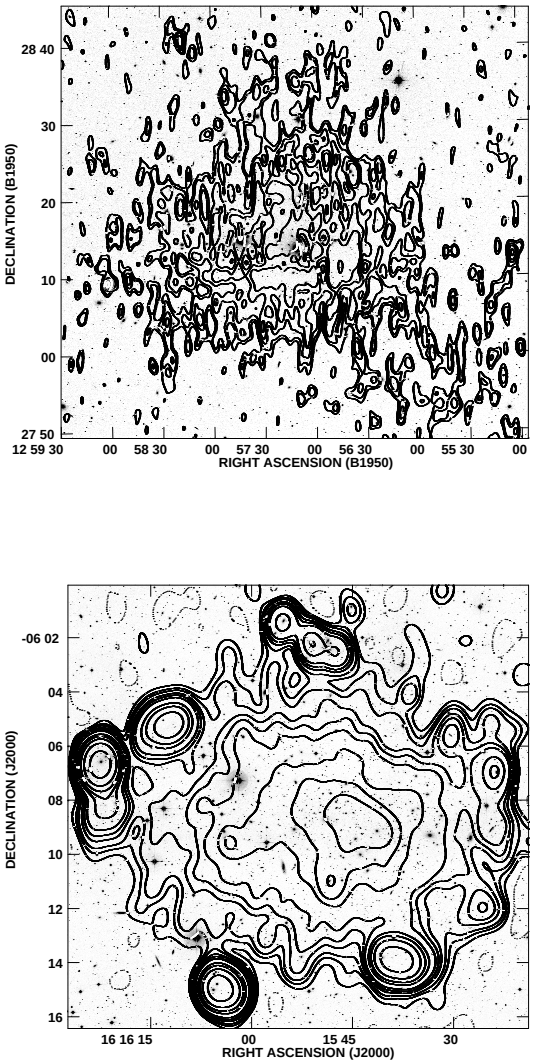


Fig. 1 **Top:** 90 cm contours of the radio halo in the Coma cluster ($z = 0.023$) are overlaid on the DSS optical image. Radio point sources have been subtracted (Feretti 2002). **Bottom:** 20 cm radio contours (Feretti et al. 2001) overlaid on the deep, R-band image (Maurogordato et al. 2007) of the galaxy cluster A 2163 ($z = 0.203$), hosting one of the most extended and powerful halos known so far.

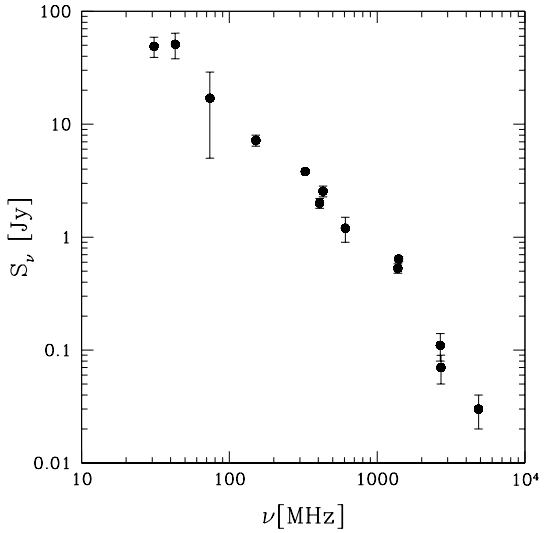


Fig. 2 Spectrum of the radio halo in the Coma cluster (Coma C). A steepening in the spectrum stands out clearly at $\nu > 1$ GHz (adapted from Thierbach et al. 2003).

$P_{1.4\ \mathrm{GHz}} \propto M^a$, with a = 2.3 or larger, depending on the methods applied to estimate the cluster mass (see Feretti & Giovannini 2007 and references therein).

Recently, Cassano et al. (2007) pointed out that the fraction of the radio emitting cluster volume significantly increases with the cluster mass. This break of self-similarity can give important constraints on the physical parameters entering the hierarchical formation scenario, since it suggests that the distributions of the magnetic field and relativistic electrons change with the cluster mass.

2.2 Radio mini-halos

The so-called "radio mini-halos" (Fig. 4) differ from the above described radio halos not only because of their smaller size (few 10^2 kpc), as their name suggests, but also in the typical properties of their host clusters. Actually, mini-halos are diffuse radio sources with a steep spectral index, which are found around powerful radio galaxies at the centre of cooling core clusters. The total size of mini-halos is comparable to that of the cooling region. Since major mergers are able to disrupt (or at least disturb) cluster cooling flows (e.g. Buote & Tsai 1996; Gomez et al. 2002), the main physical difference between giant and mini-halos is that they are hosted in clusters with and with no evidence of *major* mergers respectively.

However, recent results revealed the existence of two cooling flow clusters with signatures of merging activity in the central region and hosting a radio mini-halo: A 2142 (Giovannini & Feretti 2000) and RXJ 1347.5−1145 (Gitti et al. 2007a, see bottom panel of Fig. 4). Contrary to what expected in relaxed systems, both the clusters are dominated by two brightest cluster galaxies (BCGs). In A 2142, the central cooling flow has been disturbed

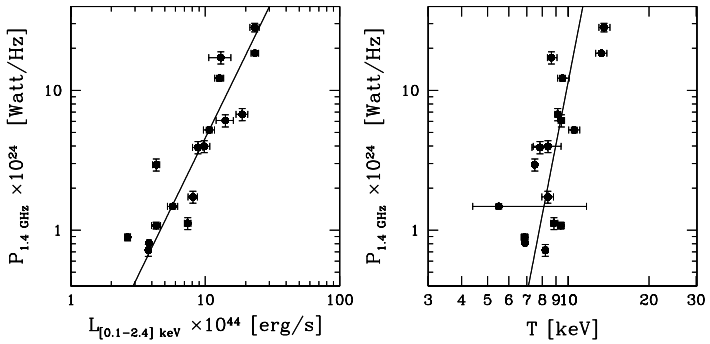


Fig. 3 Radio power at 1.4 GHz of giant ($\gtrsim$ 1 Mpc) radio halos vs. a) **left:** cluster X-ray luminosity, and b) **right:** cluster X-ray temperature (adapted from Cassano et al. 2006).

but not destroyed by an unequal merger, observed $1-2$ Gyr after the initial core crossing (Markevitch et al. 2000). The cooling flow in RXJ 1347.5−1145 is one of the most massive ever detected, suggesting a relatively long interval of time in which the central part of the cluster has evolved undisturbed to a nearly relaxed state (Gitti et al. 2007b). The X-ray analysis of Gitti et al. (2007b) reveals however a sub-structure in the south-east part of the cluster, corresponding to an elongation in the radio mini-halo morphology (see bottom panel of Fig. 4). Indications of possible *minor* mergers have been detected also in other clusters hosting radio mini halos (Perseus: Ettori et al. 1998; Furusho et al. 2001; A 2390: Allen et al. 2001; A 2626: Mohr et al. 1996). In these cases, however, the merging substructures are located well outside the diffuse radio source.

Several radio halos have been discovered in radio surveys (e.g. NVSS, Giovannini et al. 1999), where their relatively large beam provides the necessary signal-to-noise ratio to spot these elusive sources. Due to their extremely low surface brightness and large angular extent radio halos are actually best studied at low spatial resolution. Unfortunately, due to the combination of their smaller angular size and the strong radio emission of the central radio galaxy, the detection of a mini-halo requires a much higher dynamic range and resolution than those in available surveys, and this complicates their detection. As a consequence, our current observational knowledge on mini-halos is limited to less than ten known sources (PKS 0745−191: Baum & O'Dea 1991; Perseus: Burns et al. 1992; A 2142: Giovannini & Feretti 2000; A2390: Bacchi et al. 2003; A 2626: Rizza et al. 2000; Gitti et al. 2004; RXJ 1347.5−1145: Gitti et al. 2007a). This, together with the peculiar properties of A 2142 and RXJ 1347.5−1145, and the possible connection between radio mini-halos and minor cluster mergers, requires better statistics to test the current theoretical models on the origin of their radio emission, which are discussed in Sect. 3.

2.3 Radio relics

As clearly stated by Kempner et al. (2004) there is quite a lot of confusion in the literature when speaking about "radio relics". This definition is actually adopted for at least three different kinds of radio sources in galaxy clusters, characterised by significantly different

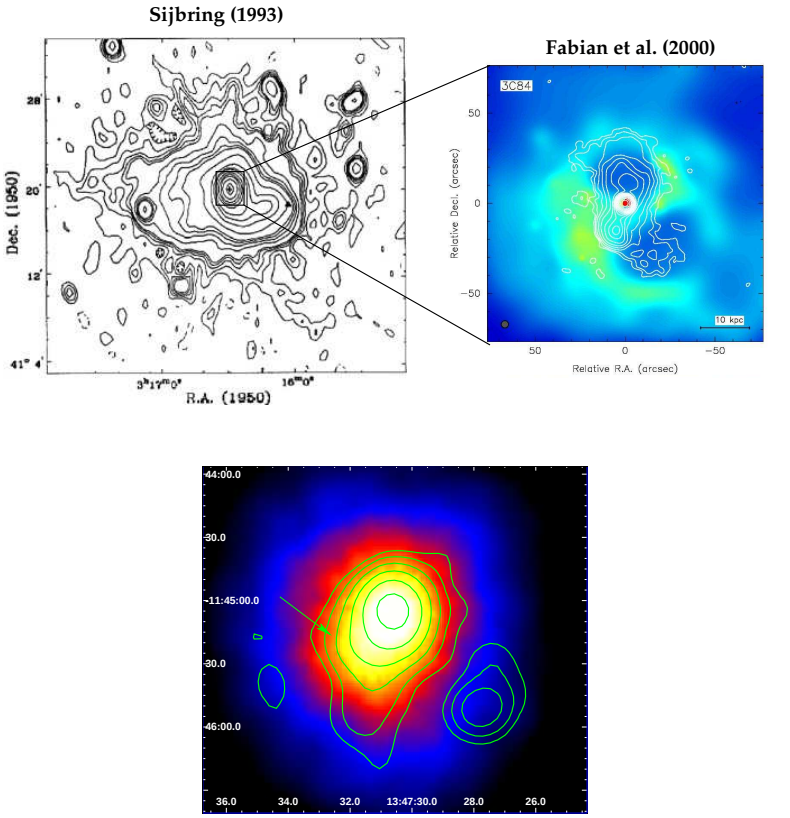


Fig. 4 **Top:** 327 MHz map of the mini-halo in the Perseus Cluster (z = 0.018). The source is centred on the position of the cD galaxy NGC 1275 (indicated with a cross). The inset shows radio contours overlaid on the X-ray image of the central $\sim 1'$ region of Perseus. The holes evident in the X-ray emission are due to subsonic expansion of the buoyant radio lobes of the central radio galaxy 3C 84 (adapted from Sijbring 1993 and Fabian et al. 2000). **Bottom:** 1.4 GHz contours of the radio mini-halo (the most distant ever detected) in the galaxy cluster RXJ 1347.5−1145 (z = 0.451), superimposed on the *XMM-Newton* image of the cluster. The green arrow indicates an elongation in the radio mini-halo morphology, corresponding to a sub-structure detected in X-rays (adapted from Gitti et al. 2007a).

observational properties. Certain features are in common for all the different kinds of relic sources, such as their steep radio spectrum ($\alpha \gtrsim 1$) and a general filamentary morphology.

A first group of sources (see an example in the top panel in Fig. 5) has typical sizes of several 10 kpc and low/intermediate polarisation intensity ($\lesssim 20$ %). They are generally located in the central cluster regions, close to the cD galaxy, often showing an anti-correlation with the ICM density. Actually, in some clusters, relic as well as AGN radio emission has been detected inside holes in the central X-ray emission of the thermal gas (see for instance the inset in the top panel of Fig. 4). These cavities are actually related to the cyclic outburst

activity of the central AGN. The cases in which no radio emission has been detected, or has been revealed only by low frequency radio observations (e.g. the Perseus outer cavities discovered by Fabian et al. 2002), are due to buoyant old radio lobes, whose spectrum is too steep to be detected in the GHz range. A more detailed discussion on these "radio ghosts" and X-ray cavities in clusters can be found in a recent review by McNamara et al. (2007).

Both the second and the third class of "cluster relics" (middle and bottom panel of Fig. 5) are strongly correlated with the ICM properties. They are commonly found in merging clusters, and, in some cases, a spatial correlation with shocks in the thermal gas has been pointed out (e.g. Kassim et al. 2001). Both of these classes of sources do not have a likely parent radio galaxy nearby, are generally polarised at the level of about $10-30$ % and located in the cluster periphery. While the (rare) objects in the second group are characterised by intermediate linear scales compared to the other two (with typical sizes of $\sim 10^2$ kpc, e.g. Slee et al. 2001), the most extended radio emission among the "relic sources" comes from the third class.

These giant relics, with extensions ranging from a few $\sim 10^2$ kpc to 10^3 kpc, have been detected in merging clusters both with and without cooling cores. The major axis of their elongated structure is generally nearly perpendicular to the direction of the cluster radius. Some of the most extended and powerful giant relics are located in clusters with central radio halos (e.g. A 2256: Clarke & Enßlin 2006). In a few cases, two symmetric relics have been observed, as in the bottom panel of Fig. 5 (A 3667: Röttgering et al. 1997; Johnston-Hollitt et al. 2002; A 3376: Bagchi et al. 2006; A 1240: Kempner & Sarazin 2001). More "exotic" giant radio relics have also been discovered, such as sources located in poor clusters (Abell S 753: Subrahmanyan 2003), far away from the cluster centre (A 786: Giovannini & Feretti 2000), or even in intracluster filaments of galaxies (ZwCl 2341.1+0000: Bagchi et al. 2002). Relics elongated from the cluster centre to the periphery (A 115: Govoni et al. 2001b), or with a circular shape (A 1664: Feretti 2005) have also been detected. Similarly to radio halos (Sect 2.1), the detection rate of giant radio relics at the sensitivity limit of NVSS is ~ 6 % (Giovannini & Feretti 2002), and the relic radio power correlates with the cluster X-ray luminosity (Feretti 2002), even though with a larger scatter.

3 Origin of radio emitting particles

Based on the observational results summarised in Table 1 and in the previous sections, and on the theoretical models reviewed, for instance, by Brunetti (2004), Blasi et al. (2007) and Dolag et al. (2008), we have now a formation scenario for the different diffuse and extended radio sources in clusters. The current theories on the origin of the non-thermal component in galaxy clusters will be the starting point for new observational studies with the next generation radio telescopes (Sect. 5).

Giant radio halos and relics are the most spectacular radio sources in clusters, and, as stated above, their synchrotron spectrum indicates the presence of cosmic rays that gyrate around magnetic field lines, frozen in the ICM. Therefore, relativistic particles cannot stream out from the gravitational field of the cluster, but they can still diffuse along magnetic field lines. It has been shown however (Völk et al. 1996; Berezinsky et al. 1997; Völk & Atoyan 1999) that typical relativistic electrons in radio halos and relics (with $\gamma \sim 1000-5000$) have diffusion times which are longer than the Hubble time. They could therefore be simply diffused over cluster scales from one or more active radio galaxies (Jaffe 1977; Rephaeli 1977). However, the steep radio spectra of these sources indicate short lifetimes for the radiating particles ($\sim 10^8$ yr), which lose energy not only via synchrotron emission, but also due to

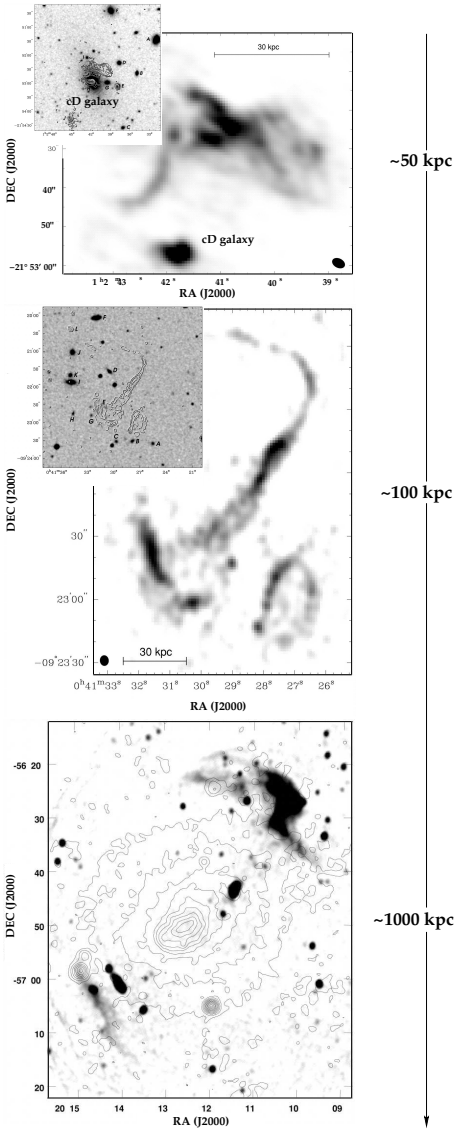


Fig. 5 Examples of different diffuse radio sources in clusters classified as "relics" in the literature. From top to bottom, an "AGN relic", a "Phoenix" and a "Radio Gischt" (see Kempner et al. 2004 and Sects. 2.3 and 3). **Top panel:** VLA image at 1.4 GHz of the "AGN relic" source in A 133 ($z = 0.056$), close to the radio emitting cD galaxy at the cluster centroid. In the inset, radio contours are superimposed on the optical, DSS-2 image of the area (adapted from Slee et al. 2001). **Middle panel:** VLA image at 1.4 GHz of the "Phoenix" source in the periphery of A 85 ($z = 0.055$) (see also Fig. 11 in Slee et al. 2001). As before, the inset shows radio contours superimposed on the optical DSS-2 image of the region around the radio source (adapted from Slee et al. 2001). **Bottom panel:** X-ray contours (ROSAT data, $0.1 - 2.4$ keV energy band) overlaid on the 843 MHz Molonglo Observatory Synthesis Telescope (MOST) image of A 3667 ($z = 0.056$) (from Röttgering et al. 1997).

Table 1 Main observational properties of the different sources of diffuse radio emission in galaxy clusters. Note that linear polarisation levels of $\sim 20-40$ % have been detected in filamentary structures of the radio halo in A 2255 by Govoni et al. (2005).

Type	Position	Size	α	Polarisation	Example
Halo	Centrally peaked	$\gtrsim$ Mpc	$\gtrsim 1$	$<$ few %	Coma
Giant relic	Peripheral	$\sim$ Mpc	$\gtrsim 1$	$\sim 10-30$ %	Abell 3667
Mini-halo	Centrally peaked	$\lesssim 0.5$ Mpc	$\gtrsim 1.5$	$<$ few %	Perseus
Phoenix	Peripheral	$\sim 10^2$ kpc	$\gtrsim 1.5$	$\sim 10-30$ %	Abell 85
AGN relic	Close to the host galaxy	few $\times$ 10 kpc	$\gtrsim 1.5$	$\lesssim 20$ %	Abell 133

interactions with the Cosmic Microwave Background (CMB) photons (via Compton scattering emission) and with the ICM (via Coulomb interactions and Bremsstrahlung emission). The main radiative losses of electrons are due to Compton scattering of the CMB, and synchrotron emission; the former process dominates for $B < 3\mu$G (the field equivalent of the CMB energy density). The radiative lifetime of a relativistic lepton with a Lorentz factor $\gamma < 10^8$ is thus approximately given by (e.g. Longair 1981; Meisenheimer et al. 1989)

$$\tau \approx 2 \times 10^{12} \gamma^{-1} \left[(1+z)^4 + \left(\frac{B}{3.3\mu\mathrm{G}} \right)^2 \right]^{-1} \text{ years.} \quad (2)$$

Since the expected diffusion velocity of the relativistic electrons is of the order of 100 km s^{-1} (Alfvén speed), cosmic rays do not have the time to propagate over the Mpc-scales of giant cluster radio sources. This excludes the hypothesis that relativistic electrons are produced at a localised point, and requires *in situ* acceleration mechanisms. Basically, two classes of models have been proposed:

- the *primary models*, which predict that electrons are accelerated by shocks and/or turbulence induced during cluster mergers. Shocks can (re-)accelerate particles via Fermi-I processes (Enßlin et al. 1998) or adiabatic compression of fossil radio plasma (Enßlin & Gopal-Krishna 2001); turbulence via stochastic, Fermi-II processes (Brunetti et al. 2001) or magnetohydrodynamic (MHD) waves (Alfvén waves: Brunetti et al. 2004; magnetosonic waves: Cassano & Brunetti 2005);
- the *secondary models*, in which relativistic electrons are continuously injected by hadronic collisions between the thermal ions of the ICM and relativistic protons, the latter (characterised by significantly longer lifetime compared to relativistic electrons) having been accelerated during the whole cluster history (e.g. Dennison 1980; Blasi & Colafrancesco 1999; Dolag & Enßlin 2000).

The observational properties of radio halos and relics (see Sects. 2.1 and 2.3) are more in favour of primary models. The strongest point leading to this conclusion is the fact that diffuse and extended radio emission has been detected up to now only in merging clusters. A strong connection between cluster mergers and cosmic ray production is required in primary models, and is not expected in secondary models. In this respect, the fact that halos and relics are quite rare in clusters is again disfavouring the hadronic collision hypothesis, based on which we should expect electron acceleration to be possible in all galaxy clusters.

Since the shape of the synchrotron spectrum depends on the last acceleration phase of cosmic rays, detailed studies of the spectral index distribution in radio halos and relics provide important information on acceleration mechanisms acting in clusters. Primary models predict a radial steepening and a complex spatial distribution of the spectral index α, due to the existence of a) a maximum energy to which electrons can be accelerated ($\gamma < 10^5$, Blasi 2004, and references therein), and b) different re-acceleration processes in different cluster regions. Secondary models assume that cosmic ray protons are accelerated during structure formation over cosmological epochs and accumulated in clusters. The collision of these protons with the thermal ICM would continuously inject electrons, resulting in a spectral index distribution unrelated to the intracluster magnetic field strength, and thus not dependent on the position in the cluster. The radial spectral steepening and/or the patchy structure of spectral index maps observed in several radio halos (Sect. 2.1) are clearly favouring primary models.

The hadronic collision hypothesis predicts power-law spectra flatter than primary models ($\alpha \lesssim 1.5$) and magnetic field values higher than a few μG. Observational results are controversial concerning these points, due to the observed intermediate values of the radio spectral index ($\alpha \sim 1 - 1.5$), and the widely differing estimates for mean intracluster magnetic field values (Sect. 4). Finally, emission of gamma-rays is expected in secondary models (Blasi et al. 2007), a challenging point to be tested observationally (Rephaeli et al. 2008 - Chapter 5, this volume). On the other hand, it has been suggested (Bykov et al. 2000; Miniati 2003) that the detection of gamma-ray emission from clusters may not necessarily reflect the hadronic origin of cosmic rays, since it could be related to the Compton scattering of CMB photon from shock-accelerated, intracluster electrons.

Given our current observational and theoretical knowledge, cosmic rays in giant radio relics (bottom panel of Fig. 5) are most likely originating from Fermi-I diffuse shock acceleration of ICM electrons (e.g. Hoeft & Brüggen 2007; Bykov et al. 2008 - Chapter 7, this volume). These radio sources would therefore trace the rim of shock fronts resulting from cluster mergers in the ICM, and they have been named "radio gischt[3]" by Kempner et al. (2004). Firstly, this hypothesis is in agreement with the morphology and the position of most of the detected giant relics, which appear as elongated, sometimes symmetric, radio sources in the cluster periphery, where we expect to find arc-like shock fronts resulting from major cluster mergers (e.g. Schindler 2002). Secondly, the quite strong linear polarisation detected in giant relics would be in agreement with the model prediction of magnetic fields aligned with the shock front. Based on some observational results, however, a clear association between shocks and giant radio relics is not always straightforward. This is true in the case of the "exotic" giant relics mentioned in Sect. 2.3 (e.g. those with circular shapes, or located in intracluster filaments). Additionally, Feretti & Neumann (2006) did not detect a shock wave corresponding to the radio relic in the Coma cluster. They suggested that, similarly to radio halos (see below), the radio emission of this relic source is instead related to turbulence in the ICM. Currently, the main observational limitation to test the origin of giant radio relics comes from X-ray data. The sensitivity of X-ray instruments is not high enough to detect shock waves in the external regions of clusters, where the gas density and thus the X-ray surface brightness are very low, and where most of radio relics have been detected (see for instance the radio relic found in A 521 by Ferrari (2003); see also Ferrari et al. 2006a; Giacintucci et al. 2006).

The second class of relic sources pointed out in Sect. 2.3 (middle panel in Fig. 5), characterised by smaller sizes than giant relics ($\sim 10^2$ kpc vs. 10^3 kpc), are most likely origi-

[3] German for the spray on the tops of ocean waves.

nating from adiabatic compression in cluster shocks of fossil radio plasma, released by an AGN whose central engine has ceased to inject fresh plasma $\lesssim 1$ Gyr ago (Enßlin & Gopal-Krishna 2001). The old non-thermal electrons, that would be undetectable at high ($\sim$ GHz) frequencies, are actually re-energised by the shock. This class of sources are therefore also called "Phoenix" (Kempner et al. 2004). The main physical difference with giant relics is related to the fact that, in the latter, shocks accelerate thermal ICM electrons to relativistic velocities through Fermi-I processes, while, in the case of Phoenix sources, the shock waves energise the relativistic plasma by adiabatic compression. The sound speed inside the fossil radio plasma is actually so high that shock waves cannot penetrate into the radio cocoons. These sources are rare because they require shocks and fossil plasma in the same region of the cluster. Moreover, adiabatic compression is efficient in re-accelerating electrons only if the time elapsed since the last AGN activity is not too long, i.e. less than about 0.1 Gyr in the cluster centre and less than about 1 Gyr in the periphery. All this also explains why we detect Phoenix sources in the external regions of clusters.

Among the sources called "radio relics" in the literature, only the smallest (several tens of kpc) are real "AGN relics" (top panel in Fig. 5). They are extinct or dying AGNs, in which the central nucleus has switched off, leaving the radio plasma to evolve passively (e.g. Murgia et al. 2005; Parma et al. 2007). Their spectrum becomes steeper and steeper, making the source more and more difficult to be detected at high frequencies, until it disappears completely (see Sect. 2.3). Due to the short radiative lifetime of their electrons ($\sim 10^7 - 10^8$ yrs), these sources are usually located close to their host galaxy, which did not have time enough to move far away in the cluster potential.

In the case of giant radio halos, spectral index maps show no evidence of flattening at the location of shocks detected in X-rays (A 665: Feretti et al. 2004a; Markevitch & Vikhlinin 2001; A 2744: Orrù et al. 2007; Kempner & David 2004). This agrees with theoretical results showing that shocks in major mergers are too weak to produce relativistic particles uniformly over the whole central ~ 1 Mpc area of clusters (Gabici & Blasi 2003). Although it cannot be excluded that shock acceleration may be efficient in some particular regions of a halo (e.g. Markevitch et al. 2005), it has been suggested that cluster turbulence generated by cluster mergers may efficiently accelerate electrons in the cluster volume (e.g. Cassano & Brunetti 2005). The observed steepening of the spectral index with the distance from the cluster centre, and the few available spectral index maps showing flatter spectra in the regions influenced by merger processes (Sect. 2.1) support the scenario that ICM turbulence supplies the energy for the radiating electrons.

However, if the predictions of primary models better agree with the observational results, the merging event cannot be solely responsible for electron re-acceleration in giant radio halos and relics, because $\gtrsim 40$ % of clusters show evidence of a disturbed dynamical state (Jones & Forman 1999), while only $\lesssim 10$ % possess radio halos and/or relics. As we have seen in Sect. 2.1, the power of observed radio halos P_ν seems to correlate with the mass M of their host cluster. The energy available to accelerate relativistic particles during cluster mergers is a fraction of the gravitational potential energy released during the merging event, that in turn scales as $\sim M^2$. The P_ν - M relation could thus suggest that only the most massive mergers are energetic enough to efficiently accelerate cosmic rays (Buote 2001). A recent model by Cassano & Brunetti (2005) is in agreement with this conclusion, showing that only massive clusters can host giant radio halos. The probability to form these extended radio sources increases drastically for cluster masses $M \geq 2 \times 10^{15}$ $M_\odot$ since the energy density of the turbulence is an increasing function of the mass of the cluster. Based on the scenario of hierarchical structure formation, massive clusters result from a complex merging

history, during which each cluster-cluster collision could have contributed to provide energy for cosmic ray acceleration.

Finally, as we have seen in Sect. 2.2, radio mini-halos have also been observed in clusters. They are located at the centre of cooling flow clusters and surround a powerful radio galaxy. Similarly to giant radio halos and relics, the electrons in radio mini-halos have short radiative lifetimes due to the high magnetic fields present in cooling cores (Taylor et al. 2002). The observed radio emission is thus not due to the radio lobes of the central AGN. Unlike the giant sources, mini-halos are typically found in clusters not disturbed by major mergers (Sect. 2.2). Again, two possible classes of models have been proposed. Relativistic electrons could have again an hadronic origin (Pfrommer & Enßlin 2004). Or they could be a relic population of (primary) relativistic electrons re-accelerated by MHD turbulence, with the necessary energy supplied by the cooling flow (Gitti et al. 2002). The re-acceleration model by Gitti et al. (2002) has been successfully applied to two cooling flow clusters (Gitti et al. 2002, 2004). The observed correlation between the mini-halo and cooling flow power has also given support to a primary origin of the relativistic electrons (Gitti et al. 2004, 2007a). However, there also seems to be some observational and theoretical evidence to support hadronic origin (Kempner et al. 2004 and references therein). Additionally, in two clusters (A 2142: Markevitch et al. 2000; RXJ 1347.4−1145: Gitti et al. 2007a,b), we got indications that cluster mergers and cooling flows may act simultaneously in powering mini-halo emission in the rare and peculiar clusters in which they coexist. Further theoretical and observational studies are indeed essential due to the low number of known radio mini-halos (Sect. 2.2).

4 Measurement of intracluster magnetic fields

As stressed above, the presence of diffuse and extended synchrotron emission in galaxy clusters indicates the existence of weak magnetic fields in the cluster volume. Different possibilities for their origin have been proposed which are reviewed by Dolag et al. (2008) - Chapter 15, this volume. Radio observations of galaxy clusters allow us to measure intracluster magnetic fields and test the different theories on their origin, as reviewed by Carilli & Taylor (2002) and Govoni & Feretti (2004). In the following the main methods to study magnetic field intensity and, eventually, structure are summarised.

4.1 Equipartition magnetic fields

In the optically thin case, the total monochromatic emissivity $J(\nu)$ from a set of relativistic electrons in a magnetic field $\boldsymbol{B}$ depends on a) the magnetic field strength, b) the energy distribution of the electrons, which is usually assumed to be a power law (Eq. 1), and c) the pitch angle between the electron velocity and the magnetic field direction (θ)

$$J(\nu) \propto N_0 (B \sin\theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha}, \tag{3}$$

where $\alpha = (\delta - 1)/2$ is the spectral index of the synchrotron spectrum[4].

Synchrotron emission from diffuse and extended radio sources can give us a direct measure for the intensity of cluster magnetic fields if the relativistic electron flux is measured or

[4] δ is the electron energy index, see Eq. 1.

constrained. That can be achieved, for example, if Compton-produced X-ray (and gamma-ray) emission was detected simultaneously (see Sect. 4.2). In the case of polarised radio emission, we can also get an indication of the projected magnetic field orientation and its degree of ordering. To break the degeneracy between magnetic field strength and electron density (Eq. 3), and to obtain a measure for cluster magnetic fields from the observed luminosity of radio sources, it is typically assumed that the energy density of the relativistic plasma within a radio source is minimum

$$U_{\rm tot} = U_{\rm el} + U_{\rm pr} + U_B = U_{\rm min}, \tag{4}$$

where U_B is the energy density in magnetic fields, and $U_{\rm el}$ and $U_{\rm pr}$ are the energy in electrons and in protons respectively. The energy in the heavy particles (protons) is considered to be related to the electron energy

$$U_{\rm pr} = kU_{\rm el}. \tag{5}$$

The value of k depends on the mechanism of (re-)acceleration of electrons, whose physical details, as seen above, are still unknown. A typical value of k=1 is adopted for halo and relic sources. Another important assumption of this method relates to the value of the filling factor, Φ, i.e. the fraction of the source volume V occupied by magnetic field and relativistic particles. The energy density in magnetic field is given by

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi}\Phi V. \tag{6}$$

It is usually considered that particles and magnetic fields occupy the entire volume, i.e. $\Phi = 1$. It can be derived easily that the condition of minimum energy is obtained when the contributions of cosmic rays and magnetic fields is approximately equal

$$U_B = \frac{3}{4}(1+k)U_{\rm el}. \tag{7}$$

This is the so-called classical equipartition assumption, which allows us to estimate the magnetic field of a radio source from its radio luminosity L (see Pacholczyk 1970 for a rigorous derivation)

$$B_{\rm eq} \propto \left[\frac{L(1+k)}{\Phi V}\right]^{2/7}. \tag{8}$$

In the standard approach presented above, L is the observed synchrotron luminosity between two fixed frequencies ν_1 and ν_2 (usually ν_1 =10 MHz and ν_2 =100 GHz). In this way, however, the integration limits are variable in terms of the energy of the radiating electrons, since, based on Eq. 3, electron energies corresponding to ν_1 and ν_2 depend on magnetic field values. This point is particularly relevant for the lower limit, owing to the power-law shape of the electron energy distribution and to the expected presence of low energy electrons in radio halos/relics. Alternatively, it has been suggested to derive equipartition quantities by integrating the electron luminosity over an energy range ($\gamma_{\rm min} - \gamma_{\rm max}$) (Brunetti et al. 1997; Beck & Krause 2005). It can be shown that, for $\gamma_{\rm min} \ll \gamma_{\rm max}$ and $\alpha > 0.5$, the new expression for the equipartition magnetic field is

$$B'_{\rm eq} \sim 1.1\gamma_{\rm min}^{\frac{1-2\alpha}{3+\alpha}} B_{eq}^{\frac{7}{2(3+\alpha)}}, \tag{9}$$

where $B_{\rm eq}$ is the equipartition magnetic field expressed in Gauss derived through Eq. 8. Typically, for $B_{\rm eq} \sim \mu$G, $\gamma_{\rm min} \sim 100$ and $\alpha \sim 0.75 - 1$, this new approach gives magnetic field values 2 to 5 times larger than the standard method.

Estimates of equipartition fields on scales as large as ∼1 Mpc give magnetic field intensities in the range 0.1-1 μG. As we have seen, these estimates are based on several assumptions both on different physical properties of the radio emitting region (e.g. the filling factor Φ and the ratio between electron and proton energies k), and on the condition of minimum energy of the observed relativistic plasma. Since the validity of these assumptions is not obvious, one has to be aware of the uncertainties and thus of the limits inherent to the equipartition determination of magnetic fields.

4.2 Compton scattering of CMB photons

As reviewed by Rephaeli et al. (2008) - Chapter 5, this volume, 3K microwave background photons can be subject to Compton scattering by electrons in the cluster volume. If the presence of thermal particles in the ICM results in a distortion of the Cosmic Microwave Background (CMB) spectrum well known as "Sunyaev-Zel'dovich effect" (Sunyaev & Zel'dovich 1972), non-thermal hard X-ray (HXR) photons are produced via Compton scattering by the same cosmic rays that are responsible for the synchrotron emission observed at radio wavelengths. Compton scattering increases the frequency of the incoming photon through

$$\nu_{\rm out} = \frac{4}{3}\gamma^2 \nu_{\rm in}. \quad (10)$$

The Planck function of the CMB peaks at $\nu_{\rm in} \sim 1.6\times10^{11}$ Hz. Based on Eq. 10, for typical energies of relativistic electrons in clusters ($\gamma \sim 1000-5000$), the scattered photons fall in the X-ray and gamma-ray domain ($\sim 2\times10^{17} - 5\times10^{18}$ Hz, i.e. $\sim 0.8-20.7$ keV).

Non-thermal HXR emission from galaxy clusters due to Compton scattering of CMB photons was predicted more than 30 years ago (e.g. Rephaeli 1977) and has now been detected in several systems (Rephaeli et al. 2008 - Chapter 5, this volume; Fusco-Femiano et al. 2007 and references therein). Alternative interpretations to explain the detected non-thermal X-ray emission have been proposed in the literature (Blasi & Colafrancesco 1999; Enßlin et al. 1999; Blasi 2000; Dogiel 2000; Sarazin & Kempner 2000). However, these hypotheses seem to be ruled out by energetic considerations, because of the well known inefficiency of the proposed non-thermal Bremsstrahlung (NTB) mechanism. NTB emission of keV regime photons with some power P immediately imply about 10^5 times larger power to be dissipated in the plasma that seems to be unrealistic in a quasi-steady model (Petrosian 2001, 2003). For a more detailed treatment of the origin of HXR emission from galaxy clusters, see the review by Petrosian et al. (2008) - Chapter 10, this volume.

The detection of non-thermal HXR and radio emission, produced by the same population of relativistic electrons, allows us to estimate unambiguously the volume-averaged intracluster magnetic field. Following the exact derivations by Blumenthal & Gould (1970), the equations for the synchrotron flux $f_{\rm syn}$ at the frequency ν_R and the Compton X-ray flux $f_{\rm C}$ at the frequency ν_X are

$$f_{\rm syn}(\nu_R) = \frac{\Phi V}{4\pi {D_{\rm L}}^2} \frac{4\pi {\rm e}^3}{(m_{\rm e}{\rm c}^2)^{\delta}} N_0 B^{\frac{\delta+1}{2}} \left(\frac{3{\rm e}}{4\pi m_{\rm e}{\rm c}}\right)^{\frac{\delta-1}{2}} a(\delta)\nu_R^{-\frac{\delta-1}{2}}, \quad (11)$$

$$f_{\rm C}(\nu_X) = \frac{\Phi V}{4\pi {D_{\rm L}}^2} \frac{8\pi^2 {\rm r}_0^2}{{\rm c}^2} {\rm h}^{-\frac{\delta+3}{2}} N_0 (m_{\rm e}{\rm c}^2)^{(1-\delta)} ({\rm k}T)^{\frac{\delta+5}{2}} F(\delta)\nu_X^{-\frac{\delta-1}{2}}. \quad (12)$$

Here h is the Planck constant, V is the volume of the source and Φ the filling factor, $D_{\rm L}$ is the luminosity distance of the source, B the magnetic field strength, T the radiation temperature

of the CMB, r_0 the classical electron radius (or Thomson scattering length), N_0 and δ are the amplitude and the spectral index of the electron energy distribution (Eq. 1). The values of the functions $a(\delta)$ and $F(\delta)$ for different values of δ can be found in Blumenthal & Gould (1970). The field B can thus be estimated directly from these equations

$$B \propto \left(\frac{f_{\rm syn}(\nu_R)}{f_{\rm C}(\nu_X)} \right)^{\frac{2}{\delta+1}} \left(\frac{\nu_R}{\nu_X} \right)^{\frac{\delta-1}{\delta+1}}. \quad (13)$$

Typical cluster magnetic field values of $\sim 0.1-0.3$ μG are obtained (e.g. Rephaeli et al. 1999; Fusco-Femiano et al. 1999, 2000, 2001; Rephaeli & Gruber 2003; Rephaeli et al. 2006). Compared to equipartition measures, this method has the great advantage of using only observables, assuming only that the spatial factors in the expressions for the synchrotron and Compton fluxes (Rephaeli 1979) are identical.

4.3 Faraday rotation measure

Faraday rotation analysis of radio sources in the background or in the galaxy clusters themselves is one of the key techniques used to obtain information on the cluster magnetic fields. The presence of a magnetised plasma between an observer and a radio source changes the properties of the polarised emission from the radio source. Therefore information on cluster magnetic fields along the line-of-sight can be determined, in conjunction with X-ray observations of the hot gas, through the analysis of the Rotation Measure (RM) of radio sources (e.g. Burn 1966).

The polarised synchrotron radiation coming from radio galaxies undergoes the following rotation of the plane of polarisation as it passes through the magnetised and ionised intracluster medium

$$\Psi_{\rm Obs}(\lambda) = \Psi_{\rm Int} + \lambda^2 \times RM, \quad (14)$$

where $\Psi_{\rm Int}$ is the intrinsic polarisation angle, and $\Psi_{\rm Obs}(\lambda)$ is the polarisation angle observed at a wavelength λ. The RM is related to the thermal electron density ($n_{\rm e}$), the magnetic field along the line-of-sight ($B_\parallel$), and the path-length (L) through the intracluster medium according to

$$RM\ _{[\rm rad\ m^{-2}]} = 812 \int_0^{L_{[\rm kpc]}} n_{\rm e\ [cm^{-3}]} B_{\parallel\ [\mu \rm G]} {\rm d}l. \quad (15)$$

Polarised radio galaxies can be mapped at several frequencies to produce, by fitting Eq. 14, detailed RM images. Once the contribution of our Galaxy is subtracted, the RM should be dominated by the contribution of the intracluster medium, and therefore it can be used to estimate the cluster magnetic field strength along the line of sight.

The RM observed in radio galaxies may not be all due to the cluster magnetic field if the RM gets locally enhanced by the intracluster medium compression due to the motion of the radio galaxy itself. However a statistical RM investigation of point sources (Clarke et al. 2001; Clarke 2004) shows a clear broadening of the RM distribution toward small projected distances from the cluster centre, indicating that most of the RM contribution comes from the intracluster medium. This study included background sources, which showed similar enhancements as the embedded sources.

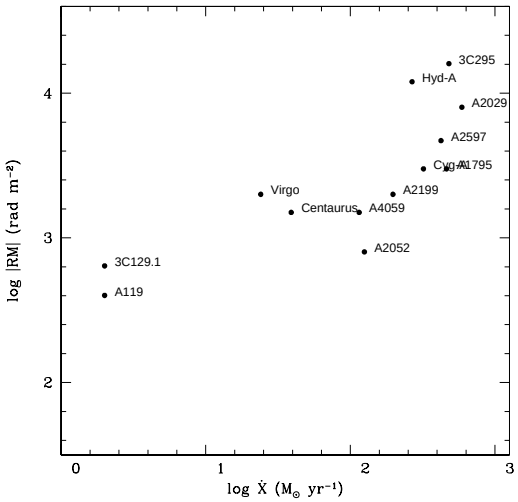


Fig. 6 RM magnitudes of a sample of radio galaxies located in cooling flow clusters, plotted as a function of the cooling flow rate $\dot{X}$ (from Taylor et al. 2002).

We also note that there are inherent uncertainties in the determination of field values from Faraday Rotation measurements, stemming largely from the unknown small-scale tangled morphology of intracluster fields, their large-scale spatial variation across the cluster, and from the uncertainty in modelling the gas density profile (see, e.g., Goldshmidt & Rephaeli 1993; Newman et al. 2002; Rudnick & Blundell 2003a; Enßlin et al. 2003; Murgia et al. 2004).

RM studies of radio galaxies have been carried out on both statistical samples (e.g. Lawler & Dennison 1982; Vallee et al. 1986; Kim et al. 1990, 1991; Clarke et al. 2001) and individual clusters by analysing detailed high resolution RM images (e.g. Perley & Taylor 1991; Taylor & Perley 1993; Feretti et al. 1995, 1999; Govoni et al. 2001a; Taylor et al. 2001; Eilek & Owen 2002; Govoni et al. 2006; Taylor et al. 2007; Guidetti et al. 2007). Both for interacting and relaxed (cooling flow) clusters the RM distribution of radio galaxies is generally patchy, indicating that cluster magnetic fields have structures on scales as low as 10 kpc or less. RM data are usually consistent with central magnetic field strengths of a few μG. But, radio galaxies at the centre of relaxed clusters have extreme RM, with the magnitude of the RM roughly proportional to the cooling flow rate (see Fig. 6). Strong magnetic fields are derived in the high density cooling-core regions of some clusters, with values exceeding ~ 10 μG (e.g., in the inner region of Hydra A, a value of ~ 35 μG was deduced by Taylor et al. 2002). It should be emphasised that such high field values are clearly not representative of the mean fields in large extended regions.

Dolag et al. (2001b) showed that, in the framework of hierarchical cluster formation, the correlation between two observable parameters, the RM and the cluster X-ray surface brightness in the source location, is expected to reflect a correlation between the cluster magnetic field and gas density. Therefore, from the analysis of the RM versus X-ray brightness it is possible to infer the trend of magnetic field versus gas density.

On the basis of the available high quality RM images, increasing attention is given to the power spectrum of the intracluster magnetic field fluctuations. Several studies (Enßlin & Vogt 2003; Murgia et al. 2004) have shown that detailed RM images of radio galaxies can be used to infer not only the cluster magnetic field strength, but also the cluster magnetic field power spectrum. The analyses of Vogt & Enßlin (2003, 2005) and Guidetti et al. (2007) suggest that the power spectrum is of the Kolmogorov type, if the auto-correlation length of the magnetic fluctuations is of the order of few kpc. However, Murgia et al. (2004) and Govoni et al. (2006) pointed out that shallower magnetic field power spectra are possible if the magnetic field fluctuations extend out to several tens of kpc.

4.4 Comparison of the different methods

As shown in Table 3 of Govoni & Feretti (2004), the different methods available to measure intracluster magnetic fields show quite discrepant results (even more than a factor 10). RM estimates are about an order of magnitude higher than the measures derived both from the synchrotron diffuse radio emission and the non-thermal hard X-ray emission ($\sim 1-5$ μG vs. $\sim 0.2-1$ μG).

This can be due to several factors. Firstly, equipartition values are severely affected by the already mentioned physical assumptions of this method. Secondly, while RM estimates give a weighted average of the field along the line of sight, equipartition and Compton scattering measures are made by averaging over larger volumes. Additionally, discrepancies can be due to spatial profiles of both the magnetic field and the gas density not being constant all over the cluster (Goldshmidt & Rephaeli 1993), or due to compressions, fluctuations and inhomogeneities in the gas and in the magnetic field, related to the presence of radio galaxies or to the dynamical history of the cluster (e.g. on-going merging events) (Beck et al. 2003; Rudnick & Blundell 2003b; Johnston-Hollitt 2004). Finally, a proper modelling of the Compton scattering method should include a) the effects of aged electron spectra, b) the expected radial profile of the magnetic field, and c) possible anisotropies in the pitch angle distribution of electrons (Brunetti et al. 2001; Petrosian 2001).

An additional method of estimating cluster magnetic fields comes from the X-ray analysis of cold fronts (Vikhlinin et al. 2001). These X-ray cluster features, discovered by Markevitch et al. (2000) thanks to the exquisite spatial resolution of the *Chandra* satellite, result from dense cool gas moving with near-sonic velocities through the less dense and hotter ICM. Cold fronts are thus subject to Kelvin-Helmholtz (K-H) instability that, for typical cluster and cold front properties (Mach number, gas temperatures, cluster-scale length), could quickly disturb the front outside a narrow ($\lesssim 10^\circ$) sector in the direction of the cool cloud motion[5]. Through the *Chandra* observation of A 3667, Vikhlinin et al. (2001) instead revealed a cold front that is stable within a $\pm 30^\circ$ sector. They showed that a ~ 10 μG magnetic field oriented nearly parallel to the front is able to suppress K-H instability, thus preserving the front structure, in a $\pm 30^\circ$ sector. The estimated magnetic field value, significantly higher than the typical measures given by the other methods outside cluster cooling flows, is likely an upper limit of the absolute field strength. Near the cold front the field is actually amplified by tangential gas motions (see Vikhlinin et al. 2001).

Variations of the magnetic field structure and strength with the cluster radius have been recently pointed out by Govoni et al. (2006). By combining detailed multi-wavelength and numerical studies we will get more insight into the strength and structure of intracluster

[5] For a more precise treatment, see Vikhlinin et al. (2001) and Markevitch & Vikhlinin (2007).

magnetic fields, and into their connection with the thermodynamical evolution of galaxy clusters. More detailed comparisons of the different approaches for measuring intracluster magnetic fields can be found, for instance, in Petrosian (2003) and Govoni & Feretti (2004).

5 Diffuse radio emission in galaxy clusters: open questions and perspectives

Significant progress has been made recently in our knowledge on the non-thermal component of galaxy clusters. A number of open questions arise in assessing the current theoretical and observational status.

First of all, we need to test the current theories on the origin of the large-scale non-thermal component in clusters (magnetic field and cosmic rays). If at present primary models seem to be the favourite acceleration mechanisms for intracluster electrons, secondary models cannot be ruled out. Among other things, it will be necessary to establish: How common is the non-thermal component in clusters? Is it really hosted *only* in merging systems (as present observational results suggest) or do *all* clusters have a radio halo/relic? If this latter hypothesis is correct, how should we modify the radio power versus X-ray luminosity correlation (Sect. 2.1)? If shocks and turbulence related to cluster mergers are instead the mechanisms responsible for electron re-acceleration, why have extended radio sources not been detected in *all* merging clusters? Is this related to other physical effects (i.e. the merging event alone is not enough to produce intracluster cosmic rays), as the correlation between radio power and cluster mass seems to indicate, or it is due to a lack of sensitivity of the current instruments (i.e. all merging clusters host radio halos and relics, but a large fraction of these sources lies below the sensitivity limit of present telescopes)?

Among the previous questions, the most difficult to answer *at present* are those that involve the study of low-luminous X-ray clusters, for which the limits of current radio observations are particularly severe. By extrapolating to low radio and X-ray luminosity the P_ν - L_X relation (Sect. 2.1), Feretti & Giovannini (2007) have estimated that, if present, halos with typical sizes of 1 Mpc in intermediate/low-luminous X-ray clusters ($L_{X[0.1-2.4\ \mathrm{keV}]} \lesssim 5 \times 10^{44}\ {h_{70}}^{-2}$ erg s^{-1})[6] would actually have a radio surface brightness lower than the current limits obtained in the literature and in the NVSS. At higher X-ray luminosities, more constraints on radio halo statistics have recently been obtained by Venturi et al. (2007) and Brunetti et al. (2007). They carried out GMRT[7] observations at 610 MHz of 34 luminous ($L_{X[0.1-2.4\ \mathrm{keV}]} \gtrsim 5 \times 10^{44}\ {h_{70}}^{-2}$ erg s^{-1}) clusters with $0.2 \lesssim z \lesssim 0.4$. The bulk of the galaxy clusters in their sample does not show any diffuse central radio emission, with radio luminosity upper limits that are well below the P_ν - L_X relation derived from the previously known radio halos. The net bimodality of the cluster distribution in the P_ν - L_X plane support primary models against secondary models. Actually, the former predict a relatively fast ($\approx 10^8$ yrs) transition of clusters from a radio quiet state to the observed P_ν - L_X correlation, where they remain for $\lesssim 1$ Gyr. A significantly wider scatter around the P_ν - L_X correlation is instead expected in the frame of secondary models, that could be reconciled with observations only assuming the existence of strong dissipation of magnetic fields in clusters (see Brunetti et al. 2007, and references therein).

[6] Converted from the bolometric X-ray luminosity limit in Feretti & Giovannini (2007) to the $0.1-2.4$ keV band luminosity using Table 5 of Böhringer et al. (2004) and assuming typical ICM temperature values ($T_X \sim 5-10$ keV).

[7] The Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) is operated by the National Centre for Radio Astrophysics of the Tata Institute of Fundamental Research (NCRA-TIFR).

On smaller scales, a larger sample of radio mini-halos is required to test the current theories on the origin of radio emission in this class of sources (Gitti et al. 2002; Pfrommer & Enßlin 2004). Recent results suggest that cooling flows and mergers could act simultaneously, when they co-exist, in providing energy to the relic population of relativistic electrons injected into the ICM by AGNs, thus powering mini-halo radio emission (Gitti et al. 2007a).

As discussed in Sect. 4, radio observations of galaxy clusters offer a unique tool to estimate strength and structure of large-scale magnetic fields, allowing to test the different scenarios of their origin. Several observational results show that magnetic fields of the order of $\sim \mu$G are common in clusters. Through combined numerical and observational analyses, Murgia et al. (2004) and Govoni et al. (2006) have shown that detailed morphology and polarisation information of radio halos may provide important constraints on the strength and structure of intracluster magnetic fields. However, discrepant results have been obtained up to now (Sect. 4.4) and more detailed information on magnetic fields is still needed.

A better knowledge of the physics of the non-thermal component in galaxy clusters will have important cosmological implications. If it will be confirmed that the presence of giant halos and relics is related to cluster mergers, the statistical properties of these radio sources will allow us to test the current cluster formation scenario, giving important hints on large-scale structure formation and, thus, cosmological parameters (e.g. Evrard & Gioia 2002).

Additionally, we will be able to estimate how the gravitational energy released during cluster mergers is redistributed between the thermal ICM and the relativistic plasma (e.g. Sarazin 2005). The effects of magnetic fields on the thermodynamical evolution of large-scale structures will be evaluated, as well as the contribution of the non-thermal pressure to the estimate of mass and temperature in galaxy clusters (e.g. Dolag & Schindler 2000; Dolag et al. 2001a; Colafrancesco et al. 2004). Cluster scaling laws, such as mass vs. temperature, are actually key ingredients to derive cosmological constraints from galaxy clusters (e.g. Ettori et al. 2004; Arnaud et al. 2005).

Finally, a better knowledge of extended radio sources in clusters is indeed essential for complementary cosmological studies, e.g. the epoch of re-ionisation (EoR). It has been proven that radio halos and relics are the strongest extra-galactic foreground sources to be removed in order to probe the EoR through the study of the redshifted 21 cm emission from neutral hydrogen (e.g. Di Matteo et al. 2004). Better models for the diffuse radio emission have to be inserted into numerical simulations of the EoR 21 cm emission, in order to understand how to remove efficiently the contamination due to radio halos and relics.

An increase in the number of known radio halos/relics, as well as higher resolution and sensitivity observations, are essential to answer the main open questions, summarised at the beginning of this section, about the nature of diffuse radio emission in clusters. As shown in Fig. 7, halos and relics are difficult to detect in the GHz range due to their steep spectra. Several observations performed with the currently available low-frequency instruments (e.g. GMRT: Venturi et al. 2007; VLA: Kassim et al. 2001; Orrù et al. 2007) confirm the interest in studying this class of radio sources at high wavelengths. A short term perspective in the study of radio halos and relics is thus to fully exploit those instruments that are already available for observations in the MHz range of the electromagnetic spectrum with good enough sensitivity (approximately from some tens of μJy/beam to some mJy/beam) and angular resolution (roughly some tens of arcsec). However, in order to make a proper comparison between observational results and current theoretical models about the origin of radio halos and relics, we need multi-frequency observations of *statistical* samples of diffuse radio sources. Current telescopes require too long exposure-time per cluster ($\gtrsim 1-2$ hours) to reach the sensitivity limits necessary for detecting radio halos/relics, making statistical analyses of diffuse radio emission in clusters extremely time-demanding.

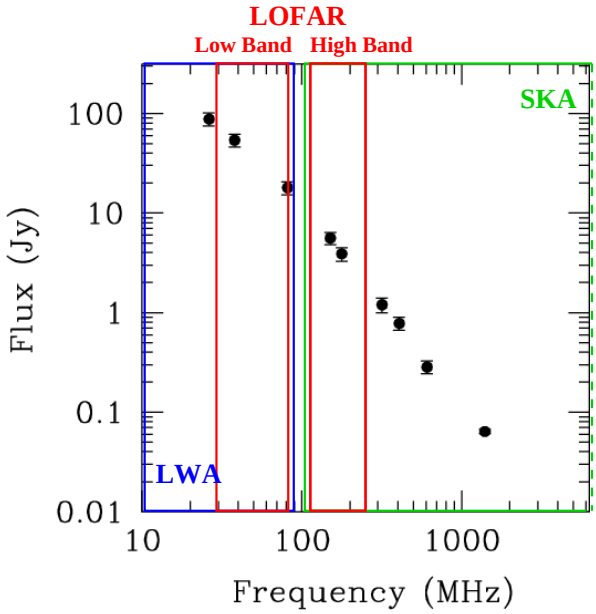


Fig. 7 Spectrum of the diffuse radio source in A 1914 (from Bacchi et al. 2003). Superimposed the frequency range covered by LWA (10 MHz – 88 MHz, in blue), LOFAR (Low Band: 30 MHz – 80 MHz, High Band: 110 MHz – 240 MHz, in red) and SKA (100 MHz – 25 GHz, in green). The low-frequency domain covered by the next generation radio-telescopes is optimal for the detection of high spectral index radio sources, such as radio halos, mini-halos and relics.

The low-frequency range covered by a new generation of radio telescopes (Long Wavelength Array - LWA; Low Frequency Array - LOFAR; Square Kilometre Array - SKA), together with their gain in sensitivity and resolution, will increase dramatically the statistics on the number of known radio halos and relics. Not only these instruments will cover the optimal frequency range for halo/relic detection (see Fig. 7), but also their gain in sensitivity and resolution will be of the order of 10 to 1000 (see Table 2 of Brüggen et al. 2005), allowing observations of statistical samples of diffuse and extended radio sources. A LOFAR survey at 120 MHz, covering half the sky to a 5 σ flux limit of 0.1 mJy (1 hour integration time per pointing), could detect $\sim$1000 halos/relics, of which 25 % at redshift larger than $z \sim 0.3$ (Röttgering 2003). Feretti et al. (2004b) have estimated that, with 1 hour integration time at 1.4 GHz, 50 % of the SKA collecting area will allow us to detect halos and relics of total flux down to 1 mJy at any redshift, and down to 0.1 mJy at high redshift. Based on our current knowledge, more than three (fifteen) hundred diffuse cluster radio sources are expected at 1.5 GHz on the full sky at the 1 mJy (0.1 mJy) flux limit (Enßlin & Röttgering 2002).

With statistical samples of halos and relics over a wide redshift range, we will be able to a) test the correlation between the non-thermal component and the physical properties of clusters (dynamical state, mass, X-ray luminosity and temperature...), b) analyse the redshift evolution of halos and relics, with the advantages for cosmological studies stressed above,

and c) fill the gap in our knowledge of the last phases of radio galaxy evolution in clusters (see Sect. 2.3). Particularly interesting will be the study of possible presence of non-thermal radio emission at $z \sim 1$, i.e. the epoch of formation of the massive galaxy clusters observed in the local Universe.

The excellent sensitivity, high angular resolution and large number of spectral channels of the next generation instruments, together with new techniques of RM synthesis (Brentjens & de Bruyn 2005), will allow polarisation mapping and RM studies of radio emission in clusters, significantly improving our estimates of large-scale magnetic fields.

Future radio observations of galaxy clusters, combined with the new generation instruments at other wavelengths[8] (e.g. sub-mm: ALMA; X-ray: XEUS, Simbol-X; gamma-rays: GLAST, H.E.S.S., MAGIC[9]; ...), will allow us to open a new window in cosmological studies.

Acknowledgements The authors thank ISSI (Bern) for support of the team "Non-virialized X-ray components in clusters of galaxies". CF and FG warmly thank Luigina Feretti and Matteo Murgia for many useful discussions on the subject of this paper. CF and SS acknowledge financial support by the Austrian Science Foundation (FWF) through grants P18523-N16 and P19300-N16, by the Tiroler Wissenschaftsfonds and through the UniInfrastrukturprogramm 2005/06 by the BMWF. FG acknowledges financial support through Grant ASI-INAF I/088/06/0 - High Energy Astrophysics.

References

Allen, S.W., Ettori, S., & Fabian, A.C., 2001, MNRAS, 324, 877
Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G.W., 2005, A&A, 441, 893
Bacchi, M., Feretti, L., Giovannini, G., & Govoni, F., 2003, A&A, 400, 465
Bagchi, J. Enßlin, T., Miniati, F., et al., 2002, New Astron., 7, 249
Bagchi, J., Durret, F., Lima Neto, G.B., & Paul, S., 2006, Science, 314, 791
Baum, S.A., & O'Dea, C.P., 1991, MNRAS, 250, 737
Beck, R., Sukurov, A, Sokoloff, D., & Wielebinski, R., 2003, A&A, 411, 99
Beck, R., & Krause, M., 2005, Astron. Nachr., 326, 414
Berezinsky, V.S., Blasi, P., & Ptuskin, V.S., 1997, ApJ, 487, 529
Blasi, P. & Colafrancesco, S., 1999, Astrop. Phys., 12, 169
Blasi, P., 2000, ApJ, 532, L9
Blasi, P., 2004, JKAS, 37, 483
Blasi, P., Gabici, S., & Brunetti, G., 2007, Int. J. Mod. Phys., A22, 681
Blumenthal, G.R., & Gould, R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, L., et al., 2004, A&A, 425, 367
Brentjens, M.A., & de Bruyn, A.G., 2005, A&A, 441, 1217
Brüggen, M., Falcke, H., Beck, R., et al., 2005, "German LOFAR white paper", available electronically at http://lofar.mpa-garching.mpg.de/glow.html
Brunetti, G., Setti, G., & Comastri, A., 1997, A&A, 325, 898
Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L., & Giovannini, G., 2001, MNRAS, 320, 365
Brunetti, G., 2004, JKAS, 37, 493
Brunetti, G., Blasi, P., Cassano, R., & Gabici, S., 2004, MNRAS, 350, 1174

[8] See also Paerels et al. (2008) - Chapter 19, this volume.

[9] A new generation of ground based imaging Cherenkov telescopes will be available soon. The measurements above 10 TeV are crucial to distinguish between the Compton scattering and hadronic origins of gamma-ray emission from clusters of galaxies.

Brunetti, G., Venturi, T., Dallacasa, D., et al., 2007, ApJ, 670, L5
Buote, D.A., & Tsai, J.C., 1996, ApJ, 458, 27
Buote, D.A., 2001, ApJ, 553, L15
Buote, D.A., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 79
Burn, B. J., 1966, MNRAS, 133, 67
Burns, J.O., Sulkanen, M.E., Gisler, G.R., & Perley, R.A., 1992, ApJ, 388, L49
Bykov, A.M., Bloemen, H., & Uvarov, Yu.A., 2000, A&A, 362, 886
Bykov, A.M., Dolag, K., & Durret, F., 2008, SSR, in press
Carilli, C.L., & Taylor, G.B., 2002, ARA&A, 40, 319
Cassano, R., & Brunetti, G., 2005, MNRAS, 357, 1313
Cassano, R., Brunetti, G., & Setti, G., 2006, MNRAS, 369, 1577
Cassano, R., Brunetti, G., Setti, G., Govoni, F., & Dolag, K., 2007, MNRAS, 378, 1565
Clarke, T.E., Kronberg, P.P., & Böhringer, H., 2001, ApJ, 547, L111
Clarke, T.E., 2004, JKAS, 37, 337
Clarke, T.E., & Enßlin, T.A., 2006, AJ, 131, 2900
Colafrancesco, S., 1999, in "Diffuse thermal and relativistic plasma in galaxy clusters", H. Böhringer, L. Feretti & P. Schuecker (eds.), MPE Rep., 271, 269 (astro-ph/9907329)
Colafrancesco, S., Dar, A., & De Rújula, A., 2004, A&A, 413, 441
Condon, J.J., Cotton, W.D., Greisen, E.W., et al., 1998, AJ, 115, 1693
Deiss, B.M., Reich, W., Lesch, H., & Wielebinski, R., 1997, A&A, 321, 55
Delain, K.M., & Rudnick, L., 2006, Astron. Nachr., 327, 561
Dennison, B., 1980, ApJ, 239, L93
Di Matteo, T., Ciardi, B., & Miniati, F., 2004, MNRAS, 355, 1053
Dogiel, V.A., 2000, A&A, 357, 66
Dolag, K., & Enßlin, T.A, 2000, A&A, 362, 151
Dolag, K., & Schindler, S., 2000, A&A, 364, 491
Dolag, K., Evrard, A., & Bartelmann, M., 2001a, A&A, 369, 36
Dolag, K., Schindler, S., Govoni, F., & Feretti, L., 2001b, A&A, 378, 777
Dolag, K., Bykov, A.M., & Diaferio, A., 2008, SSR, in press
Eilek, J.A., & Owen, F.N., 2002, ApJ, 567, 202
Enßlin, T.A., Biermann, P.L., Klein, U., & Kohle, S., 1998, A&A, 332, 395
Enßlin, T.A., Lieu, R., & Biermann, P.L., 1999, A&A, 344, 409
Enßlin, T.A., & Gopal-Krishna, 2001, A&A, 366, 26
Enßlin, T.A., & Röttgering, H.J.A., 2002, A&A, 396, 83
Enßlin T.A., & Vogt C., 2003, A&A, 401, 835
Enßlin T.A., Vogt C., Clarke, T.E., & Taylor, G.B., 2003, ApJ, 597, 870
Ettori, S., Fabian, A.C., & White, D.A., 1998, MNRAS, 300, 837
Ettori, S., Tozzi, P., Borgani, S., & Rosati, P., 2004, A&A, 417, 13
Evrard, A.E., & Gioia, I.M., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 253
Fabian, A.C., Sanders, J.S., Ettori, S., et al., 2000, MNRAS, 318, 65
Fabian, A.C., Celotti, A., Blundell, K.M., Kassim, N.E., & Perley, R.A., 2002, MNRAS, 331, 369
Feretti, L., Dallacasa, D., Giovannini, G., & Tagliani, A., 1995, A&A, 302, 680
Feretti, L., Giovannini, G., & Böhringer, H., 1997, New Astron., 2, 501
Feretti, L., 1999, in "Diffuse thermal and relativistic plasma in galaxy clusters", H. Böhringer, L. Feretti & P. Schuecker (eds.), MPE Rep., 271, 3
Feretti, L., Dallacasa, D., Govoni, F., et al., 1999, A&A, 344, 472

Feretti, L., Fusco-Femiano, R., Giovannini, G., & Govoni, F., 2001, A&A, 373, 106
Feretti, L., & Venturi, T., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 163
Feretti, L., 2002, in "The Universe at low radio frequencies", Pramesh Rao, G. Swarup & Gopal-Krishna (eds.), IAU Symp., 199, 133
Feretti, L., Orrù, E., Brunetti, G., et al., 2004a, A&A, 423, 111
Feretti, L., Burigana, C., & Enßlin, T.A., 2004b, "Science with the Square Kilometre Array", C. Carilli & S. Rawlings (eds.), New Astron. Rev., 48, 1137
Feretti, L., 2005, Adv. Space Res., 36, 729
Feretti, L., & Neumann, D.M., 2006, A&A, 450, L21
Feretti, L., & Giovannini, G., 2007, to be published in "Panchromatic view of clusters of galaxies and the large-scale structure", M. Plionis, O. Lopez-Cruz & D. Hughes (eds.) (astro-ph/0703494)
Ferrari, C., 2003, "Multi-wavelength analysis of merging galaxy clusters", PhD Thesis, Nice, available electronically at http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/85/55/PDF/tel-00010416.pdf
Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C., 2003, A&A, 399, 813
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E., 2005, A&A, 430, 19
Ferrari, C., Arnaud, M., Ettori, S., Maurogordato, S., & Rho, J., 2006a, A&A, 446, 417
Ferrari, C., Hunstead, R.W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S., 2006b, A&A, 457, 21
Finoguenov, A., Böhringer, H., & Zhang, Y.-Y., 2005, A&A, 442, 827
Furusho, T., Yamasaki, N.Y., Ohashi, T., Shibata, R., & Ezawa, H., 2001, ApJ, 561, L165
Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., Feretti, L., et al., 1999, ApJ, 513, L21
Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., De Grandi, S., et al., 2000, ApJ, 534, L7
Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., Orlandini, M., et al., 2001, ApJ, 552, L97
Fusco-Femiano, R., Landi, R., & Orlandini, M., 2007, ApJ, 654, 9
Gabici, S., & Blasi, P., 2003, ApJ, 583, 695
Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A. et al., 2003, ApJ, 597, 210
Giacintucci, S., Venturi, T., Brunetti, G., et al., 2005, A&A, 440, 867
Giacintucci, S., Venturi, T., Bardelli, S., et al., 2006, New Astron., 11, 437
Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, T., Kim, K.-T., & Kronberg, P.P., 1993, ApJ, 406, 399
Giovannini, G., Tordi, M., & Feretti, L., 1999, New Astron., 4, 141
Giovannini, G., & Feretti, L., 2000, New Astron., 5, 335
Giovannini, G., & Feretti, L., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia, & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 197
Girardi, M., & Biviano, A., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 39
Gitti, M., Brunetti, G., & Setti, G., 2002, A&A, 386, 456
Gitti, M., Brunetti, G., Feretti, L., & Setti, G., 2004, A&A, 417, 1
Gitti, M., Ferrari, C., Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S., 2007a, A&A, 470, L25
Gitti, M., Piffaretti, R., & Schindler, S., 2007b, A&A, 472, 383
Goldshmidt, O., & Rephaeli, Y., 1993, ApJ, 411, 518
Gómez, P.L., Loken, C., Röttiger, K., & Burns, J.O., 2002, ApJ, 569, 122
Govoni, F., Taylor, G.B., Dallacasa, D., et al., 2001a, A&A, 369, 441
Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., et al., 2001b, A&A, 376, 803
Govoni, F., Enßlin, T.A., Feretti, L., & Giovannini, G., 2001c, A&A, 379, 807
Govoni, F., & Feretti, L., 2004, Internl. J. Modern Phys. D, 13, 1549
Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al., 2005, A&A, 430, L5

Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al., 2006, A&A, 460, 425
Guidetti, D., Murgia, M., Govoni, F., et al., 2007, A&A, in press, arXiv:0709.2652
Hoeft, M., & Brüggen, M., 2007, MNRAS, 375, 77
Jaffe, W.J., 1977, ApJ, 212, 1
Johnston-Hollitt, M., Clay, R.W., Ekers, R.D., Wieringa, M.H., & Hunstead, R.W., 2002, in "The Universe at low radio frequencies", Pramesh Rao, G. Swarup & Gopal-Krishna (eds.), IAU Symp., 199, 157
Johnston-Hollitt, M., 2004, in "The riddle of cooling flows in galaxies and clusters of galaxies", T. Reiprich, J. Kempner & N. Soker (eds.), published electronically at http://www.astro.virginia.edu/coolflow/
Jones, C., & Forman, W., 1999, ApJ, 511, 65
Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., et al., 2006, A&A, 447, 827
Kassim, N.E., Clarke, T.E., Enßlin, T.A., Cohen, A.S., & Neumann, D.M., 2001, ApJ, 559, 785
Kempner, J.C., & Sarazin, C.L., 2001, ApJ, 548, 639
Kempner, J.C., Blanton, E.L., Clarke, T.E., et al., 2004, in "The riddle of cooling flows in galaxies and clusters of galaxies", T. Reiprich, J. Kempner & N. Soker (eds.), published electronically at http://www.astro.virginia.edu/coolflow/
Kempner, J.C., & David, L.P., 2004, MNRAS, 349, 385
Kim, K.T., Kronberg, P.P., Dewdney, P.E., & Landecker, T.L., 1990, ApJ, 355, 29
Kim, K.T., Tribble, P.C., & Kronberg, P.P, 1991, ApJ, 379, 80
Large, M.I., Mathewson, D.S., & Haslam, C.G., 1959, Nature, 183, 1663
Lawler, J.M., & Dennison, B., 1982, ApJ, 252, 81
Liang, H., Hunstead, R.W., Birkinshaw, M., & Andreani, P., 2000, ApJ, 544, 686
Longair, M.S., 1981, High energy astrophysics (Cambridge Univ. Press)
Markevitch, M., Sarazin, C.L., & Vikhlinin, A., 1999, ApJ, 521, 526
Markevitch, M., Ponman, T.J., Nulsen P.E.J., et al., 2000, ApJ, 541, 542
Markevitch, M., & Vikhlinin, A., 2001, ApJ, 563, 95
Markevitch, M., Govoni, F., Brunetti, G., & Jerius, D., 2005, ApJ, 627, 733
Markevitch, M., & Vikhlinin, A., 2007, Phys. Rep., 443, 1
Maurogordato, S., Cappi, A., Ferrari, C., et al., 2007, Astron. Astrophys., in press (astro-ph/0712.2715)
McNamara, B.R., Bîrzan, L., Rafferty, D.A., et al., 2007, in "Extragalactic jets: theory and observation from radio to gamma ray", T.A. Rector & D.S. De Young (eds.), ASP Conference Series, in press (astro-ph/0708.0579)
Meisenheimer, K., Roser, H.-J., Hiltner, P.R., et al., 1989, A&A, 219, 63
Miniati, F., 2003, MNRAS, 342, 1009
Mohr, J., Geller, M.J., & Wegner, G., 1996, AJ, 112, 1816
Mulchaey, J.S., Davis, D.S., Mushotzky, R.F., & Burstein, D., 1996, ApJ, 456, 80
Murgia M., Govoni F., Feretti L., et al., 2004, A&A, 424, 429
Murgia, M., Parma, P., de Ruiter, H.R., et al., 2005, in "X-ray and radio connections", L.O. Sjouwerman & K.K Dyer (eds.), published electronically by NRAO, http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio
Nakazawa, K., Makishima, K., & Fukazawa, Y., 2007, PASJ, 59, 167
Neumann, D.M., & Arnaud, M., 1999, A&A, 348, 711
Neumann, D.M., & Arnaud, M., 2001, A&A, 373, L33
Newman, W.I., Newman, A.I., & Rephaeli, Y., 2002, ApJ, 575, 755
Orrù, E., Murgia, M., Feretti, L., et al., 2007, A&A, 467, 943
Pacholczyk, A.G., 1970, Radio astrophysics, (Freeman Eds.)

Paerels, F., Kaastra, J., Ohashi, T., et al., 2008, SSR, in press
Parma, P., Murgia, M., de Ruiter, et al., 2007, A&A, 470, 875
Perley R.A., & Taylor G.B., 1991, AJ, 101, 1623
Petrosian, V., 2001, ApJ, 557, 560
Petrosian, V., 2003, ASP Conf. Series, 301, 337
Petrosian, V., Rephaeli, Y., & Bykov, A.M., 2008, SSR, in press
Pfrommer, C., & Enßlin, T., 2004, A&A, 413, 17
Poggianti, B.M., Smail, I., Dressler, A., et al., 2004, ApJ, 601, 197
Rephaeli, Y., 1977, ApJ, 212, 608
Rephaeli, Y., 1979, ApJ, 227, 364
Rephaeli, Y., Gruber, D., & Blanco, P., 1999, ApJ, 511, 21
Rephaeli, Y., & Gruber, D., 2003, ApJ, 595, 137
Rephaeli, Y., Gruber, D., & Arieli, Y., 2006, ApJ, 649, 673
Rephaeli, Y., Nevalainen, J., Ohashi, T., & Bykov, A.M., 2008, SSR, in press
Rizza, E., Loken, C., Bliton, M., Roettiger, K., & Burns, J. O., 2000, AJ, 119, 21
Röttgering, H.J.A., Wieringa, M.H., Hunstead, R.W., & Ekers, R.D., 1997, MNRAS, 290, 577
Röttgering, H.J.A., 2003, New Astron. Rev., 47, 405
Rudnick, L., Blundell, K.M., 2003a, in "The riddle of cooling flows in galaxies and clusters of galaxies", T. Reiprich, J. Kempner & N. Soker (eds.), available electronically at http://www.astro.virginia.edu/coolflow/proc.php
Rudnick, L., & Blundell, K.M., 2003b, ApJ, 588, 143
Sarazin, C.L., & Kempner, J.C., 2000, ApJ, 533, 73
Sarazin, C.L., 2005, in "X-ray and radio connections", L.O. Sjouwerman & K.K Dyer (eds.), published electronically by NRAO, http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio
Sauvageot, J.-L., Belsole, E., & Pratt, G.W., 2005, A&A, 444, 673
Schindler, S., 2002, in "Merging processes in galaxy clusters", L. Feretti, I.M. Gioia & G. Giovannini (eds.), Astrophys. Sp. Sc. Lib. (Kluwer), 272, 229
Schuecker, P., & Böhringer, H., 1999, in "Diffuse thermal and relativistic plasma in galaxy clusters", H. Böhringer, L. Feretti & P. Schuecker (eds.), MPE Report, 271, 43
Sijbring, D., 1993, "A radio continuum and H I line study of the Perseus cluster", PhD Thesis, Groningen
Slee, O.B., Roy, A.L., Murgia, M., Andernach, H., & Ehle, M., 2001, AJ, 122, 1172
Subrahmanyan, R., Beasley, A.J., Goss, W.M., Golap, K., & Hunstead, R.W., 2003, AJ, 125, 1095
Sunyaev, R.A., & Zel'dovich, Y.B., 1972, Comments on Astrophys. Space Phys., 4, 173
Taylor, G.B., & Perley R.A., 1993, ApJ, 416, 554
Taylor, G.B., Govoni, F., Allen, S.W., & Fabian, A.C., 2001, MNRAS, 326, 2
Taylor, G.B., Fabian, A.C., & Allen, S.W., 2002, MNRAS, 334, 769
Taylor, G.B., Fabian, A.C., Gentile, G., et al., 2007, MNRAS, 382, 67
Thierbach, M., Klein, U., & Wielebinski, R., 2003, A&A, 397, 53
Völk, H., Aharonian, F.A., & Breitschwerdt, D., 1996, Space Sci. Rev., 75, 279
Völk, H., & Atoyan, A.M., 1999, Astrop. Phys., 11, 73
Vallée, J.P., MacLeod, M.J., & Broten, N.W., 1986, A&A, 156, 386
Vogt, C., & Enßlin, T.A., 2003, A&A, 412, 373
Vogt, C., & Enßlin, T.A., 2005, A&A, 434, 67
Venturi, T., Giacintucci, S., Brunetti, G., et al., 2007, A&A, 463, 937
Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S.S., 2001, ApJ, 549, L47
Willson, M.A.G., 1970, MNRAS, 151, 1

A&A 514, A76 (2010)
DOI: 10.1051/0004-6361/201014126
© ESO 2010

Astronomy & Astrophysics

GMRT observations of the Ophiuchus galaxy cluster

M. Murgia[1], D. Eckert[2], F. Govoni[1], C. Ferrari[3], M. Pandey-Pommier[4], J. Nevalainen[5], and S. Paltani[6]

[1] INAF - Osservatorio Astronomico di Cagliari, Poggio dei Pini, Strada 54, 09012 Capoterra (CA), Italy
e-mail: m.murgia@ira.inaf.it
[2] INAF - IASF-Milano, via Bassini 15, 20133 Milano, Italy
[3] UNS, CNRS UMR 6202 Cassiopée, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice, France
[4] CRAL - Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André, 69230 Saint-Genis-Laval, France
[5] Department of Physics, PO Box 48, 00014 University of Helsinki, Finland
[6] ISDC, Université de Genève, 16, Ch. d'Ecogia, 1290 Versoix, Switzerland

Received 25 January 2010 / Accepted 10 February 2010

ABSTRACT

Aims. Observations with the Very Large Array telescope at 1477 MHz revealed the presence of a radio mini-halo surrounding the faint central point-like radio source in the Ophiuchus cluster of galaxies. In this work we present a study of the radio emission from this cluster of galaxies at lower radio frequencies.
Methods. We observed the Ophiuchus cluster at 153, 240, and 614 MHz with the Giant Metrewave Radio Telescope.
Results. The mini-halo is clearly detected at 153 and 240 MHz, the frequencies at which we reached the best sensitivity to the low-surface brightness diffuse emission, while it is not detected at 610 MHz because of the too low signal-to-noise ratio at this frequency. The most prominent feature at low frequencies is a patch of diffuse steep spectrum emission located at about 5′ south-east from the cluster centre. By combining these images with that at 1477 MHz, we derived the spectral index of the mini-halo. Globally, the mini-halo has a low-frequency spectral index of $\alpha_{240}^{153} \simeq 1.4 \pm 0.3$ and an high-frequency spectral index of $\alpha_{1477}^{240} \simeq 1.60 \pm 0.05$. Moreover, we measure a systematic increase of the high-frequency spectral index with radius: the azimuthal radial average of α_{1477}^{240} increases from about 1.3, at the cluster centre, up to about 2.0 in the mini-halo outskirts.
Conclusions. The observed radio spectral index agrees with that obtained by modelling the non-thermal hard X-ray emission in this cluster of galaxies. We assume that the X-ray component arises from inverse-Compton scattering between the photons of the cosmic microwave background and a population of non-thermal electrons, which are isotropically distributed and whose energy spectrum is a power law with an index p. We derive that the electrons energy spectrum should extend from a minimum Lorentz factor of $\gamma_{\rm min} \lesssim 700$ up to a maximum Lorentz factor of $\gamma_{\rm max} \simeq 3.8 \times 10^4$ with an index $p = 3.8 \pm 0.4$. The volume-averaged strength for a completely disordered intra-cluster magnetic field is $B_{\rm V} \simeq 0.3 \pm 0.1\ \mu$G.

Key words. galaxies: clusters: individual: Ophiuchus – radio continuum: galaxies

1. Introduction

Galaxy clusters, the largest gravitationally bound structures in the Universe, are still forming at the present epoch by a merging of nearly equal-mass systems or accretion of groups and field galaxies. They are excellent laboratories to study the baryonic cosmic fraction as well as the interplay between baryonic and dark matter in the formation and evolution process of large scale structures (e.g. Arnaud et al. 2009; Kravtsov et al. 2009). In the last twenty years important progress has been made in the study of galaxy clusters, of the thermal intra-cluster medium (ICM) and of their interaction (e.g. Boselli & Gavazzi 2006; Markevitch & Vikhlinin 2007). Much less is known though about the physical properties and the origin of a non-thermal intra-cluster component (relativistic electrons with energies of ≃10 GeV spiralling in magnetic fields of few μGauss) that was discovered and studied mostly through deep radio observations (see e.g. Ferrari et al. 2008, and references therein). However, it is now clear that the impact of the non-thermal component in the physics and thermo-dynamical evolution of galaxy clusters cannot be neglected anymore (e.g. Dursi & Pfrommer 2008; Parrish et al. 2009).

Intra-cluster relativistic electrons radiate through synchrotron emission in the radio domain, but also through inverse Compton scattering of cosmic microwave background (CMB) photons in the hard X-ray (HXR) band. The diffuse non-thermal component is now well detected at radio wavelengths in about 30 clusters (Giovannini et al. 2009). Only a few X-ray satellites allowed possible but controversial detection of a hard tail in the X-ray spectrum of about ten clusters (see e.g. Fusco-Femiano et al. 2003; Nevalainen et al. 2004; Rephaeli et al. 2008). Very recent results either agree with an HXR non-thermal detection (e.g. Eckert et al. 2008) or suggest a possible thermal origin of the detected HXR emission (e.g. Kawano et al. 2009).

The Ophiuchus cluster ($z = 0.028$, Johnston et al. 1981) is one of the brightest clusters of galaxies in the X-ray band. It is an extremely interesting target for non-thermal cluster studies, because it shows evidence of both radio and possibly HXR emission (Eckert et al. 2008; Govoni et al. 2009; Murgia et al. 2009; Nevalainen et al. 2009). The dynamical state of the Ophiuchus cluster has been strongly debated in the last years. A recent *Chandra* study (Million et al. 2009) shows evidence of a recent merger event in the central region of the cluster of 8×8 arcmin^2 (but see also Fujita et al. 2008, for an opposite conclusion based on *Suzaku* data). In addition several clusters and groups of galaxies have been detected within a distance of 8° from the cluster centre, indicating that Ophiuchus is in a supercluster environment (Wakamatsu et al. 2005).

A&A 514, A76 (2010)

Table 1. Details of the GMRT observations.

Frequency (MHz)	Sideband (LSB, USB)	Bandwidth/sideband (MHz)	Polarization	Observation time (h)	Date	Beam (arcsec)	rms (mJy/beam)
153	BOTH, BOTH	8	LL/RR, LL/RR	5.2+4.7	2008 Aug. 21, 22	31.1×22.6	5
240	BOTH, USB	8	LL/RR, LL	4.6+4.3	2008 Aug. 23, 28	18.7×15.9	1.1
614	BOTH	16	RR	4.3	2008 Aug. 28	7.0×7.0	0.25

By analysing Very Large Array (VLA) data of Ophiuchus at 1477 MHz, Govoni et al. (2009) recently detected a radio mini-halo surrounding the faint central point-like radio source. Radio mini-halos are diffuse steep-spectrum ($\alpha > 1; S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) sources, permeating the central regions of relaxed, cool-core galaxy clusters. They usually surround a radio galaxy. These diffuse radio sources are extended on a moderate scale (typically $\simeq$500 kpc) and, in common with large-scale halos observed in merging clusters of galaxies, have a steep spectrum and a very low surface brightness. As a consequence of their relatively small angular size and possibly strong radio emission of the central radio galaxy, radio mini-halos are very elusive sources, and our current observational knowledge of mini-halos is limited to only a handful of well-studied clusters.

Based on current observational and theoretical analyses, radio emission from mini-halos would be due to a population of relativistic electrons ejected by the central AGN and re-accelerated by MHD turbulence, whose energy is, in turn, supplied by the cluster cooling-core (Gitti et al. 2004). Recent analysis of the most X-ray luminous cluster (RX J1347-1145) suggests that additional energy for electron re-acceleration in mini-halos might be provided by sub-cluster mergers that have not been able to destroy the central cluster cooling-core (Gitti et al. 2007). Ophiuchus is the second known cluster showing a radio mini-halo, and also a cool-core that has survived a possible recent merging event (Nevalainen et al. 2009; Million et al. 2009). Indeed, Burns et al. (2008) simulated the formation and evolution of galaxy clusters, and showed that cool-core clusters can accrete mass over time and grow slowly via hierarchical mergers; when late mergers occur, the cool-cores survive the collisions.

Eckert et al. (2008) measured a high confidence level (6.4σ) HXR excess in Ophiuchus through *INTEGRAL* observations. This emission may be of non-thermal origin, caused presumably by Compton scattering of cosmic microwave background radiation by the relativistic electrons responsible for the mini-halo emission (see e.g., Rephaeli et al. 2008; Petrosian et al. 2008, and references therein for reviews). Alternative explanations have also been put forward (Profumo 2008; Pérez-Torres et al. 2009; Colafrancesco & Marchegiani 2009). The HXR excess detection in Ophiuchus was recently confirmed by Nevalainen et al. (2009). In addition, their joint *INTEGRAL* and *XMM* analysis partly reconciled the previous discrepancy between the results by Eckert et al. (2008) and the upper limits on HXR flux obtained by Ajello et al. (2009) through Swift/BAT data.

Ophiuchus is thus one of the few clusters of galaxies in which the non-thermal component is revealed both in the radio and in the HXR bands. For this reason it is particularly interesting to investigate the radio spectrum of the mini-halo. By combining this information with the observed properties of the HXR emission it would be possible to derive important constraints on the energy spectrum of the synchrotron electrons. In particular, by assuming that the synchrotron emission and the HXR excess are co-spatial and produced by the same population of relativistic electrons, their comparison would allow the determination of the cluster magnetic field (Nevalainen et al. 2009).

In this work we present a study of the radio emission from the Ophiuchus cluster of galaxies at low radio frequencies. We observed the Ophiuchus cluster at 153, 240, and 614 MHz with the giant metrewave radio telescope (GMRT). Throughout this paper we assume a ΛCDM cosmology with $H_0 = 71\ \mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, $\Omega_\mathrm{m} = 0.27$, and $\Omega_\Lambda = 0.73$. At the distance of Ophiuchus ($z = 0.028$), $1''$ corresponds to 0.55 kpc.

2. GMRT observations

We observed the cluster of galaxies Ophiuchus using the GMRT at the frequencies of 153, 240, and 614 MHz (program OJ1712). The GMRT antennas were pointed at RA = $17^\mathrm{h}12^\mathrm{m}28^\mathrm{s}$ and Dec = $-23°22'06''$ (J2000). The visibilities were acquired in spectral line mode in order to reduce the bandwidth smearing effect and to facilitate the excision of narrow band radio frequency interferences (RFIs).

We summarize the details of the observations in Table 1, where we provide the frequency and total bandwidth, observation date, total time on source, beamwidth (*FWHM*) of the full array, and rms level (1σ) in the full resolution images. Calibration and imaging were performed with the NRAO astronomical image processing system (AIPS).

The Ophiuchus cluster has already been observed with the GMRT at 240 and 610 MHz by Pérez-Torres et al. (2009), who did not detect the diffuse mini-halo emission at the noise level of their images. The observations presented here, however, have on average an exposure time about a factor 4.5 longer and hence they permit us to go deeper in sensitivity.

2.1. 153 MHz

The observations were performed using a central frequency of 153 MHz and a bandwidth of 8 MHz for both the upper and lower sideband (USB and LSB). The data were collected in spectral line mode with 128 spectral channels of 62.5 kHz in width. The observations consist of two distinct runs of about 5.2 and 4.7 h on source, performed on 2008 Aug. 21 and 22, respectively. The flux density scale and the bandpass were calibrated for both runs with the primary calibrator 3C 286. An initial amplitude solution for the bandpass calibrators was first obtained for a central channel free of RFIs. This channel was then used as reference in task BPASS to derive a bandpass solution. The bandpass solution was visually inspected and the most obvious RFIs were carefully excised. This procedure was repeated several times until a refined bandpass solution was obtained. Task FLGIT was applied to the whole dataset and about 30% of the data were automatically removed because of the contamination from strong RFIs. We ran task SPLAT to apply the bandpass calibration and to reduce the number of channels from 128 to six channels of 1 MHz width each. We calibrated the final data set in both phase and amplitude. The phase calibration was completed with the secondary calibrators 1830–360 and 1833–210,

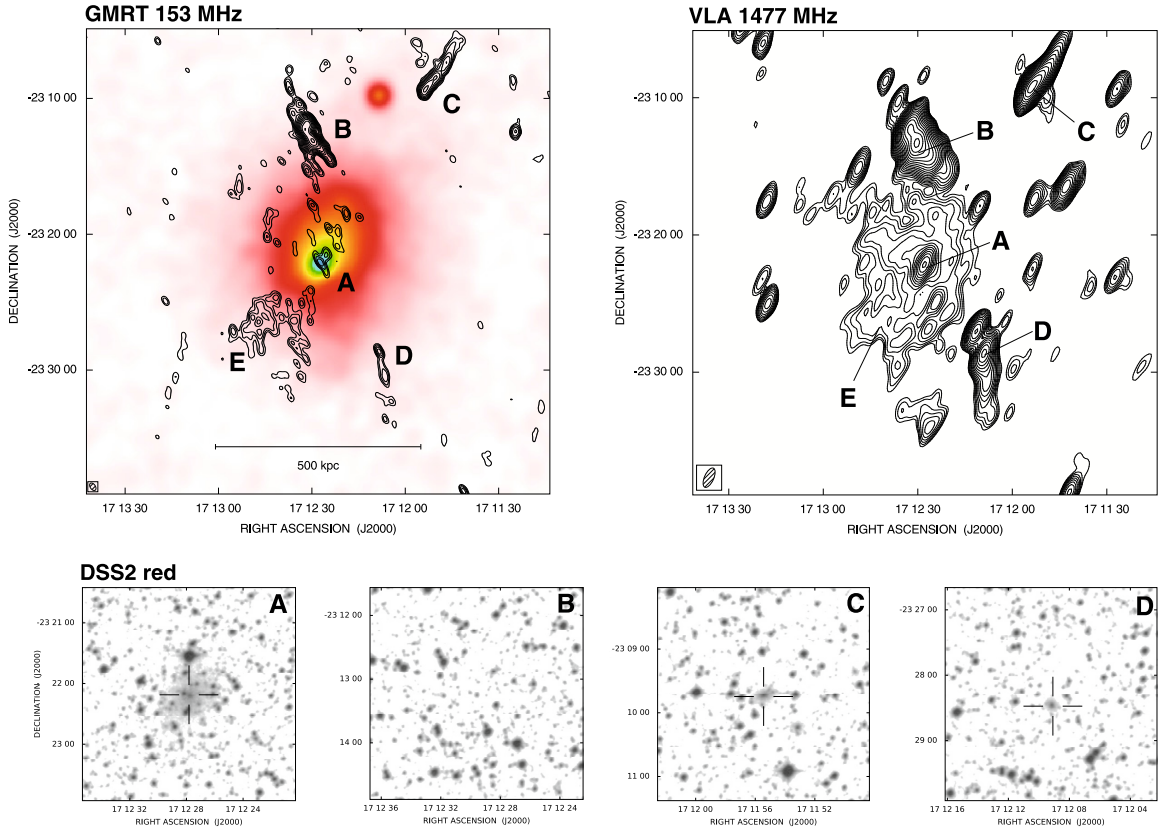


Fig. 1. *Top left*: GMRT radio iso-contours at 153 MHz at full resolution overlaid to the ROSAT PSPC X-ray image of the Ophiuchus galaxy cluster. The radio image has an *FWHM* beam of 37.1″ × 22.6″ with PA = 35.1° and a noise level of 5 mJy/beam (1σ). Contours start at 15 mJy/beam (3σ) and scale by a factor of $\sqrt{2}$. *Top right*: iso-contours at the frequency of 1477 from the VLA image by Govoni et al. (2009). The image as an *FWHM* beam of 91.4″ × 40.3″ with PA = −24.4°. Contours start at 0.3 mJy/beam (3σ) and increase by $\sqrt{2}$. *Bottom panels*: finding charts from DSS2 – red for sources A, B, C, and D. No obvious optical identification exists for radio source B.

observed at intervals of ∼30 min. Low-level residual RFIs were carefully removed from the six-channels dataset by visual inspection, and finally the Ophiuchus data were extracted with task SPLIT and imaged. Several cycles of self-calibration were applied to remove residual phase variations.

We ran task IMAGR in 3D mode over a mosaic of slightly overlapping fields to account for the non-coplanarity of the incoming wavefront within the large primary beam of ∼3°.

We first calibrated the 153 MHz observations from the two runs independently and then combined the two datasets with task DBCON, performing a final self-calibration run. In the left panel of Fig. 1 we present the radio image at 153 MHz resulting from the combination of the data sets from the two observing days. The radio image has a *FWHM* beam of 37.1″ × 22.6″ with PA = 35.1° and a noise level of 5 mJy/beam (1σ).

2.2. 240 MHz

The 240 MHz observations consist of two data sets of 4.6 and 4.3 h on source, taken on 2008 Aug. 23 and 28, respectively. The Aug. 23 observations were performed for both the LSB and the USB with a total bandwidth of 8 MHz splitted into 128 channels of 62.5 kHz in width. The Aug. 28 observations were performed for the USB with a total bandwidth of 8 MHz splitted into 64 channels of 125 kHz in width. The flux density scale was calibrated by the source 3C 286. The source 1830–360 was observed at intervals of ∼30 min and used as secondary phase and gain calibrator. The bandpass was calibrated using the sources 3C 286 and 1830–360. Task FLGIT was applied to the whole dataset, and about 26% of the data were eliminated because of RFIs. Both data sets were averaged in frequency to six channels of 1 MHz in width to reduce noise while still keeping the bandwidth smearing effect under control. We processed the two data sets separately applying several cycles of imaging and self-calibration. The datasets were then combined with task DBCON, and we performed a final self-calibration run. The contour levels of the full resolution 240 MHz image are shown in the central panel of Fig. 2. The radio image has a *FWHM* beam of 18.7″ × 15.9″ with PA = −25.7° and a noise level of 1.1 mJy/beam (1σ).

2.3. 614 MHz

The observations were performed on 2008 Aug. 28 for a total of 4.3 h on source. Data were recorded for both the USB and the LSB with a 16 MHz bandwidth splitted in 128 channels of 125 kHz in width. The central frequencies of the USB and LSB are 606 and 622 MHz, respectively. The flux density scale was

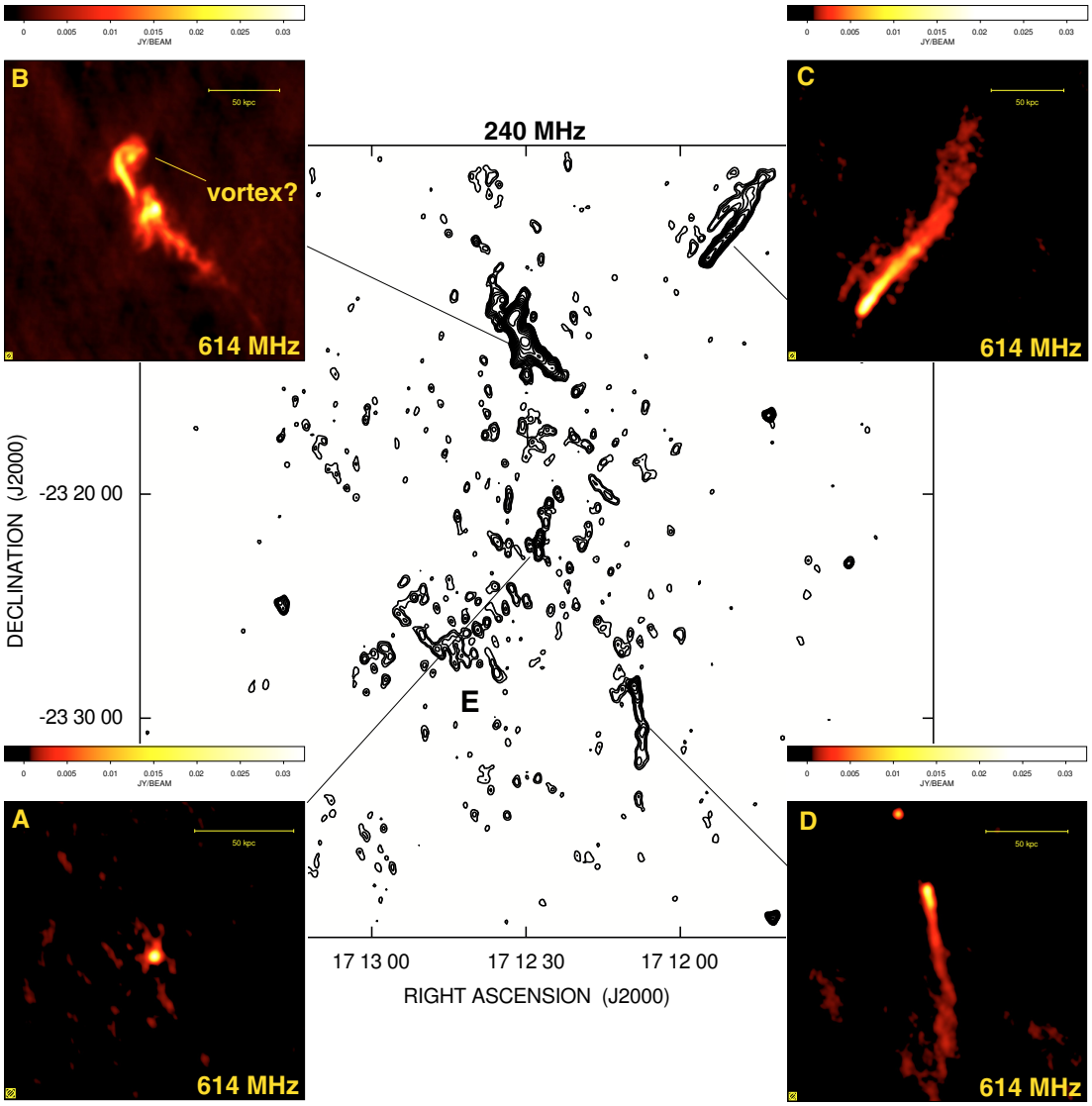


Fig. 2. *Central panel*: GMRT radio iso-contours at 240 MHz of the Ophiuchus galaxy cluster at full resolution. The radio image has a *FWHM* beam of 18.7″ × 15.9″ with PA = −25.7° and a noise level of 1.1 mJy/beam (1σ). Contours start at 3.3 mJy/beam (3σ) and scale by a factor of $\sqrt{2}$. The insets show the GMRT image at 614 MHz of sources A, B, C, and D. The 614 MHz has a *FWHM* beam of 7″ × 7″ and a noise level of 0.25 mJy/beam (1σ).

calibrated by using the source 3C 286. The phase 1830–360 was observed at intervals of ∼30 min. The bandpass was calibrated using the sources 3C 286 and 1830–360. In order to improve the signal to noise ratio, data were averaged in frequency by collapsing the bandwidth to six spectral channels of 2 MHz in width. The six-channels dataset was carefully inspected to excise the RFIs. Several cycles of imaging and self-calibration were applied to remove the residual phase variations.

The USB and the LSB were imaged separately and then averaged together to produce a final image at a frequency of 614 MHz with a *FWHM* beam of 7″ × 7″ and a noise level of 0.25 mJy/beam (1σ). Cut-outs of the 614 MHz image are shown in the insets of Fig. 2.

3. Results

We analyse the results of the GMRT observations with particular emphasis on the determination of the radio spectrum of the cluster discrete sources and of the mini-halo.

3.1. Optical and radio properties

The Ophiuchus cluster is one of the most luminous X-ray galaxy clusters in the local Universe, but its optical properties are not very well known because of its unfortunate line-of-sight. The cluster lies in projection at only about 10° from the Galactic Centre and hence it is highly obscured. Recently, Ophiuchus

was studied in the optical band by Wakamatsu et al. (2005), who derived spectroscopic redshifts for about 200 galaxies to within 5° from the cD galaxy at the centre of the cluster core. The velocity dispersion of the Ophiuchus cluster is found to be 1050 ± 50 km s^{-1}. Such a large velocity dispersion is consistent with its high X-ray luminosity. Moreover, several clusters and groups of galaxies are observed to within a distance of 8° from the cluster centre, indicating that the Ophiuchus concentration may be a supercluster comparable in richness to the Coma−A1367 system, as early suggested by Djorgovski et al. (1990).

In the top left panel Fig. 1, the overlay of the GMRT radio iso-contours at 153 MHz to the ROSAT PSPC X-ray image of the Ophiuchus galaxy cluster is shown. The X-ray image is in the 0.1−2.4 keV energy band and has been background subtracted, divided by the exposure image, and smoothed with a Gaussian kernel with $\sigma = 30''$.

The most relevant radio features we detected are labeled A through E. At the centre of the cluster we detected a faint point-source (labeled A), whose position is coincident with the peak of the X-ray emission. This is the same point source detected with the VLA at 1477 MHz by Govoni et al. (2009), see Fig. 1 top right panel. Radio source A is associated with the prominent cD galaxy, which lies at the centre of the cluster (Fig. 1, bottom left panel). Source A appears point-like at our resolution and sensitivity. The brightest radio source in the field is source B, which is located about 10′ north to the centre. Source B is an extended source with an angular size of $174'' \times 50''$, corresponding to a projected linear size of about 100×30 kpc (see top-left inset in Fig. 2). There is no obvious optical identification for this radio source, whose rather peculiar morphology makes its classification very uncertain. In fact, it lacks of any of the typical features observed in ordinary radio galaxies, like core, jets, or lobes. Source B is not a head-tail radio galaxy either. Rather, the source has an amorphous filamentary structure. The south-east part is characterized by several threads of radio emission emerging perpendicular to the source's major axis. The north-west part of the source is composed by a single filamentary feature whose tip bends backwards to form what resembles a vortex-like structure. Instead, sources C and D are the typical cluster tailed radio galaxies. Source C is about 300″ long (165 kpc) and is pointing north-east to south-west. Source D has a faint tail about 230″ long (127 kpc) pointing from south to north. The apparent difference in radial velocity between sources C and D and the Ophiuchus cluster is $\gtrsim$1000 km s^{-1}. We assume here a mean recession velocity of 9063 km s^{-1} for the central region of the Ophiuchus cluster (Wakamatsu et al. 2005) and that the two radio sources are associated to galaxies 2MASX J17115542-2309423 (cz = 8050 km s^{-1}) and 2MASX J17120908-2328263 (cz = 7469 km s^{-1}) (Hasegawa et al. 2000). These properties are further confirmed by the spectral ageing analysis presented in Sect. 3.3 and indicate that the ram-pressure model can easily explain the radio jet deflection. The two galaxies could have this high velocity with respect to the ICM either because they are individually infalling towards the cluster centre or because they are part of merging sub-clusters. The merger-induced bulk motion of the galaxies in the ICM would then be responsible for bending the radio jets. The latter scenario would agree with the results by Bliton et al. (1998), who derived that narrow-angle tailed radio galaxies are preferentially found in dynamically complex clusters.

Finally, we detected an extended patch of diffuse emission at about 5′ south-west from the cluster centre. This feature, labelled E in Fig. 1, is the only part of the mini-halo visible in the 153 MHz GMRT image at full resolution. This patch is also present in the 240 MHz image at full resolution shown in Fig. 2, where few other "fragments" of the mini-halo can be observed all around the cluster centre. At 614 MHz the diffuse emission of the mini-halo is too faint to be detected at full resolution.

The VLA image at 1477 MHz shown in the top-right panel of Fig. 1 has a very good sensitivity to the extended emission. Given the noise level of about 0.1 mJy and the relatively high resolution of $91'' \times 40''$ provided by the VLA in D configuration, the 3σ sensitivity level on the mini-halo diffuse emission is of 0.07 μJy/arcsec^2. For comparison, the sensitivities of the full resolution GMRT images are of 15.8, 8.9, and 13.5 μJy/arcsec^2 at 153, 240, and 614 MHz. It should be considered that the observed surface brightness at 1477 MHz of the mini-halo is at best $\lesssim$0.5 μJy/arcsec^2 and hence the minimum spectral index required to detect the mini-halo at 153 and 240 MHz is $\alpha > 1.5$. The detection turns out to be prohibitive at 614 MHz because the required mini-halo spectral index should be as high as $\alpha > 3.8$.

Thus to improve the signal to noise ratio of the GMRT data, we realized a set of images with natural weighting (ROBUST = 5 in IMAGR) and by tapering the longest baselines in order to smooth the angular resolution to $92'' \times 92''$. This is the resolution adopted in the VLA study of the mini-halo at 1477 MHz by Murgia et al. (2009). The radio iso-contours of these images are presented in Fig. 3. The degradation of the resolution of the images results in an improved sensitivity to the diffuse emission. At $92'' \times 92''$ resolution, the 3σ sensitivities of the GMRT images are of 5.6, 3.1, and 1.6 μJy/arcsec^2 respectively at 153, 240, and 614 MHz.

The mini-halo is clearly detected at 153 and 240 MHz, the frequencies at which we reached the best sensitivity to the low-surface brightness diffuse emission, while it is too faint to be detected at 614 MHz even at the $92'' \times 92''$ resolution. The most prominent feature of the mini-halo at low frequencies is still the patch E, which is marginally visible also in the VLSS at 74 MHz. However, the higher signal-to-noise ratio achieved in the 153 and 240 MHz images at low-resolution reveals a bridge of diffuse radio emission, which is aligned along the cluster major axis and connects patch E, the central source A, and the amorphous source B.

3.2. Integrated radio spectra of discrete sources

Determining the radio spectra of the discrete sources is important to understand their nature and, possibly, their connection with the mini-halo. We analysed the integrated radio spectra of sources A, B, C, and D by complementing the GMRT measurements at 153, 240 and 614 MHz with the flux densities available in literature. In particular, we made use of the VLSS at 74 MHz, the WISH survey at 325 MHz, the NVSS at 1400 MHz and the VLA 1477 MHz image by Govoni et al. (2009). The flux density of source A at the different frequencies has been determined by using AIPS task JMFIT. Since sources B, C, and D are extended, we determined the flux density by integrating their radio brightness down to the 3σ isophote. All the VLSS flux densities at 74 MHz reported in this work have been corrected for the clean bias, following the prescription of Cohen et al. (2007). The integrated spectra are reported in Table 2. The flux density uncertainties include a 5% absolute calibration error.

In Fig. 4 we present the plots of the integrated radio spectra along with a power law fit to the data. Overall, the GMRT measurements agree both with the fit and with the adjacent data points taken from the literature, thus providing a positive check of the flux density scale in our images.

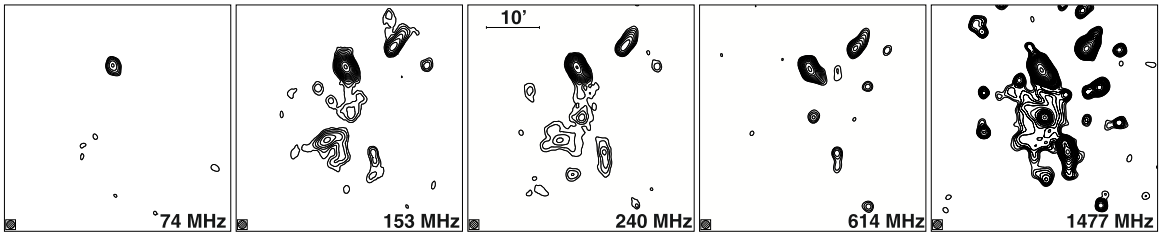


Fig. 3. Radio images of the Ophiuchus cluster of galaxies at $92'' \times 92''$ *FWHM* beam resolution. Contours start at 3σ level and scale by a factor of $\sqrt{2}$. *Left to right*: 74 MHz (VLSS; σ = 280 mJy/beam), 153 MHz (GMRT; σ = 18 mJy/beam), 240 MHz (GMRT; σ = 10 mJy/beam), 614 MHz (GMRT; σ = 5.5 mJy/beam), 1477 MHz (VLA; σ = 0.16 mJy/beam).

Table 2. Integrated spectra for cluster discrete sources.

Source	ν MHz	Flux density mJy	Reference
Central Source - A	74	<840	e
	153	100 ± 11	a
	240	85 ± 4	a
	352	74 ± 8	b
	614	43 ± 2	a
	1400	31 ± 2	c
	1477	29 ± 2	d
Amorphous source - B	74	11 330 ± 570	e
	153	6380 ± 320	a
	240	3700 ± 190	a
	352	2610 ± 130	b
	614	1420 ± 70	a
	1400	632 ± 32	c
	1477	574 ± 29	d
North NAT source - C	74	<3000	e
	153	1150 ± 60	a
	240	800 ± 40	a
	352	636 ± 32	b
	614	497 ± 24	a
	1400	343 ± 17	c
	1477	326 ± 16	d
South NAT source - D	74	<2400	e
	153	220 ± 20	a
	240	180 ± 11	a
	352	130 ± 12	b
	614	106 ± 6	a
	1400	72 ± 4	c
	1477	66 ± 3	d

References. [(a)] GMRT, this work; [(b)] WISH survey, De Breuck et al. (2002); [(c)] NVSS, Condon et al. (1998); [(d)] VLA, Govoni et al. (2009); [(e)] VLSS, Cohen et al. (2007).

Source A is a compact source with a steep spectrum. The spectral index of the central source in the considered frequency window is $\alpha \simeq 0.6$, a typical value for radio sources.

The amorphous source B presents a power law radio spectrum with a spectral index of about $\alpha = 1.01 \pm 0.03$. This is a quite usual value for active radio galaxies, which makes the interpretation of this object even more puzzling. Indeed, although the distorted morphology of this radio source recalls that of extreme relic sources in clusters of galaxies (see e.g. Slee et al. 2001), on the basis of its radio spectrum it cannot be classified as an ultra-steep spectrum source. A 5 GHz archive VLA image (not shown) suggests a very weak point-like source but without kpc-scale jets. Indeed, it is not clear which mechanism is powering the relativistic electrons in this extended radio source. One possibility could be that source B is a relic radio source revived by the adiabatic compression caused by a shock wave or a bulk gas motion propagating thought the ICM (Enßlin & Gopal-Krishna 2001). However, no particular X-ray feature is visible in coincidence of the radio source neither in the *ROSAT* nor in the *XMM-Newton* images and hence the origin of this peculiar radio source as well as its possible relation with the mini-halo remain, at the moment, unclear.

Finally, the tailed sources C and D have similar integrated spectra that are well described by a power law with the index $\alpha \simeq 0.5$.

3.3. Spectral ageing analysis of sources C and D

Sources C and D can be classified as narrow-angle-tails (NATs). This morphology is indicative of a strong relative velocity between the host galaxy and the ICM. The ram pressure exerted by the external gas bends the radio jets that merge together forming the characteristic tail of radio plasma. The relativistic electrons at the end of the tail must have been deposited first and hence their radio spectrum should be steeper because they suffered greater energy losses.

In Fig. 5 we present the spectral index profile between 153 MHz (GMRT) and 1400 MHz (NVSS) as a function of distance from the host galaxy for sources C and D. Both the GMRT and the NVSS images were convolved to the same resolution of $45'' \times 45''$ and re-gridded to a common pixel size to ensure a proper comparison.

For both sources, the spectral index increases systematically with the increasing distance from the host galaxy, a typical behaviour observed in many NATs. The spectral steepening can be interpreted in terms of radiative losses of the relativistic electrons. In particular, we assumed that the radio spectrum is described by a JP model (Jaffe & Perola 1972), characterized by a low-frequency zero-age power law with an index $\alpha_{\rm inj}$ and an exponential cut-off beyond a high-frequency break, $\nu_{\rm b}$. The break frequency is related to the radiative age of the relativistic electron, $t_{\rm rad}$, and to the source's magnetic field, B, through

$$t_{\rm rad} = 1590 \frac{B^{0.5}}{(B^2 + B^2_{\rm CMB})\sqrt{(1+z)\nu_b}} \ ({\rm Myr}), \qquad (1)$$

where the magnetic field is in μG and the break frequency in GHz, while $B_{\rm CMB} = 3.25(1+z)^2\,\mu$G is a virtual magnetic field whose energy density equals that of the CMB and accounts for the inverse Compton losses (see also Sect. 4.2).

Following Parma et al. (1999), we assumed that the radio plasma in the tail separates from the host galaxy at a constant speed. In this case, the break frequency scales $\nu_{\rm b} \propto 1/d^2$, where

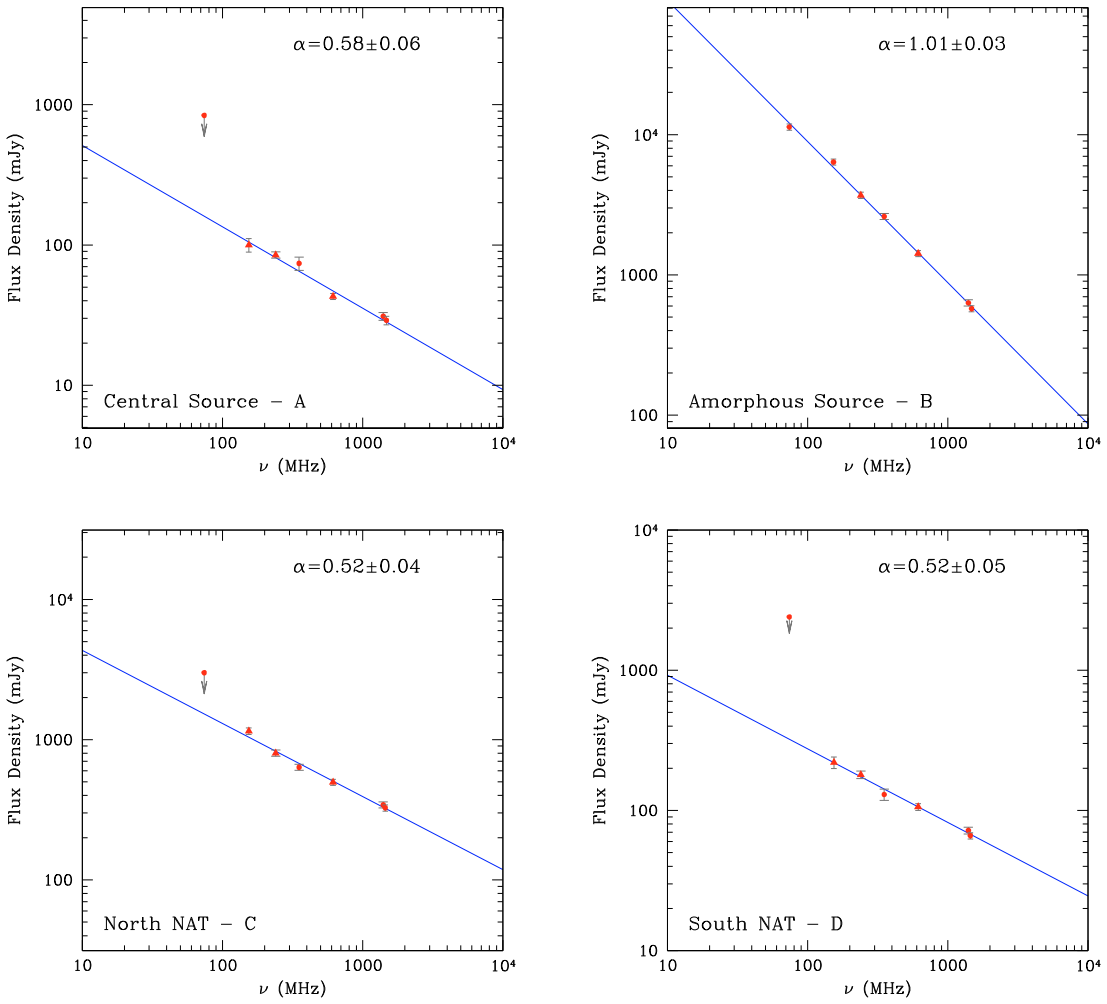


Fig. 4. Integrated radio spectra for the central source A (*top-left*), for the amorphous source B (*top-right*), and for the two tailed sources C and D (*bottom panels*). The triangles represent the GMRT flux density measurement from this work, while the dots are the data taken from the literature. The lines represent the best fit of a power law with index α.

d is the distance along the tail. Given this trend for ν_b, we computed the expected spectral index on the basis of the JP model as a function of the distance d. Close to the host galaxy ($d \to 0$) the break frequency $\nu_b \to \infty$; the radio spectrum is a power law with the index α_{inj}. At an increasing distance from the host galaxy, ν_b shifts to a low frequency and the radio spectrum steepens. By fitting the observed spectral index profile, we derived the injection spectral index and the lowest value for the break frequency. For source C we found $\alpha_{inj} \simeq 0.42 \pm 0.03$ and a minimum break frequency of $\nu_b \simeq 800 \pm 170$ MHz at a distance of 120 kpc from the host galaxy. By using standard formulas (e.g. Pacholczyk 1970), we estimated the minimum energy magnetic field, B_{min}, of the tail by integrating the radio luminosity from 100 MHz to 10 GHz and by assuming a ratio between the energy density of relativistic protons to that of the electrons of $k = 1$. For source C we obtained $B_{min} \simeq 6.7$ μG and, on the basis of Eq. (1), we calculated a radiative age of $t_{rad} = 80 \pm 10$ Myr. The corresponding advancing speed of the tail is $v \gtrsim 1460 \pm 160$ km s^{-1}, in agreement with the dispersion velocity of galaxies in the Ophiuchus cluster.

Source D is fainter than source C, and thus the uncertainties on the best-fit parameters are larger. However, we found $\alpha_{inj} \simeq 0.5 \pm 0.3$ and a lowest break frequency of $\nu_b \simeq 400 \pm 200$ MHz at a distance of about 40 kpc from the host galaxy. We calculated for the radio source a minimum energy magnetic field of $B_{min} \simeq 8.4$ μG, and we estimated a radiative age of $t_{rad} = 87 \pm 26$ Myr, which corresponds to an advancing speed for the tail of $v \gtrsim 450 \pm 120$ km s^{-1}, i.e. smaller than that of source C.

It is worth noting that the estimated advancing velocities should be regarded as lower limits if the tail's length has been significantly shortened by projection effects.

3.4. The mini-halo spectral index image

The main goal of this work is to constrain the spectral index of the mini-halo in the Ophiuchus cluster. This is a particularly

A&A 514, A76 (2010)

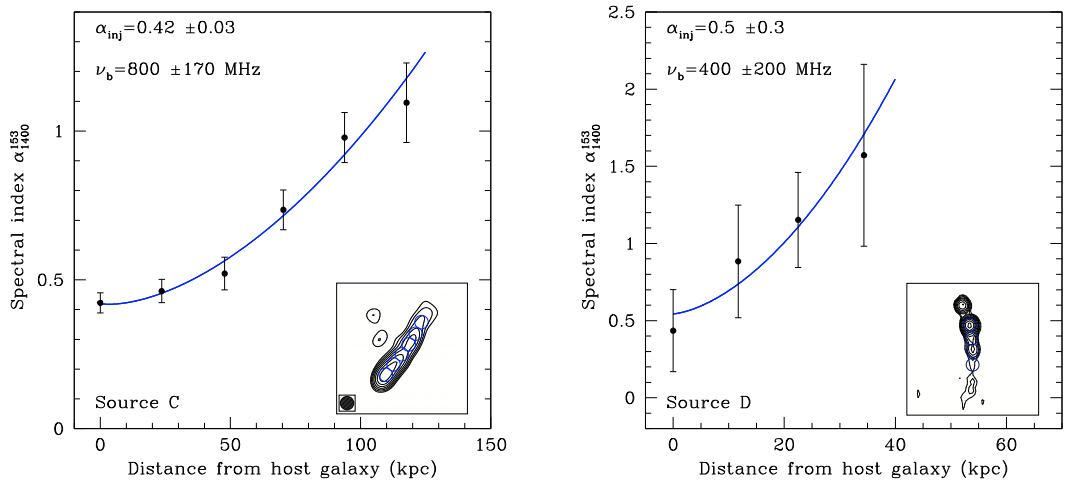


Fig. 5. Spectral index profile between 153 and 1400 MHz along the tail for radio sources C (*left panel*) and D (*right panel*). Data points have been sampled in circular boxes of one beam-width, as shown in the inset. The line is the expected spectral index trend for the case of constant advance speed.

hard task because the mini-halo is very faint and extended. The best compromise between sensitivity and resolution is obtained in the 240 MHz image at a $92'' \times 92''$ resolution. In the top-left panel of Fig. 6 we present the spectral index image between 240 and 1477 MHz with the 240 MHz radio iso-contours overlaid. The spectral index image is calculated only from those pixels whose brightness is above the 3σ level at both frequencies. The overall radio spectrum of the mini-halo is steep. The spectral index ranges from about $\alpha \simeq 1.5$, close to the cluster centre, up to about $\alpha \simeq 2.0$ in correspondence of patch E. In the top-right panel of Fig. 6 we show the spectral index uncertainty, which is in the range from 0.05 to 0.2.

The bottom panels of Fig. 6 show the radio spectrum of the mini-halo at four different sample positions. In addition to the GMRT data, the spectra also include the measurements obtained from the VLSS at 74 MHz and the VLA at 1477 MHz. All the images considered were re-gridded to a common geometry and convolved at the same angular resolution of $92'' \times 92''$. The radio spectra between 74 and 1477 MHz indicate no deviation from a power law model, although this could be due to the comparatively small frequency range considered.

Patch E is also detected at 74 MHz in the VLSS and has a spectral index of $\alpha \simeq 2.04 \pm 0.09$ (see Fig. 6, bottom-left spectrum). Patch E appears as an isolated feature at a comparatively large distance from the centre of the cluster. It is important to stress again though that the VLA image at 1477 MHz has a much higher dynamic range compared to the GMRT image at 240 MHz. Indeed, there are regions of the mini-halo that are clearly detected at 1477 MHz but are not represented in Fig. 6 simply because their spectrum is not steep enough.

3.5. Azimuthally averaged radial profile of the mini-halo emission

The GMRT images at 153 and 240 MHz at $92'' \times 92''$ resolution have enough sensitivity to allow us the analysis of the azimuthally averaged radial profiles of the mini-halo emission. The surface brightness of mini-halos in clusters of galaxies decreases with increasing distance from the cluster centre, eventually falling below the noise level of the radio images. Although deviations of the diffuse emission from spherical symmetry are often observed, the azimuthally averaged radial profiles are indeed quite smooth and regular. We derived the azimuthally averaged brightness of the Ophiuchus mini-halo at 153 and 240 MHz and compare the result with the finding obtained with the VLA at 1477 MHz by Murgia et al. (2009).

In the top panel of Fig. 7 we show the azimuthally averaged radio halo brightness profiles obtained from the 153, 240 and 1477 MHz images at $92''$ resolution. Each data point represents the average brightness in concentric annuli of half beam width centred on the X-ray peak. Discrete sources were masked out and excluded from the statistics. We considered only data points whose observed brightness was five times above the error on the radial average. Following Murgia et al. (2009), in order to carefully separate the contribution of the mini-halo from that of the central radio galaxy, we fitted the total brightness profiles with a central point source plus the radio mini-halo diffuse emission

$$I(r) = I_{\rm PS}(r) + I_{\rm MH}(r). \quad (2)$$

The profile of the central point source was characterized by a Gaussian of the form

$$I_{\rm PS}(r) = I_{0_{\rm PS}}\, {\rm e}^{-(r^2/2\sigma_{\rm PS}^2)}, \quad (3)$$

while the brightness profile of the mini-halo was characterized by an exponential law of the form

$$I_{\rm MH}(r) = I_{0_{\rm MH}}\, {\rm e}^{-r/r_{\rm e}}. \quad (4)$$

The best fit of the total model in Eq. (2) is represented by the solid lines in the top panel of Fig. 7. The contribution from the mini-halo exponential disc alone is represented by the dotted lines. The fit was performed in the image plane as described in Murgia et al. (2009). In order to properly take into account the resolution, the exponential model was first calculated in a 2-dimensional image, with the same pixel size and field of view as the observed one, and was then convolved with the same beam by means of a Fast Fourier Transform. The resulting image was masked exactly in the same regions as the observations. Finally,

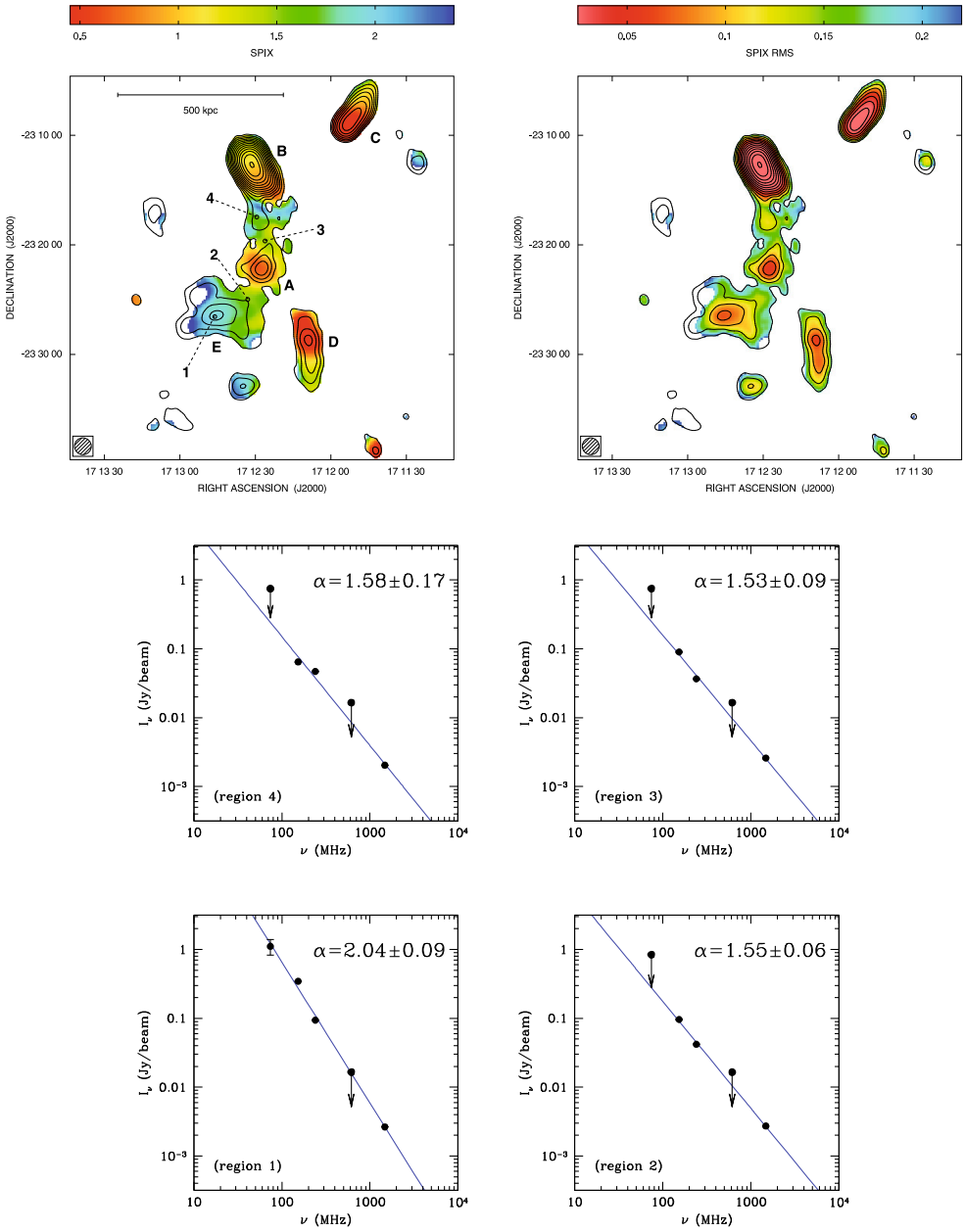


Fig. 6. Spectral index image of the mini-halo in the Ophiuchus cluster. The *top left panel* shows the spectral index image of the mini-halo in the Ophiuchus cluster between 240 and 1477 MHz at an angular resolution of 92″ × 92″. The iso-contours represent the 240 MHz image obtained by tapering the long baselines between the GMRT antennas. Contours start at 30 mJy/beam (3σ) and increase by a factor of $\sqrt{2}$. The 1477 MHz image is taken from Govoni et al. (2009) and has a noise level of 0.16 mJy/beam (1σ). The spectral index is calculated only in those pixels whose brightness is above 3σ at both frequencies. The *top right panel* shows the image of the spectral index uncertainty. The *bottom panels* show the mini-halo spectrum between 74 MHz and 1477 MHz in the four sample positions indicated in the *top left panel*.

the model was azimuthally averaged with the same set of annuli used to obtain the observed radial profile. All these functions were performed at each step during the fit procedure. As a result, the values of the central brightness, $I_{0_{\rm MH}}$, and the e-folding radius, $r_{\rm e}$, provided by the fit are deconvolved quantities, and their estimate includes all the uncertainties related to the masked regions and to the sampling of the radial profile in annuli of finite width. The best-fit parameters are reported in Table 3.

At 153 MHz the best fit of the exponential model yields a central brightness of $I_{0_{\rm MH}} \simeq 7.0$ μJy/arcsec^2 and $r_{\rm e} \simeq 510$ kpc, while at 240 MHz the best fit yields $I_{0_{\rm MH}} \simeq 3.9$ μJy/arcsec^2 and $r_{\rm e} \simeq 450$ kpc.

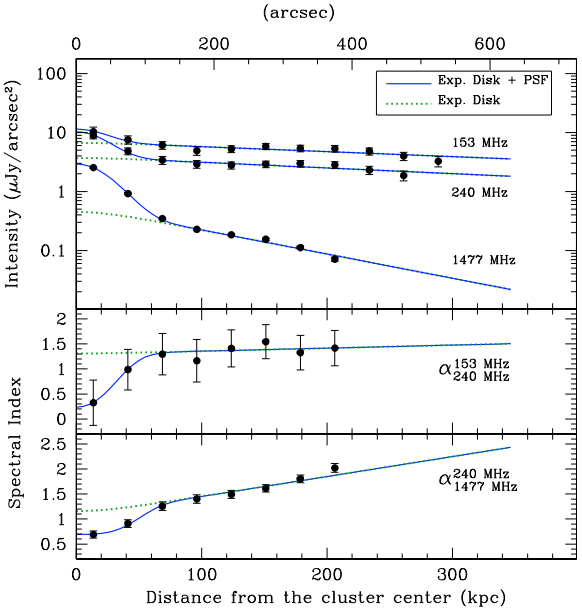


Fig. 7. Azimuthally averaged radial profiles of the mini-halo radio intensity at 153, 240 and 1477 MHz (*top panel*). We considered only data points whose observed brightness is five times above the error on the radial average. The solid lines represent the best fit of the exponential disc model plus the contribution by the central point source. The dotted lines represent the exponential disc model alone. The *mid and bottom panels* show the radial profiles of the spectral index between 153 and 240 MHz and between 240 and 1477 MHz, respectively.

Table 3. Properties of the Ophiuchus mini halo derived from the fit procedure.

ν MHz	r_e arcsec	r_e kpc	$I_{0_{MH}}$ μJy/$''^2$	$S_{MH}(r \leq 7')$ mJy	χ^2/d.o.f.
153	930^{+1500}_{-340}	510^{+825}_{-190}	$7.0^{+1.7}_{-1.5}$	2900^{+250}_{-250}	0.66
240	810^{+1620}_{-330}	450^{+890}_{-180}	$3.9^{+1.1}_{-0.9}$	1560^{+140}_{-140}	0.46
1477	191^{+23}_{-19}	105^{+13}_{-11}	$0.58^{+0.08}_{-0.07}$	85^{+3}_{-3}	2.9

In the bottom panels of Fig. 7 we trace the spectral index radial profile of the mini-halo between 153 and 240 MHz and between 240 and 1477 MHz. The radial profile of the low-frequency spectral index between 153 and 240 MHz is fairly constant to a value of about $\alpha \simeq 1.3 \div 1.5$. On the other hand, the e-folding radius of the mini halo at low frequency is more than four times larger than at 1477 MHz. This results in a progressive steepening of the spectral index with the increase of the distance from the cluster centre. The spectral index between 240 and 1477 MHz increases steadily from $\alpha \simeq 1.3$ at the cluster centre, and up to $\alpha \simeq 2.0$ at the mini-halo periphery.

We calculated the model flux densities in an area with a radius of $r = 7'$ (corresponding to about 230 kpc) from the cluster centre. This is the extraction region of the HXR emission used by Nevalainen et al. (2009). The mini-halo flux densities were obtained by the formula (Murgia et al. 2009):

$$S_{MH} = 2\pi \int_0^{r'} I_{MH}(r) r dr = 2\pi[1 + e^{-r'/r_e}(-r'/r_e - 1)] \cdot r_e^2 I_{0_{MH}} \quad (5)$$

where we set $r' = 7'$.

We obtained $S_{153} = 2900$ mJy, $S_{240} = 1560$ mJy, and $S_{1477} = 85$ mJy. The mini-halo is not detected at 74 and 614 MHz, the upper limit to the flux density in a $7'$ area are of $S_{74} < 48\,500$ mJy and $S_{614} < 900$ mJy, respectively. These limits were calculated with the assumption that the average surface brightness of the diffuse emission is lower than the 3σ noise level of the corresponding radio image.

The global radio spectrum of the mini-halo is shown in Fig. 8. The low and high frequency spectral indices are $\alpha_{240}^{153} \simeq 1.38 \pm 0.27$ and $\alpha_{1477}^{240} \simeq 1.60 \pm 0.05$ respectively. Indeed, a hint of spectral steepening is seen at high frequency, although the two values are still compatible to within the errors.

It is worthwhile to note that the global low-frequency radio spectral index is fully consistent with the reported range of 1.2−1.5 obtained in the *XMM-Newton*/*INTEGRAL* analysis by Nevalainen et al. (2009), see the next section for further details.

4. Discussion

The Ophiuchus galaxy cluster is one of the very rare clusters where the non-thermal component is revealed both in the radio and X-ray bands.

Assuming that the X-ray component arises from inverse-Compton (IC) scattering from the non-thermal electrons with the photons of the CMB, the volume-averaged cluster magnetic field, B_V, can be derived essentially from the ratio between the power emitted through synchrotron and IC (see e.g. Blumenthal & Gould 1970).

Using *XMM-Newton* and *INTEGRAL* spectra of the cluster and fixing the spectral index of the power law to 1.4 (this work), we extracted the fluxes of the non-thermal component in five different X-ray energy bands (0.6−2, 2−5, 5−10, 20−40, and 40−80 keV). For the details of the data analysis and the modelling of the different thermal components, we refer to Nevalainen et al. (2009). The total non-thermal flux in the 20−80 keV band is 5.5×10^{-12} ergs s^{-1} cm^{-2}, in agreement with the upper limits derived from *Swift* (Ajello et al. 2009) and *Suzaku* (Fujita et al. 2008) data.

Using these measurements together with the radio fluxes presented in Table 3, we constructed a spectral energy distribution (SED) of the non-thermal emission (see Fig. 8). We also added to the SED the upper limits at 74 MHz (VLSS) and 607 MHz (GMRT), as well as the *Swift* upper limit (Ajello et al. 2009).

4.1. SED modelling

To model the SED, we used the exact derivation of the synchrotron and IC spectrum for a single electron from Blumenthal & Gould (1970), and numerically convolved the resulting spectrum with the differential distribution of non-thermal electrons $N(\gamma, \theta)$. Here γ is the electron's Lorentz factor, while θ is the pitch angle between its velocity and the local direction of the magnetic field. Indeed, $dN = N(\gamma, \theta) d\gamma d\theta$ is the number density of non-thermal electrons with a Lorentz factor between γ and $\gamma + d\gamma$ and a pitch angle between θ and $\theta + d\theta$.

We assumed that the energy spectrum of the non-thermal electrons is described by a power law with the index p, with a high-energy cut-off $m_e c^2 \gamma_{max}$ and a low-energy cut-off $m_e c^2 \gamma_{min}$

$$N(\gamma, \theta) = K_0 \gamma^{-p} (\sin\theta)/2, \quad (6)$$

where we consider an isotropic distribution of pitch angles.

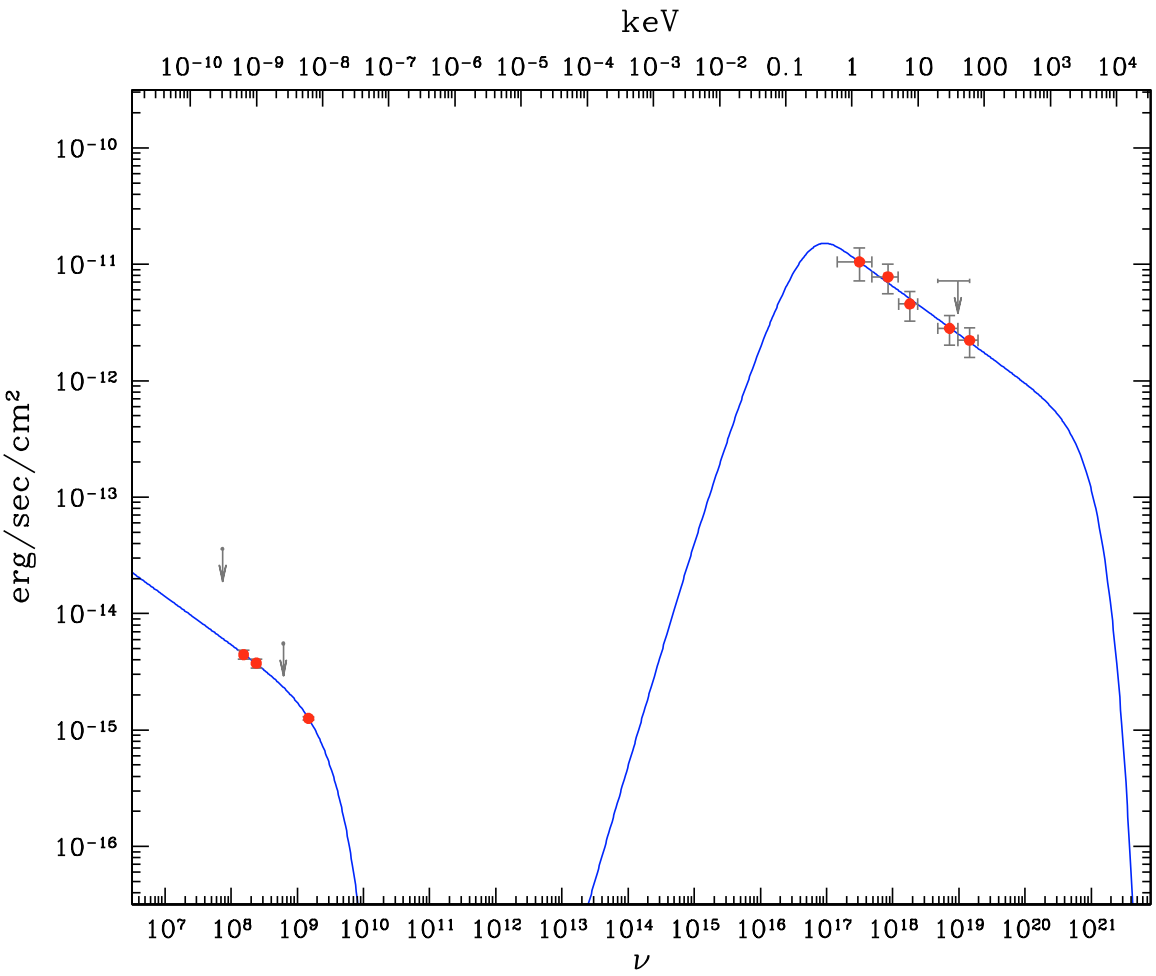


Fig. 8. Spectral energy distribution of the non-thermal emission (plotted as $\nu \cdot S_\nu$ versus ν) from the Ophiuchus cluster, using data from GMRT (153 and 240 MHz) and VLA (1477 MHz) from Table 3, and data from *XMM-Newton* and *INTEGRAL* (see text) in the X-ray range. Upper limits at 74 MHz (VLSS), 614 MHz (this work), and in the 20–60 keV band (Swift, Ajello et al. 2009) are also displayed.

The radio emissivity as a function of the pitch angle in a uniform magnetic field of strength B is given by

$$j_{\rm syn}(\nu,\theta) = \int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} C_f B \sin\theta\, N(\gamma,\theta) F_{\rm syn}(\nu/\nu_{\rm c}) {\rm d}\gamma \quad \left(\frac{\rm erg}{\rm cm^3\,s\,Hz}\right), \quad (7)$$

where $F_{\rm syn}(\nu/\nu_{\rm c})$ is the synchrotron kernel (see e.g. Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979), while

$$\nu_{\rm c} = 4.2\times10^{-6} B_{\mu\rm G} \sin\theta\, \gamma^2 \quad ({\rm MHz}). \quad (8)$$

The constant $C_{\rm f} = 2.3444\times10^{-22}$ erg Gauss^{-1} depends only on fundamental physical constants.

Due to the high-beaming of the synchrotron radiation pulses, only relativistic electrons with a pitch angle $\theta \simeq \theta'$ will be observed if the magnetic field direction shows an angle θ' with respect to the line-of-sight. In this work, we suppose that the intra-cluster magnetic field is completely tangled in an infinitesimally small scale compared to the mini-halo size. With this assumption, the synchrotron emissivity averaged over all the possible magnetic field directions[1] is

$$j_{\rm syn}(\nu) = \int_0^{\pi} j_{\rm syn}(\nu,\theta') \frac{\sin\theta'}{2} {\rm d}\theta'. \quad (9)$$

By using standard formulas, we calculated the HXR emission deriving from the inverse Compton scattering of the CMB photons by the same population of relativistic electrons in Eq. (6):

$$j_{\rm IC}(\epsilon_1) = \int_0^{\infty}\int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} N(\gamma) F_{\rm IC}(\epsilon,\gamma,\epsilon_1) {\rm d}\gamma {\rm d}\epsilon \quad \left(\frac{\rm photons}{\rm cm^3\,s\,erg}\right), \quad (10)$$

where $F_{\rm IC}(\epsilon,\gamma,\epsilon_1)$ is the kernel emission of a single electron with the Lorentz factor γ, scattering to energy ϵ_1 a segment of the distribution of CMB photons with an initial energy ϵ (see e.g. Eq. (2.48) in Blumenthal & Gould 1970). Here $N(\gamma) = \int_0^{\pi} N(\gamma,\theta){\rm d}\theta$.

[1] From simple geometric considerations it follows that the probability to observe an angle θ' between the local direction of a random magnetic field and the line-of-sight is proportional to $\sin\theta'$.

Table 4. Best fit parameters of the spectral energy distribution of the non-thermal emission from the Ophiuchus cluster.

Parameter	Value	Description
K_0	$0.53^{+6.16}_{-0.52}$ cm^{-3}	Energy spectrum normalization
p	$3.83^{+0.38}_{-0.44}$	Energy spectrum index
$\gamma_{\rm min}$	$\lesssim$700; fixed to 300	Low-energy cut-off
$\gamma_{\rm max}$	$3.83^{+3.16}_{0.66} \times 10^4$	High-energy cut-off
$B_{\rm V}$	$0.31^{+0.11}_{-0.07}$ μG	Volume-averaged magnetic field
χ^2/d.o.f.	0.36/4	

Notes. The reported uncertainties are at 1σ level.

The synchrotron and inverse Compton emissivities are converted to flux densities by multiplying Eqs. (9) and (10) by a volume of $V = 1.51 \times 10^{72}$ cm^3 (that is the volume of a sphere whose radius corresponds to a projected distance of $r = 7'$ from the cluster centre) and then by dividing by the cluster's luminosity distance, D_L, i.e. $S_\nu = j(\nu) \cdot V/(4\pi D_L^2)$.

We then fitted our model to the data and extracted the relevant physical parameters. The resulting best-fit model is shown as a line in Fig. 8, while the best-fit parameters are reported in Table 4 along with their 1σ uncertainties. The two upper limits at 74 and 614 MHz and that in the 20–60 keV band were not considered in the fit because they have no influence on the χ^2 statistics.

Unfortunately, the available HXR data did not allow us to precisely constrain the value of the low-energy cut-off, but only to place an upper limit at $\gamma_{\rm min} \lesssim 700$. We indeed decided to fix this parameter to the arbitrary value of $\gamma_{\rm min} = 300$, see Sect. 4.2.

The radio and HXR data are consistent with a slope for the energy spectrum of the relativistic electrons of $p \simeq 3.8 \pm 0.4$ and with a high-energy cut off $\gamma_{\rm max} \simeq 3.8 \times 10^4$. The power law index p is related to the radio spectral index via the relation $p = 2\alpha + 1$. Indeed, the global mini-halo radio spectrum can be described by a low-frequency power law spectral index of $\alpha \simeq 1.4$ followed by a high-frequency break at $\nu_{\rm max} \gtrsim 1900$ MHz.

The derived volume-average magnetic field value $B_{\rm V}$ is found to be

$$B_{\rm V} = 0.31^{+0.11}_{-0.07} \quad (\mu{\rm G}). \tag{11}$$

This estimate depends only weakly on the values of the spectral parameters $\gamma_{\rm min}$, $\gamma_{\rm max}$, and p. It is very sensitive, however, to the assumptions that the distribution of non-thermal electrons is isotropic and that the magnetic field is completely disordered over the large volume of space we considered. We may for instance consider the simpler, but less realistic situation in which the pitch angle is $\theta = 90°$ for all the electrons with a perfectly ordered magnetic field aligned to the plane of the sky. In this case, the synchrotron emission is maximized and the magnetic field strength has to be reduced to $B_{\rm V} \simeq 0.18\,\mu$G. This lower value for the volume-average magnetic field strength is consistent to within the statistical uncertainties with that in Nevalainen et al. (2009), who indeed assumed $\theta = 90°$ and a perfectly ordered magnetic field.

An important point to discuss is that given a magnetic field strength of $B \simeq 0.3\,\mu$G, only high-energy electrons with $\gamma > 10^4$ can emit at radio frequencies of 153 MHz and above (see Eq. (8)). On the other hand, the HXR emission would be tracing relativistic electrons of lower energy, with characteristic Lorentz factors in the range 10^3–10^4. Indeed, the radio and HXR emissions are not tracing exactly the same particles. Nevertheless, the low-frequency spectral index measured in this work, $\alpha_{240}^{153} \simeq 1.4 \pm 0.3$, is consistent with the scenario in which the energy spectrum of the synchrotron electrons most probably belongs to the extrapolation at higher energies of the power law energy distribution of the electrons radiating in the HXR band through the inverse Compton process.

4.2. Energetics and particle life-time

The total pressure from the non-thermal electrons is given by

$$P_{\rm nt} = u_{\rm el}/3 = mc^2/3 \int_{\gamma_{\rm min}}^{\gamma_{\rm max}} K_0 \gamma^{-p} \gamma {\rm d}\gamma. \tag{12}$$

The non-thermal energy pressure depends critically on the low energy cut-off of the particle distribution. With the choice of $\gamma_{\rm min} = 300$, it results $P_{\rm nt} \sim 2.5 \times 10^{-12}$ erg cm^{-3}. Given that the pressure of the thermal plasma is $P_{\rm ther} \sim 9.2 \times 10^{-11}$ erg cm^{-3} (Nevalainen et al. 2009), the non-thermal electrons are responsible for ~3% of the total energy budget, so the dynamics of the gas are unaffected by the non-thermal electron population. It is worthwhile to mention that at energies lower than $\gamma \lesssim 700$ Coulomb collisions with the thermal plasma are the most important energy-loss process for the relativistic electrons in Ophiuchus (see e.g. Sarazin 1999). In particular, we calculated that for $\gamma_{\rm min} = 300$ the heating rate of the intra-cluster medium produced by the non-thermal electrons through Coulomb collisions still does not exceed the bremsstrahlung cooling rate of the gas. The heating rate produced by the non-thermal electrons begins to dominate over the gas cooling rate if the low energy cut-off is lower than $\gamma_{\rm min} \lesssim 180$ (see Colafrancesco & Marchegiani 2009, for a detailed discussion). We note that in this limiting case the re-heating of the cluster's cooling core by the non-thermal mini-halo could not be neglected.

Another important consideration is that the energy density of the relativistic electrons is four orders of magnitude higher than the energy density of the magnetic field, $B^2/(8\pi) = 3.6 \times 10^{-15}$ erg cm^{-3}. This result would imply that the mini-halo is not in a minimum energy condition, which requires instead that the energy densities of particles and field should be nearly equipartited. This result holds even in the case where the energy distribution is truncated at a $\gamma_{\rm min} = 700$, that is the upper limit we can place on the basis of the current HXR data.

The radiative life-time of the relativistic electrons can be estimated as

$$t_{\rm rad} \equiv \frac{\gamma}{\dot{\gamma}} \simeq \frac{7.73 \times 10^{20}}{(B^2 + B_{\rm CMB}^2)\gamma} \quad ({\rm s}), \tag{13}$$

where the magnetic field is in μG, while $B_{\rm CMB} = 3.25(1+z)^2\,\mu$G is a virtual magnetic field, whose energy density is equal to that of the CMB and accounts for the inverse Compton losses.

Since $B_{\rm CMB} \gg B$, the radiative losses are dominated by the inverse Compton process, which cools down the high-energy electrons with $\gamma = 10^4$ (i.e. those radiating at ~153 MHz) in a time-scale of $t_{\rm rad} \simeq 2 \times 10^8$ yrs. This is a relatively short time compared to the diffusion time needed by the relativistic electrons to cross the mini-halo. If we suppose (Melrose 1968) that the relativistic electrons diffuse at the Alfvén speed

$$v_{\rm A} \simeq 70\, B_{\mu{\rm G}}\, n_{\rm ther}^{-0.5} \quad ({\rm km\,s^{-1}}), \tag{14}$$

where the thermal gas density is expressed in units of 10^{-3} cm^{-3}, the characteristic diffusion length of the synchrotron electrons

radiating at 153 MHz results in just $L_{\rm diff} \sim 4.4$ kpc, i.e. two orders of magnitude smaller than the mini-halo size. This confirms the well-known results that the non-thermal electrons must be constantly injected and/or re-accelerated in-situ with great efficiency over the cluster volume.

It is important to stress that the interpretation of the SED presented above relies on a simplified cluster model, in which the relevant physical properties, $N(\gamma, \theta)$ and B, represent volume-averaged quantities. It is clear, however, that a much more detailed modelling is needed to explain the spatial variations of the spectral index observed across the mini-halo. Particularly, the systematic increase of the mini-halo spectral index with the radius shown in the bottom panel of Fig. 7 may indicate that the high-frequency break $\nu_{\rm max}$, and hence either $\gamma_{\rm max}$ and/or the magnetic field B (see Eq. (8)), decrease from the cluster centre outward. Another possibility is that just the slope, p, and the normalisation, K_0, of the energy spectrum of the non-thermal electrons are changing with radius. This could be supported by the radio spectrum of patch E, which shows no evidence for a strong spectral curvature (see Fig. 7). Disentangling these scenarios is not easy with the current data. Future spatially resolved analyses of both the radio and HXR emissions could shed light on this important issue.

5. Conclusions

In a search for diffuse radio emission in relaxed, cool-core galaxy clusters at 1.4 GHz, Govoni et al. (2009) found the presence of a mini-halo surrounding the faint central point-like radio source in the Ophiuchus cluster of galaxies. Murgia et al. (2009) analysed the radio properties of this diffuse radio source in comparison to other mini-halos and radio halos known in the literature and found that Ophiuchus is characterized by a brightness and size very similar to that of the smaller halos rather than to that of the prototypical mini-halo in the Perseus cluster (e.g. Burns et al. 1992). In this work we presented a study of the radio emission of the Ophiuchus cluster of galaxies at low radio frequencies performed at 153, 240, and 614 MHz with the GMRT.

The mini-halo is clearly detected at 153 and 240 MHz, the frequencies at which we reached the best sensitivity to the low-surface brightness diffuse emission, while at 614 MHz we only derived an upper limit to the mini-halo emission. By combining these images with the VLA data at 1477 MHz from Govoni et al. (2009) and with the VLSS upper limit at 74 MHz, we derived the spectral index of the mini-halo.

Globally, the mini-halo has a low-frequency spectral index of $\alpha_{240}^{153} \simeq 1.4 \pm 0.3$, with a hint of steepening at higher frequencies. Moreover, we found indications that the high-frequency spectral index α_{1477}^{240} increases with the increasing distance from the cluster centre. The most prominent feature at low frequencies is a patch of diffuse steep spectrum emission located at about $5'$ south-east from the cluster centre.

The observed radio spectral index agrees with that obtained by modelling the non-thermal HXR emission in this cluster of galaxies. We assume that the X-ray component arises from inverse-Compton scattering between the photons of the cosmic microwave background and a population of non-thermal electrons, which are isotropically distributed and whose energy spectrum is a power law with the index p. We derive that the electrons energy spectrum should extend from a minimum Lorentz factor of $\gamma_{\rm min} \lesssim 700$ up to a maximum Lorentz factor of $\gamma_{\rm max} \simeq 3.8 \times 10^4$ with an index $p = 3.8 \pm 0.4$ and that the volume-averaged strength for a completely disordered intra-cluster magnetic field is $B_{\rm V} \simeq 0.3 \pm 0.1\,\mu$G. Given this magnetic field strength, only high-energy electrons with $\gamma > 10^4$ can emit in the observed radio frequency window, while the HXR emission would be tracing relativistic electrons of lower energy, with characteristic Lorentz factors in the range 10^3–10^4. Indeed, the radio and HXR emissions are not tracing exactly the same particles. Nevertheless, the low-frequency radio spectral index measured in this work is consistent with the scenario in which the energy spectrum of the synchrotron electrons most probably belongs to the extrapolation at higher energies of the power law energy distribution of the electrons radiating in the HXR band through the inverse Compton process.

In addition to the mini-halo spectrum, we also analysed the properties of the cluster discrete sources, specifically source A, the radio source associated to the central cD galaxy, source B, the brightest radio source in the field located at about $10'$ north to the cluster centre, and the two NATs C and D located in the cluster outskirts. Source A is point-like at our highest resolution of $7''$ (corresponding to about 3.8 kpc) and its spectral index is $\alpha \simeq 0.6$, a typical value for radio sources. Source B is an extended source with no obvious optical identification and a rather peculiar morphology, which makes its classification very uncertain. The global spectral index of the source is $\alpha \simeq 1.01 \pm 0.05$. This is a quite usual value for active radio galaxies, which makes the interpretation of this object even more puzzling. In fact, although the distorted morphology of this radio source recalls that of extreme relic sources in clusters of galaxies (see e.g. Slee et al. 2001), on the basis of its radio spectrum it cannot be classified as an ultra-steep spectrum source. A possibility could be that source B is a relic radio source revived by the adiabatic compression caused by a shock wave or a bulk gas motion propagating thought the ICM (Enßlin & Gopal-Krishna 2001). However, the relation of this peculiar radio source with the mini-halo remains at the moment unclear. Finally, the analysis of the radio morphology and spectral properties of the tailed sources C and D confirm that their host galaxies are moving at high velocity with respect to the ICM either because they are individually infalling towards the cluster centre or because they are part of merging sub-clusters.

Acknowledgements. We acknowledge the anonymous referee for helpful comments that improved the paper. We thank the staff of the GMRT, who made these observations possible. The GMRT is run by the National Centre for Radio Astrophysics of the Tata Institute of Fundamental Research. This work is part of the "Cybersar" Project, which is managed by the COSMOLAB Regional Consortium with the financial support of the Italian Ministry of University and Research (MUR), in the context of the "Piano Operativo Nazionale Ricerca Scientifica, Sviluppo Tecnologico, Alta Formazione (PON 2000-2006)". This research was partially supported by ASI-INAF I/088/06/0 - High Energy Astrophysics and PRIN-INAF 2008. C.F. acknowledges financial support by the Agence Nationale de la Recherche through grant ANR-09-JCJC-0001-01. J.N. is supported by the Academy of Finland. The National Radio Astronomy Observatory (NRAO) is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

References

Ajello, M., Rebusco, P., Cappelluti, N., et al. 2009, ApJ, 690, 367
Arnaud, M., Böhringer, H., Jones, C., et al. 2009, Technical Report, [arXiv:0902.4890]
Bliton, M., Rizza, E., Burns, J. O., et al. 1998, MNRAS, 301, 609
Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
Boselli, A., & Gavazzi, G. 2006, PASP, 118, 517
Burns, J. O., Sulkanen, M. E., Gisler, G. R., & Perley, R. A. 1992, ApJ, 388, L49
Burns, J. O., Hallman, E. J., Gantner, B., et al. 2008, ApJ, 675, 1125
Cohen, A. S., Lane, W. M., Cotton, W. D., et al. 2007, AJ, 134, 1245
Colafrancesco, S., & Marchegiani, P. 2009, A&A, 502, 711
Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, AJ, 115, 1693

De Breuck, C., Tang, Y., de Bruyn, A. G., Röttgering, H., & van Breugel, W. 2002, A&A, 394, 59
Djorgovski, S., Thompson, D. J., de Carvalho, R. R., & Mould, J. R. 1990, AJ, 100, 599
Dursi, L. J., & Pfrommer, C. 2008, ApJ, 677, 993
Eckert, D., Produit, N., Paltani, S., Neronov, A., & Courvoisier T. J.-L. 2008, A&A, 479, 27
Enßlin, T. A., & Gopal-Krishna 2001, A&A, 366, 26
Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, SSRv, 134, 93
Fujita, Y., Hayashida, K., Nagai, M., et al. 2008, PASJ, 60, 1133
Fusco-Femiano, R., dal Fiume, D., Orlandini, M., et al. 2003, ASP Conf. Ser., 301, 109
Gitti, M., Brunetti, G., Feretti, L., & Setti, G. 2004, A&A, 417, 1
Gitti, M., Ferrari, C., Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S. 2007, A&A, 470, 25
Giovannini, G., Bonafede, A., Feretti, L., et al. 2009, A&A, 507, 1257
Govoni, F., Murgia, M., Markevitch, M., et al. 2009, A&A, 499, 371
Jaffe, W. J., & Perola, G. C. 1973, A&A, 26, 423
Johnston, M. D., Bradt, H. V., Doxsey, R. E., et al. 1981, ApJ, 245, 799
Kawano, N., Fukazawa, Y., Nishino, S., et al. 2009, PASJ, 61, 377
Kravtsov, A., Gonzalez, A., Vikhlinin, A., et al. 2009, Technical Report, [arXiv:0903.0388]
Markevitch, M., & Vikhlinin, A. 2007, Phys. Rep., 443, 1
Melrose, D. B. 1968, Ap&SS, 2, 171
Million, E. T., Allen, S. W., Werner, N., & Taylor, G. B. 2010, MNRAS, in press [arXiv:0910.0025]
Murgia, M., Govoni, F., Markevitch, M., et al. 2009, A&A, 499, 679
Nevalainen, J., Oosterbroek, T., Bonamente, M., & Colafrancesco, S. 2004, ApJ, 608, 166
Nevalainen, J., Eckert, D., Kaastra, J., Bonamente, M., & Kettula, K. 2009, A&A, 508, 1161
Pacholczyk, A. G. 1970, Series of Books in Astronomy and Astrophysics (San Francisco: Freeman)
Parma, P., Murgia, M., Morganti, R., et al. 1999, A&A, 344, 7
Parrish, I. J., Quataert, E., & Sharma, P. 2009, ApJ, 703, 96
Petrosian, V., Bykov, A., & Rephaeli, Y. 2008, Space Sci. Rev., 134, 191
Pérez-Torres, M. A., Zandanel, F., Guerrero, M. A., et al. 2009, MNRAS, 396, 2237
Profumo, S. 2008, Phys. Rev. D, 77, 103510
Rephaeli, Y., Nevalainen, J., Ohashi, T., & Bykov, A. M. 2008, Space Sci. Rev., 134, 71
Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979 (New York: Wiley-Interscience), 393
Sarazin, C. L. 1999, ApJ, 520, 529
Slee, O. B., Roy, A. L., Murgia, M., et al. 2001, AJ, 122, 1172
Wakamatsu, K., Malkan, M. A., Nishida, M. T., et al. 2005, in Nearby Large-Scale Structures and the Zone of Avoidance, ASP Conf. Ser., 329, 189

2.4 Conclusions et perspectives

2.4.1 Mes principales perspectives de recherche : physique non-thermique des amas de galaxies

Points ouverts des études non-thermiques

À travers les développements instrumentaux, numériques et théoriques des dix prochaines années nous devrions arriver à comprendre beaucoup plus en profondeur comment des processus physiques agissant à des échelles (relativement) petites (des npc – e.g. micro-instabilités dans les plasma – aux kpc – e.g. turbulences) peuvent expliquer les propriétés des amas – et en particulier leurs phénomènes non-thermiques – aux échelles des Mpc.

Une des principales questions encore ouvertes concerne les mécanismes responsables de l'accélération des rayons cosmiques dans le volume intra-amas. Dans le panneau de droite de Fig. 2.13, qui montre la relation entre la luminosité X des amas et de leurs halos radio, les cercles noirs et blancs (avec flèches) sont repris de Brunetti et al. (2007). Les premiers indiquent les amas avec halos détectés, les deuxièmes montrent les non-détections, *i.e.* la position sur ce graphe des amas sans aucune découverte de sources radio diffuses. Les flèches indiquent donc des limites supérieures pour la luminosité des halos potentiellement présents dans ces amas. Brunetti et al. (2007) ont discuté la distribution des halos sur ce graphe dans le cadre des modèles de ré-accéleration des rayons cosmiques intra-amas par les turbulences liées au processus de coalescence. La bi-modalité dans la distribution des points a été considérée comme une des preuves les plus solides en faveur des modèles primaires, qui prévoient que l'émission radio intra-amas soit "en position *on-off*" suivant l'âge du dernier épisode de coalescence dans l'amas. Les électrons ayant des temps de vie radiatifs assez courts (< 1 Gyr, Sect. 2.3.1), nous attendons de pouvoir observer la présence de rayons cosmiques intra-amas seulement pendant $\approx 10^8$ ans après le dernier épisode de coalescence majeur. D'ici, la bi-modalité observée. En outre, plus les amas en interaction sont massifs, plus le processus de coalescence est violent et libère de l'énergie gravitationnelle qui peut être utilisée (au moins en partie) pour accélérer les électrons intra-amas. D'où la corrélation entre luminosité X et radio observée (sur la base aussi de l'hypothèse que la luminosité X soit un indicateur de la masse des amas. Mais voir Sect. 4 dans Russell et al. (2011) pour une discussion sur ce point).

Des études récentes montrent quand même des systèmes qui s'éloignent de la corrélation estimée, e.g., par Cassano et al. (2006). Des amas avec une luminosité radio plus élevée par rapport à leur luminosité X ont été découverts récemment (voir panneau de gauche de Fig. 2.13, ainsi que la discussion dans Giovannini et al. 2011, et références incluses). Le cas opposé se présente dans l'amas en coalescence A 2146 (Russell et al. 2011). Le scénario de collision de ce système est très similaire à celui de l'amas du boulet et sa luminosité X est supérieure à celle d'A 754 (panneau de droite de Fig. 2.13). Si dans ces deux autres amas des halos radio ont été détectés, pourquoi nous n'observons aucun halo dans A 2146 ? Différentes hypothèses ont été

discutées par Russell et al. (2011) pour répondre à cette question et réconcilier leur résultat avec les conclusions de Brunetti et al. (2007), sans pourtant arriver à une réponse ferme.

Il faut aussi mentionner que les mesures de la luminosité totale des halos radio peuvent être fortement affectées par la sensibilité de l'instrument utilisé aux sources diffuses et étendues (Giovannini et al. 2009), par la qualité des données et donc des cartes radio obtenues (e.g. de leur niveau de bruit), par l'index spectral utilisé pour obtenir la luminosité à 1.4 GHz à partir d'observations à d'autres fréquences (Brunetti et al. 2007), ainsi que par les méthodes utilisées pour la soustraction des sources radio ponctuelles qui se superposent, ou pour établir à quel niveau du rapport signal sur bruit il faut s'arrêter dans la mesure du flux radio (Cassano et al. 2008; Murgia et al. 2009). Par exemple, dans le cas de A 1351, amas assez intéressant pour tester les modèles d'accélération des électrons (voir panneau de gauche de Fig. 2.13), des estimations différentes du flux à 1.4 GHz ont été obtenues par Giacintucci et al. (2009) et Giovannini et al. (2011). En évaluant les résultats présentés en Fig. 2.13 il faut aussi prendre en compte les incertitudes possibles dans les mesures de la luminosité X des amas. Dans le cas de 0217+70, par exemple, elle pourrait être en réalité plus élevée si la densité de colonne d'hydrogène galactique a été sous-estimée (Brown et al. 2011).

Keshet (2010) a récemment proposé un modèle qui justifie la corrélation entre l'émission X et radio des amas à partir d'électrons d'origine secondaires. Des champs magnétiques assez élevés ($B > B_{CMB}$) par rapport aux intensités observées doivent quand même être supposés pour arriver reproduire correctement la corrélation observée.

Comme j'ai écrit dans la Sect. 2.3.1, les nouvelles observations nous indiquent de plus en plus l'existence de sources radio diffuses intra-amas (et même inter-amas) particulières, qui ne rentrent pas dans les classifications standards utilisées jusqu'à présent. Comme on le discutera dans la suite, les instruments de nouvelle et prochaine génération vont très probablement nous révéler une panoplie de sources radio encore plus vaste. Il faudra ainsi très probablement abandonner l'idée de classer les sources et étudier les phénomènes non-thermiques globalement. Par ailleurs, des modèles unifiés, qui essayent d'expliquer l'origine des rayons cosmiques dans tous les types de sources radio diffuses intra-amas observés, ont commencé à être proposés (Pfrommer et al. 2008; Keshet 2010).

Même si l'existence d'une composante non-thermique intra-amas a été découverte grâce aux observations radio, aujourd'hui nous savons que l'investigation de l'émission des amas sur d'autres parties du spectre électromagnétique est nécessaire pour obtenir des contraintes plus précises sur la présence et l'origine des rayons cosmiques intra-amas. D'abord nous attendons de l'émission dans la bande des rayons X-durs (> 10 keV) à cause de la diffusion Compton inverse des photons du *CMB* par les électrons relativistes (Sect. 2.3.1). Deuxièmement, de l'émission Gamma est aussi prévisible à cause de la présence dans les amas de protons relativistes. Leurs échelles de temps de perte d'énergie et de diffusion étant plus longues que le temps d'Hubble, les protons peuvent être continûment accélérés dans les amas et consti-

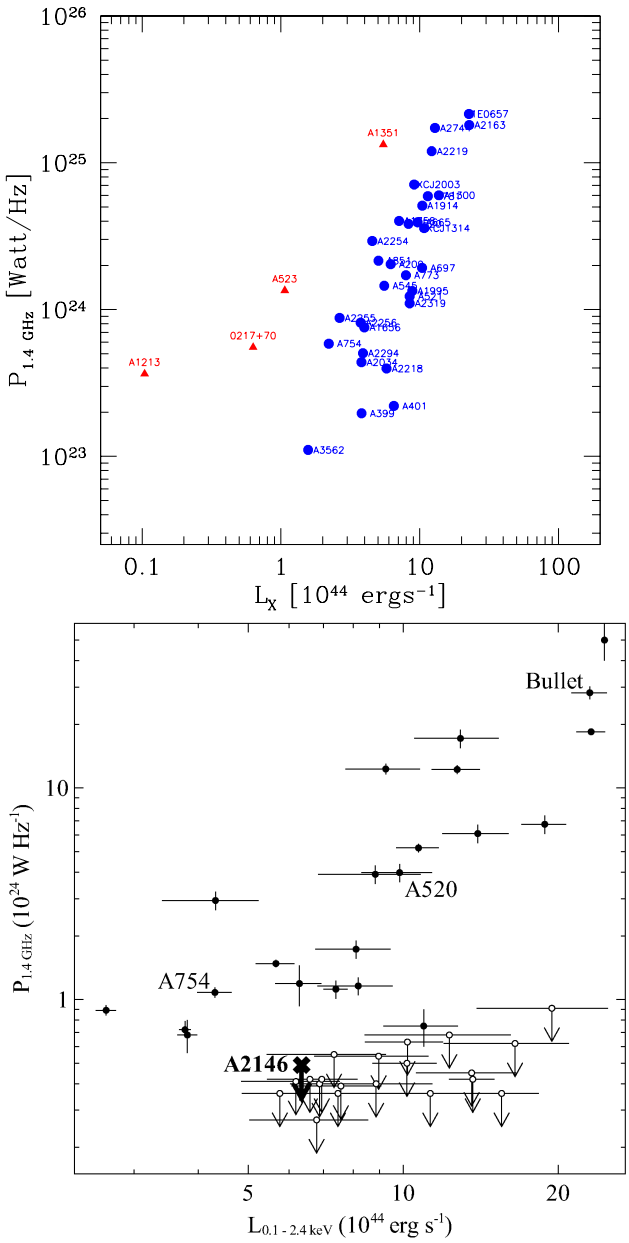


Figure 2.13 – Images extraites de Giovannini et al. (2011) (à gauche) et Russell et al. (2011) (à droite) qui montrent la corrélation entre la luminosité à 1.4 GHz des halos connus et la luminosité X de leurs amas hôtes. Dans le panneau de droite les triangles rouges indiquent la position de halos radio découverts récemment (Giovannini et al. 2011, et références incluses). Les flèches dans le panneau de droite correspondent à des limites supérieures de la luminosité radio de plusieurs amas estimées par Brunetti et al. (2007). La croix montrée dans le cas d'A 2146 indique en revanche la valeur de $P_{1.4\ \mathrm{GHz}}$ obtenue récemment par Russell et al. (2011). Voir texte pour plus de détails.

tuer une réserve de rayons cosmiques relativiste et ultra-relativistes. Les protons avec des énergies supérieures à 300 MeV peuvent ensuite produire des électrons relativistes secondaires par collision avec les ions du MIA (Sect. 2.3.1), mais aussi, par le même mécanisme, donner lieu à de l'émission aux fréquences Gamma (Blasi & Colafrancesco 1999) :

$$p + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + \dots$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu + \nu_{\mu} \quad \mu^{\pm} \rightarrow \mathrm{e}^{\pm}\nu_{\mu}\nu_{\mathrm{e}},$$

où γ indique en ce cas des rayons-Gamma, et $\mathrm{e}^{\pm}$ les électrons (et positrons) secondaires. De l'émission dans la partie *XHR* et Gamma du spectre électromagnétique est aussi prévue par rayonnement synchrotron et effet Compton inverse si des électrons ultra-énergétiques ($\gtrsim$ TeV) sont présents dans l'amas (voir Table 1 de Ferrari 2010, papier de revue inclus à la fin de ce paragraphe). Les mécanismes physiques qui pourraient accélérer autant les électrons ont été résumés dans la Sect. 1.4.1 et par Colafrancesco & Marchegiani (2009); Ferrari (2010).

Comme il est montré en Fig. 2.14, la comparaison entre les prédictions théoriques et les observations du flux radio, *HXR* et Gamma des amas peut nous donner des contraintes importantes sur les différents modèles d'accélération des particules et même sur le scénario de coalescence (e.g. datation de la collision, voir aussi Colafrancesco & Marchegiani (2009); Brunetti & Lazarian (2011)). Ceci est particulièrement important en vue des instruments multi-fréquences de nouvelles génération. L'émissivité de synchrotron dépend de la distribution d'énergie des rayons cosmiques ainsi que de l'intensité du champ magnétique (Eq. 7 dans Murgia et al. 2009). Pour obtenir le même niveau d'émission radio avec une valeur plus faible du champ magnétique intra-amas, l'énergie totale en rayons-cosmique doit être plus élevée (Fig. 2.15). En ce cas, nous exceptons aussi une émission plus intenses aux hautes énergies, comme il est montré dans le panneaux en bas à droite de Fig. 2.14, où on voit l'émission radio, *HXR* et Gamma prédite par Brunetti & Lazarian (2011) dans le cas d'un champ magnétique moins intense (d'un facteur 2.5) par rapport aux figures en haut.

Les calculs montrés en Fig. 2.14 sont basés sur les mesures du champ magnétique de l'amas de Coma effectuées par Bonafede et al. (2010). En effet, une connaissance précise de l'intensité et de la structures des champs magnétiques est nécessaire pour caractériser proprement la physique non-thermique des amas. Ce type d'études a significativement progressé au cours des dernières années (voir Govoni & Feretti 2004; Feretti et al. 2011, et références à l'intérieur). D'abord, il a été prouvé que les champs magnétiques sont omniprésents dans les amas de galaxies (e.g. Clarke 2004; Bonafede et al. 2011). En outre, l'analyse des propriétés de polarisation d'un échantillon d'amas par Bonafede et al. (2011) a récemment montré que les propriétés des champs magnétiques des amas qui abritent des halos radio ne sont pas statistiquement différentes des amas sans aucune détection d'émission radio diffuse. Cette

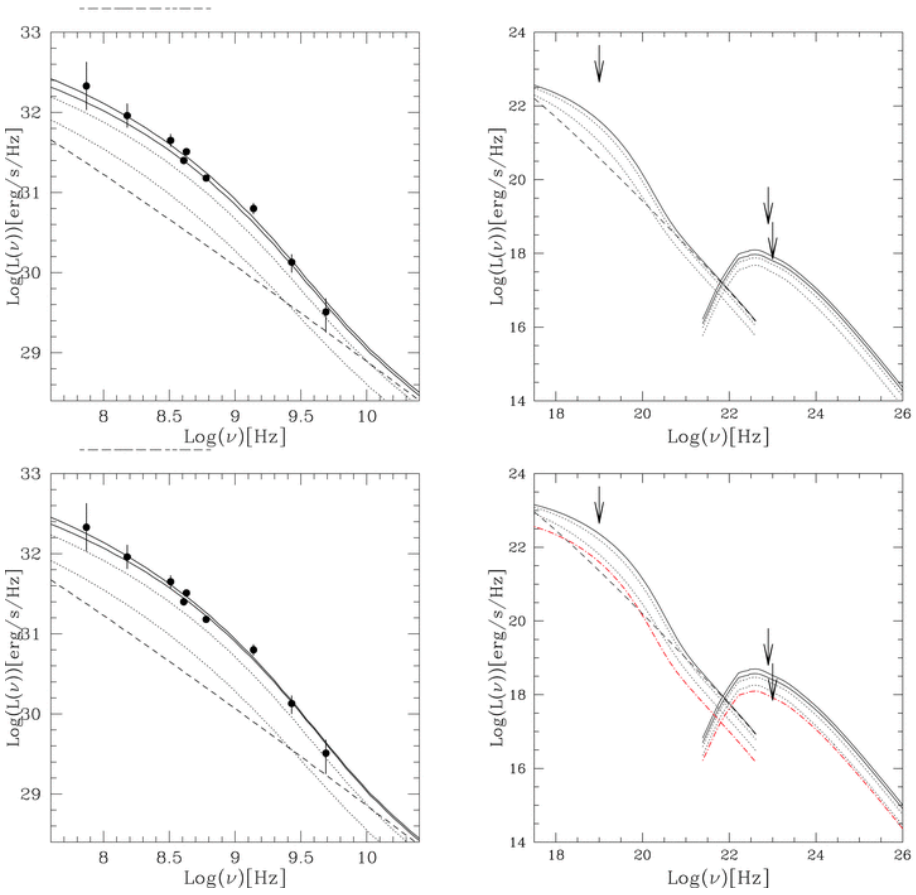


Figure 2.14 – Comparaison entre l'émission radio (à gauche) et de plus haute énergie (rayons X-durs et Gamma) prédite par (Brunetti & Lazarian 2011) dans le cadre des modèles de ré-accélération des électrons par turbulences MHD (courbes) et observée dans l'amas de Coma (points, voire références dans Brunetti & Lazarian 2011). *Courbe continue* : spectre d'émission prévu pour une durée de la phase d'accélération de 6.5 $\times 10^8$ (voir Brunetti & Lazarian (2011) pour les détails – pas importants pour notre discussion – concernant les deux courbes continues). *Courbes pointillées* (du haut au bas) : spectre d'émission prévu pour une durée de la phase d'accélération de 4 $\times 10^8$ ans et 2 $\times 10^8$. La *ligne en tirets* montre le spectre attendu si les turbulences MHD sont dissipée dans l'amas. L'intensité et la distribution du champ magnétique de Coma derivés par Bonafede et al. (2010) ont été utilisés dans le modèle montré en haut. Des valeurs du champ magnétique 2.5 fois inférieur ont en revanche été considérées dans les panneaux en bas. La courbe rouge en bas à droite correspond à la courbe en continu en haut à droite.

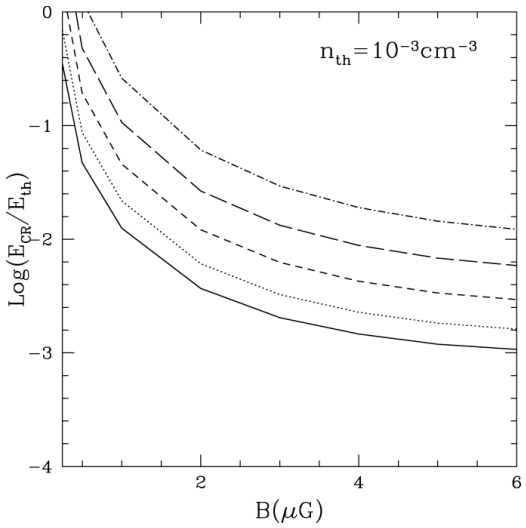


Figure 2.15 – Limites supérieures du rapport entre la densité d'énergie en rayons cosmiques dans les amas et la densité d'énergie thermique du MIA en fonction de l'intensité du champ magnétique. En faisant l'hypothèse que le spectre d'énergie des rayons cosmiques est une loi de puissance d'index p, du bas en haut les courbes correspondent à $p = 2.1$, 2.3, 2.5, 2.7 et 2.9. Extrait de Brunetti et al. (2007).

conclusion est par ailleurs en désaccord avec les prévisions des modèles secondaires d'accélération des rayons cosmiques intra amas (Pfrommer & Enßlin 2004).

L'intensité des champs magnétiques est en général décroissante des régions centrales à la périphérie des amas, avec des valeurs de quelques μG au centre (Bonafede et al. 2010, 2011; Feretti et al. 2011, et références à l'intérieur). Des variations de cette tendance générale peuvent quand même être observées (voir l'intensité assez élevée – $B \sim 5 - 7\mu$G – mesurée par van Weeren et al. (2010) dans la relique de Fig. 2.8, à environ 2 Mpc du centre de l'amas). En effet, une fraction de l'énergie gravitationnelle libérée au cours du processus de coalescence peut être acheminée dans l'amplification des champs magnétiques (Dolag et al. 2002; Subramanian et al. 2006; Ryu et al. 2008), dont les propriétés peuvent ainsi être fortement affectées par l'histoire dynamique des amas. Une différence statistiquement significative entre les propriétés des champs magnétiques dans les amas de galaxies sans et avec un cœur froid central a aussi été remarquée par Bonafede et al. (2011). Comme nous l'avons discuté en Sect. 1.4, en effet, les amas peuvent être divisés en deux grandes catégories : ceux avec une région plus froide, dense et lumineuse au centre ("*cool-core – CC – clusters*" en anglais) et ceux sans cette région (*NCC clusters*) . Si l'état dynamique des amas ou la présence éventuelle d'un noyau galactique actif à leur centre peuvent justifier des différences dans la température du gaz central, des études récentes ont analysé le rôle que les champs magnétiques intra-amas pourraient jouer dans ce contexte (Bogdanović et al. 2009; Ruszkowski & Oh 2010; Parrish et al. 2010). L'idée de base de ces modèles est que, suivant le niveau de turbulences présent dans l'amas, la configuration des lignes de champ magnétique varie, en favorisant la présence d'un

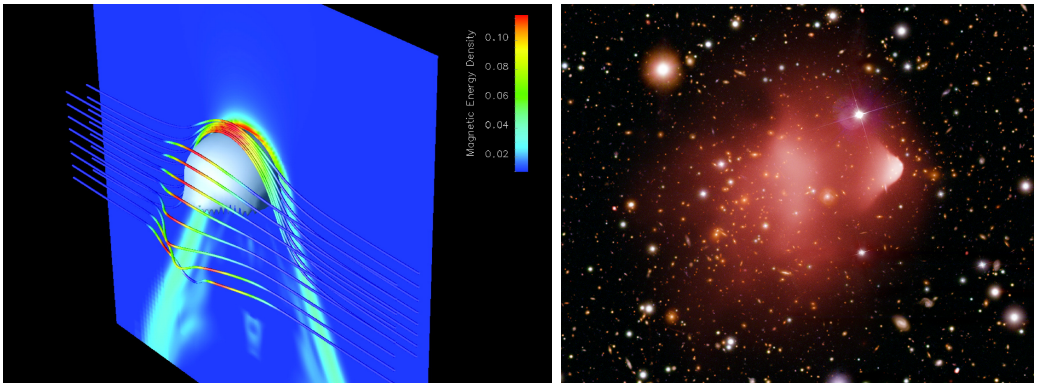


Figure 2.16 – À gauche : figure extraite de Dursi & Pfrommer (2008) qui montre que les lignes de champs magnétiques pourraient protéger les cœurs froids pendant la collision entre sous-structures, comme dans le cas de l'amas du boulet (émission X – en rouge – superposée à l'image optique de l'amas ; crédits d'image Markevitch et al. 2002; Clowe et al. 2006).

cœur de gaz froid uniquement dans les amas relaxés (voir références incluses dans Bonafede et al. 2011). Dursi & Pfrommer (2008) ont aussi suggéré que les lignes de champs magnétiques pourraient protéger les cœurs froids pendant la collision entre sous-structures, comme dans le cas de l'amas du boulet (Fig. 2.16).

L'étude de la composante non-thermique se révèle extrêmement intéressante non seulement en soi, mais aussi pour répondre à une des principales questions ouvertes de ces dernières années, *i.e.* identifier la raison physique qui empêche le gaz au centre des amas de se refroidir au dessous d'environ 5 millions de degrés – "*cooling-flow problem*" en anglais (Fabian & Sanders 2009). Si les champs magnétiques pourraient jouer un rôle important pour le transport de chaleur, il ne faut pas oublier que la présence d'électrons avec une distribution des facteurs de Lorentz caractérisée par $\gamma_{min} \lesssim 180$ pourrait aussi être l'une des sources de réchauffement du gaz au centre des amas. Dans ce cas le taux de réchauffement du MIA par collisions coulombiennes entre ses ions et les électrons relativistes serait en effet plus important du taux de refroidissement par rayonnement de freinage (Murgia et al. 2010a, et références incluses).

Une compréhension détaillée de l'impact du processus de coalescence sur la composante non-thermique des amas est essentielle pour quantifier la fraction d'énergie gravitationnelle libérée par la collision entre sous-structures qui est utilisée pour accélérer les particules non-thermique et pour amplifier les champs magnétique intra-amas (Brunetti & Lazarian 2011, et références incluses). En outre, si le lien entre la présence de sources radio diffuses et l'état dynamique perturbé des amas est confirmé, et les détails des modèles de ré-accélération des particules seront compris plus profondément, l'émission radio pourra être utilisée comme traceur direct d'amas de galaxies non-relaxés. Puisque, comme on le verra dans le prochain sous-paragraphe, nous attendons de pouvoir détecter les halos radio jusqu'à $z \approx 1$, l'émission radio des amas pourra être utilisée pour estimer la fraction d'amas de galaxies en coalescence en fonction du *redshift*, avec des importantes conséquences pour les

études cosmologiques (Richstone et al. 1992, voir aussi Sect. 1.3.1).

Si les électrons non-thermiques ne représentent que $\sim$ 3% du budget énergétique total des amas (e.g. Murgia et al. 2010a), les effets dynamiques des protons relativistes (CR*p*s) et des champs magnétiques pourraient en revanche être non-négligeables. Des estimations récentes montrent que ces deux composantes non-thermiques devraient contribuer de façon assez similaire à l'énergétique des amas ($E_{\mathrm{CR}ps} \approx E_B \lesssim$ 10-20% Brunetti et al. 2008; Mori 2009; Vannoni et al. 2009). Un autre point important pour les études cosmologiques de haute précision est lié au fait que la densité d'énergie (et donc la pression) de la composante non-thermique pourrait donc ne pas être totalement négligeable. Laganá et al. (2010) ont suggéré que l'influence de la composante non-thermique sur la masse totale des amas estimée à partir des données X et en faisant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique pourrait être de l'ordre de 10-20%.

Perspectives observationnelles

Les questions ouvertes concernant la physique non-thermique des amas de galaxies présentées dans le paragraphe précédent constituent le cœur de mes principaux projets de recherche. En particulier, je suis responsable du projet "*OPALES*" ("*nOn-thermal Processes in gALaxy clustErS*") récemment financé par l'Agence Nationale de la Recherche[13]. Le but principal de ce projet est de tester les différents modèles sur l'origine de la composante non-thermique intra-amas et d'analyser ses effets sur la physique évolutive des amas de galaxies. À côté des travaux observationnels décrits dans la suite de ce paragraphe, nous allons aussi collaborer avec l'équipe "Turbulence, Fluide et Plasma" de l'Observatoire de la Côte d'Azur et avec le groupe de Sabine Schindler de l'Université d'Innsbruck pour la comparaison de nos résultats avec leurs simulations numériques – en cours ou prévues – de la composante non-thermique intra-amas.

Après l'énorme développement des l5 dernières années de nos connaissances sur la physique des galaxies et du MIA thermique (Sect. 1.4.1), nous vivons à présent l'"âge d'or" des études non-thermiques d'amas de galaxies : l'ouverture de nouvelles fenêtres spectrales largement inexplorées par les observations astronomiques (i.e. la bande radio basse fréquence, les rayons X-durs et Gamma) va nous permettre en effet d'étudier avec une statistique et une précision sans précédent la physique non-thermique des amas.

Jusqu'à présent la détection de rayons X de haute énergie et d'origine non-thermique a été fortement débattue (Sect. 2.3.1). À partir de l'année prochaine nous allons disposer de *NuSTAR*[14], le premier satellite qui, en permettant la réflexion des rayons X les plus durs sous des incidences plus élevées, fera converger ces rayons X sur des détecteurs, avec une sensibilité résultante de 10 à 100 fois supérieure aux télescopes de génération précédente (panneau de gauche de Fig. 2.17). Le projet pour un satellite X encore plus performant sur une large fraction du spectre électroma-

13. https://opales.oca.eu/twiki/bin/view/Main/WebHome
14. http://www.nustar.caltech.edu/home

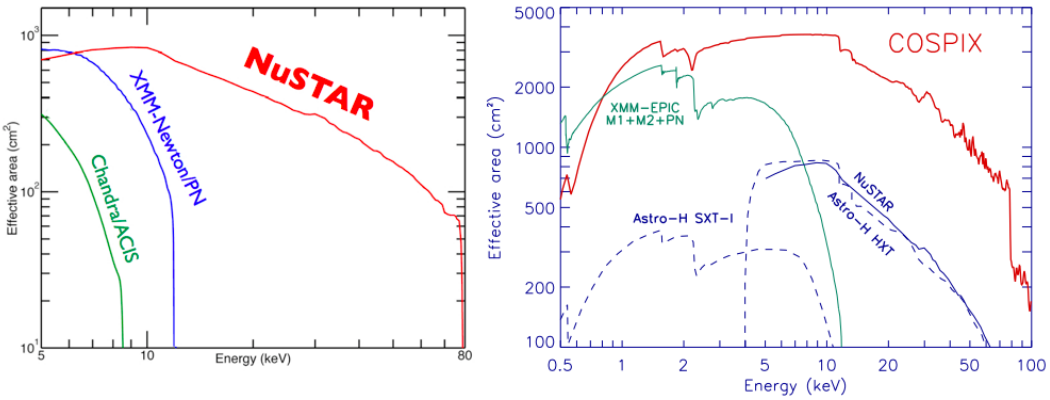


Figure 2.17 – À gauche : la surface efficace de *NuSTAR* en fonction de l'énergie des photons est ici comparée aux performances des principaux satellites actuels, *XMM* et *Chandra* (Harrison et al. 2010). À droite : comparaison entre la surface efficace en fonction de l'énergie des photons du satellite *COSPIX* et d'autres instruments existants, voire approuvés (Ferrando et al. 2011).

gnétique a été récemment soumis à l'ESA (satellite *COSPIX*, Ferrando et al. 2011, voir image de droite en Fig. 2.17).

En ce qui concerne l'émission-Gamma provenant des amas de galaxies, pour le moment seulement des limites supérieures ont été obtenus (Ackermann et al. 2010, et références à l'intérieur), ce qui, en supposant une origine hadronique pour ce type d'émission, peut donner des contraintes sur la densité d'énergie des rayons cosmiques intra-amas par rapport à la composante thermique (E_{CR}/E_{th}, Ensslin et al. 1997). Les observations du satellite *Fermi* (10 keV - 300 GeV)[15], lancé récemment par la *NASA*, sont en train de baisser les limites supérieures d'émission Gamma des amas (Fig. 2.18). On en dérive que E_{CR}/E_{th} <8-20%. Des contraintes sur la limite inférieure de l'intensité du champ magnétique de Coma moyennée sur le volume de l'amas ont aussi été obtenus à travers la comparaison avec les données radio ($B > 0.15\mu$G, Ackermann et al. 2010). Les observations avec le satellite *Fermi* vont bien-sûr continuer au cours des années prochaines. Un projet de construction d'un télescope terrestre encore plus sensible (le "*Cherencov Telescope Array – CTA*")[16] est en outre en cours de préparation, ce qui permettrait de couvrir un intervalle spectral plus étendu de Fermi (de $\gtrsim$ 10 GeV à $\gtrsim$ 10 TeV).

Les études de radioastronomie extra-galactique recevront une impulsion extraordinaire par les relevés multi-fréquences (de 10 MHz à 15 GHz) prévus avec les principaux instruments radio de prochaine génération (*LOFAR*[17] en Europe, *ASKAP*[18] en Australie, *MeerKAT*[19] en Afrique du Sud, *LWA*[20] aux États Unis). Ces

15. http://fermi.gsfc.nasa.gov/
16. http://www.cta-observatory.org/
17. Fréquences d'observation entre 30–80 MHz et 120–240 MHz ; www.lofar.org
18. 0.7–1.8 GHz ; http://www.atnf.csiro.au/SKA/
19. 0.58–15 GHz http://www.ska.ac.za/meerkat/overview.php
20. 10–88 MHz ; http://www.phys.unm.edu/~lwa/index.html

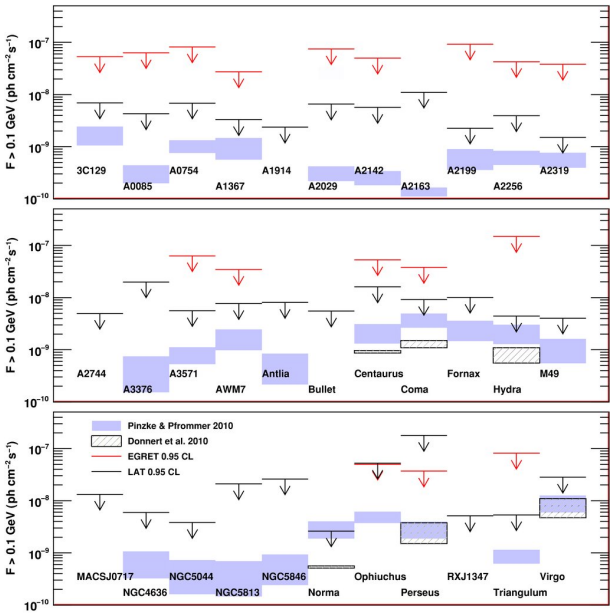


Figure 2.18 – Figure extraite de Ackermann et al. (2010) qui montre les limites de détection de l'émission Gamma d'amas de galaxies provenant des satellites *EGRET* (Reimer et al. 2003) (en rouge) et *Fermi* (Ackermann et al. 2010) (en noir). Les prévisions provenant des simulations numériques de la composante non-thermique par Donnert et al. (2010) et Pinzke & Pfrommer (2010) sont aussi montrées en bleues.

radiotélescopes sont les précurseurs de l'un des plus grands projets internationaux, le *Square Kilometre Array* (*SKA*[21]), un instrument avec une surface collectrice de un kilomètre carré, un champ de vue entre 1 degré carré à 1-10 GHz et 200 degrés carrés à 70-300 MHz, qui va augmenter la sensibilité des observations radio d'un facteur 40 et d'un facteur 1 million la vitesse de réalisation de relevés ("*survey speed*" en anglais). Avec ces caractéristiques, l'impact du *SKA* sur les études d'amas de galaxies (et en particulier sur leur composante non-thermique et sur les propriétés internes de leurs galaxies) sera énorme (e.g. Feretti et al. 2004; van der Hulst et al. 2004; Krause et al. 2009). Parmi les précurseurs de *SKA*, un rôle moteur sera joué par le *Low Frequency Array* (*LOFAR*), un projet européen dans lequel la France est fortement impliquée[22], qui a ouvert la partie basse fréquence (<200 MHz) du spectre électromagnétique aux observations de haute sensibilité et résolution angulaire. Nous pouvons dire que *LOFAR* est la "plate–forme d'essai" pour comprendre comment minimiser les défis des observations basse-fréquences (Stappers et al. 2011), en particuliers ceux liés à la perte de cohérence du signal radio à cause de la scintillation de la ionosphère. Les moyens informatiques dont nous disposons vont permettre de suivre les irrégularités de la ionosphère et appliquer les corrections nécessaires aux données *LOFAR* en temps réel.

LOFAR est maintenant opérationnel et occupe une place privilégiée pour les

21. 100 MHz–25 GHz ; http://www.skatelescope.org/
22. http://www.obs-nancay.fr/lofar/

études non-thermique d'amas. Cet instrument est aujourd'hui le plus grand radio-télescope du monde. Il s'agit d'un interféromètre formé d'une cinquantaine de "réseaux phasés", *i.e.* groupes d'antennes. Une quarantaine de ces réseaux (36 pour la précision) se trouvent aux Pays-Bas et une dizaine d'autres sont dans les pays environnants (8 stations internationales, en dehors des Pays Bas, sont actuellement opérationnelles ou en cours de construction). En France, l'un de ces réseaux vient d'être installé à la station de radioastronomie de Nançay. Chaque réseau phasé est composé de 96 antennes basse-fréquences (*LBA*, 30-80 MHz) et de 96 (48 pour les stations aux Pays Bas) antennes haute-fréquences (*HBA*, 120-240 MHz). *LOFAR* peut combiner électroniquement les signaux de ses antennes fixes, réparties sur des milliers de kilomètres à travers l'Europe, car toutes les stations sont connectées par fibre optique.

Grâce aux techniques numériques de réception du signal et d'un super-ordinateur pour son analyse, *LOFAR* est le premier instrument qui permet de former des images du ciel radio basses fréquences avec des résolutions angulaires de l'ordre de quelque second d'arc et beaucoup plus sensibles que ce qui existe (voir Fig. 2.20). De l'autre côté, la faible brillance de surface et les spectres de puissance raides des sources radio diffuses dans les amas rendent ces objets plus facilement détectables aux basses fréquences et en revanche difficiles à observer avec les instruments actuels, principalement efficaces dans le régime des GHz (voir Fig. 7 de Ferrari et al. 2008). En outre, aux basses fréquences nous pourrions probablement détecter et étudier une population d'électrons intra-amas faiblement relativistes, résultat de processus de coalescence anciens et/ou entre sous-structures peu massives (Cassano et al. 2010a). *LOFAR* ouvre ainsi d'énormes perspectives pour les études non-thermiques d'amas (Ferrari 2011, et références à l'intérieur). Ses premières observations de l'amas A 2256 (Röttgering 2010), effectuées pendant la phase de *commissioning* de l'instrument, montrent bien son potentiel par rapport aux instruments basse-fréquences actuels (e.g. le *GMRT*) dans la détection des sources radio diffuses.

Depuis 2008, je fais partie du *Key Project "Surveys"* de *LOFAR*. Il s'agit d'un projet qui va effectuer trois types de relevés (voir Table 2 dans Röttgering 2010) :

- ▷ *Tier 1* : le relevé "*Large Area*", qui couvrira 2π steradians à 15, 30, 60, 120 et 200 MHz, plus 150 pointages plus profonds à 200 MHz sur une régione totale du ciel de 1000 degrés carrés.
- ▷ *Tier 2* : le relevé "*Deep*" à 30, 60, 120 et 200 MHz sur 25 champs sélectionnés pour leur particulier intérêt scientifique (6 champs centrés sur des amas, 6 sur des galaxies proches, 13 champs "vides" avec une très bonne couverture à des longueurs d'onde complémentaires).
- ▷ *Tier 3* : le relevé "*Ultra-deep*" avec cinq champs de très fort intérêt, caractérisés par une excellente couverture multi-longueur d'onde, qui seront observés très longtemps à 150 MHz.

En accord avec mes estimations (Ferrari 2010), les simulations de Govoni et Murgia montrées en Fig. 2.21 confirment que, à travers le relevé étendu du ciel (*Tier 1*), nous pourrons détecter les sources radio diffuses jusqu'à $z \gtrsim 0.5$. Il sera ainsi possible d'étudier l'évolution de l'émission radio diffuse en fonction du *redshift* sur

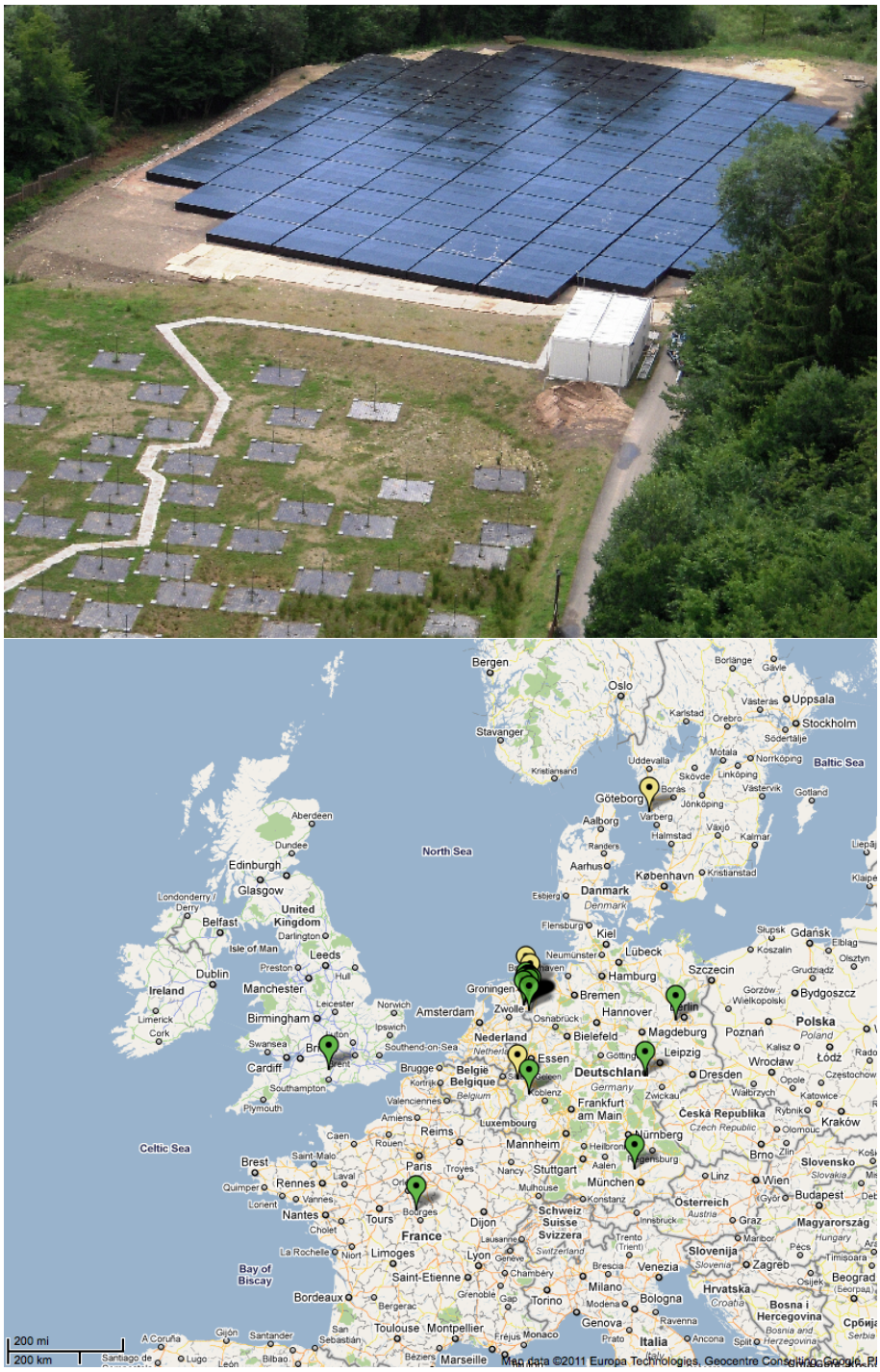


Figure 2.19 – En haut : image d'une station *LOFAR* avec les antennes *HBA* (en haut à droite de l'image) et *LBA* (en bas à gauche). En bas : distribution des stations opérationnelles en mai 2011. La configuration finale prévoit des bases interférométriques jusqu'à 100 km aux Pays-Bas, et jusqu'à 1000 km en incluant les stations *LOFAR* européennes en Allemagne, au Royaume-Uni, en Suède, et en France.

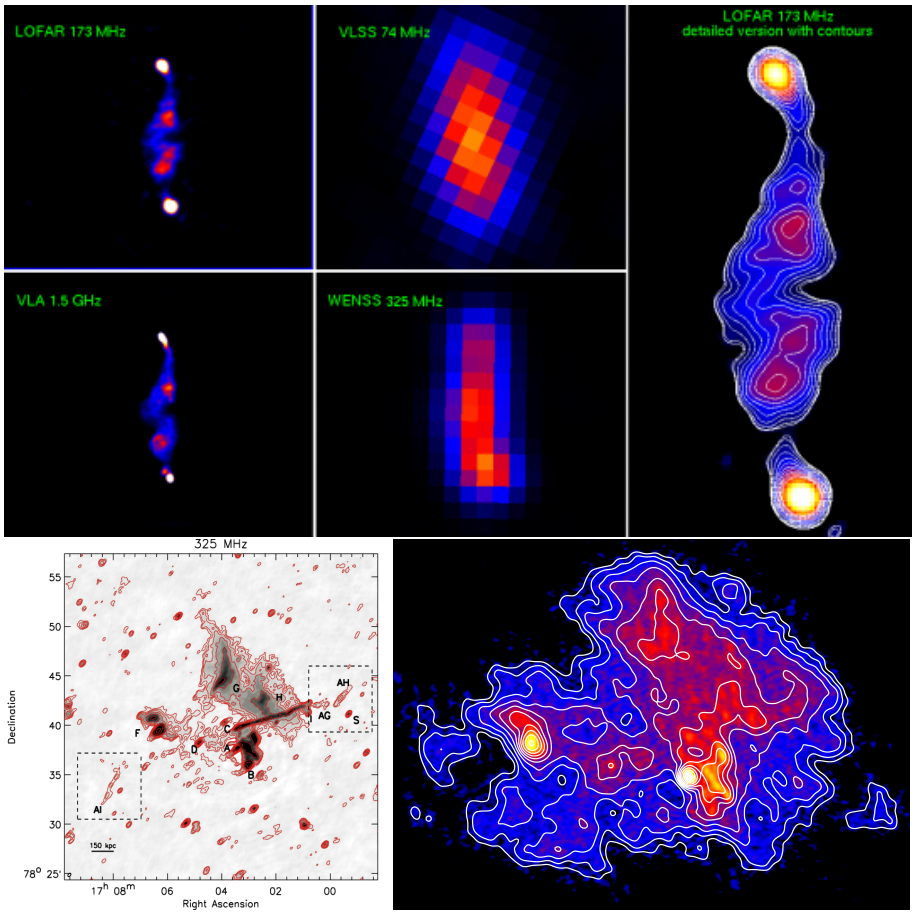


Figure 2.20 – En haut : images à différentes fréquences de la radio-galaxies 3C61.1 obtenues avec les instruments *LOFAR*, *VLA* et *WSRT* (courtoisie van Weeren, `http://www.lofar.org/high-resolution-lofar-image-3c611`). En bas : l'amas de galaxies A 2256 observé par le *GMRT* à 325 MHz (van Weeren et al. 2009a) et par *LOFAR* à 135 MHz (Röttgering 2010). Les images *LOFAR* des deux sources ont été obtenues à partir des stations parfaitement opérationnelles à l'heure actuelle (∼25%) et en n'utilisant qu'une petite fraction de la bande totale en fréquence disponible.

des échantillons statistiquement significatifs d'amas. La combinaison d'observations à différentes fréquences permettra, par ailleurs, une détection optimale de l'émission diffuse ainsi que l'identification des radio-galaxies résolues ou non-résolues (panneau en haut de Fig. 2.21). À travers le relevé de profondeur intermédiaire (*Tier 2*) nous arriverons en outre à détecter les halos radio puissants ($P_{1.4\ \mathrm{GHz}} \gtrsim 10^{25}$ W/Hz, $L_X > 10^{45}$ W/Hz) jusqu'à $z \sim 1$, époque de l'Univers crucial dans l'histoire de formation des amas et donc, probablement, de leur composante non-thermique.

Au niveau extra-galactique, *LOFAR* ne se limitera bien sur pas à la détection de sources radio diffuses. Les travaux de, e.g., Govoni et al. (2001b, 2006); Bonafede et al. (2011), à travers lesquels des mesures très précises des propriétés des champs magnétiques intra-amas ont été obtenues, sont basés sur les mesures de rotation du plan de polarisation de la radiation provenant des galaxies situées dans l'amas ou en arrière-plan. Cette rotation est due au plasma magnétisé intra-amas situé entre les radio-galaxies et l'observateur (voir Govoni & Feretti 2004, pour une explication détaillée des mesures de rotation). Dans un étude présentée par Govoni et collaborateurs à un récent congrès, il émerge que, si maintenant le nombre de galaxies par amas sur lesquelles on peut effectuer des mesures de rotation est de l'ordre de quelques unités, on pourra effectuer avec *LOFAR* ces mesures sur des dizaines d'objets [23].

LOFAR permettra en outre des études extrêmement détaillés des galaxies actives dans les amas. La Fig. 2.20 montre les images de la radio-galaxie 3C61.1 obtenues avec différents instruments. À noter que la largeur de bande de *LOFAR* (32 MHz, voire probablement 48 MHz dans le futur) est divisée en 164 sous-bandes [24]. Dans la Fig. 2.20, la carte de 3C61.1 correspondant aux observations *LOFAR* à 173 MHz n'inclut qu'une seule sous-bande. Les progrès en terme de détection du flux et de possibilité de reconstruire la structure détaillée de la radio-galaxies sont quand même déjà évidents. Les relevés plus profonds – *Tier 2* et *Tier 1* – ont en outre été programmés pour permettre la détection de millions de galaxies qui forment des étoiles à un taux de quelques masses solaires par an jusqu'à $z \sim 1 - 2$ (Röttgering 2010). Dans ces galaxies, l'émission non-thermique commence à dominer sur la composante thermique pour $\nu \lesssim 10$ GHz (Fig. 2.2). Aux fréquences observées par *LOFAR*, en particulier, le rayonnement synchrotron ne sera plus "contaminé" par l'émission radio de type libre-libre provenant des régions HII. Nous aurons ainsi la possibilité d'étudier la relation entre la production d'électrons relativistes et le taux de formation stellaire, ce qui nous donnera des contraintes importantes sur la physique de formation d'étoiles dans les galaxies (Condon 1992).

Si *LOFAR* sera le principal précurseur de *SKA* pour ce qui concerne la partie basse-fréquences du spectre électromagnétique, aux plus haute-fréquences les principaux précurseurs seront *ASKAP* et *MeerKAT*. À l'intérieur de ces projets nous sommes en train de travailler à la mise en place de deux relevés complémentaires en

23. Voir page 28 de la présentation suivante : http://www.lofar.org/workshop/24Apr07_Tuesday04/LOFARWorkshop_Apr07_FedericaGovoni.pdf.

24. Chaque sous-bande est à son tour divisée en 256 canaux, avec une résolution en fréquence de 763 Hz.

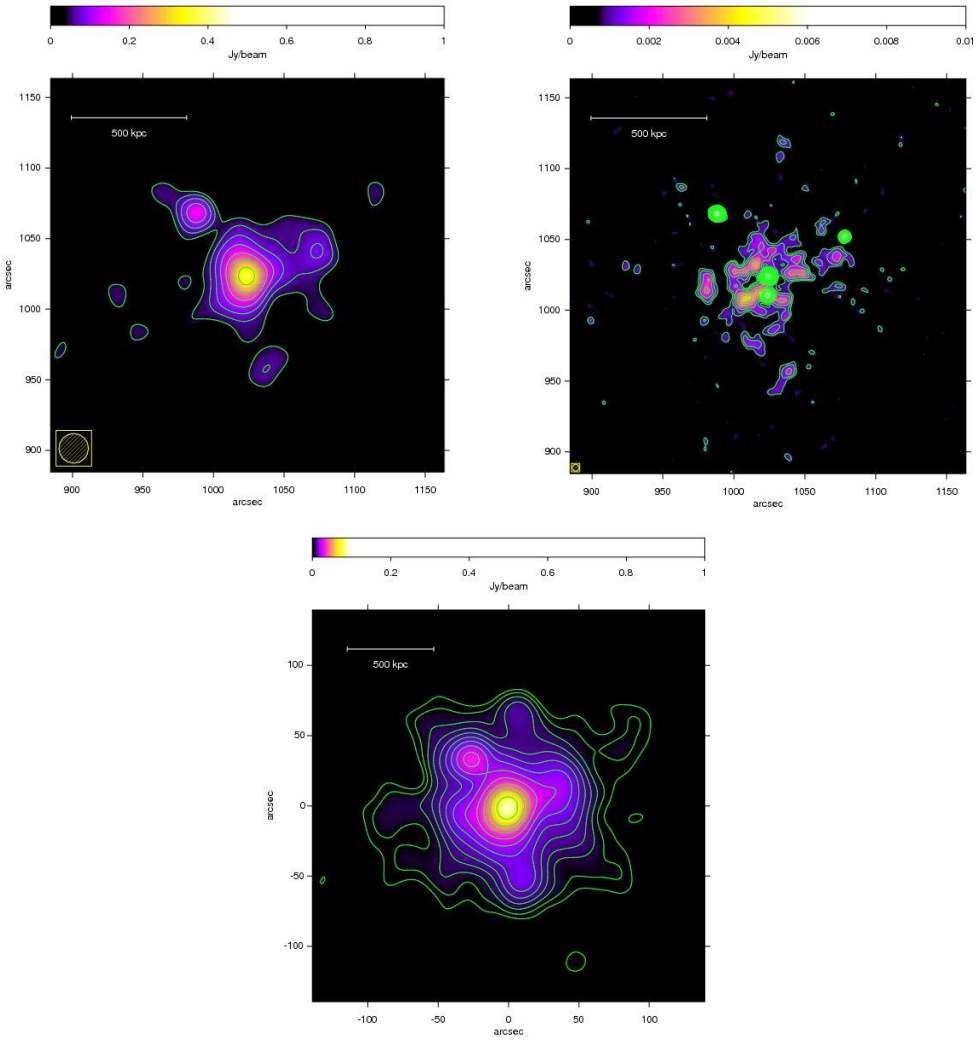


Figure 2.21 – Simulations d'observations *LOFAR* d'un halo radio de puissance totale 2.4×10^{25} W/Hz à 1400 MHz, 3.2×10^{26} W/Hz à 120 MHz et 1.3×10^{27} W/Hz à 30 MHz (courtoisie : F. Govoni et M. Murgia). Les images en haut montrent les cartes radio attendues à 30 MHz (résolution angulaire de 21 seconds d'arc, à gauche) et à 120 MHz (résolution angulaire de 5.2 seconds d'arc, à droite), si l'halo se trouve à un *redshift* $z \sim 0.5$. Les observations simulées dans ces deux premiers panneaux correspondent à une configuration réduite de *LOFAR*, avec une ligne de base maximale de 100 km (et donc sans considérer les stations internationales), et pour une heure de temps d'observation. Le bruit qui en résulte est de l'ordre de 13 mJy/beam, *i.e.* beaucoup plus élevé par rapport à la valeur attendue dans le cadre des relevés *Tier 1* (≈3 mJy/beam) et *Tier 2* (≈0.7 mJy/beam). L'image en bas montre la carte radio simulée à 30 MHz (toujours avec une résolution de 21 seconds d'arc) d'un halo avec la même puissance totale mais à $z \sim 1$. En ce cas les observations simulées sont plus longue et atteignent une valeur du bruit comparable à celui du relevé *Tier 2*.

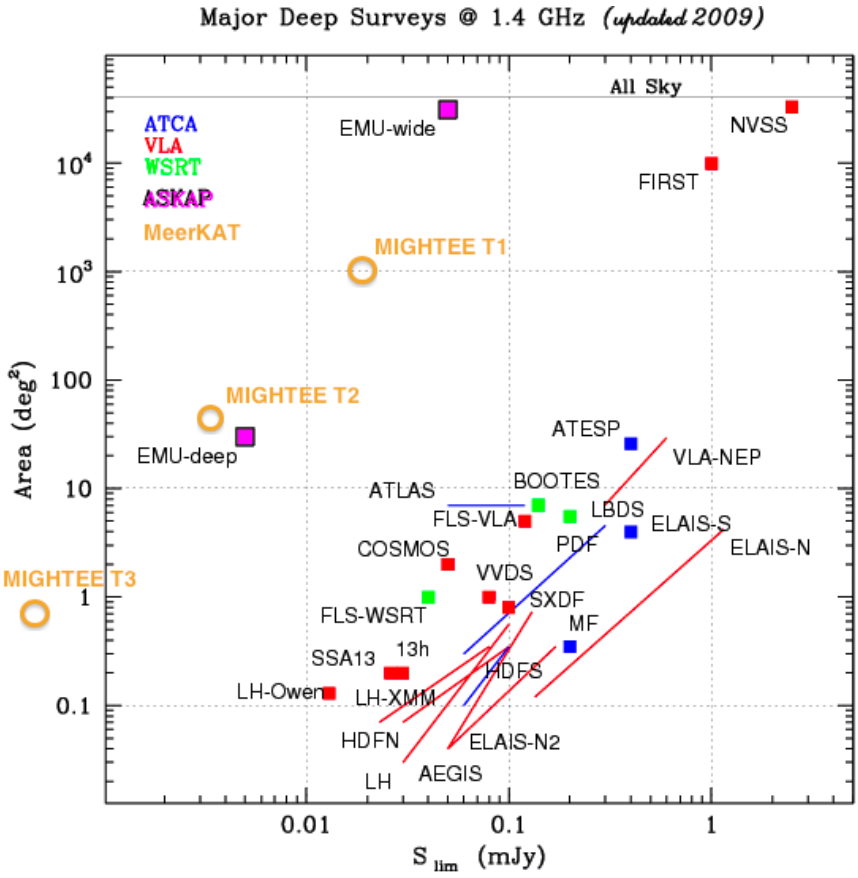


Figure 2.22 – Couverture du ciel en fonction du flux minimum détectable par les relevés radio effectués avec les télescopes actuels (*ATCA*, *VLA* et *WSRT*) et les instruments de nouvelle génération *ASKAP* et *MeerKAT*. Deux relevés sont prévus avec *ASKAP* (un plus étendu – *EMU-wide*, l'autre plus profond – *EMU-deep*), trois sont envisagés dans le cadre de *MeerKAT* (*MIGHTEE-T1*, *MIGHTEE-T2* et *MIGHTEE-T3*). Image modifiée depuis Prandoni et Norris (projet *EMU*).

terme de couverture du ciel et de profondeur (Fig. 2.22). Les nouveaux relevés radio vont nous donner la possibilité d'étudier des échantillons statistiquement significatifs d'amas et de les corréler aux catalogues aux autres longueurs d'onde (sub-mm, X, optique, ...; voir Ferrari 2010, 2011). Il sera ainsi essentiel de développer des outils actuellement inexistants pour la détection de sources radio diffuses à partir de relevés radio de tout le ciel. J'ai récemment commencé à travailler sur cette problématique en collaboration avec David Mary et l'équipe "MATIS" ("Méthodes pour l'Astronomie et Traitement de l'Image et du Signal") de l'Observatoire de la Côte d'Azur. Sur la base des compétences de Mary et collaborateurs, nous envisageons de mettre au point et de comparer un ensemble de méthodes de reconstruction d'images en utilisant ce qu'on appelle en traitement du signal des "représentations parcimonieuses", car ces dernières semblent particulièrement adaptées à des images complexes et n'ont quasiment pas été utilisées jusqu'à présent dans le domaine de la radio-astronomie (e.g. Wiaux et al. 2009). Une collaboration avec les participants aux projets *ASKAP* et *MeerKAT* est aussi prévue et en cours de développement, le but principal étant de comparer différentes méthodes de détection de sources à partir des cartes radio de régions étendues du ciel.

Les observations d'amas à d'autres longueurs d'onde seront aussi essentielles pour les études de l'origine de la composante non-thermique, et en particulier les observations des télescopes spatiaux *Planck*[25] (mm/sub-mm, Planck Collaboration et al. 2011a,c), *WFXT* et/ou *IXO*[26] (rayons-X entre $\approx$ 0.1 et 10 keV[27]) et *Euclid*[28] (optique/IR), le lancement de ces trois derniers satellites n'étant pas encore certain. Ces instruments ne vont pas détecter les rayons cosmiques ou les champs magnétiques intra-amas, mais ils vont produire des catalogues de plus en plus fournis d'amas de galaxies, contenant non-seulement leur position et leur *redshift*, mais aussi leurs propriétés physiques (masse, état dynamique, ...), *i.e.* toutes les informations complémentaires requises pour tester les modèles d'origine et d'évolution de la composante non-thermique intra-amas. La comparaison des observations et des catalogues d'amas provenant de ces différents instruments va donc nous permettre d'aborder les questions ouvertes sur les phénomènes non-thermiques intra-amas présentées dans le sous-paragraphe précédent, comme détaillé dans mes deux papiers de revue inclus dans la suite (Ferrari 2010, 2011).

2.4.2 Publications sélectionnées

▷ **Ferrari, C.**, *Non-thermal emission from galaxy clusters : a Pandora's vase for astrophysics*, 2010, revue invitée, 2010 Cosmology, XLVth Rencontres de Moriond, eds. E. Augé, J. Dumarchez and J.T. Thanh Van, The Gioi Publishers, 111, arXiv :1005.3699

25. http://www.esa.int/SPECIALS/Planck/index.html
26. http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=103
27. Pour *IXO* un instrument qui couvre une parti plus dure du spectre e.m. – 10-50 keV – est aussi prévu.
28. http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=102

▷ **Ferrari, C.**, *Non-thermal emission from galaxy clusters*, 2011, revue invitée, "Wide Field X-ray Telescope" workshop, 2011, MSAIS, 17, 79

Non-thermal emission from galaxy clusters: a Pandora's vase for astrophysics

C. FERRARI
Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Cassiopée, Nice, France

The existence of cosmic rays and weak magnetic fields in the intracluster volume has been well proven by deep radio observations of galaxy clusters. However a detailed physical characterization of the non-thermal component of large scale-structures, relevant for high-precision cosmology, is still missing. I will show the importance of combining numerical and theoretical works with cluster observations by a new-generation of radio, Gamma- and X-ray instruments.

1 Introduction

Deep radio observations of the sky have revealed the presence of extended ($\sim$ 1 Mpc) radio sources in about 50 merging galaxy clusters (see [1, 2] and references therein). This diffuse radio emission is not related to unresolved radio-galaxies, but rather to the presence of relativistic particles ($\gamma >>1000$) and magnetic fields of the order of μGauss in the intracluster volume. The physical mechanisms responsible for the origin of this non-thermal intracluster component are matter of debate (e.g. [3, 4]), as well as the effects of intracluster cosmic rays (CRs) and magnetic fields on the thermodynamical evolution and mass estimate of galaxy clusters (e.g. [5, 6]). A deep understanding of the evolutionary physics of *all* the different cluster components (dark matter, galaxies, thermal and non-thermal intracluster medium – ICM) and of their mutual interactions is indeed essential for high-precision cosmology with galaxy clusters [7].

In the following, I will give an overview of our current knowledge of the non-thermal component of galaxy clusters. I will also stress the importance of a new generation of multi-wavelength telescopes – such as the *Low Frequency Array* (*LOFAR*), and the Gamma- and hard X-ray (HXR) satellites *Fermi* and *NuSTAR* – for a deep understanding of the non-thermal cluster physics. The ΛCDM model with H_0=70 km s^{-1}Mpc^{-1}, $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$ has been adopted.

2 The discovery of the non-thermal intracluster component: radio observations

The presence of intracluster CR electrons (CR*e*s) and magnetic fields was pointed out in 1970 by Willson [8], whose detailed radio analysis of the Coma cluster followed the first detection in 1959 of a noticeably diffuse cluster radio source – Coma C – by Large et al. [9].

Diffuse cluster radio sources are very elusive. On the one hand their low-surface brightness ($\sim \mu$Jy/arcsec^2 at 1.4 GHz) requires low angular resolution observations in order to achieve the necessary signal-to-noise ratio. On the other hand complementary high-resolution observations are needed in order to identify and remove emission from point sources. Samples of clusters hosting diffuse radio sources started to be available from the 90's (e.g. [10]), with the advent

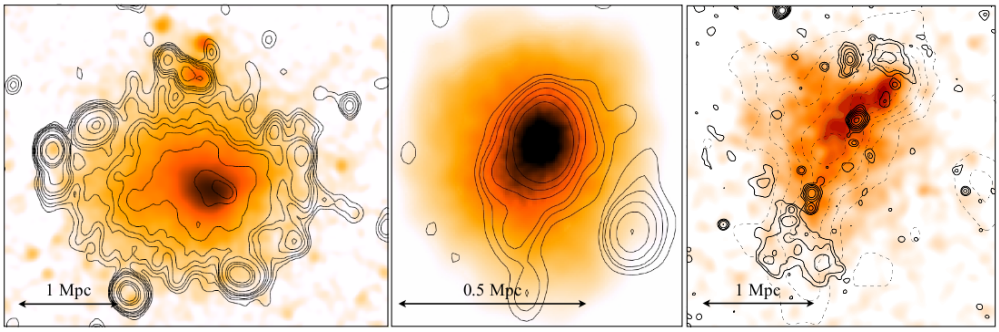


Figure 1: The galaxy clusters Abell 2163 (left), RX J1347.5-1145 (middle) and ZwCl 2341.1+0000 (right) observed in X-rays (brown scale image) and at radio wavelengths (solid contours) (adapted from [15, 16, 18]). A2163 is the hottest Abell cluster and it hosts one of the most luminous radio halos [15]. A radio-mini halo is at the center of the most X-ray luminous cluster RX J1347.5-1145 [16]. Double radio relics have been discovered in ZwCl 2341.1+0000 [18]. Diffuse radio emission has also been detected in this cluster along the optical filament of galaxies shown here by dashed contours [19].

of continuum radio surveys such as the NVSS [11]. It emerged that the non-thermal plasma emitting at radio wavelengths could be not a common property of galaxy clusters (see [12] and references therein). It was also found that a common feature of intracluster radio sources is a steep synchrotron spectral slope ($\alpha \gtrsim 1$[a], [13]). Based on the observed difference in other physical properties (e.g. position in the host cluster, size and morphology) a working classification with three main classes of intracluster radio sources was soon adopted [14]:

- *radio halos* are extended ($\gtrsim$1 Mpc) sources that have been detected at the centre of merging clusters. Their morphology is similar to the X-ray morphology of the cluster (Fig. 1, left panel);
- *radio mini-halos* are smaller sources ($\lesssim$500 kpc) located at the centre of cool-core clusters. They surround a powerful radio galaxy (Fig. 1, middle panel);
- *radio relics* have extensions similar to halos and are also detected in merging clusters, but they are usually located in the cluster outskirts and have an elongated morphology (Fig. 1, right panel). In some clusters double relics have been detected (see [17, 18] and references therein).

The discovery of a non-thermal intracluster component through radio observations has opened a number of astrophysical questions: How do cosmic rays and magnetic fields originate within the intracluster volume? Are all the clusters hosting a non-thermal component? How does it affect the thermodynamical evolution and the mass estimates of galaxy clusters? As detailed in the following sections, new observational facilities will allow us to address most of these open questions in the next few years.

3 Non-thermal component of galaxy clusters: the known and unknown

3.1 Magnetic fields

The intensity of intracluster magnetic fields can be measured [4, 20]:

[a] $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$

- through Faraday rotation measures (RM) of polarized radio sources within / behind clusters (current measurements: ∼1–10 μGauss);
- by comparing synchrotron radiation from diffuse radio sources with non-thermal HXR emission due to Inverse Compton (IC) scattering of CMB photons by relativistic electrons (current measurements: ∼0.1–0.3 μGauss);
- by assuming energy equipartition between intracluster CRs and magnetic fields (current measurements: ∼0.1–1.0 μGauss);
- through the study of cold fronts in merging galaxy clusters (current measurements: ∼10 μGauss).

The discrepancy between these different measurements can indeed be related to the complex structure of intracluster magnetic fields. Magnetic field models where both small and large scale structures coexist must be considered, as recently shown by joint observational and numerical studies (e.g. [21, 22]). A radial decline of the magnetic field strength has also been observed in agreement with different magneto-hydrodynamic simulations ([23, 24] and references therein). This can have important consequences in comparing, for instance, volume averaged magnetic field measurements (such as those obtained through the equipartition and IC methods) with RM estimates, that are very sensitive to local variations in the magnetic field and ICM structure. Consistent magnetic field measurements have been recently obtained in Coma by firstly determining a model of magnetic field strength, radial profile and power spectrum, and then deriving with the different methods an average magnetic field strength over the same cluster volume [23]. Finally, magnetic field measures based on IC scattering of CMB photons have also to take into account the controversial detection of HXR flux from galaxy clusters (Sect. 3.3) and that radio (≈1.4 GHz) and XHR (≈50 keV) radiations come from different populations of intracluster relativistic electrons [20].

Magnetic fields at the observed intensity level (≈ 1 μGauss) could result from amplification of seed fields through adiabatic compression, turbulence and shear flows associated to the hierarchical structure formation process. Seed fields could have been created by primordial processes and thus fill the entire volume of the universe, or through different physical mechanisms, such as the "Biermann battery" effect in merger and accretion shocks, or the outflow from AGN and starburst galaxies in proto-clusters at $z \approx 4 - 6$ (see [25] for a recent review).

3.2 Cosmic rays

Different mechanisms can produce CRs in galaxy clusters. Primary relativistic particles can be accelerated by processes internal to cluster galaxies, i.e. galactic winds or AGNs, and then ejected into the intracluster volume. Intracluster CRs gyrate around magnetic field lines which are frozen in the ICM. The expected diffusion velocity of relativistic particles being of the order of the Alfvén speed (∼ 100 km/s), CRs need $\gtrsim$10 Gyr to propagate over radio halo and relic extensions. The radiative lifetime of relativistic electrons is however much shorter ($\lesssim$0.1 Gyr) due to IC and synchrotron energy losses. Therefore CR*e*s cannot simply be ejected by active galaxies and propagate over the cluster volume, but they have to be continuously (re-)accelerated *in situ* [26]. Electrons can be (re-)accelerated to GeV energies by shocks and turbulence generated by major cluster mergers, and to TeV energies at the strong accretion shocks [27], where cold infalling material plunges in the hot ICM of massive galaxy clusters and shock Mach numbers range between 10 and a few 10^3 (see Fig. 2).

The timescales for energy losses as well as the diffusion timescales are instead longer than the Hubble time for CR protons (CR*p*s). They thus can be continuously accelerated both by internal and by external processes, resulting in an effective accumulation of relativistic and

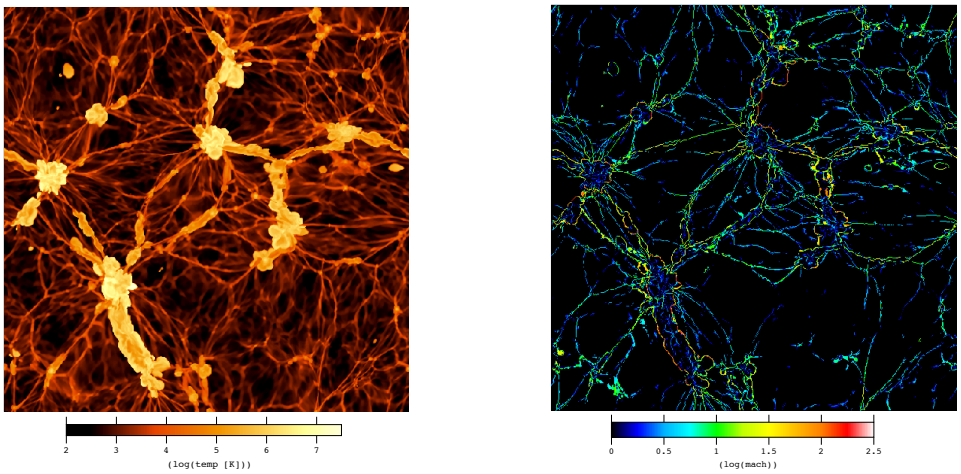


Figure 2: Simulated maps of the gas temperature (left) and Mach number (right) in a region of side 80 Mpc (from [29]). Accretion shocks (due to large scale matter infall on massive clusters) have significantly higher Mach numbers compared to shocks that develop in the central regions of major merging clusters. Accretion shocks are expected to be highly efficient sources of particle acceleration, with steeper spectra of injection compared to the shocks internal to clusters.

ultra-relativistic CR*p*s in clusters. Hadronic CRs can subsequently produce Gamma-rays and secondary relativistic electrons through inelastic collisions with the ions of the ICM (see e.g. [28] and references therein). Other possible physical mechanisms that could accelerate electrons up to ultra-relativistic energies (TeV–PeV) are related to interactions of CMB photons with ultra-relativistic CR*p*s [30], and/or very high energy intracluster Gamma-ray photons [31]. Dark matter annihilation can also be a source of secondary relativistic electrons and positrons [32].

Relativistic electrons observed at radio wavelengths can thus have a secondary origin [33], and/or have been (re-)accelerated by ICM shocks and turbulence developed during cluster mergers [34, 35]. Current radio observational results are mostly in agreement with this latter hypothesis (e.g. [36]). The strongest point leading to this conclusion is the fact that giant radio halos and relics have been detected up to now only in merging clusters. However, as detailed in Sect. 3.3, deeper radio, Gamma-ray and HXR observations are required to get firm conclusions about the origin of intracluster CR*e*s.

At the light of current results different questions still need to be answered. First of all we have to understand if relativistic electrons are really hosted *only* in merging systems (as present radio observations suggest) or if *all* clusters have a radio halo/relic. In addition extended radio sources have not been detected in *all* merging clusters. If shocks and turbulence related to cluster mergers are the mechanisms responsible for electron re-acceleration, the absence of observational evidence of intracluster CR*e*s in several merging systems could be related to other physical effects. The observed correlation between radio power and cluster mass seems to indicate that only very massive cluster mergers are energetic enough to accelerate electrons at relativistic velocities in the intracluster volume [12]. This scenario needs however to be tested through higher sensitivity radio observations, since the non-detection of radio halos/relics in many merging clusters could be related to a lack of sensitivity of current instruments. Deep future radio surveys (Sect. 4) will allow us to study the evolution of the luminosity function of radio halos, giving important constraints on current models for electron acceleration in galaxy clusters [37].

Table 1: The non-thermal "Pandora's vase" for galaxy clusters. We can expect multi-wavelength emission and particle acceleration from different kinds of interactions between: **(first row)** intracluster magnetic fields, CMB photons and ICM ions, and **(first column)** relativistic / ultra-relativistic cosmic rays accelerated by different possible physical mechanisms in galaxy clusters (see Sect. 3.2). Note in addition that the interaction between CMB photons and intracluster Gamma-ray photons can produce ultra-relativistic CR*e*s.

&	Magnetic Fields	CMB photons	ICM ions
Rel. CR*e*s	Radio emission (Synchrotron)	Hard X-rays (Inverse Compton)	
Rel. CR*p*s			Gamma-rays + Secondary CRe (Hadronic collisions)
Ultra-rel. CR*e*s	Hard X-rays (Synchrotron)	Gamma-rays (Inverse Compton)	
Ultra-rel. CR*p*s		Ultra-rel. CR*e*s (Bethe-Heitler)	

3.3 A multi-wavelength view of the non-thermal intracluster component

An increasing number of theoretical and numerical analyses (e.g. [38, 39]) are exploring the possibility that a combination of CR protons and electrons of primary and secondary origin can reproduce the multi-wavelength radiation of the non-thermal intracluster component. Besides synchrotron radio emission from GeV electrons and intracluster magnetic fields, we can expect (see also Table 1):

- *HXR emission* from IC scattering of CMB photons by GeV electrons or from synchrotron emission of TeV electrons;
- *Gamma-ray emission* from IC scattering of CMB photons by TeV electrons or from inelastic collision of CR*p*s with the ions of the CMB.

Radio synchrotron emission from galaxy clusters is now firmly confirmed (Sect. 2). Evidence of non-thermal (IC) HXR emission from several clusters hosting diffuse radio sources has been obtained mostly through the X-ray satellites *Beppo-SAX* and *RXTE* (e.g. [40, 41]). The detection and nature (thermal or non-thermal) of the HXR excess in galaxy clusters is however strongly debated ([42] and references therein). Up to now, only upper-limits have been derived for the Gamma-ray emission of galaxy clusters, which imply a CR energy density less than 5-20% of the thermal cluster energy density. If we assume intracluster magnetic fields of the order of μGauss (Sect. 3.1) and cluster radii of a few Mpc, it can easily be derived that intracluster CR and magnetic field energy densities are not far from equipartition [43].

4 Perspectives

In order to make a proper comparison between observational results and current theoretical models about the origin and physical properties of the non-thermal intracluster component, we

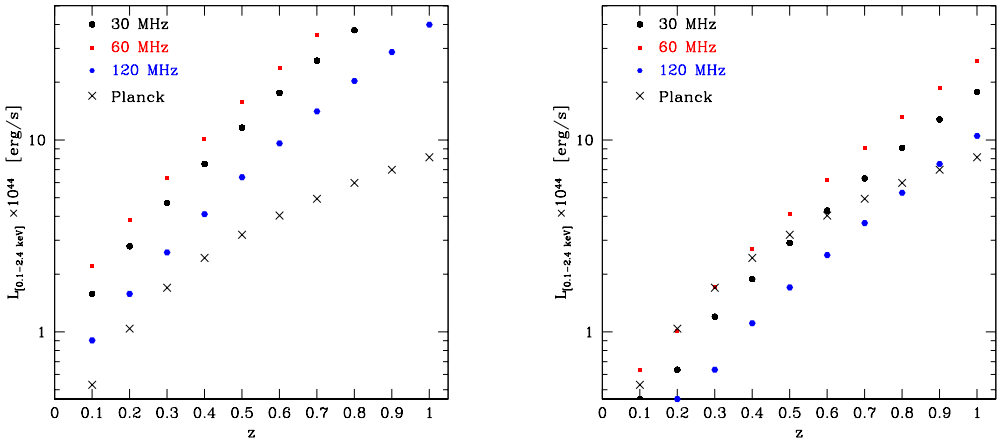


Figure 3: Evolution with redshift of the X-ray luminosity limit of clusters whose diffuse radio emission can be detected with *LOFAR* at 30, 60 and 120 MHz down to the sensitivity limit of the All-Sky Survey (left) and Deep Survey (right), at a resolution of 21 arcsec, assuming to detect at least 50% of the radio flux at 10σ level (our estimates). The detection limits expected for the *Planck* cluster catalogue are shown with black crosses (courtesy of A. Chamballu and J. Bartlett).

need multi-frequency observations of *statistical* samples of clusters hosting diffuse radio sources. The study of galaxy cluster SED [b] from Gamma-rays to low radio frequencies, for instance, is essential to discriminate between the different particle acceleration scenarios and to improve the measure of magnetic field intensity (see e.g. [44]).

In the next decades several radio facilities – such as *LOFAR*, *LWA*, *ASKAP*, *MeerKAT* and, last but not least, *SKA* – will allow to significantly improve our knowledge about the radio emission of the non-thermal intracluster component (e.g. [45]). We are now assisting to the opening of a spectral window largely unexplored by previous radio telescopes ($\nu < 200$ MHz) thanks to *LOFAR*. Due to the steep synchrotron spectrum oh halos and relics, the detection of diffuse cluster radio sources is favored at this low frequencies (see Fig. 7 in [2]). The planned *LOFAR* All-Sky survey is expected to detect about 350 radio halos at redshift $z \lesssim 0.6$ [46].

At other wavelengths and based on what detailed in previous sections, important constraints about the non-thermal cluster emission are expected from the Gamma-ray *Fermi* satellite, and from telescopes observing in the HXR band, such as *NuSTAR* and, possibly, *IXO* (e.g. [39]). The detection of statistical samples of radio halos and relics through on-going and up-coming radio surveys (e.g. "K.P. Extragalactic Surveys" of *LOFAR* [47], "EMU" survey of the *ASKAP* telescope [c]) will need complementary multi-frequency projects for:

- obtaining complementary cluster catalogs to verify the presence of galaxy clusters corresponding to diffuse radio sources (see for instance the nice complementarity between the clusters that could be detected with *LOFAR* All-Sky and Deep Surveys and with *Planck*, Fig. 3);

- getting a precise physical characterization of the detected cluster – and in particular of its redshift, mass and dynamical state – in order to test current models of CR acceleration.

[b] Spectral Energy Distribution
[c] http://www.atnf.csiro.au/people/rnorris/emu/

To conclude, after the huge progress in the last fifteen years of our knowledge of the evolutionary physics of cluster galaxies and of the thermal ICM, we are now living in the "golden age" for non-thermal cluster studies: the opening of the few spectral windows largely unexplored by astronomical observations (i.e. the HXR, Gamma-ray and low-frequency radio bands) will allow us to study the non-thermal physics of galaxy clusters with unprecedented statistics and thoroughness.

Acknowledgments

I warmly thank the organizers of the Cosmology Moriond meeting for having invited me to this interesting and enjoyable conference. Thanks also go to Franco Vazza for his careful reading of the paper and his very useful comments. I acknowledge financial support by the Agence Nationale de la Recherche through grant ANR-09-JCJC-0001-01.

References

[1] Feretti, L. & Giovannini, G., in *Lecture Notes in Physics*, Vol. 740, 143, A Pan-Chromatic View of Clusters of Galaxies and the Large-Scale Structure, ed. M. Plionis, O. López-Cruz, & D. Hughes (Berlin Springer Verlag, 2008)

[2] Ferrari, C. *et al.*, *Space Science Reviews* **134**, 93 (2008)

[3] Jaffe, W. J., *ApJ* **212**, 1 (1977)

[4] Govoni, F. & Feretti, L, *IJMPD* **13**, 1549 (2004)

[5] Sharma, P. *et al.*, *arXiv:0909.0270* (2009)

[6] Laganà, T. F. *et al.*, *A&A* **510**, 76 (2010)

[7] Arnaud, M., in *Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*, 77, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", ed. F. Melchiorri & Y. Rephaeli (IOS Press, The Netherlands, and Società Italiana di Fisica, Bologna, Italy, 2005)

[8] Willson, M. A. G., *MNRAS* **151**, 1 (1970)

[9] Large, M. I. *et al.*, *Nature* **183**, 1663 (1959)

[10] Giovannini, G. *et al.*, *NewA* **4**, 141 (1999)

[11] Condon, J. J. *et al.*, *AJ* **115**, 1693 (1998)

[12] Giovannini, G. & Feretti, L., 2002, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 272, 197, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2002)

[13] Kempner, J. C. & Sarazin, C. L., *ApJ* **548**, 639 (2001)

[14] Feretti, L. & Giovannini, G., in *IAU Symposium*, Vol. 175, 333, Extragalactic Radio Sources, ed. R. D. Ekers, C. Fanti, & L. Padrielli (1996)

[15] Feretti, L. *et al.*, *A&A* **373**, 106 (2001)

[16] Gitti, M. *et al.*, *A&A* **470**, 25 (2007)

[17] Bonafede, A. *et al.*, *A&A* **494**, 429 (2009)

[18] van Weeren, R. J. *et al.*, *A&A* **506**, 1083 (2009)

[19] Giovannini, G. *et al.*, *A&A* **511**, 5 (2010)

[20] Carilli, C. L. & Taylor, G. B., *ARA&A* **40**, 319 (2002)

[21] Govoni, F. *et al.*, *A&A* **460**, 425 (2006)

[22] Guidetti, D. *et al.*, *A&A* **483**, 699 (2008)

[23] Bonafede, A. *et al.*, *A&A* **513**, 30 (2010)

[24] Vacca, V. *et al.*, *arXiv:1001.1058* (2010)

[25] Dolag, K., *et al.*, *Space Science Reviews* **134**, 311 (2008)

[26] Sarazin, C. L., in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 272, 1, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2002)

[27] Miniati, F. *et al.*, *ApJ* **542**, 609 (2000)

[28] Aharonian, F. *A&A* **495**, 27 (2009)

[29] Vazza, F. *et al.*, *MNRAS* **395**, 1333 (2009)

[30] Inoue, S. *et al.*, *ApJ* **628**, 9 (2005)

[31] Timokhin, A. N. *et al.*, *A&A* **417**, 391 (2004)

[32] Profumo, S. & Ullio, P., *arXiv:1001.4086* (2010)

[33] Dennison, B., apj **239**, L93 (1980)

[34] Enßlin T. A. *et al.*, *A&A* **332**, 395 (1998)

[35] Brunetti, G. *et al.*, *MNRAS* **320**, 365 (2001)

[36] Brunetti, G. *et al.*, *A&A* **670**, 5 (2007)

[37] Cassano, R. *et al.*, *MNRAS* **369**, 1577 (2006)

[38] Pfrommer, C. *et al.*, *MNRAS* **385**, 1211 (2008)

[39] Brunetti, G., in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 36, 201 (Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series 2009)

[40] Fusco-Femiano, R. *et al.*, *ApJ* **513**, L21 (1999)

[41] Rephaeli, Y. *et al.*, *ApJ* **511**, L21 (1999)

[42] Ferrari, C. *AIPC* **1126**, 277 (2009)

[43] Vannoni, G. *et al.*, *arXiv:0910.5715* (2009)

[44] Colafrancesco, S. & Marchegiani, P., *A&A* **502**, 711 (2009)

[45] Feretti, L. *et al.*, *NewAR* **48**, 1137 (2004)

[46] Cassano, R. *et al.*, *A&A* **509**, 68 (2010)

[47] Röttgering, H. J. A. *astro-ph/0610596* (2006)

Mem. S.A.It. Vol. 75, 282
© SAIt 2008
Memorie della



Non-thermal emission from galaxy clusters

C. Ferrari[1]

UNS, CNRS, OCA, Laboratoire Cassiopée, Nice, France
e-mail: chiara.ferrari@oca.eu

Abstract. The relevance of non-thermal cluster studies and the importance of combining observations of future radio surveys with *WFXT* data are discussed in this paper.

Key words. Cosmology: large-scale structure – Galaxies: clusters: general – Radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

The discovery of diffuse radio sources in a few tens of merging galaxy clusters has pointed out the existence of a non-thermal component (i.e. relativistic particles with Lorentz factor γ >>1000 and magnetic fields of the order of μG) in the intracluster volume (e.g Ferrari et al. 2008). Through non-thermal studies of galaxy clusters we can estimate the cosmic-ray and magnetic field energy budget and pressure contribution to the intracluster medium (ICM), as well as get clues about the cluster dynamical state and energy redistribution during merging events. Non-thermal analyses can elucidate non-equilibrium physical processes whose deep understanding is essential to do high-precision cosmology using galaxy clusters (Pfrommer 2008).

In the following, we will give an overview of the main open questions about the non-thermal intracluster component (Sect. 2). The perspectives that will be opened in this field by a new generation of radio telescopes will also be addressed (Sect. 3.1). We will focus in particular on the study of clusters with similar X-ray and radio morphologies, i.e. clusters hosting diffuse radio sources that are called "radio halos". The importance of an X-ray facility such as *WFXT* will be discussed (Sect. 3.2). The ΛCDM model with H_0=70 km s^{-1}Mpc^{-1}, Ω_m = 0.3 and Ω_Λ = 0.7 has been adopted.

2. Open questions

The origin of intracluster cosmic rays (CRs) is matter of debate. CRs, gyrating around magnetic field lines which are frozen in the ICM, have typical diffusion velocity of the order of the Alfvén speed ($\sim$ 100 km/s). They thus need $\gtrsim$10 Gyr to propagate over radio halo extensions. Radiative timescales are longer than the Hubble time for CR protons (CR*p*s). They thus can be continuously accelerated (directly in the ICM or inside active galaxies and then ejected), resulting in an effective accumulation of relativistic and ultra-relativistic CR*p*s in clusters. Hadronic CRs can subsequently produce Gamma-rays and secondary relativistic electrons through inelastic collisions with the ions of the ICM (e.g. Aharonian et al. 2009).

The radiative lifetime of relativistic electrons (CR*e*s) is instead much shorter ($\lesssim$0.1 Gyr) than their cluster crossing time due to in-

Send offprint requests to: C. Ferrari

verse Compton (IC) and synchrotron energy losses. Therefore CR*e*s have to be continuously re-accelerated *in situ*. Two main classes of models have been proposed to explain intracluster electron acceleration: primary and secondary models. The former predict the acceleration of fossil radio plasma or directly of thermal electrons of the ICM through shocks and/or MHD turbulence generated by cluster mergers. Secondary models predict instead that non-thermal electrons in clusters are the secondary product of hadronic interactions between relativistic protons and the ions of the thermal ICM (e.g. Ferrari et al. 2008).

Current observational results are in favour of primary models. The very few detailed analyses of the radio spectral index α[1] distribution in radio halos show hints of a possible increase of α as a function of radius and of frequency (e.g Thierbach et al. 2003), as expected in the case of primary models. A possible anticorrelation between α and the ICM temperature (i.e. flatter spectra in hotter regions) has also been pointed out in a few cases (e.g. Orrú et al. 2007). The hottest ICM regions are usually associated to shock and/or turbulence induced by cluster collisions. The fact that these regions host younger CR*e*s is thus in agreement with primary models. A unique prediction of the turbulence re-acceleration models is the existence of ultra-steep radio halos, not associated to major cluster mergers, but to less energetic merging events. Recently Brunetti et al. (2008) claimed the detection of the first ultra-steep radio halo in the multiple merging cluster A521. At the moment, the most striking observational evidence in favour of primary models is the fact that diffuse cluster sources have been detected only in merging clusters.

Deeper statistical analyses of the correlation between diffuse radio sources and the physical properties of their host clusters are required to refine the physical models for CR acceleration. For instance, we know that diffuse radio sources have been detected in $\leq 10\%$ of known clusters, while about 40% of clusters show a disturbed dynamical state: why cluster mergers seem to be a necessary but not sufficient condition for the acceleration of intracluster relativistic particles? The answer could be related to the cluster mass, since a correlation between radio and X-ray cluster luminosity has been pointed out (e.g. Buote 2001). This suggests that only the most massive merging clusters are energetic enough to produce diffuse radio emission at power levels observable with current radio observations (see also the discussion in Sect. 3.1).

Even more debated are the origin and properties of intracluster magnetic fields (Dolag et al. 2008). The different methods available to measure intracluster magnetic fields (equipartition assumption, rotation measures, Compton scattering of CMB photons, X-ray study of cooling-cores in the ICM) show quite discrepant results (see Table 3 of Govoni & Feretti (2004)). Different reasons can explain this discrepancy (e.g. Ferrari 2010). Again, higher statistics is required for magnetic field measurements. For instance, we need deeper multi-wavelength radio observations of radio galaxies per cluster for rotation measure (RM) estimates, combined to detailed modeling of the ICM X-ray brightness profile (Govoni et al. 2001b).

3. Perspectives

3.1. A new generation of radio telescopes

Huge perspectives in the study of the non-thermal intracluster component will be open by the Low Frequency Array (*LOFAR*, Röttgering et al. 2006). A steepening of the synchrotron spectrum of radio halos is expected in the framework of stochastic particle acceleration by MHD turbulence and it has been observed in several halos (see Ferrari et al. 2008). Cassano et al. (2010) have introduced a characteristic frequency $\nu_s \sim 7\nu_b$ at which the steepening become extremely severe. Basically, surveys at frequency $\nu > \nu_s$ cannot detect radio halos. Since the lower is the radio luminosity of the halo, the lower is the expected break frequency, high-frequency ($\nu \approx 1.4$ GHz) surveys are sensitive only to high-luminosity halos, while most of the faint radio luminos-

[1] $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$

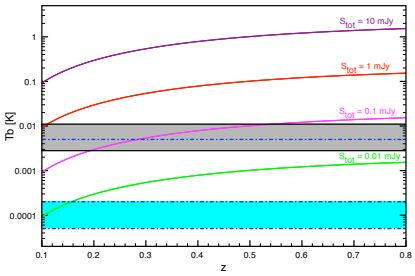


Fig. 1. Brightness temperature at $\sim$ 1.3 GHz as a function of redshift expected for radio halos of a given total flux and of 0.5 Mpc radius. Possible limits for the *ASKAP* EMU Survey and for 50% of the *SKA* with 1 hour integration time are indicated (shaded areas delimited by solid and dot-dashed lines respectively).

ity halo tail will appear at low-frequency radio observations. That's the huge potential of *LOFAR* in the study of diffuse cluster radio sources. Radio maps resulting from the *LOFAR* Surveys[2] (Tier-1 Wide, Tier-2 Deep, Tier-3 Ultra Deep) are expected to provide a catalog of several hundreds candidates of galaxy clusters hosting diffuse radio sources (e.g. Cassano et al. 2010).

The full international *LOFAR* telescope should be operational by early 2011. Other new generation radio telescopes will follow in the next few years, such as the Long Wavelength Array (*LWA*, 10–80 MHz)[3], the Australian Square Kilometre Array Pathfinder (*ASKAP*, 70–1800 MHz)[4], the Karoo Array Telescope (*MeerKAT*, 0.58–15 GHz)[5]. All these instruments will indeed play an important role for the study of non-thermal cluster physics and, more generally, will be crucial scientific and technical pathfinders for the Square Kilometre Array (*SKA*, 0.10 – 25 GHz)[6]. Multi-frequency radio surveys of the sky will be available that will unveil statistical samples of hundreds candidates of diffuse cluster radio sources (Feretti et al. 2004). As detailed above, wide and deep complementary cluster catalogs at other wavelengths will be necessary in order to answer the open questions about non-thermal cluster physics.

After *LOFAR*, the following survey project very important for non-thermal cluster studies will probably be EMU ("Evolutionary Map of the Universe", project leader: R. Norris). It will be a deep radio survey ($\sim$ 10 μJy rms; 1130 – 1430 MHz) covering the entire Southern sky and part of the Northern sky ($\delta \lesssim 30°$) with the *ASKAP* telescope. Fig. 1 shows the brightness temperature at $\approx$ 1.3 GHz as a function of redshift expected for radio halos of a given total flux and of 0.5 Mpc radius. The shaded area delimited by solid lines indicates an approximate 3 σ sensitivity level of the EMU survey. We have taken into account that the exact observing strategy of EMU is under discussion. The best resolution of the survey will be of $\sim$10 arcsec, but lower resolutions radio maps will also be produced in order to increase the sensitivity to diffuse radio sources (see Sect. 3.5.1 in Johnston et al. (2008)). We have assumed here and in the following (see also Fig. 2) an rms sensitivity of 10-20 μJy/beam, with beam sizes variating from 40 to 80 arcsec. Our estimates for the EMU survey are here compared to the $T_b \sim$ 5mK sensitivity limit of 50% of the *SKA* collecting area. This 3σ sensitivity level (indicated by a dot-dashed line in Fig. 1) has been estimated by Feretti et al. (2004) assuming an integration time of 1 hour. The shaded area delimited by dot-dashed curves correspond to the 3 σ sensitivity limit of 50% *SKA* at the same resolution limits that we have adopted for EMU (from 40 to 80 arcsec).

Based on the results in Fig. 1 and on the radio halo luminosity function derived by Enßlin & Röttgering (2002) (see also Table 1 in Feretti et al. (2004)) we can expect to detect $\gtrsim$ 300 halos at any redshift with EMU (i.e. halos in $\gtrsim 2\pi$ sterad with $S_{tot} > 1$ mJy) and several thousands ($\gtrsim$ 6000) halos with the low-resolution 50% *SKA* observations (1h integration time), among which about one third at $z >$0.3. In such a case, in fact, our *SKA* estimates indicate that we can

[2] http://www.lofar.org/astronomy/surveys-ksp/surveys-ksp
[3] http://lwa.unm.edu/
[4] http://www.atnf.csiro.au/SKA/
[5] http://www.ska.ac.za/meerkat/
[6] http://www.skatelescope.org/

go down to $S_{tot} \approx 10\mu$Jy at any redshift. Note that, in addition, EMU could detect several tens higher redshift ($\gtrsim 0.3$) halos with $S_{tot} > 0.1$ mJy.

We have then refined our estimates to evaluate the evolution with redshift of the X-ray luminosity limit of clusters whose diffuse radio emission can be detected by the EMU Survey (shaded are delimited by solid curves in Fig. 2). We have considered radio halos of 1 Mpc size with radio luminosities $L_{1.4GHz} \gtrsim 5 \times 10^{20}$ W/Hz and a typical brightness profile as a function of radius has been adopted (Govoni et al. 2001a):

$$B_\nu(\eta R_h) = \xi \frac{L_{1.4GHz}(1400/\nu)^\alpha (1+z)^{-(3+\alpha)}}{1.5 \times 10^{31} (\eta R_h)^2}$$

where ξ indicates the fraction of the total flux of the source at $r = \eta R_h$ (thus $\xi \leq 1$ and $\eta \leq 1$), B_ν is in Jy/arcsec^2, $L_{1.4GHz}$ in W/Hz, ν in MHz and R_h (=0.5) in Mpc. In our estimates a radio halo is considered to be detected when $B_\nu(\eta R_h) \geq$ 5-10 rms_{EMU} and $\xi = 0.5$. The EMU detection limits for radio halo luminosities have finally be converted to X-ray luminosities of the host clusters following Eq. (1) in Cassano et al. (2006). Increased inverse Compton energy losses on the CMB at higher redshift and the consequent decrease in the intrinsic radio halo luminosity have also been taken into account (Enßlin & Röttgering 2002).

Note that the EMU limits shown in Fig. 2 concern the Wide EMU survey described above. The possibility to perform deeper *ASKAP* surveys, in particular at lower frequencies (~850 MHz) that are more favorable to radio halo detection, is currently considered within the EMU project (Johnston-Hollitt, private communication). In such a case, complementary cluster catalogs could provide excellent targets for deeper radio follow-ups, thus helping in selecting the regions of the sky to be observed with *ASKAP*, *MeerKAT* or any other radio facility. Fig. 2 also shows the detection limit expected with 50% of the *SKA* collecting area at a resolution of ~8, 40 and 80 arcsec, assuming a bandwidth of 0.5 GHz and an integration time of 1 hour. As before, a 3σ level brightness sensitivity of $T_b \sim 5$ mK has been adopted for these estimates (Feretti et al. 2004). We have converted this radio brightness sensitivity to X-ray luminosity limits as a function of redshift by adopting exactly the same method of our previous EMU estimates. The detection limits are here at 10 σ level. Much deeper sensitivity limits can of course be reached with the full *SKA* and longer integration times.

3.2. Importance of WFXT surveys

In order to be able to test current models about the origin of the non-thermal intracluster component we need both *statistical studies* of the fraction of observed clusters hosting diffuse radio sources as a function of the cluster mass and z, and *detailed analyses* of how the correlation between the radio emission and the physical properties of clusters (L_X, T_X, mass, dynamical state...) evolve with z. The newly identified candidates of radio emitting clusters described in Sect. 3.1 will thus have to be cross-matched with cluster catalogs in other wave bands, which will be needed for the cluster *identification* and *physical characterization*.

On short timescales, existing or incoming optical, IR, sub-mm and X-ray surveys will provide an important set of complementary data for the identification of potential clusters detected by *LOFAR* (among others: Ebeling et al. 1998; Böhringer et al. 2000; Ebeling et al. 2001; Böhringer et al. 2001; Goto et al. 2002; van Breukelen et al. 2006; Olsen et al. 2007). In Ferrari (2010) we have compared the cluster X-ray luminosity detection limits of *Planck* and *LOFAR*. Our estimates indicate that the Tier-1 Wide *LOFAR* survey will provide a galaxy cluster catalog through diffuse radio source detection that well match the expected *Planck* cluster detection at $z \lesssim 0.3$. At higher redshift, all the systems detected by *LOFAR* will have an X-ray luminosity above the *Planck* detection limit. Fig. 2 shows that the cluster detection limits of *Planck* will also be perfectly suited for the comparison with the list of diffuse radio surveys resulting from the EMU

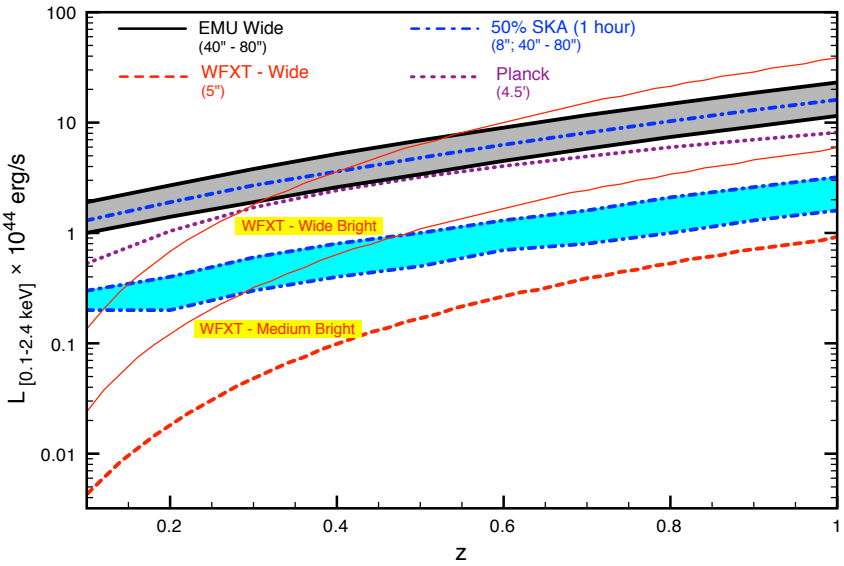


Fig. 2. Evolution with redshift of the X-ray luminosity limit of clusters whose diffuse radio emission can be detected: **a) (shaded area delimited by solid lines)** at 5-10 σ significance level with the *ASKAP* telescope down to the sensitivity limit of the EMU-Wide survey and at 40 to 80 arcsec resolution (Sect.3.1); **b) (dot-dahsed line)** at 10 σ significance level with 50% of the *SKA* collecting area assuming an integration time of 1 hour and a resolution of 8 arcsec (Feretti et al. 2004); c) **(shaded area delimited by dot-dashed lines)** at 10 σ significance level with 50% of the *SKA* collecting area assuming an integration time of 1 hour and 40 to 80 arcsec resolution. The cluster detection limits expected for the *Planck* (**dotted line**; courtesy of A. Chamballu and J. Bartlett) and *WFXT*-Wide (**dashed line**; courtesy of B. Sartoris) surveys are also shown. The thinner curves, finally, correspond to the bright sample limits of the *WFXT* Wide and Medium surveys (Sartoris et al. 2010).

Wide survey. *eROSITA*[7] detection limits should match well the radio halo cluster detection limits with EMU presented here (Reiprich, private communication). Based on our estimates radio observations with the SKA will instead require deeper complementary surveys for cluster cross-identification.

The projected *WFXT* surveys will provide two kinds of cluster catalogs (Giacconi et al. 2009; Sartoris et al. 2010): $\sim 3 \times 10^6$ detected clusters (out of which $\approx 98\%$ at $z < 1$[8]), and $\sim 2 \times 10^4$ clusters (the so called "bright sample"), which, with a flux limit 30 times brighter than the detection flux limit, will have robust measures of mass proxies, as well as of ICM surface brightness and temperature profiles.

Most of the cluster detections will come from the all-sky *WFXT* Wide Survey, while the "bright sample" at $z < 1$ is mainly due to the Medium *WFXT* survey, which would cover 3000 square degrees (see Table 1 and Fig. 3

[7] http://www.mpe.mpg.de/heg/www/Projects/EROSITA/main.html

[8] For $z \gtrsim 1$ the lifetime of CR*e*s whose synchrotron emission peaks at 1.4 GHz $\tau \lesssim 10$ Myr due to IC energy losses.

in Sartoris et al. (2010)). In Fig. 2 we have plotted the X-ray luminosity detection limits of the *WFXT* Wide survey as a function of z (red dashed curve), as well as the X-ray luminosity limits for the bright samples resulting from the Wide and Medium *WFXT* surveys (thin red curves). Fig. 2 shows that the comparison between possible *WFXT* and radio surveys could provide:

- an all-sky cluster catalog (*WFXT* Wide, dashed thick line in Fig. 2) deep enough for the identification of $\gtrsim$6000 candidate clusters hosting diffuse radio emission coming from *SKA* observations (see Sect. 3 and Fig. 1). This sample will offer the unique opportunity to study in a fully statistical way the cluster radio *vs.* X-ray luminosity correlation (Sect. 2);
- the possibility to compare radial profiles of the radio spectral index α and of the ICM brightness and temperature (Sect. 2). This could be done on several hundred clusters at z <0.5 by combinining radio surveys data (*LOFAR*, *ASKAP*, *SKA* in Fig. 2) with the bright samples deriving from *WFXT* Wide and Medium surveys (thin red lines in Fig. 2);
- interesting targets for deeper *LOFAR*, *ASKAP*, *MeerKAT* or *SKA* follow-ups.

WFXT will provide X-ray surveys with the necessary sensitivity to match those achievable in future radio surveys of galaxy clusters.

Acknowledgements. I am very grateful to M. Arnaud, S. Borgani, G. Giovannini, M. Johnston-Hollitt and the EMU cluster working group, P. Rosati and B. Sartoris for very useful discussions that helped to improve the paper. I acknowledge financial support by the Agence Nationale de la Recherche through grant ANR-09-JCJC-0001-01.

References

Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, A&A, 495, 27
Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, L., et al. 2001, A&A, 369, 826
Böhringer, H., Voges, W., Huchra, J. P., et al. 2000, ApJS, 129, 435
Brunetti, G., Giacintucci, S., Cassano, R., et al. 2008, Nature, 455, 944
Buote, D. A. 2001, ApJ, 553, L15
Cassano, R., Brunetti, G., Röttgering, H. J. A., & Brüggen, M. 2010, A&A, 509, A68+
Cassano, R., Brunetti, G., & Setti, G. 2006, MNRAS, 369, 1577
Dolag, K., Bykov, A. M., & Diaferio, A. 2008, Space Science Reviews, 134, 311
Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., et al. 1998, MNRAS, 301, 881
Ebeling, H., Edge, A. C., & Henry, J. P. 2001, ApJ, 553, 668
Enßlin, T. A. & Röttgering, H. 2002, A&A, 396, 83
Feretti, L., Burigana, C., & Enßlin, T. A. 2004, New Astronomy Review, 48, 1137
Ferrari, C. 2010, ArXiv e-prints
Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, Space Science Reviews, 134, 93
Giacconi, R., Borgani, S., Rosati, P., et al. 2009, in ArXiv Astrophysics e-prints, Vol. 2010, astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, 90–+
Goto, T., Sekiguchi, M., Nichol, R. C., et al. 2002, AJ, 123, 1807
Govoni, F., Enßlin, T. A., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001a, A&A, 369, 441
Govoni, F. & Feretti, L. 2004, International Journal of Modern Physics D, 13, 1549
Govoni, F., Taylor, G. B., Dallacasa, D., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001b, A&A, 379, 807
Johnston, S., Taylor, R., Bailes, M., et al. 2008, Experimental Astronomy, 22, 151
Olsen, L. F., Benoist, C., Cappi, A., et al. 2007, A&A, 461, 81
Orrú, E., Murgia, M., Feretti, L., et al. 2007, A&A, 467, 943
Pfrommer, C. 2008, MNRAS, 385, 1242
Röttgering, H. J. A., Braun, R., Barthel, P. D., et al. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
Sartoris, B., Borgani, S., Fedeli, C., et al. 2010, ArXiv e-prints
Thierbach, M., Klein, U., & Wielebinski, R. 2003, A&A, 397, 53
van Breukelen, C., Clewley, L., Bonfield, D. G., et al. 2006, MNRAS, 373, L26

2.4.3 Conclusion générale

Les différents projets de recherche présentés dans les paragraphes précédents ont deux points essentiels en commun :

- ▷ les buts principaux :
  - ○ caractériser la physique de formation des structures – des galaxies aux amas ;
  - ○ tester le modèle hiérarchique de formation des structures ;
- ▷ la méthodologie suivie pour atteindre ces buts – comparaison de :
  - ○ observations multi-longueur d'onde des amas et de leurs différentes composantes (obtenues à travers les principaux instruments actuels et de nouvelle génération) ;
  - ○ simulations numériques de plus en plus performantes, capables de modéliser en même temps les processus physiques agissant sur toutes les composantes des amas, et sur des échelles spatiales et temporelles différentes (effets de la formation hiérarchique des structures sur le MIA thermique et non-thermique, ainsi que sur l'évolution des galaxies ; effets des champs magnétiques sur l'évolution thermodynamique des amas ; ...).

Mes travaux de recherche sont donc composés de plusieurs thèmes ayant des buts fortement corrélés. D'une part, l'utilisation des grandes structures de l'Univers pour tester le modèle hiérarchique de formation des structures nécessite de préciser leur physique complexe. D'autre part, des a priori sur le modèle cosmologique sous-jacent à la formation des structures sont nécessaires pour interpréter les résultats observationnels et pour conclure sur les processus physiques non gravitationnels mis en oeuvre dans les amas de galaxies. L'interprétation des observations nécessite une comparaison avec des simulations dont une partie du paramétrage dérive des observations multi-longueurs d'onde elles-mêmes. Il est donc indispensable d'avoir une méthodologie itérative afin de faire le lien entre observations et interprétation via les simulations pour aboutir à une compréhension globale des processus physiques régissant l'évolution non-linéaire des structures de l'Univers.

Chapitre 3

Liste complète des publications

Sommaire

3.1 Articles et actes de conférence 219
3.2 Thèses 223
3.3 Rapport de synthèse 224
3.4 Livres édités 224

3.1 Articles et actes de conférence

****	Journaux à lecteur : 21
***	Articles de revue (invitée) : 4
**	Colloques avec comité de lecture : 5
*	Colloques sans comité de lecture : 13

1. * **Ferrari, C.**, Mantovani, F., & Fanti, R., *Multi-wavelength analysis of the peculiar Compact Steep Symmetric source 3C 99*, 2000, EVN Symposium 2000, eds. J.E. Conway, A.G. Polatidis, R.S. Booth and Y.M. Pihlström, Onsala Space Observatory, 97
2. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Slezak, E., Arnaud, M., Neumann, D., & Rho, J., *Abell 521 : Multiwavelength Analysis of a Currently Forming Cluster*, 2000, Constructing the Universe with Clusters of Galaxies, IAP 2000 meeting, eds. F. Durret and D. Gerbal
3. * **Ferrari, C.**, Fanti, R., & Mantovani, F., *Structure and physical characteristics of 3C 99*, 2000, AGN in the year 2000 - Fourth National Meeting on Active Galactic Nuclei, Memorie della Società Astronomica Italiana (ISSN 0037-8720), ed. A. Celotti, Memorie della Società Astronomica Italiana , 72, 95
4. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Benoist, C., Cappi, A., Arnaud, M., & Rho, J., *A521 : a galaxy cluster with merging evidences*, 2001, Semaine de l'Astrophysique Francaise , EdP-Sciences,Conference Series, eds. F. Combes, D. Barret and F. Thévenin, EdP Sciences , 315

5. * Arnaud, M., Rho, J., Neumann, D., Cappi, A., Maurogordato, S., **Ferrari, C.**, Benoist, C., & Slezak, E., *Multi-wavelength analysis of merging clusters of galaxies*, 2001, 5th Hellenic Astronomical Conference, 99
6. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Benoist, C., Slezak, E., Arnaud, M., & Cappi, A., *New Evidences of Merging for the Galaxy Cluster Abell 521*, 2002, Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters, eds. S. Borgani, M. Mezzetti and R. Valdarnini, Astronomical Society of the Pacific, 268, 363
7. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Benoist, C ., Cappi, A., Arnaud, M., Sauvageot, J.L., & Belsole, E., *Multi-Wavelength Analysis of Merging Clusters* 2002, The Cosmological Model, XXXVII Rencontres de Moriond , Moriond Workshops, eds. Y. Giraud-Héraud, C. Magneville and Thanh Van, The Gioi Publishers, 309
8. * Belsole, E., Pratt, G., **Ferrari, C.**, Bourdin, H., & Teyssier, R., *XMM-Newton observations of merging clusters of galaxies : comparison with numerical simulations*, 2002, Semaine de l'Astrophysique Francaise, EdP-Sciences,Conference Series, eds. F. Combes and D. Barret, EdP Sciences, 41
9. **** **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C., *Multi merger events in Abell 521*, 2003, A&A, 399, 813-828
10. **** Mantovani, F., Fanti, R., **Ferrari, C.**, Cotton, W., & Muxlow, T.W.B., *Radio asymmetry in 3C 99*, 2003, A&A, 399, 449-456
11. **** Plionis, M., Benoist, C., Maurogordato, S., **Ferrari, C.**, & Basilakos, S., *Galaxy alignments as a probe of the dynamical state of clusters*, 2003, ApJ, 594, 144-153
12. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Benoist, C., Cappi, A., & Slezak, E., *MUSIC : MUlti-wavelength Sample of Interacting Clusters*, 2003, SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Française, eds. F. Combes, D. Barret, T. Contini and L. Pagani, EdP-Sciences, Conference Series, 21
13. * Belsole, E., Arnaud, M., Chièze, J.P., Pratt, G.W., Sauvageot, J.L., **Ferrari, C.**, Benoist, C., Bourdin, H., &Maurogordato, S., *New Insights on Merging Clusters of Galaxies from XMM-Newton Observations*, 2003, Matter and Energy in Clusters of Galaxies, eds. S. Bowyer and C.Y. Hwang, Astronomical Society of the Pacific, 2003, 301, 443
14. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Benoist, C., Cappi, A., & Slezak, E., *MUSIC : Multiwavelength Sample of Interacting Clusters*, 2004, Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution, eds. J.S. Mulchaey, A. Dressler and A. Oemler, Carnegie Observatories Astrophysics Series
15. ** **Ferrari, C.**, Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., Slezak, E., Belsole, E., Sauvageot, J.L., Bourdin, H., &Pratt, G.W., *Optical and X-ray analysis of the galaxy cluster A 3921*, 2004, IAU Colloquium no. 195 "Outskirts of galaxy clusters : intense life in the suburbs", ed. A. Diaferio, 188

16. * Belsole, E., Sauvageot, J.L., Pratt, G. W., Bourdin, H., Maurogordato, S., **Ferrari, C.**, Benoist, C., Lyner, T., & Buck, R., *New insights into structure formation from XMM observations of merging clusters*, 2004, 35th COSPAR Scientific Assembly, 35, 1831
17. **** **Ferrari, C.**, Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E., *Dynamical state and star formation properties of the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2005, A&A, 430, 19-38
18. **** **Ferrari, C.**, *Star Formation in Merging Galaxy Clusters*, 2005, Reviews in Modern Astronomy, 18, 147
19. **** Mair, M., Kapferer, W., Domainko, W., Schindler, S., van Kampen, E., Kronberger, T., Kimeswenger, S., **Ferrari, C.**, & Ruffert, M., *Simulations of interaction processes of galaxies with the intra-cluster medium*, 2005, AN, 326, 503
20. * **Ferrari, C.**, Maurogordato, S., Feretti, L., Hunstead, R.W., Benoist, C., Cappi, A., Schindler, S., & Slezak, E., *Star formation in the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2005, SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, SF2A Scientific Highlights 2005, eds. F. Casoli, T. Contini, J.M. Hameury and L. Pagani, EdP Sciences,713
21. **** **Ferrari, C**., Arnaud, M., Ettori, S., J., Rho, & Maurogordato, S., *Chandra observation of the multiple merger cluster Abell 521*, 2006, A&A, 446, 417-428
22. **** Kapferer, W., **Ferrari, C.**, Domainko, W., Mair, M., Kronberger, T., Schindler, S., Kimeswenger, S., van Kampen, E., Breitschwerdt, D., & Ruffert, M., *Simulations of galactic winds and starbursts in galaxy clusters*, 2006, A&A, 447, 827-842
23. **** **Ferrari, C.**, Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S., *ATCA observations of the galaxy cluster Abell 3921. I. Radio emission from the central merging sub-clusters*, 2006, A&A, 457, 21-34
24. **** Olsen, L. F., Benoist, C., Cappi, A., Maurogordato, S., Mazure, A., Slezak, E., Adami, C., **Ferrari, C.**, & Martel, F., *Galaxy clusters in the CFHTLS. First matched filter candidate catalogue of the Deep fields*, 2007, A&A, 461, 81-93
25. **** Gitti, M., **Ferrari, C.**, Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S., *Discovery of diffuse radio emission at the center of the most X-ray-luminous cluster RX J1347.5-1145*, 2007, A&A, 470, L25-L29
26. **** Maurogordato, S., Cappi, A., **Ferrari, C.**, Benoist, C., Mars, G., Soucail, G., Arnaud, M., Bourdin, H., Pratt, G., & Sauvageot, J.L., *A2163 : merger events in the hottest Abell galaxy cluster - I. Dynamical analysis from optical data*, 2008, A&A, 481, 593
27. **** **Ferrari, C.**, Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A., & Rephaeli, Y., *Observations of extended radio emission in clusters*, 2008, Space Science Reviews :

Clusters of Galaxies - beyond the Thermal View, Kaastra, J.S. (ed.), Kluwer Academic Publishers, 134, 93

28. **** Kronberger, T., Kapferer, W., **Ferrari, C.**, Unterguggenberger, S., & Schindler, S., *On the influence of ram-pressure stripping on the star formation of simulated spiral galaxies*, 2008, A&A, 483, 783

29. **** Kapferer, W., Kronberger, T., **Ferrari, C.**, Riser, T., & Schindler, S., *On the influence of ram-pressure stripping on interacting galaxies in clusters*, 2008, MNRAS, 389, 1405

30. ** **Ferrari, C.**, Hunstead, R.W., Feretti, L., Maurogordato, S., Benoist, C., Cappi, A., Schindler, S., & Slezak, E., *Star formation in the merging galaxy cluster Abell 3921 : optical and radio observations*, 2008, Science with ALMA : a new era for Astrophysics, Astrophysics and Space Science, eds. R. Bachiller and J. Cernicharo, Springer, 313, p. CDROM

31. *** **Ferrari, C.**, *Non thermal emission from clusters of galaxies : the importance of a joint LOFAR/Simbol-X view*, 2009, Simbol-X - Focusing on the Hard X-ray Universe, eds. P. Ferrando and J. Rodriguez, AIP Conf. Proc. Series, 1126, 277

32. **** Kapferer, W., Sluka, C., Schindler, S., **Ferrari, C.**, & Ziegler, B., *The effect of ram pressure on the star formation, mass distribution and morphology of galaxies*, 2009, A&A, 499, 87

33. **** Lovisari, L., Kapferer, W., Schindler, S., & **Ferrari, C.**, *Metallicity map of the galaxy cluster A3667*, 2009, A&A, 588, 191

34. **** Murgia, M., Eckert, D., Govoni, F., **Ferrari, C.**, Pandey-Pommier, M., Nevalainen, J., & Paltani, S., *GMRT observations of the Ophiuchus galaxy cluster*, 2010, A&A, 514, 76

35. *** **Ferrari, C.**, *Non-thermal emission from galaxy clusters : a Pandora's vase for astrophysics*, 2010, revue invitée, 2010 Cosmology, XLVth Rencontres de Moriond, eds. E. Augé, J. Dumarchez and J.T. Thanh Van, The Gioi Publishers, 111, arXiv :1005.3699

36. ** Heald, G., McKean, J., Pizzo, R., van Diepen, G., van Zwieten, J. E., van Weeren, R. J., Rafferty, D., van der Tol, S., Birzan, L., Shulevski, A., Swinbank, J. D., Orru, E. O., de Gasperin, F., Ker, L., Bonafede, A., Macario, G., **Ferrari, C.**, *Recent LOFAR imaging pipeline results*, 2010, Proceedings of the ISKAF2010 Science Meeting. June 10 -14 2010. Assen, the Netherlands. Published online at http ://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi ?confid=112, p.57

37. **** Maurogordato, S., Sauvageot, J. -L., Bourdin, H., Cappi, A., Benoist, C., **Ferrari, C.**, Mars, G., Houairi, K., *Merging history of three bimodal clusters*, 2011, A&A, 525, 79

38. **** Bourdin, H., Arnaud, M., Mazzotta, P., Pratt, G. W., Sauvageot, J. -L., Martino, R., Maurogordato, S., Cappi, A., **Ferrari, C.**, Benoist, C., *A2163 :*

Merger events in the hottest Abell galaxy cluster II. Subcluster accretion with galaxy-gas separation, 2011, A&A, 527, 21

39. *** **Ferrari, C.**, *Non-thermal phenomena in galaxy clusters*, 2011, revue invitée, "The second Galileo - Xu Guangqi meeting", sous presse, IJMPD
40. *** **Ferrari, C.**, *Non-thermal emission from galaxy clusters*, 2011, revue invitée, "Wide Field X-ray Telescope" workshop, 2011, MSAIS, 17, 79
41. ** Ferrando, P., Goldwurm1, A., Laurent, P., Limousin, O., Beckmann, V., Arnaud, M., Barcons, X., Bomans, D., Caballero, I., Carrera, S. Chaty, J. Chenevez, R. Chipaux, F. Christensen, A. Claret, F., Corbel1, S., Croston, J., Daddi, E., De Becker, M., Decourchelle, A., Elbaz, D., Falanga, M., **Ferrari, C.**, Feruglio, C., Götz, D., Gouiffès, C., Hailey, C., Hernanz, M., Kreykenbohm, I., Malzac, J., Martignac, J., Mattana, F., Meuris, A., Miniutti, G., Nalewajko, K., Negueruela, I., O'Dell, S., Paltani, S., Petre, R., Petrucci, P.-O., Pierre1, M., Pinsard, F., Ponti, G., Rauw, G., Rea, N., Renaud, M., Robert, J.-L., Rodriguez, J., Rozanska, A., Santangelo, A., Sauvageot, J.-L., Soldi, S., Tagger, M., Tenzer, C., Terrier, R., Trap, G., Varnière, P., Wilms, J., Zhang, W., Zurita Heras, J., *The COSPIX mission : focusing on the energetic and obscured Universe*, 2011, PoS (Texas 2010), sous-presse
42. **** Heald, G., Bell, M. R., Horneffer, Offringa, A., Pizzo, R., van der Tol, S., van Weeren, R. J., van Zwieten, J. E., Anderson, J. M., Beck, R., van Bemmel, I., Birzan, L., Bonafede, A., Conway, J., **Ferrari, C.**, De Gasperin, F., Haverkorn, F., Jackson, N., Macario, G., McKean, J., Miraghaei, H., Orrù, E., Rafferty, D., Röttgering, H., Scaife, A., Shulevski, A., Sotomayor, C., Tasse, C., Trasatti, M., Wucknitz, O., on behalf of the LOFAR collaboration, *LOFAR : Recent imaging results & future prospects*, 2011, JApA, sous-presse, arXiv :1106.3195
43. **** Castagné, D., Pointecouteau, E., Soucail, G., Maurogordato, S., Cappi, A., **Ferrari, C.**, *Deep optical observations of the massive galaxy cluster Abell 1413*, A&A, soumis
44. ** McKean, J., Ker, L., van Weeren, R. J., Batejat, F., Bîrzan, L., Bonafede, A., Conway, J., De Gasperin, F., **Ferrari, C.**, Heald, G., Jackson, N., Macario, G., Orrù, E., Pizzo, R., Rafferty, D., Röttgering, H., Shulevski, A., Tasse, C., van der Tol, S., van Bemmel, I., van Diepen, G., van Zwieten, J.E. on behalf of the LOFAR collaboration, *LOFAR : Early imaging results from commissioning for Cygnus A*, 2011, PoS, soumis

3.2 Thèses

1. **Ferrari, C.**, *Structure et propriétés physiques de 3C 99*, 1999, Thèse de Laurea, Université de Bologne, Italie
2. **Ferrari, C.**, *Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies en coalescence*, 2003, Thèse de Doctorat en Science de l'Univers, Université de Nice-Sophia

Antipolis, France

3.3 Rapport de synthèse

1. Tagger, M., Zarka, P., Aghanim, N., Arnaud, M., Ballet, J., Blanc, E., Bosma, A., Cassam-Chenaï, G., Chaty, S., Corbel, S., Decourchelle, A., Dubus, G., Falgarone, E., **Ferrari, C.**, Ferrière, K., Flores, H., Gallant, Y., Giebels, B, Hammer, F., Mercier, C., Montmerle, T., Parizot, E., Stompor, R., Torchinsky, S., & Van Driel, W., *FLOW The French LOFAR Consortium - Argumentaire Scientifique pour une participation Francaise à LOFAR*, 2008
2. Ferrando, P., Goldwurm1, A., Laurent, P., Limousin, O., Beckmann, V., Arnaud, M., Barcons, X., Bomans, D., Caballero, I., Carrera, S. Chaty, J. Chenevez, R. Chipaux, F. Christensen, A. Claret, F., Corbel1, S., Croston, J., Daddi, E., De Becker, M., Decourchelle, A., Elbaz, D., Falanga, M., **Ferrari, C.**, Feruglio, C., Götz, D., Gouiffès, C., Hailey, C., Hernanz, M., Kreykenbohm, I., Malzac, J., Martignac, J., Mattana, F., Meuris, A., Miniutti, G., Nalewajko, K., Negueruela, I., O'Dell, S., Paltani, S., Petre, R., Petrucci, P.-O., Pierre1, M., Pinsard, F., Ponti, G., Rauw, G., Rea, N., Renaud, M., Robert, J.-L., Rodriguez, J., Rozanska, A., Santangelo, A., Sauvageot, J.-L., Soldi, S., Tagger, M., Tenzer, C., Terrier, R., Trap, G., Varnière, P., Wilms, J., Zhang, W., Zurita Heras, J.,*Compact Object Spectroscopy Polarimetry and Imaging in hard X-rays*, proposal ESA, 2010

3.4 Livres édités

1. "Non-thermal phenomena in colliding galaxy clusters", MemSAIt, Vol. 82 n.3, **C. Ferrari**, G. Brunetti, M. Brüggen and T. Venturi eds.

Annexe A

Contexte cosmologique

Sommaire

A.1 Métrique et décalage vers le rouge 225
A.2 Expansion et paramètres de l'Univers 226
A.3 Relations entre le temps, le paramètre de Hubble et le facteur d'échelle de l'Univers 227

La fonction de cet annexe, extrait de Bartelmann & Schneider (2001), est d'introduire les principales équations utilisées dans la Sect. 1.1.

A.1 Métrique et décalage vers le rouge

Pour que le principe cosmologique soit respecté, la métrique spatiale de l'Univers pourra seulement se contracter ou être en expansion de façon isotrope, avec un facteur d'échelle $a(t)$ qui doit dépendre seulement du temps. Dans ce cadre, deux événements voisins dans l'espace-temps sont séparés par ds :

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - a^2(t)\mathrm{d}l^2, \tag{A.1}$$

où dl est l'element lineaire de l'espace homogène et isotrope tridimensionnel.

La géométrie des hypersurfaces est décrite par dl^2. L'hypothèse d'isotropie exige que ces surfaces, qui peuvent être plates ou courbes, soient à symétrie sphérique. L'homogénéité en outre nous permet de choisir un point arbitraire comme origine des coordonnées. La position de chaque point est identifiée par deux angles, θ et ϕ, et une coordonné radiale η. L'équation la plus générique pour définir dl est :

$$\mathrm{d}l^2 = \mathrm{d}\eta^2 + f_K^2(\eta)(\mathrm{d}\phi^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\theta^2). \tag{A.2}$$

$f_K(\eta)$ est une fonction trigonométrique, linéaire, ou hyperbolique de η, selon que la courbure K soit positive, nulle ou négative :

$$f_K(\eta) = \begin{cases} K^{-1/2}\sin(K^{1/2}\eta) & (K>0) \\ \eta & (K=0) \\ (-K)^{-1/2}\sinh[(-K)^{1/2}\eta] & (K<0) \end{cases} \tag{A.3}$$

La longueur d'onde des photons qui se propagent d'une source à un observateur est décalée vers le rouge à cause de l'expansion de l'espace. Si la source émet le photon

au temps t_e et il rejoint l'observateur comobile au temps t_o, le décalage vers le rouge (*redshift*) z du photon est donné par :

$$\frac{\mathrm{d}t_o}{\mathrm{d}t_e} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)} = 1 + z \tag{A.4}$$

A.2 Expansion et paramètres de l'Univers

Nous voulons déterminer comment le facteur d'échelle $a(t)$ de l'Univers dépend du temps. L'hypothèse de homogénéité implique que toutes les quantités qui décrivent le contenu en matière de l'Univers, en particulier la densité de matière et la pression, ne doivent dépendre que du temps.

Les équations de la relativité générale avec la métrique décrite précédemment et pour une constante cosmologique Λ donnée sont les suivantes :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{Kc^2}{a^2}, \tag{A.5}$$

– où le premier terme à droite de cette équation inclut la densité de matière (ordinaire et non-baryonique) et l'énergie associée aux composantes relativistes (particules et photons), le deuxième terme décrit l'effet de la courbure de l'espace sur l'expansion de l'Univers. Le troisième terme est enfin lié à l'énergie du vide (ou à la constante cosmologique) – et :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3}\pi G\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda}{3}. \tag{A.6}$$

Sur la base des Eqs. A.5 et A.6, le facteur d'échelle $a(t)$ est complètement déterminé une fois que sa valeur à un temps donné est fixée et si on connait l'équation d'état $P(\rho)$. Nous considérons $a(t_0) = a_0 = 1$ (t_0 étant le temps présent). L'ensemble des Eqs. A.1, A.2, A.3, A.5 et A.6 définit la *métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker*. Des Eqs. A.5 et A.6 nous pouvons en outre dériver l'équation de conservation de l'énergie sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt}\left(\rho a^3\right) + 3pa^2\dot{a} = 0 \tag{A.7}$$

Le taux d'expansion relatif de l'Univers est donné par le *paramètre de Hubble* :

$$H \equiv \dot{a}a^{-1}. \tag{A.8}$$

Sa valeur à t_0 est la *constante de Hubble* $H_0 = 100\ h$ km s^{-1} Mpc^{-1}. L'échelle de temps pour l'expansion de l'Univers est donnée par l'inverse de la constante de Hubble. Le paramètre de deceleration de l'Univers à t_0 est defini comme :

$$q_0 = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \tag{A.9}$$

La *densité critique* de l'Univers est donnée par :

$$\begin{aligned} \rho_{cr} &\equiv \frac{3H^2}{8\pi G} \\ \rho_{cr_0} &\equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1.9 \times 10^{-26} h^2 \text{ kg m}^{-3} \approx 2.8 \times 10^{11} h^2 \frac{M_\odot}{\text{Mpc}^3}. \end{aligned} \tag{A.10}$$

La densité de matière ρ_m en unités de ρ_{cr} donne le paramètre de densité $\Omega_m = \rho_m/\rho_{cr}$. Si la densité de matière de l'Univers est critique ($\Omega_m = 1$) et la constante cosmologique est nulle ($\Lambda = 0$), les hypersurfaces spatiales sont plates ($K = 0$). En général : $\Omega = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_K + \Omega_\Lambda$, où $\Omega_m \equiv \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_m = \Omega_b + \Omega_{DM}$, où "$b$" indique la masse baryonique et "DM" la matière noire, $\Omega_r \equiv \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_r$ se réfère à la composante de masse relativiste (photons et neutrinos), $\Omega_K \equiv \frac{-Kc^2}{(aH)^2}$ à la courbure de l'Univers et $\Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H^2}$ à la constante cosmologique (Norman 2010). Pour chaque composante on aura en outre $\Omega_x(z) = \rho_x(z)/\rho_c(z) = \Omega_{x_0}(1+z)^{3(1+w_x)}[H(z)/H_0]^{-2}$ [1] (voir Voit 2005, pour plus de détails).

A.3 Relations entre le temps, le paramètre de Hubble et le facteur d'échelle de l'Univers

Si on combine les Eqs. A.5 et A.8 on obtient l'évolution du paramètre de Hubble en fonction du temps :

$$H^2(t) = H_0^2 \left[a^{-4}(t)\Omega_{r_0} + a^{-3}(t)\Omega_{m_0} - a^2(t)\frac{Kc^2}{H_0^2} + \Omega_{\Lambda_0} \right]. \tag{A.11}$$

Puisque $H(t_0) \equiv H_0$ et $\Omega_{r_0} \ll \Omega_{m_0}$ (voire Sect. 1.2.3), on aura :

$$K = \left(\frac{H_0}{c}\right)^2 (\Omega_{m_0} + \Omega_{\Lambda_0} - 1), \tag{A.12}$$

et donc :

$$H^2(t) = H_0^2 \left[a^{-4}(t)\Omega_{r_0} + a^{-3}(t)\Omega_{m_0} + a^2(t)(1 - \Omega_{m_0} - \Omega_{\Lambda_0}) + \Omega_{\Lambda_0} \right]. \tag{A.13}$$

En combinants les Eqs. A.5, A.6 et A.12, on obtient en outre que le paramètre de décélération de l'Univers (Eq. A.9) peut s'écrire comme :

$$q_0 = \frac{\Omega_{m0}}{2} - \Omega_{\Lambda_0} \tag{A.14}$$

L'âge de l'Univers peut être déterminée de l'Eq. A.11 et de la relation :

$$\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}a}{\dot{a}} = \frac{\mathrm{d}a}{aH}. \tag{A.15}$$

1. Valable pour un fluide avec équation d'état de la forme $P = w\rho$.

Pour $\Omega_{r_0} \approx 0$ [2], on aura :

$$t_0 = \frac{1}{H_0}\int_0^1 \mathrm{d}a \left[a^{-1}\Omega_{m_0} + (1-\Omega_{m_0}-\Omega_{\Lambda_0}) + a^2\Omega_{\Lambda_0}\right]^{-1/2}. \tag{A.16}$$

Après l'équipartition entre matière et radiation, l'évolution avec le temps des paramètres de densité de la matière [3] et de l'énergie sombre est donnée par (Eqs. 1.12 et A.10) :

$$\begin{aligned}\Omega_m(a) &= \frac{8\pi G}{3H^2(a)}\rho_0 a^{-3} = \frac{\Omega_{m_0}}{a+\Omega_{m_0}(1-a)+\Omega_{\Lambda_0}(a^3-a)},\\ \Omega_\Lambda(a) &= \frac{\Lambda}{3H^2(a)} = \frac{\Omega_{\Lambda_0}a^3}{a+\Omega_{m_0}(1-a)+\Omega_{\Lambda_0}(a^3-a)}.\end{aligned} \tag{A.17}$$

Pour $a \ll 1$, le côté droit de l'Eq. A.13 est dominé par la matière et la radiation, qui dépendent plus fortement de a^{-1}. Le paramètre de Hubble dans les phases primordiales de l'Univers sera donc :

$$H(t) = H_0\left[a^{-4}(t)\Omega_{r_0} + a^{-3}(t)\Omega_{m_0}\right]^{1/2}. \tag{A.18}$$

Au moment de l'équipartition radiation matière (Eq. 1.12) le paramètre d'échelle a_{eq} est définie comme $a_{eq}^{-4}\Omega_{r_0} = a_{eq}^{-3}\Omega_{m_0}$, et donc l'Eq. A.18 devient :

$$H(t) = H_0\Omega_0^{1/2}a^{-3/2}\left(1+\frac{a_{eq}}{a}\right)^{1/2}. \tag{A.19}$$

ou :

$$H(t) = H_0\Omega_0^{1/2}\begin{cases} a_{eq}^{1/2}a^{-2} & (a \ll a_{eq})\\ a^{-3/2} & (a_{eq} \ll a \ll 1).\end{cases} \tag{A.20}$$

Le temps cosmique obtenu à travers l'intégration de l'Eq. A.15 et en utilisant l'Eq. A.19 devient :

$$t(a) = \frac{2}{3H_0}\Omega_0^{-1/2}\left[a^{3/2}\left(1-2\frac{a_{eq}}{a}\right)\left(1+\frac{a_{eq}}{a}\right)^{1/2} + 2a_{eq}^{3/2}\right], \tag{A.21}$$

ou :

$$t(a) = \frac{1}{H_0\Omega_0^{1/2}}\begin{cases} \frac{1}{2}a_{eq}^{-1/2}a^2 & (a \ll a_{eq})\\ \frac{2}{3}a^{3/2} & (a_{eq} \ll a \ll 1).\end{cases} \tag{A.22}$$

2. Cette approximation implique $p \sim 0$ pour tous les temps t, ce qui n'est pas vrai dans les phases primordiales de l'Univers, quand la radiation domine la densité d'énergie-matière totale. Cette approximation est quand même valable puisque l'Univers passe un temps assez court dans la phase dominée par la radiation (Sect. 1.2.3).

3. Pour $a \gg a_{eq}$, $\Omega_m(a) \gg \Omega_r(a) \to \Omega_m(a) \simeq 1 - \Omega\Lambda(a)$. Pour $a \ll a_{eq}$ c'est par contre le paramètre de densité de la radiation qui domine sur celui de la matière.

Annexe B

Curriculum Vitae

Sommaire

B.1 Informations personnelles 229
B.2 Diplômes acquis 229
B.3 Activités professionnelles 230
B.4 Financements obtenus (supérieurs à 10 k€) 230
B.4.1 Bourses d'étude 230
B.4.2 Porteuse de projets 230
B.5 Chercheur visiteur 231
B.6 Connaissance de langues 231

B.1 Informations personnelles

Nom :	Chiara Ferrari
Née le (à) :	8 Février 1975 (San Remo, Italie)
Nationalité :	Italienne
Adress :	Observatoire de la Côte d'Azur Boulevard de l'Observatoire, B.P. 4229 F-06304 Nice, France
Telephone :	+33 4 92 00 3028
Fax :	+33 4 92 00 3018
E-mail :	chiara.ferrari@oca.eu

B.2 Diplômes acquis

1994	Diplôme de maturité scientifique (équivalent italien du baccalauréat) obtenu avec félicitations, Lycée scientifique G. Saccheri, San Remo, Italie
1999	*Laurea* en Astronomie, Université de Bologna, Italie Summa cum Laude, Directeur de thèse : Prof. L. Gregorini Titre de la thèse : *Structure et propriétés physiques de 3C 99*

2003	Doctorat d'État en Sciences de l'Univers, Université de Nice-Sophia Antipolis, France Mention Très Honorable, Directeurs de thèse : A. Bijaoui and S. Maurogordato Titre de la thèse : *Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies en coalescence*

B.3 Activités professionnelles

2008—présent	Astronome Adjoint, Observatoire de la Côte d'Azur, France
2007—2008	Assistante Universitaire, Université d'Innsbruck, Autriche
2006—2007	Post-doc, Université d'Innsbruck, Autriche
2004—2005	Marie Curie Intra-European Fellowship, Université d'Innsbruck, Autriche
2000—2003	Allocataire de recherche, Observatoire de la Côte d'Azur, France
1999—2000	Boursière, Observatoire de la Côte d'Azur, France

B.4 Financements obtenus (supérieurs à 10 k€)

B.4.1 Bourses d'étude

07/2000	Bourse de perfectionnement à l'étranger, CNAA, Italie
04/2000	Bourse de perfectionnement à l'étranger, Université de Milan, Italie
01/2000	Bourse de perfectionnement à l'étranger, Université de Bologne, Italie

B.4.2 Porteuse de projets

2009	ANR J.C.J.C. - Titre : "Non-Thermal Processes in Galaxy Clusters"[1]- Durée du projet : 4 ans (215 k€)
2007	FWF (Austrian Science Fund) - Titre : "Evolutionary Processes in Interacting Clusters of Galaxies" - Durée du projet : 3 ans (180 k€)
2005	TWF (Tirolean Fund) - Titre : "Multi-wavelength analysis of merging galaxy clusters" - Durée du projet : 1 an (15 k€)
2003	Marie Curie Intra European Fellowship - Titre : "Multi-wavelength analysis of merging galaxy clusters" - Durée du projet : 2 ans (150 k€)

1. Le lien à la page web du projet est le suivant : https://opales.oca.eu/twiki/bin/view/Main/WebHome

B.5 Chercheur visiteur

09/2000	European Southern Observatory, Garching, Allemagne
12/2000	European Southern Observatory, La Silla, Chili
04/2001	European Southern Observatory, La Silla, Chili
07/2002	European Southern Observatory, Garching, Allemagne
10/2002	European Southern Observatory, La Silla, Chili
11/2002	Institut de Radioastronomie, Bologne, Italie
05/2004	Université de Sydney, Australie
12/2004	ATNF, Sydney, Australie
03/2005	Institut de Radioastronomie, Bologne, Italie
01/2007	Institut de Radioastronomie, Bologne, Italie
05/2009	Université d'Innsbruck, Autriche

B.6 Connaissance de langues

Italien	Très bonne (Langue maternelle)
Français	Très bonne
Anglais	Très bonne
Allemand	De base

Annexe C

Enseignement et tâches d'intérêt général

Sommaire

C.1 Enseignement 233
C.1.1 Université de Nice Sophia-Antipolis 233
C.1.2 Université d'Innsbruck, Autriche 234
C.1.3 Écoles nationales et internationales 234
C.2 Encadrement 234
C.3 Séminaires et communications 234
C.3.1 Séminaires 234
C.3.2 Communications 235
C.4 Tâches d'intérêt général 236
C.4.1 Vulgarisation scientifique 236
C.4.2 Services à la communauté 237
C.5 Organisation de conférences et écoles 237

C.1 Enseignement

C.1.1 Université de Nice Sophia-Antipolis

A.A. 2009/2010
- *Mécanismes d'émissions et sources extra-galactiques*, 10 heures de cours dans le cadre de l'option Astrophysique L1 MPI, UNS, France
- *Non-thermal component of galaxy clusters*, 2 heures de cours de doctorat dans le cadre du projet Erasmus Mundus IRAP (International Relativistic Astrophysics Doctorate Program)
- *Cosmologie : perspectives historiques et questions contemporaines*, 8 heures de cours, UEL, UNS, France
- *Mécanismes d'émissions et sources extra-galactiques*, 10 heures de cours dans le cadre de l'option Astrophysique L1 SM, UNS, France

A.A. 2010/2011
- *Mécanismes d'émissions et sources extra-galactiques*, 10 heures de cours dans le cadre de l'option Astrophysique L1 MPI, UNS, France

– *Cosmologie : perspectives historiques et questions contemporaines*, 8 heures de cours, UEL, UNS, France
– *Mécanismes d'émissions et sources extra-galactiques*, 10 heures de cours dans le cadre de l'option Astrophysique L1 SM, UNS, France

C.1.2 Université d'Innsbruck, Autriche

A.A. 2004/2005 – *Extra Solar planets*, cours de 4 heures
– *Optical Spectroscopy*, travaux dirigés, 8 heures

A.A. 2005/2006 – *Extra Solar planets*, cours de 4 heures
– *Optical Spectroscopy*, travaux dirigés, 8 heures

A.A. 2006/2007 – *Optical Spectroscopy*, travaux dirigés, 8 heures

A.A. 2007/2008 – *Introduction to Radioastronomy*, cours magistral de 15 heures
– *Optical Spectroscopy*, travaux dirigés, 8 heures

A.A. 2008/2009 – *Introduction to Radioastronomy*, cours magistral de 15 heures
– *Optical Spectroscopy*, travaux dirigés, 8 heures

A.A. 2010/2011 – *Introduction to Radioastronomy*, cours magistral de 15 heures (Erasmus Mundus Master Course "Astro-Mundus")

C.1.3 Écoles nationales et internationales

Août 2009 *Galaxy Clusters*, cours de 1 heure, Third MCCT SKADS Training School, Paris, France

Septembre 2009 *Les amas de galaxies : "pas que de galaxies"*, cours de 3 heures, Le monde des galaxies, histoire de l'Univers, Porquerolles, France

C.2 Encadrement

2007-2010 Lorenzo Lovisari, thèse de doctorat, co-encadrement(encadrant : Prof. S. Schindler, Université d'Innsbruck, Autriche)

2011 V. Girault, C. Moufida, P.-F. Leget, UNS, stage de L3, co-encadrement avec C. Benoist, OCA, Cassiopée

2011 A. Dabbech, École Polytechnique de Tunisie, stage de master, co-encadrement avec D. Mary, OCA, Fizeau

2011 R. Baxter, University of Cape Twon, stage de 2 mois, co-encadrement avec D. Mary, OCA, Fizeau)

C.3 Séminaires et communications

C.3.1 Séminaires

10/2002 Observatoire d'Athènes, Grèce

11/2002	Institut de Radioastronomie, Bologne, Italie
02/2003	Université d'Innsbruk, Autriche
04/2003	OMP, Toulouse, France
12/2003	Observatoire Astronomique de Trieste, Italie
05/2004	Université de Sydney, Italie
12/2004	ATNF, Sydney, Autralie
03/2006	OMP, Toulouse, France
03/2006	GEPI, Toulouse, France
05/2006	Université de Torino, Italie
01/2007	Institut de Radioastronomie, Bologne, Italie
03/2007	OAMP, Marseille, France
03/2007	OCA, Nice, France
03/2007	IAP, Paris, France
11/2007	Université de Bolzano, Italie
02/2009	Université d'Innsbruk, Autriche
05/2009	Lorentz Center, Leiden, Hollande
06/2010	OCA, Nice, France

C.3.2 Communications

***	Invitée (colloques internationaux) : 6
**	Non invitée (colloques internationaux) : 4
*	Ateliers et colloques nationaux : 12

1. * *Merging clusters*, 2001, "Cosmology and Fundamental Particles", Bertinoro, Italie
2. ** *Multi-Wavelength Analysis of Merging Clusters*, 2002, "XXIInd Astrophysics Moriond Meeting", Les Arcs, France
3. * *Multi-Wavelength Analysis of Merging Clusters*, 2002, "Journées Scientifiques du PNC", Paris, France
4. * *MUSIC : Multi-Wavelength Sample of Interactiong Clusters*, 2003, "Journées de l'Astronomie Française", Bordeaux, France
5. ** *Star formation in the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2004, "IAU Colloquium no.195", Torino, Italie
6. *** *Star formation in merging galaxy clusters*, 2004, "From cosmological structures to the Milky Way", Prague, Rép. Tchèque
7. * *Les amas de galaxies : perspective OV*, 2005, "Atelier Observatoire Virtuel", Strasbourg, France

8. * *Formation d'étoiles dans les amas de galaxies en coalescence*, 2005, "Journées de l'Astronomie Française", Strasbourg, France
9. * *Physique des amas de galaxies en coalescence*, 2005, "Journées Scientifiques du PNC", Paris, France
10. ** *Star formation in the merging galaxy cluster Abell 3921*, 2006, "XXVIth Astrophysics Moriond Meeting", La Thuile, Italie
11. * *Physique des amas de galaxies : nécessité d'une vision panchromatique*, 2006, Atelier "Imagerie Multidimensionnelle et O.V.", Nice, France
12. * *Propriétés et origine des reliques radio dans les amas de galaxies*, 2006 , "Cosmologie avec SKA et LOFAR", Paris, France
13. * *Formation et évolution des galaxies dans la perspective de MUSE*, 2007, "Atelier MUSE", Lyon, France
14. * *Star formation in galaxy clusters*, 2008, "Journées Scientifiques du PNG", Paris, France
15. * *Diffuse radio emission in galaxy clusters : a new window for cosmology*, 2008, "Journées Scientifiques du PNC", Paris, France
16. *** *Thermal and non-thermal emission from galaxy clusters : X-ray and LOFAR observations*, 2008, "Astrophysics with E-LOFAR", Hamburg, Allemagne
17. *** *Non-thermal emission of clusters of galaxies : the importance of a joint LOFAR/Simbol-X view*, 2008, "Simbol-X : focusing on the hard X-ray Universe", Paris, France
18. *** *Diffuse radio emission in distant galaxy clusters*, 2008, "LOFAR Surveys", Leiden, Hollande
19. ** *Galaxy cluster mergers and star formation*, 2009, "Galaxy evolution and environment", Kuala Lumpur, Malésie
20. * *Radio continuum sources in galaxy clusters*, 2009, "Forum pre-SKA", Paris, France
21. *** *Non-thermal emission from galaxy clusters*, 2010, "45$^{\text{ème}}$ Rencontres de Moriond - Cosmology", La Thuile, Italie
22. *** *Non-thermal phenomena in galaxy clusters*, 2010, "The second Galileo - Xu Guangqi meeting", 2010, Ventimiglia, Italie

C.4 Tâches d'intérêt général

C.4.1 Vulgarisation scientifique

2000-2003	Guide pour les visites grand-publique de l'Observatoire de la Côte d'Azur
2009 – présent	Participation aux activités de vulgarisation scientifique de l'Observatoire de la Côte d'Azur :

– stages collégiens
– formation enseignants
– participation à la production d'un CD-ROM sur les activités pédagogiques de l'OCA

C.4.2 Services à la communauté

2006 – présent	Rapporteur de "Astronomy & Astrophysics"
2008 – présent	Rapporteur de "The Astrophysical Journal"
2009 – présent	Rapporteur de "The Astronomical Journal"
2009 – présent	Rapporteur de " Space Science Reviews"
Juillet 2009	Membre du "2009 Chandra peer review Panels"

C.5 Organisation de conférences et écoles

Septembre 2009	*Le monde des galaxies, histoire de l'Univers*, Porquerolles, 20-26 Novembre 2009 – MEMBRE DU SOC
Novembre 2010	*NtGC 2010 : Non-thermal phenomena in colliding galaxy clusters*[1], Nice, 15-18 Novembre 2010 – MEMBRE DU SOC ET CHAIR DU LOC

1. Le lien à la page web de la conférence est le suivant : http://cassiopee.oca.eu/spip.php?article323

Liste des Abréviations

2dFGRS *Two-degree Field Galaxy Redshift Survey*

AAT *Anglo-Australian Telescope*

AGN *Active Galactic Nucleus*

ALMA *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*

ASKAP *Australian Square Kilometre Array Pathfinder*

ATCA *Australia Telescope Compact Array*

BAO *Baryonic Acoustic Oscillation*

CC *Cool Core*

CDM *Cold Dark Matter*

CFHTLS *Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey*

CFHT *Canada France Hawaii Telescope*

CMB *Cosmic Microwave Background*

COBE *Cosmic Background Explorer*

COSPIX *Compact Object Spectroscopy Polarimetry and Imaging in hard X-rays*

DM *Dark Matter*

DSS *Digitized Sky Survey*

eROSITA *extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array*

ESO *European Southern Observatory*

FIRST *Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters*

FoV *Field of View*

FWHM *Full Width Half Maximum*

GMRT *Giant Metrewave Radio Telescope*

HDM *Hot Dark Matter*

HXR *Hard X-rays*

IXO *International X-ray Observatory*

LOFAR *Low Frequency Array*

LWA *Long Wavelength Array*

MeerKAT *Karoo Array Telescope*

MHD Magnétohydrodynamique

MIA Milieu Intra Amas

MIS Milieu Inter Stellaire

MOS *Multi Object Spectroscopy*

MUSIC *Multi-wavelength Sample of Interacting Clusters*

NAT *Narrow Angle Tail*

NCC *Non-Cool Core*

NORAS *Northern ROSAT All-sky cluster sample*

NuSTAR *Nuclear Spectroscopic Telescope Array*

NVSS *NRAO VLA Sky Survey*

OPALES *Non-thermal processes in galaxy clusters*

RASS *ROSAT All-Sky Survey*

REFLEX *ROSAT-ESO flux limited X-ray cluster sample*

SDSS *Sloan Digital Sky Survey*

SED *Spectral Energy Distribution*

SFR *Star Formation Rate*

SKA *Square Kilometre Array*

SNae *Supernovae*

SZ *Sunyaev-Zel'dovich*

VLA *Very Large Array*

VLT *Very Large Telescope*

WDM *Warm Dark Matter*

WFXT *Wide Field X-ray Telescope*

WIMP *Weakly Interacting Massive Particles*

XMM *X-ray Multi-Mirror Mission*

Bibliographie

Abell, G. O. 1958, ApJS, 3, 211
(Cité en pages 27 et 59.)

Abell, G. O., Corwin, Jr., H. G., & Olowin, R. P. 1989, ApJS, 70, 1
(Cité en pages 27 et 59.)

Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2010, ApJ, 717, L71
(Cité en pages 193 et 194.)

Ajello, M., Rebusco, P., Cappelluti, N., et al. 2009, ApJ, 690, 367
(Cité en page 141.)

Allen, S. W., Rapetti, D. A., Schmidt, R. W., et al. 2008, MNRAS, 383, 879
(Cité en pages 25 et 26.)

Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2002a, MNRAS, 335, 256
(Cité en page 139.)

Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2002b, MNRAS, 334, L11
(Cité en pages 24, 25 et 26.)

Arnaud, M. 2005, in Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology, ed. F. Melchiorri & Y. Rephaeli, 77
(Cité en pages 18, 32, 34 et 40.)

Arnaud, M. 2008, Mem. Soc. Astron. Italiana, 79, 170
(Cité en pages 138 et 141.)

Arnaud, M. 2010, in Galaxy Clusters : Observations, Physics and Cosmology
(Cité en page 62.)

Arnaud, M., Böhringer, H., Jones, C., et al. 2009, ArXiv e-prints
(Cité en pages 36, 55, 70 et 102.)

Arnaud, M. & Evrard, A. E. 1999, MNRAS, 305, 631
(Cité en page 25.)

Arnaud, M., Maurogordato, S., Slezak, E., & Rho, J. 2000, A&A, 355, 461
(Cité en pages 41, 66, 70 et 138.)

Bagchi, J., Enßlin, T. A., Miniati, F., et al. 2002, New A, 7, 249
(Cité en page 133.)

Bahcall, N. A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S., & Steinhardt, P. J. 1999, Science, 284, 1481
(Cité en pages 3, 19 et 23.)

Balogh, M., Eke, V., Miller, C., et al. 2004, MNRAS, 348, 1355
(Cité en pages 58, 100, 101, 106 et 107.)

Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, Phys. Rep., 340, 291
(Cité en pages 4, 8, 10, 11 et 225.)

Baum, S. A. & O'Dea, C. P. 1991, MNRAS, 250, 737
(Cité en page 130.)

Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1994, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 61, Astronomical Data Analysis Software and Systems III, ed. D. R. Crabtree, R. J. Hanisch, & J. Barnes, 165
(Cité en page 133.)

Bekki, K. 1999, ApJ, 510, L15
(Cité en pages 101 et 102.)

Bell, E. F., McIntosh, D. H., Katz, N., & Weinberg, M. D. 2003, ApJS, 149, 289
(Cité en page 24.)

Belsole, E., Pratt, G. W., Sauvageot, J.-L., & Bourdin, H. 2004, A&A, 415, 821
(Cité en pages 67, 68, 69 et 70.)

Belsole, E., Sauvageot, J.-L., Pratt, G. W., & Bourdin, H. 2005, A&A, 430, 385
(Cité en pages 67 et 68.)

Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, ApJS, 148, 1
(Cité en page 24.)

Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
(Cité en page 59.)

Biviano, A. 1998, in Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster, ed. A. Mazure, F. Casoli, F. Durret, & D. Gerbal, 1
(Cité en page 27.)

Biviano, A. 2000, in Constructing the Universe with Clusters of Galaxies
(Cité en page 27.)

Blanton, E. L., Gregg, M. D., Helfand, D. J., Becker, R. H., & White, R. L. 2003, AJ, 125, 1635
(Cité en page 62.)

Blasi, P. & Colafrancesco, S. 1999, Astroparticle Physics, 12, 169
(Cité en page 188.)

Blasi, P., Gabici, S., & Brunetti, G. 2007, International Journal of Modern Physics A, 22, 681
(Cité en page 45.)

Bogdanović, T., Reynolds, C. S., Balbus, S. A., & Parrish, I. J. 2009, ApJ, 704, 211
(Cité en page 190.)

Böhringer, H., Collins, C. A., Guzzo, L., et al. 2002, ApJ, 566, 93
(Cité en page 67.)

Böhringer, H., Pratt, G. W., Arnaud, M., et al. 2010, A&A, 514, A32
(Cité en page 43.)

Böhringer, H., Voges, W., Huchra, J. P., et al. 2000, ApJS, 129, 435
(Cité en page 67.)

Böhringer, H. & Werner, N. 2010, A&A Rev., 18, 127
(Cité en pages 33, 40, 43, 46, 49 et 53.)

Bonafede, A., Feretti, L., Murgia, M., et al. 2010, A&A, 513, A30
(Cité en pages 137, 188, 189 et 190.)

Bonafede, A., Giovannini, G., Feretti, L., Govoni, F., & Murgia, M. 2009, A&A, 494, 429
(Cité en page 130.)

Bonafede, A., Govoni, F., Feretti, L., et al. 2011, A&A, 530, A24
(Cité en pages 188, 190, 191 et 198.)

Bonometto, S. 2008, Cosmologia & cosmologie (Zanichelli)
(Cité en page 8.)

Borgani, S. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0605575)
(Cité en pages 4, 9, 10, 18, 19 et 20.)

Borgani, S. 2010, in COSPAR, Plenary Meeting, Vol. 38, 38th COSPAR Scientific Assembly, 2619
(Cité en page 62.)

Borgani, S. & Guzzo, L. 2001, Nature, 409, 39
(Cité en pages 18, 21 et 22.)

Bourdin, H., Arnaud, M., Mazzotta, P., et al. 2011, A&A, 527, A21
(Cité en pages 36 et 69.)

Bravo-Alfaro, H., Cayatte, V., van Gorkom, J. H., & Balkowski, C. 2000, AJ, 119, 580
(Cité en page 103.)

Bridle, A. H. & Fomalont, E. B. 1976, A&A, 52, 107
(Cité en page 129.)

Brown, S., Duesterhoeft, J., & Rudnick, L. 2011, ApJ, 727, L25
(Cité en page 186.)

Brunetti, G., Giacintucci, S., Cassano, R., et al. 2008, Nature, 455, 944
(Cité en pages 136, 138 et 192.)

Brunetti, G. & Lazarian, A. 2011, MNRAS, 410, 127
(Cité en pages 48, 136, 188, 189 et 191.)

Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001, MNRAS, 320, 365
(Cité en page 135.)

Brunetti, G., Venturi, T., Dallacasa, D., et al. 2007, ApJ, 670, L5
(Cité en pages 185, 186, 187 et 190.)

Bryan, G. L. & Norman, M. L. 1998, ApJ, 495, 80
(Cité en page 14.)

Buote, D. A. 2001, ApJ, 553, L15
(Cité en page 131.)

Buote, D. A. 2002a, Highlights of Astronomy, 12, 501
(Cité en page 41.)

Buote, D. A. 2002b, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 79
(Cité en pages 42 et 43.)

Buote, D. A. & Tsai, J. C. 1995, ApJ, 452, 522
(Cité en page 131.)

Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001, ApJ, 552, L1
(Cité en page 25.)

Burns, J. O., Sulkanen, M. E., Gisler, G. R., & Perley, R. A. 1992, ApJ, 388, L49
(Cité en page 130.)

Butcher, H. & Oemler, Jr., A. 1978, ApJ, 219, 18
(Cité en pages 100 et 101.)

Carilli, C. L. & Taylor, G. B. 2002, ARA&A, 40, 319
(Cité en page 142.)

Carilli, C. L., Walter, F., Riechers, D., et al. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1105.1128)
(Cité en page 103.)

Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., et al. 1996, ApJ, 462, 32
(Cité en page 24.)

Carlstrom, J. E., Holder, G. P., & Reese, E. D. 2002, ARA&A, 40, 643
(Cité en pages 23, 34 et 36.)

Cassano, R., Brunetti, G., Röttgering, H. J. A., & Brüggen, M. 2010a, A&A, 509, A68
(Cité en pages 46 et 195.)

Cassano, R., Brunetti, G., & Setti, G. 2006, MNRAS, 369, 1577
(Cité en pages 46, 134 et 185.)

Cassano, R., Ettori, S., Giacintucci, S., et al. 2010b, ApJ, 721, L82
(Cité en page 131.)

Cassano, R., Gitti, M., & Brunetti, G. 2008, A&A, 486, L31
(Cité en page 186.)

Cassata, P., Guzzo, L., Franceschini, A., et al. 2007, ApJS, 172, 270
(Cité en page 107.)

Cavagnolo, K. W., Donahue, M., Voit, G. M., & Sun, M. 2009, ApJS, 182, 12
(Cité en page 49.)

Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., Crowl, H., & Vollmer, B. 2009, AJ, 138, 1741
(Cité en page 103.)

Clarke, T. E. 2004, Journal of Korean Astronomical Society, 37, 337
(Cité en page 188.)

Clarke, T. E. & Ensslin, T. A. 2006, AJ, 131, 2900
(Cité en page 130.)

Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. 2006, ApJ, 648, L109
(Cité en pages 1, 2, 30, 31 et 191.)

Cohn, J. D. & White, M. 2008, MNRAS, 385, 2025
(Cité en pages 43 et 45.)

Colafrancesco, S. & Marchegiani, P. 2009, A&A, 502, 711
(Cité en page 188.)

Colafrancesco, S., Profumo, S., & Ullio, P. 2006, A&A, 455, 21
(Cité en page 46.)

Cole, S., Hatton, S., Weinberg, D. H., & Frenk, C. S. 1998, MNRAS, 300, 945
(Cité en page 15.)

Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, MNRAS, 328, 1039
(Cité en page 15.)

Condon, J. J. 1992, ARA&A, 30, 575
(Cité en pages 56, 102, 103 et 198.)

Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, AJ, 115, 1693
(Cité en page 133.)

Conselice, C. J., Gallagher, III, J. S., & Wyse, R. F. G. 2001, AJ, 122, 2281
(Cité en page 52.)

Dallacasa, D., Brunetti, G., Giacintucci, S., et al. 2009, ApJ, 699, 1288
(Cité en page 138.)

David, L. P., Jones, C., & Forman, W. 1995, ApJ, 445, 578
(Cité en page 24.)

Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, ApJ, 292, 371
(Cité en page 15.)

Davis, M. & Peebles, P. J. E. 1983, ApJ, 267, 465
(Cité en pages 6 et 15.)

de Lapparent, V., Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1986, ApJ, 302, L1
(Cité en pages 15 et 29.)

De Propris, R., Couch, W. J., Colless, M., et al. 2002, MNRAS, 329, 87
(Cité en page 67.)

Dolag, K., Bartelmann, M., & Lesch, H. 2002, A&A, 387, 383
(Cité en page 190.)

Dolag, K., Bykov, A. M., & Diaferio, A. 2008, Space Sci. Rev., 134, 311
(Cité en page 137.)

Donahue, M., Scharf, C. A., Mack, J., et al. 2002, ApJ, 569, 689
(Cité en page 62.)

Donnert, J., Dolag, K., Cassano, R., & Brunetti, G. 2010, MNRAS, 407, 1565
(Cité en page 194.)

Doroshkevich, A., Tucker, D. L., Allam, S., & Way, M. J. 2004, A&A, 418, 7
(Cité en page 15.)

Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
(Cité en pages 57, 58 et 100.)

Dressler, A. 1987, in Nearly Normal Galaxies. From the Planck Time to the Present, ed. S. M. Faber, 276
(Cité en pages 58 et 100.)

Dressler, A. & Gunn, J. E. 1983, ApJ, 270, 7
(Cité en page 101.)

Dressler, A., Oemler, A., Gladders, M. G., et al. 2009, ApJ, 699, L130
(Cité en page 103.)

Dressler, A., Smail, I., Poggianti, B. M., et al. 1999, ApJS, 122, 51
(Cité en pages 58 et 100.)

Dunn, R. J. H. & Fabian, A. C. 2006, MNRAS, 373, 959
(Cité en page 52.)

Durrer, R. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1103.5331)
(Cité en page 3.)

Dursi, L. J. & Pfrommer, C. 2008, ApJ, 677, 993
(Cité en page 191.)

Eckert, D., Produit, N., Paltani, S., Neronov, A., & Courvoisier, T. J.-L. 2008, A&A, 479, 27
(Cité en page 141.)

Edwards, L. O. V., Fadda, D., & Frayer, D. T. 2010, ApJ, 724, L143
(Cité en page 62.)

Eisenstein, D. J., Hu, W., & Tegmark, M. 1998, ApJ, 504, L57
(Cité en page 18.)

Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, MNRAS, 282, 263
(Cité en page 18.)

Ensslin, T. A., Biermann, P. L., Klein, U., & Kohle, S. 1998, A&A, 332, 395
(Cité en page 132.)

Ensslin, T. A., Biermann, P. L., Kronberg, P. P., & Wu, X.-P. 1997, ApJ, 477, 560
(Cité en page 193.)

Enßlin, T. A. & Gopal-Krishna. 2001, A&A, 366, 26
(Cité en page 142.)

Enßlin, T. A. & Sunyaev, R. A. 2002, A&A, 383, 423
(Cité en pages 46 et 47.)

Evrard, A. E. 1991, MNRAS, 248, 8
(Cité en page 101.)

Evrard, A. E. 1997, MNRAS, 292, 289
(Cité en page 24.)

Fabian, A. C., Celotti, A., & Erlund, M. C. 2006, MNRAS, 373, L16
(Cité en pages 52 et 53.)

Fabian, A. C. & Nulsen, P. E. J. 1977, MNRAS, 180, 479
(Cité en pages 37 et 52.)

Fabian, A. C., Nulsen, P. E. J., & Canizares, C. R. 1984, Nature, 310, 733
(Cité en pages 37 et 52.)

Fabian, A. C., Reynolds, C. S., Taylor, G. B., & Dunn, R. J. H. 2005, MNRAS, 363, 891
(Cité en page 52.)

Fabian, A. C. & Sanders, J. S. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1201, American Institute of Physics Conference Series, ed. S. Heinz & E. Wilcots, 275
(Cité en pages 38, 39, 52 et 191.)

Fabian, A. C., Sanders, J. S., Allen, S. W., et al. 2003a, MNRAS, 344, L43
(Cité en page 52.)

Fabian, A. C., Sanders, J. S., Crawford, C. S., et al. 2003b, MNRAS, 344, L48
(Cité en page 52.)

Feretti, L. 1999, in Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, ed. H. Boehringer, L. Feretti, & P. Schuecker, 3
(Cité en page 133.)

Feretti, L. 2008, Mem. Soc. Astron. Italiana, 79, 176
(Cité en page 138.)

Feretti, L., Burigana, C., & Enßlin, T. A. 2004, New A Rev., 48, 1137
(Cité en page 194.)

Feretti, L., Fusco-Femiano, R., Giovannini, G., & Govoni, F. 2001, A&A, 373, 106
(Cité en pages 36 et 130.)

Feretti, L. & Giovannini, G. 1998, in Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster, ed. A. Mazure, F. Casoli, F. Durret, & D. Gerbal, 123
(Cité en page 28.)

Feretti, L. & Giovannini, G. 2008, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 740, A Pan-Chromatic View of Clusters of Galaxies and the Large-Scale Structure, ed. M. Plionis, O. López-Cruz, & D. Hughes, 143
(Cité en pages 33, 43, 45, 130, 135 et 142.)

Feretti, L., Giovannini, G., Govoni, F., & Murgia, M. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1101.1887)
(Cité en pages 46, 136, 188 et 190.)

Feretti, L. & Venturi, T. 2002, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 163
(Cité en page 54.)

Ferrando, P., Goldwurm, A., Laurent, P., et al. 2011, ArXiv e-prints
(Cité en page 193.)

Ferrari, C. 2003, PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis
(Cité en pages 3, 42 et 67.)

Ferrari, C. 2005, in Reviews in Modern Astronomy, Vol. 18, Reviews in Modern Astronomy, ed. S. Röser, 147
(Cité en pages 42, 67, 68 et 101.)

Ferrari, C. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1126, American Institute of Physics Conference Series, ed. J. Rodriguez & P. Ferrando, 277
(Cité en pages 45 et 141.)

Ferrari, C. 2010, ArXiv e-prints
(Cité en pages 188, 195 et 201.)

Ferrari, C. 2011, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 17, 79
(Cité en pages 195 et 201.)

Ferrari, C., Arnaud, M., Ettori, S., Maurogordato, S., & Rho, J. 2006a, A&A, 446, 417
(Cité en pages 42, 68, 69, 70, 137 et 138.)

Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Slezak, E. 2005, A&A, 430, 19
(Cité en page 104.)

Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, Space Sci. Rev., 134, 93
(Cité en pages 43, 48, 130, 133, 135, 136, 141 et 195.)

Ferrari, C., Hunstead, R. W., Feretti, L., Maurogordato, S., & Schindler, S. 2006b, A&A, 457, 21
(Cité en pages 42, 68, 104 et 138.)

Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C. 2003, A&A, 399, 813
(Cité en pages 42, 68, 69, 70, 104 et 137.)

Finoguenov, A., Böhringer, H., & Zhang, Y.-Y. 2005, A&A, 442, 827
(Cité en page 43.)

Fujita, Y., Takizawa, M., Nagashima, M., & Enoki, M. 1999, PASJ, 51, L1
(Cité en page 101.)

Fusco-Femiano, R., dal Fiume, D., Feretti, L., et al. 1999, ApJ, 513, L21
(Cité en page 36.)

Fusco-Femiano, R., Landi, R., & Orlandini, M. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0702576)
(Cité en page 141.)

Gabici, S. & Blasi, P. 2003, ApJ, 583, 695
(Cité en page 134.)

Gallazzi, A., Bell, E. F., Wolf, C., et al. 2009, ApJ, 690, 1883
(Cité en page 58.)

Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A., et al. 2003, ApJ, 597, 210
(Cité en page 42.)

Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H., et al. 1972, ApJ, 178, 281
(Cité en page 31.)

Giacintucci, S., Venturi, T., Bardelli, S., et al. 2006, New A, 11, 437
(Cité en page 137.)

Giacintucci, S., Venturi, T., Cassano, R., Dallacasa, D., & Brunetti, G. 2009, ApJ, 704, L54
(Cité en page 186.)

Giacintucci, S., Venturi, T., Macario, G., et al. 2008, A&A, 486, 347
(Cité en page 138.)

Giovannini, G., Bonafede, A., Feretti, L., Govoni, F., & Murgia, M. 2010, A&A, 511, L5
(Cité en pages 130 et 133.)

Giovannini, G., Bonafede, A., Feretti, L., et al. 2009, A&A, 507, 1257
(Cité en pages 130, 131, 138 et 186.)

Giovannini, G. & Feretti, L. 2002, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 197
(Cité en pages 43, 46, 129 et 138.)

Giovannini, G., Feretti, L., Girardi, M., et al. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1104.3711)
(Cité en pages 185, 186 et 187.)

Giovannini, G., Feretti, L., & Stanghellini, C. 1991, A&A, 252, 528
(Cité en page 130.)

Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, T., Kim, K.-T., & Kronberg, P. P. 1993, ApJ, 406, 399
(Cité en pages 28 et 135.)

Giovannini, G., Tordi, M., & Feretti, L. 1999, New A, 4, 141
(Cité en page 133.)

Girardi, M. & Biviano, A. 2002, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 39
(Cité en pages 42 et 43.)

Gitti, M., Brunetti, G., Feretti, L., & Setti, G. 2004, A&A, 417, 1
(Cité en pages 139 et 141.)

Gitti, M., Brunetti, G., & Setti, G. 2002, A&A, 386, 456
(Cité en page 134.)

Gitti, M., Ferrari, C., Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S. 2007, A&A, 470, L25
(Cité en pages 130, 139, 140 et 141.)

Gitti, M. & Schindler, S. 2004, A&A, 427, L9
(Cité en page 139.)

Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2000, AJ, 120, 2148
(Cité en page 59.)

Goto, T., Sekiguchi, M., Nichol, R. C., et al. 2002, AJ, 123, 1807
(Cité en pages 59 et 67.)

Govoni, F., Enßlin, T. A., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001a, A&A, 369, 441
(Cité en page 137.)

Govoni, F. & Feretti, L. 2004, International Journal of Modern Physics D, 13, 1549
(Cité en pages 136, 141, 188 et 198.)

Govoni, F., Markevitch, M., Vikhlinin, A., et al. 2004, ApJ, 605, 695
(Cité en page 134.)

Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al. 2006, A&A, 460, 425
(Cité en page 198.)

Govoni, F., Murgia, M., Markevitch, M., et al. 2009, A&A, 499, 371
(Cité en page 139.)

Govoni, F., Taylor, G. B., Dallacasa, D., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001b, A&A, 379, 807
(Cité en page 198.)

Hanisch, R. J. 1982, A&A, 116, 137
(Cité en page 135.)

Harris, D. E., Kapahi, V. K., & Ekers, R. D. 1980, A&AS, 39, 215
(Cité en page 129.)

Harris, D. E. & Miley, G. K. 1978, A&AS, 34, 117
(Cité en page 129.)

Harrison, F. A., Boggs, S., Christensen, F., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7732, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
(Cité en page 193.)

Hattori, M., Kneib, J., & Makino, N. 1999, Progress of Theoretical Physics Supplement, 133, 1
(Cité en page 57.)

Haynes, M. P., Giovanelli, R., & Chincarini, G. L. 1984, ARA&A, 22, 445
(Cité en pages 102 et 103.)

Henry, J. P. & Arnaud, K. A. 1991, ApJ, 372, 410
(Cité en page 18.)

Herschel, W. 1785, Royal Society of London Philosophical Transactions Series I, 75, 213
(Cité en page 27.)

Hubble, E. 1929, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168
(Cité en page 27.)

Hubble, E. P. 1925, Popular Astronomy, 33, 252
(Cité en page 27.)

Hung, L.-W., Bañados, E., De Propris, R., & West, M. J. 2010, ApJ, 720, 1483
(Cité en page 57.)

Jaffe, W. J. 1977, ApJ, 212, 1
(Cité en page 135.)

Jansky, K. G. 1933, Nature, 132, 66
(Cité en page 29.)

Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., et al. 1998, ApJ, 499, 20
(Cité en page 2.)

Jenkins, L. P., Hornschemeier, A. E., Mobasher, B., Alexander, D. M., & Bauer, F. E. 2007, ApJ, 666, 846
(Cité en page 28.)

Jones, C. & Forman, W. 1992, in NATO ASIC Proc. 366 : Clusters and Superclusters of Galaxies, ed. A. C. Fabian, 49
(Cité en page 41.)

Jones, C. & Forman, W. 1999, ApJ, 511, 65
(Cité en pages 42 et 43.)

Kaiser, N. 1986, MNRAS, 222, 323
(Cité en page 62.)

Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., et al. 2006, A&A, 447, 827
(Cité en pages 42, 43 et 70.)

Kapferer, W., Kronberger, T., Ferrari, C., Riser, T., & Schindler, S. 2008, MNRAS, 389, 1405
(Cité en pages 104 et 106.)

Kapferer, W., Sluka, C., Schindler, S., Ferrari, C., & Ziegler, B. 2009, A&A, 499, 87
(Cité en pages 104, 105, 106 et 107.)

Kempner, J. C., Blanton, E. L., Clarke, T. E., et al. 2004, in The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies, ed. T. Reiprich, J. Kempner, & N. Soker, 335
(Cité en page 133.)

Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
(Cité en pages 56 et 102.)

Keshet, U. 2010, ArXiv e-prints (arXiv :1011.0729)
(Cité en page 186.)

Kim, R. S. J., Kepner, J. V., Postman, M., et al. 2002, AJ, 123, 20
(Cité en page 60.)

Kirkpatrick, C. C., Gitti, M., Cavagnolo, K. W., et al. 2009, ApJ, 707, L69
(Cité en page 53.)

Knop, R. A., Aldering, G., Amanullah, R., et al. 2003, ApJ, 598, 102
(Cité en page 26.)

Koester, B. P., McKay, T. A., Annis, J., et al. 2007, ApJ, 660, 221
(Cité en page 60.)

Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, ApJS, 192, 18
(Cité en page 3.)

Krause, M., Alexander, P., Bolton, R., et al. 2009, MNRAS, 400, 646
(Cité en page 194.)

Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., & Nagai, D. 2006, ApJ, 650, 128
(Cité en page 62.)

Kronberger, T., Kapferer, W., Ferrari, C., Unterguggenberger, S., & Schindler, S. 2008, A&A, 481, 337
(Cité en pages 104 et 106.)

Krymskii, G. F. 1977, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 234, 1306
(Cité en page 132.)

Lacey, C. & Cole, S. 1993, MNRAS, 262, 627
(Cité en pages 15 et 16.)

Lachièze-Rey, M. 2004, Initiation à la Cosmologie (Dunod)
(Cité en pages 4, 9 et 17.)

Laganá, T. F., de Souza, R. S., & Keller, G. R. 2010, A&A, 510, A76
(Cité en page 192.)

Lah, P., Pracy, M. B., Chengalur, J. N., et al. 2009, MNRAS, 399, 1447
(Cité en page 103.)

Large, M. I., Mathewson, D. S., & Haslam, C. G. T. 1959, Nature, 183, 1663
(Cité en page 129.)

Lavery, R. J. & Henry, J. P. 1988, ApJ, 330, 596
(Cité en page 101.)

Leccardi, A., Rossetti, M., & Molendi, S. 2010, A&A, 510, A82
(Cité en page 49.)

Lin, Y., Mohr, J. J., & Stanford, S. A. 2004, ApJ, 610, 745
(Cité en page 24.)

Lovisari, L., Kapferer, W., Schindler, S., & Ferrari, C. 2009, A&A, 508, 191
(Cité en pages 49, 70 et 71.)

Lovisari, L., Schindler, S., & Kapferer, W. 2011, A&A, 528, A60
(Cité en page 43.)

Macario, G., Markevitch, M., Giacintucci, S., et al. 2011, ApJ, 728, 82
(Cité en page 42.)

Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., Rapetti, D., & Drlica-Wagner, A. 2010, MNRAS, 406, 1773
(Cité en page 63.)

Markevitch, M. 2006, in ESA Special Publication, Vol. 604, The X-ray Universe 2005, ed. A. Wilson, 723
(Cité en pages 2 et 44.)

Markevitch, M. 2010, ArXiv e-prints (arXiv :1010.3660)
(Cité en pages 42 et 43.)

Markevitch, M., Gonzalez, A. H., David, L., et al. 2002, ApJ, 567, L27
(Cité en pages 69 et 191.)

Markevitch, M., Ponman, T. J., Nulsen, P. E. J., et al. 2000, ApJ, 541, 542
(Cité en page 42.)

Markevitch, M. & Vikhlinin, A. 2007, Phys. Rep., 443, 1
(Cité en pages 40 et 42.)

Markovič, K., Bridle, S., Slosar, A., & Weller, J. 2011, J. Cosmology Astropart. Phys., 1, 22
(Cité en pages 4 et 13.)

Mason, B. S., Dicker, S. R., Korngut, P. M., et al. 2010, ApJ, 716, 739
(Cité en page 138.)

Maurogordato, S., Cappi, A., Ferrari, C., et al. 2008, A&A, 481, 593
(Cité en pages 42, 68 et 69.)

Maurogordato, S., Proust, D., Beers, T. C., et al. 2000, A&A, 355, 848
(Cité en pages 41, 66 et 70.)

Maurogordato, S., Sauvageot, J. L., Bourdin, H., et al. 2011, A&A, 525, A79
(Cité en pages 67, 68 et 69.)

McNamara, B. R., Bîrzan, L., Rafferty, D. A., et al. 2008, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 386, Extragalactic Jets : Theory and Observation from Radio to Gamma Ray, ed. T. A. Rector & D. S. De Young, 311
(Cité en page 53.)

McNamara, B. R., Rohanizadegan, M., & Nulsen, P. E. J. 2011, ApJ, 727, 39
(Cité en page 53.)

Melrose, D. B. 1968, Ap&SS, 2, 171
(Cité en page 133.)

Metevier, A. J., Romer, A. K., & Ulmer, M. P. 2000, AJ, 119, 1090
(Cité en page 101.)

Miller, N. A. & Owen, F. N. 2003, AJ, 125, 2427
(Cité en pages 59 et 104.)

Moffat, J. W. & Toth, V. T. 2009, MNRAS, 397, 1885
(Cité en page 31.)

Mohr, J. J. 2005, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 339, Observing Dark Energy, ed. S. C. Wolff & T. R. Lauer, 140
(Cité en pages 18, 19, 21, 23, 59, 61, 62 et 63.)

Molnar, S. M., Hearn, N., Haiman, Z., et al. 2009, ApJ, 696, 1640
(Cité en page 138.)

Moore, B., Lake, G., & Katz, N. 1998, ApJ, 495, 139
(Cité en page 101.)

Mori, M. 2009, ArXiv e-prints (arXiv :0912.3346)
(Cité en pages 45 et 192.)

Murgia, M., Eckert, D., Govoni, F., et al. 2010a, A&A, 514, A76
(Cité en pages 51, 133, 139, 141, 142, 191 et 192.)

Murgia, M., Govoni, F., Feretti, L., & Giovannini, G. 2010b, A&A, 509, A86
(Cité en page 133.)

Murgia, M., Govoni, F., Markevitch, M., et al. 2009, A&A, 499, 679
(Cité en pages 55, 139, 141, 186 et 188.)

Neumann, D. M. & Arnaud, M. 2001, A&A, 373, L33
(Cité en page 25.)

Nevalainen, J., Eckert, D., Kaastra, J., Bonamente, M., & Kettula, K. 2009, A&A, 508, 1161
(Cité en page 141.)

Norman, M. L. 2010, ArXiv e-prints (arXiv :1005.1100)
(Cité en pages 4, 7, 15, 16, 48 et 227.)

Oort, J. H. 1958, in La structure et l'évolution de l'univers, ed. R. Stoopes, Solvay Conference Report, 163
(Cité en page 23.)

Ostriker, J. P. & Steinhardt, P. J. 1995, Nature, 377, 600
(Cité en page 3.)

Padmanabhan, T. 1993, Structure formation in the Universe (Cambridge University Press)
(Cité en pages 4 et 9.)

Parrish, I. J., Quataert, E., & Sharma, P. 2009, ApJ, 703, 96
(Cité en pages 51 et 136.)

Parrish, I. J., Quataert, E., & Sharma, P. 2010, ApJ, 712, L194
(Cité en page 190.)

Peacock, J. A. 1997, MNRAS, 284, 885
(Cité en page 21.)

Peebles, P. 1980, The Large-Scale Structure of the Universe (Princeton University Press)
(Cité en page 6.)

Peebles, P. 1993, Principles of physical cosmology (Princeton University Press)
(Cité en page 10.)

Peterson, J. R., Paerels, F. B. S., Kaastra, J. S., et al. 2001, A&A, 365, L104
(Cité en pages 38 et 52.)

Petrosian, V. & East, W. E. 2008, ApJ, 682, 175
(Cité en page 136.)

Pfrommer, C. & Enßlin, T. A. 2004, MNRAS, 352, 76
(Cité en page 190.)

Pfrommer, C., Enßlin, T. A., & Springel, V. 2008, MNRAS, 385, 1211
(Cité en page 186.)

Pinzke, A. & Pfrommer, C. 2010, MNRAS, 409, 449
(Cité en page 194.)

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011a, ArXiv e-prints (arXiv :1101.2024)
(Cité en pages 28, 36, 61 et 201.)

Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011b, ArXiv e-prints
(Cité en page 61.)

Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011c, ArXiv e-prints (arXiv :1101.2025)
(Cité en pages 61 et 201.)

Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011d, ArXiv e-prints (arXiv :1101.2043)
(Cité en page 63.)

Plionis, M., Benoist, C., Maurogordato, S., Ferrari, C., & Basilakos, S. 2003, ApJ, 594, 144
(Cité en page 69.)

Poggianti, B. M., Bridges, T. J., Komiyama, Y., et al. 2004, ApJ, 601, 197
(Cité en page 42.)

Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 2001, ApJ, 552, 42
(Cité en page 139.)

Popesso, P., Biviano, A., Böhringer, H., & Romaniello, M. 2007, A&A, 464, 451
(Cité en page 24.)

Porter, T. A., Johnson, R. P., & Graham, P. W. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1104.2836)
(Cité en pages 2 et 32.)

Postman, M. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 268, Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters, ed. S. Borgani, M. Mezzetti, & R. Valdarnini, 3
(Cité en page 62.)

Postman, M., Lubin, L. M., Gunn, J. E., et al. 1996, AJ, 111, 615
(Cité en page 60.)

Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, A&A, 511, A85
(Cité en pages 49, 50 et 51.)

Pratt, G. W., Arnaud, M., & Pointecouteau, E. 2006, A&A, 446, 429
(Cité en page 49.)

Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, A&A, 461, 71
(Cité en page 39.)

Press, W. H. & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425
(Cité en pages 19 et 23.)

Rasheed, B., Bahcall, N., & Bode, P. 2010, ArXiv e-prints (arXiv :1007.1980)
(Cité en page 25.)

Rau, W. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1103.5267)
(Cité en pages 2 et 32.)

Reese, E. D., Carlstrom, J. E., Joy, M., et al. 2002, ApJ, 581, 53
(Cité en page 25.)

Reimer, A., Reimer, O., Schlickeiser, R., & Iyudin, A. 2004, A&A, 424, 773
(Cité en pages 46 et 47.)

Reimer, O., Pohl, M., Sreekumar, P., & Mattox, J. R. 2003, ApJ, 588, 155
(Cité en page 194.)

Reiprich, T. H. 2001, PhD thesis, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, P.O. Box 1312, 85741 Garching, Germany
(Cité en page 138.)

Reiprich, T. H. & Böhringer, H. 2002, ApJ, 567, 716
(Cité en page 20.)

Reiprich, T. H., Hudson, D. S., Zhang, Y.-Y., et al. 2009, A&A, 501, 899
(Cité en page 25.)

Rengelink, R. B., Tang, Y., de Bruyn, A. G., et al. 1997, A&AS, 124, 259
(Cité en page 133.)

Richstone, D., Loeb, A., & Turner, E. L. 1992, ApJ, 393, 477
(Cité en pages 21, 66 et 192.)

Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
(Cité en page 3.)

Rood, H. J. & Sastry, G. N. 1971, PASP, 83, 313
(Cité en page 40.)

Rossetti, M. & Molendi, S. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0702417)
(Cité en page 141.)

Rossetti, M. & Molendi, S. 2010, A&A, 510, A83
(Cité en page 49.)

Röttgering, H. J. A. 2010, in ISKAF2010 Science Meeting
(Cité en pages 195, 197 et 198.)

Rubin, V. C., Thonnard, N., & Ford, Jr., W. K. 1978, ApJ, 225, L107
(Cité en page 30.)

Russell, H. R., van Weeren, R. J., Edge, A. C., et al. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1105.0435)
(Cité en pages 185, 186 et 187.)

Ruszkowski, M. & Oh, S. P. 2010, ApJ, 713, 1332
(Cité en page 190.)

Ryu, D., Kang, H., Cho, J., & Das, S. 2008, Science, 320, 909
(Cité en page 190.)

Sachs, R. K. & Wolfe, A. M. 1967, ApJ, 147, 73
(Cité en page 9.)

Sakelliou, I. & Ponman, T. J. 2006, MNRAS, 367, 1409
(Cité en page 104.)

Sanderson, A. J. R., O'Sullivan, E., & Ponman, T. J. 2009, MNRAS, 395, 764
(Cité en page 49.)

Sarazin, C. L. 1986, Reviews of Modern Physics, 58, 1
(Cité en page 32.)

Sarazin, C. L. 1999, ApJ, 520, 529
(Cité en page 133.)

Sauvageot, J. L., Belsole, E., & Pratt, G. W. 2005, A&A, 444, 673
(Cité en page 42.)

Scaramella, R., Baiesi-Pillastrini, G., Chincarini, G., Vettolani, G., & Zamorani, G. 1989, Nature, 338, 562
(Cité en page 16.)

Schindler, S. 2002, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 229
(Cité en page 44.)

Schindler, S. & Böhringer, H. 1993, A&A, 269, 83
(Cité en pages 41, 43 et 66.)

Schindler, S. & Diaferio, A. 2008, Space Sci. Rev., 134, 363
(Cité en pages 34 et 55.)

Schindler, S., Hattori, M., Neumann, D. M., & Boehringer, H. 1997, A&A, 317, 646
(Cité en pages 130 et 139.)

Schindler, S. & Müller, E. 1993, A&A, 272, 137
(Cité en pages 41, 43 et 66.)

Schmidt, F., Vikhlinin, A., & Hu, W. 2009, Phys. Rev. D, 80, 083505
(Cité en page 25.)

Schuecker, P. & Böhringer, H. 1999, in Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, ed. H. Boehringer, L. Feretti, & P. Schuecker, 43
(Cité en page 43.)

Seljak, U. c. v., Makarov, A., McDonald, P., et al. 2005, Phys. Rev. D, 71, 103515
(Cité en page 21.)

Simionescu, A., Allen, S. W., Mantz, A., et al. 2011, Science, 331, 1576
(Cité en page 25.)

Slee, O. B., Roy, A. L., Murgia, M., Andernach, H., & Ehle, M. 2001, AJ, 122, 1172
(Cité en page 135.)

Smolčić, V., Schinnerer, E., Finoguenov, A., et al. 2007, ApJS, 172, 295
(Cité en pages 62 et 64.)

Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, ApJ, 396, L1
(Cité en pages 3 et 9.)

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175
(Cité en pages 25 et 26.)

Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, Nature, 435, 629
(Cité en pages 13 et 15.)

Stappers, B. W., Hessels, J. W. T., Alexov, A., et al. 2011, ArXiv e-prints (arXiv :1104.1577)
(Cité en page 194.)

Strazzullo, V., Rosati, P., Pannella, M., et al. 2010, A&A, 524, A17
(Cité en page 21.)

Struble, M. F. & Rood, H. J. 1982, AJ, 87, 7
(Cité en page 40.)

Subramanian, K., Shukurov, A., & Haugen, N. E. L. 2006, MNRAS, 366, 1437
(Cité en page 190.)

Sun, M., Donahue, M., & Voit, G. M. 2007, ApJ, 671, 190
(Cité en page 105.)

Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, Comments on Astrophysics and Space Physics, 4, 173
(Cité en pages 25, 34 et 36.)

Tegmark, M. 2002, Science, 296, 1427
(Cité en page 19.)

Tegmark, M., Strauss, M. A., Blanton, M. R., et al. 2004, Phys. Rev. D, 69, 103501
(Cité en pages 19 et 21.)

Thierbach, M., Klein, U., & Wielebinski, R. 2003, A&A, 397, 53
(Cité en page 33.)

Timokhin, A. N., Aharonian, F. A., & Neronov, A. Y. 2004, A&A, 417, 391
(Cité en page 45.)

Tomita, A., Nakamura, F. E., Takata, T., et al. 1996, AJ, 111, 42
(Cité en page 104.)

Tozzi, P. & Norman, C. 2001, ApJ, 546, 63
(Cité en page 49.)

van der Hulst, J. M., Sadler, E. M., Jackson, C. A., et al. 2004, New A Rev., 48, 1221
(Cité en pages 103 et 194.)

van Weeren, R. J., Intema, H. T., Oonk, J. B. R., Röttgering, H. J. A., & Clarke, T. E. 2009a, A&A, 508, 1269
(Cité en page 197.)

van Weeren, R. J., Röttgering, H. J. A., Bagchi, J., et al. 2009b, A&A, 506, 1083
(Cité en page 130.)

van Weeren, R. J., Röttgering, H. J. A., Brüggen, M., & Hoeft, M. 2010, Science, 330, 347
(Cité en pages 130, 132, 136 et 190.)

Vannoni, G., Aharonian, F. A., Gabici, S., Kelner, S. R., & Prosekin, A. 2009, ArXiv e-prints (arXiv :0910.5715)
(Cité en pages 45 et 192.)

Vazza, F., Brunetti, G., & Gheller, C. 2009, MNRAS, 395, 1333
(Cité en page 45.)

Venturi, T., Giacintucci, S., Dallacasa, D., et al. 2008, A&A, 484, 327
(Cité en page 130.)

Vikhlinin, A. 2010, Proceedings of the National Academy of Science, 107, 7179
(Cité en pages 3, 4 et 16.)

Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, ApJ, 692, 1060
(Cité en pages 18, 20, 22 et 26.)

Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. 2001, ApJ, 549, L47
(Cité en page 44.)

Voit, G. M. 2005, Reviews of Modern Physics, 77, 207
(Cité en pages 4, 6, 11, 13, 18, 19, 25, 49, 50, 51, 62, 63 et 227.)

Werner, N., Durret, F., Ohashi, T., Schindler, S., & Wiersma, R. P. C. 2008a, Space Sci. Rev., 134, 337
(Cité en page 34.)

Werner, N., Finoguenov, A., Kaastra, J. S., et al. 2008b, A&A, 482, L29
(Cité en page 37.)

White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, Nature, 366, 429
(Cité en page 24.)

Wiaux, Y., Jacques, L., Puy, G., Scaife, A. M. M., & Vandergheynst, P. 2009, MNRAS, 395, 1733
(Cité en page 201.)

Wik, D. R., Sarazin, C. L., Finoguenov, A., et al. 2009, ApJ, 696, 1700
(Cité en page 33.)

Willson, M. A. G. 1970, MNRAS, 151, 1
(Cité en page 129.)

Wu, H.-Y., Rozo, E., & Wechsler, R. H. 2010, ApJ, 713, 1207
(Cité en page 63.)

York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, AJ, 120, 1579
(Cité en page 21.)

Yun, M. S. 2008, Ap&SS, 313, 253
(Cité en page 102.)

Zwicky, F. 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110
(Cité en pages 1 et 29.)

Zwicky, F. 1937, ApJ, 86, 217
(Cité en page 29.)

Zwicky, F., Herzog, E., & Wild, P. 1968, Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, ed. Zwicky, F., Herzog, E., & Wild, P.
(Cité en pages 27 et 59.)

Résumé : Après une introduction visant à expliquer pourquoi les amas de galaxies sont des systèmes complexes au carrefour entre la cosmologie et l'astrophysique, ce rapport résume mes activités de recherche depuis l'obtention de mon doctorat. Je me suis penchée sur l'étude de la physique de formation des amas de galaxies par la comparaison de simulations numériques et d'observations multi-longueur d'onde d'amas.
Différents indicateurs de l'état dynamique des amas de galaxies ont été conçus, testés et utilisés pour analyser l'impact du processus de coalescence sur le différentes composantes observables de ces systèmes : les galaxies, le gaz intra-amas thermique, les rayons cosmiques et les champs magnétiques inter-galactiques.
Nos résultats observationnels indiquent que le taux de formation stellaire des galaxies est intensifié dans les régions de collision des amas. La comparaison avec les simulations numériques révèle que la formation stellaire entre les sous-structures en coalescence est induite principalement par la pression exercée par le milieu intra-amas thermique sur le milieu inter-stellaire.
En accord avec les modèles théoriques d'accélération de rayons cosmiques et d'amplification de champs magnétiques intra-amas, les résultats de nos observations radio profondes confirment une corrélation étroite entre la présence de sources radio étendues, l'état dynamique et la masse des amas observés.
Les perspectives observationnelles, numériques et théoriques des études non-thermiques d'amas sont discutées à la fin de ce manuscrit.
Mots clés : Amas de galaxies – Galaxies – Milieu intra-amas thermique – Rayons cosmiques – Champs magnétiques – Observations multi-fréquence – Simulations numériques

Abstract : After an introduction that aims at explaining why galaxy clusters are complex systems at the crossroads of cosmology and astrophysics, this report reviews the main research axes that I developed since the end of my PhD thesis. I have been focusing on the study of the physical processes acting during galaxy cluster formation by comparing the results coming from numerical simulations and multi-wavelength observations.
Several tracers of the dynamical state of galaxy clusters have been conceived, tested and applied to analyze the impact of cluster mergers on the different observable components of these systems : galaxies, thermal intra-cluster medium, intergalactic cosmic rays and magnetic fields.
Our observational results indicate that the star formation rate of galaxies is enhanced in cluster collision regions. The comparison with numerical simulations indicates that star formation in between merging sub-structures is induced by the ram-pressure exerted by the thermal intra-cluster medium over the inter-stellar medium.
In agreement with current theoretical models of cosmic ray acceleration and magnetic field amplification, the results of our deep radio observations confirm that the presence of extended radio sources correlates with the cluster mass and dynamical state.
The observational, numerical and theoretical perspectives of non-thermal cluster studies are discussed at the end of the manuscript.
Keywords : Galaxy clusters – Galaxies – Intra-cluster medium – Cosmic-rays – Magnetic fields – Multi-frequency observations – Numerical simulations