UNIVERSITÉ PARIS. DIDEROT (PARIS 7)

ECOLE DOCTORALE : Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Denis Diderot

Spécialité Astrophysique et méthodes associées

par

LILIA SOLOVYEVA

Étude de la dynamique du plasma chaud (MIA) dans les amas de galaxies à partir des données XMM-Newton et des simulations numériques

Soutenue le 2 decembre 2008 devant la commission d'examen composée de :

Directeur de thèse	:	Doris Neumann
Co-directeur de thèse	:	Jean-Luc Sauvageot
Rapporteur	:	Alain Blanchard
Rapporteur	:	Jean-Paul Kneib
Examinateur	:	Florence Durret
Examinateur	:	Romain Teyssier
President du Jury	:	James Bartlett
Examinateur	:	Etienne Pointecouteau

Thèse préparée au sein du Service d'Astrophysique
du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DAPNIA/SAp)

Remerciements

Tout d'abord je voudrais remercier mon directeur de thèse, Jean-Luc Sauvageot. Grand merci pour son aide pendant ces trois années, sa disponibilité, nos nombreuses discussions scientifiques sur la physique des amas et l'instrumentation de XMM-Newton.

Je remercie beaucoup Romain Teyssier avec qui j'ai travaillé beaucoup, pour sa proposition des idées physiques simples sur nos observations, et la discussion scientifique.

Je remercie Doris Neumann, avec qui j'ai commencé mon étude des amas, pour son introduction dans les amas et sa discussion scientifique et non scientifique.

Je veux dire aussi un grand merci à Luigina Feretti pour notre travail scientifique, et son point de vu clair sur la vie et sur la science.

Merci beaucoup à Alexis Finoguenov pour de nombreuses discussions scientifiques et ses idées scientifiques sur les amas.

Grand merci à Etienne Pointecouteau a qui j'ai posé beaucoup de questions et toujours obtenue les réponses.

Je remercie grandement Sergey Anokhin pour m'avoir guidée au début de ma thèse au sujet des traitements de données en rayons X.

Merci beaucoup à Yohan Dubois pour son guide au sujet des traitements des simulations au début de ce travail.

Merci beaucoup à Herve Bourdin pour son code "XWSM" et ses explications dans l'utilisation.

Je remercie Florence Durret pour la discussion scientifique et nos collaborations.

Je remercie aussi à Maxim Markevitch, Alexey Vikhlinin, Andrey Kravtsov, Oleg Gnedin, pour leurs réponses à mes questions scientifiques.

A tous les chercheurs français du petit monde des amas de galaxies avec qui j'ai eu des discussions scientifiques je veux dire merci ! à Monique Arnaud, Marguerite Pierre, Chiara Ferrari, Sophie Maurogordato, Nabila Aghanin, David Elbaz, Gabriel Pratt.

Merci beaucoup a Alain Blanchard et Jean-Paul Kneib pour avoir acceptés d'être mes rapporteurs de thèse.

Merci à tous les membres de mon jury de juger mon travail.

Je veux encore dire merci à tous les jeunes qui ont partagé avec moi cette période, les étudiants et les post-doc : Sandrine, Maud, Estelle, Marie, Sergey, Sacha, Benjamin, Florian, Henri, Fabio, Yohan, Ivan.

Je remercie aussi le Commissariat à l'Energie Atomique et le Service Astrophysique pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse.

Je veux dire un grand merci à Martin Lemoine pour son cours qui m'a donné l'intérêt et l'envie d'étudier la cosmologie et l'astrophysique.

Encore une fois je veux dire Grand Merci à Jean-Luc, pour sa correction du Français, son sourire, sa patience et son enthousiasme scientifique pendant notre recherche !

Résumé

Les amas des galaxies sont les plus grandes structures de l'Univers et ces objets sont très intéressants à étudier pour tester la cosmologie. De nos jours, avec la capacité des instruments (XMM-Newton, Chandra) et les simulations numériques, nous pouvons étudier l'état dynamique du gaz dans les amas pendant leur formation. De plus, on peut étudier la dynamique des amas par une approche multi longueur d'onde (optique, radio, rayons X). Cette étude aide à la compréhension des processus physiques dans les amas. Dans mon travail, je me suis concentrée sur l'étude des amas autour de la fusion majeure, j'ai utilisé de données en rayons X comme principal indicateur de l'état dynamique du gaz et, avec l'aide de simulations numériques et les données optiques, j'ai fait une analyse complète en proposant une géométrie possible de la fusion. J'ai effectué ces analyses X détaillées sur deux amas (CL0016+16 et A548b) présentant des signes de fusion et j'ai étudié en détail un amas issu d'une simulation cosmologique (Cluster 6) autour de sa dernière fusion majeure.

Table des matières

Remerciements 2
Résumé 3

I Introduction **9**

1 Introduction **11**
1.1 Introduction : les amas des galaxies 11
1.2 Plan de la thèse 13

II Ce qu'on peut étudier avec les amas de galaxies : **15**

2 Tests cosmologiques avec les amas **19**
2.1 La fraction baryonique 19
2.2 Le comptage des amas 20
2.3 L'auto -similarité 20

3 Les processus physiques du gaz **25**
3.1 Le résultat sur l'étude de fusion 25
3.1.1 L'étude de fusion – la statistique et la morphologie 26
3.1.2 Les simulations de fusion du gaz dans les amas 27
3.1.3 Les observations des amas en fusion en rayons X 27
3.2 Les effets de la fusion 29
3.2.1 Le choc adiabatique 29
3.2.2 Le front froid 30
3.3 L'interaction de fusion des amas et l'émission non-thermique 31
3.3.1 L'émission diffuse de radio 31
3.3.2 La source diffuse de radio et la fusion majeure 34
3.3.3 La nature des particules émettant en radio 34
3.3.4 Les radio-galaxies 35
3.4 Les questions ouvertes et les suggestions sur l'etude la fusion dans les amas de galaxies . 35

III Informations obtenues **37**

4 Informations obtenues **39**
4.1 Informations obtenues des observations X 39
4.1.1 L'émission thermique 39
4.2 Informations obtenues des données optiques 41
4.2.1 Les observations des galaxies dans les amas 41
4.2.2 Comparaison entre les données X et optique 41
4.2.3 Les simulations des composantes non - collisionnelles 41
4.2.4 Les sous-structures à partir de la distribution spatiale 42

4.2.5 Les sous-structures à partir de la dispersion de vitesses . . . 43
4.2.6 Les sous-structures à partir de la distribution spatiale et de la dispersion de vitesses 43
4.2.7 La masse totale à partir des distributions des galaxies . . . 43
4.2.8 La relation σ_v - T . . . 44
4.3 Informations obtenues des donnees radio . . . 45

5 Informations obtenues des simulations 47
5.1 La technique des simulations cosmologiques . . . 47
5.2 La connexion entre les simulations et les observations . . . 48

IV Traitement de données 49

6 Traitement des données XMM 51
6.1 Préparation des données pour le traitement . . . 51
6.1.1 La liste d'événements et le paramètre " pattern " . . . 51
6.1.2 Le filtrage des événements " flare " . . . 51
6.1.3 La correction d'effet du vignetage . . . 53
6.2 Création des images et détection des sources ponctuelles . . . 54
6.3 Extraction du profil de brillance de surface . . . 54
6.4 Extraction du spectre . . . 54
6.5 Soustraction du fond . . . 55
6.5.1 Le fichier du fond . . . 55
6.5.2 La double soustraction . . . 56
6.5.3 Le choix du fond . . . 57
6.6 Analyse des données X . . . 57
6.6.1 L'importance de l'équilibre hydrostatique et de la symétrie sphérique . . . 57
6.6.2 Le calcul de la masse totale : la méthode classique . . . 57
6.6.3 La masse du gaz et la fraction du gaz . . . 58
6.6.4 Le calcul de rayon viriel " R_{200} " . . . 58
6.6.5 Les relations auto-similaires . . . 59

7 Traitement des simulations 61
7.1 Extraction des données . . . 61
7.1.1 Les choix de notre analyse . . . 61
7.1.2 Les données obtenues : les paramètres principaux . . . 61
7.1.3 Les données obtenues : le paramètre de la température . . . 63
7.1.4 Les données obtenues : l'émission de l'amas . . . 63
7.1.5 Les données obtenues : le nombre du Mach . . . 63
7.1.6 Les données obtenues : la masse totale . . . 64
7.2 Vers les observations de " XMM-Newton " . . . 64
7.2.1 La création des photons . . . 65
7.2.2 La création de la réponse XMM-Newton et le fond . . . 65
7.2.3 Le traitement des données XMM simulées . . . 65

V Résultat d'étude 67

8 Amas de galaxies CL0016+16 69
8.1 Objet de l'étude . . . 69
8.2 Traitement des données . . . 70
8.2.1 Fond de A. Read . . . 70
8.2.2 Fond de J. Nevalainen . . . 70
8.3 Analyse de l'image . . . 70

8.3.1 Profil de brillance de surface . . . 70
8.3.2 La possibilité de détection jusqu'à R_{200} avec XMM-Newton . . . 73
8.3.3 Conclusion sur l'analyse de l'image . . . 73
8.4 Analyse spectrale . . . 74
8.4.1 La température moyenne . . . 74
8.4.2 Le profil de température . . . 74
8.4.3 Le profil de température en rapport de dureté . . . 76
8.4.4 La carte de température . . . 76
8.4.5 La température dans les régions choisies, la vérification de la perturbation . . . 78
8.4.6 Les profils de température dans les directions différentes . . . 79
8.5 Analyse de la masse . . . 79
8.5.1 La masse du gaz . . . 80
8.5.2 L'analyse de la masse totale . . . 80
8.5.3 Les paramètres cosmologiques . . . 81
8.5.4 La masse totale à partir de l'auto- similarité . . . 82
8.6 Les propriétés de l'auto - similarité de CL0016+16 . . . 82
8.6.1 Le profil d'amas . . . 82
8.6.2 $L_X - T$ . . . 83
8.7 Signature de fusion de CL0016+16 . . . 84
8.7.1 Les images en ondelette . . . 84
8.7.2 L'analyse de modèle du β en 2 dimensions : le residu obtenu . . . 84
8.7.3 Comparaison avec la simulation, possibilité de fusion majeure . . . 86
8.7.4 "Halo" radio dans le centre de CL0016+16 . . . 86
8.7.5 L'analyse optique . . . 86
8.8 Conclusion . . . 86

9 Amas de galaxies A548b 89
9.1 Objet de l'étude . . . 89
9.2 Propriétés des données de radio . . . 90
9.3 Analyse en rayons X . . . 90
9.3.1 Les observations et la réduction des données . . . 90
9.3.2 L'analyse de brillance de surface . . . 91
9.3.3 L'analyse spectrale . . . 92
9.3.4 La détection du choc dans la direction des "relics" . . . 95
9.4 Relation entre l'émission X et radio . . . 96
9.4.1 L'émission X vers radio . . . 96
9.4.2 Pression dans les régions des "relics" A et B. . . . 97
9.5 État dynamique de l'amas A 548b . . . 97
9.5.1 A548b : les vitesses des galaxies et leur environnement . . . 97
9.5.2 La comparaison avec les résultats de simulation . . . 99
9.6 Discussion . . . 100
9.7 Conclusion . . . 102

10 Etude de la phase de fusion majeure 105
10.1 Objet de l'étude . . . 105
10.1.1 Le code de simulations numériques hydrodynamique et N-corps - " RAMSES " . 105
10.1.2 Le choix de " Cluster 6 " . . . 105
10.2 Analyse des données de simulation . . . 106
10.2.1 Les états dynamiques des amas : la fusion principale – l'analyse effectuée . . . 106
10.2.2 Les états dynamiques des amas : autour de la fusion principale . . . 110
10.2.3 La détection du choc . . . 112
10.2.4 L'effet de projection . . . 112
10.3 Les observations XMM/EPIC des simulations . . . 113

10.3.1 La génération des observations XMM 113
10.3.2 L'analyse des données du XMM obtenue de simulation (z=0.1) 114
10.3.3 La génération des observations XMM (z=0.5) 118
10.3.4 L'analyse de la masse totale 118
10.4 Conclusion 120

VI Conclusion Générale 123
10.5 Conclusion Générale 125
10.6 Perspectives 125

VII Article : The distant galaxy cluster CL0016+16 : X-ray analysis up to R_{200} 127

VIII Article : The dynamical state of A548 from XMM-Newton data : X-ray and radio connection 141

IX Article : Possibility to detect the cluster emission up to R_{200} with XMM-Newton data 155

X Annexe : XMM-Newton 161

11 Satellite XMM-Newton 163
11.1 Les satellites X et leur comparaison 163
11.2 Satellite XMM-Newton : l'introduction 164
11.3 Les instruments principaux du satellite XMM-Newton 164
11.4 Charge-coupled devices (CCD) 165
11.5 La surface efficace des télescopes X 165
11.6 Le filtrage des événements 165
11.6.1 Le paramètre " pattern " 165
11.6.2 Le paramètre " flag " 166
11.6.3 L'événement "out of time events" 166
11.7 Les filtres 166

XI Annexe : l'algorithme "XWSM" 167
11.8 L'algorithme " XWSM " 169

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction : les amas des galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grands structures de l'Univers, qui ont atteint un état d'équilibre gravitationnel. La masse totale des amas de galaxies va de quelques 10^{14} à 10^{15} fois la masse du soleil et leur taille est de quelque Mpc (1-10 Mpc). Les amas de galaxies ont été d'abord découverts en visible, comme des ensemble des galaxies (plusieurs milliers de galaxies pour les amas et plusieurs dizaines de galaxies pour les groupes). Le premier catalogue a été fait par Abell (1958) – 2712 amas et par Zwicky (1961) -10000 amas. L'observation optique a permis faire la classification des amas selon leur morphologie, leur "redshift ", leur richesse. Après un classement en optique, les amas ont été classés comme régulier ou irrégulier – nommé maintenant relaxé et "état dynamique complexe". À partir des données optiques, une première masse totale des amas de galaxies a été calculée, en utilisant la théorème de viriel (Zwicky (1933)), d'où a jailli pour la premiere fois le problème de la masse cachée.

Au début des années 1970, la découverte de l'émission X provenant des amas de galaxies révéla la présence de gaz inter-galactique diffus dans tout le volume de ces systèmes. Ce gaz, appellé le milieu intra-amas (MIA), a une température qui varie entre $10^7 - 10^8 K$ (correspondant à kT entre 1-10 keV), il a une densité de particules faible d'environ 10^{-4} à 10^{-2} cm^{-3}. Ce gaz émet principalement par rayonnement de freinage dans le domaine des rayons X. L'estimation de sa masse montre qu'il constitue la composante baryonique dominante des amas, mais cette masse ne correspondant qu'à environ 15- 20 % de masse totale, donc le problème de la matière noire resta non –résolu. Les amas de galaxies sont donc constitués de trois composantes : les galaxies –environ 5% de la masse totale de l'amas, le plasma chaud $15 - 20\%$ et la matière noire $75 - 80\%$.

Il nous reste 80% de masse sombre, non détectée directement. Aujourd'hui la nature de cette masse est encore inconnue, mais il y a la possibilité d'étudier cette matière à l'aide des simulations numériques, par les paramètres dérivés des observations et de plus, on peut mesurer la masse totale directement à partir de l'effet de lentille gravitationnelle (voir la figure 1.1) La théorie de la relativité générale d'Einstein prédit que la propagation de la lumière est perturbée par la distribution de la masse des objets astrophysiques ; cet effet est plus important pour les objets massifs comme les amas de galaxies. On peut étudier les amas par "strong lensing" et/ou "weak lensing ". Alors que des théories de gravitation modifiée (type MOND) semblaient proposer une alternative possible à la matière noire, l'observation d'une forte ségrégation spatiale du gaz (collisionnel) et de la matière noire (qui ne l'est pas) dans un amas en collision (Clowe, Gonzales & Markevitch (2004)) semble définitivement écarter ces théories et asseoir l'existence de la matière noire.

La distribution des amas de galaxies n'est pas régulière dans le ciel. Il y a des régions avec une grande densité d'amas de galaxies et des régions avec une faible densité. Les amas dans le ciel se retrouvent dans une " toile cosmique ", composée de filaments. Les amas de galaxies sont aux points d'intersection de ces filaments. Jusqu'aux années 1980 les amas furent traités comme des systèmes virialisés à symmétrie sphérique. En 1979, les images en rayons X du satellite Einstein montrèrent pour la première fois une structure complexe du gaz chaud dans une fraction élevée d'amas de galaxies. Des études successives établirent que la présence de sous – structures dans la distribution du milieu intra-

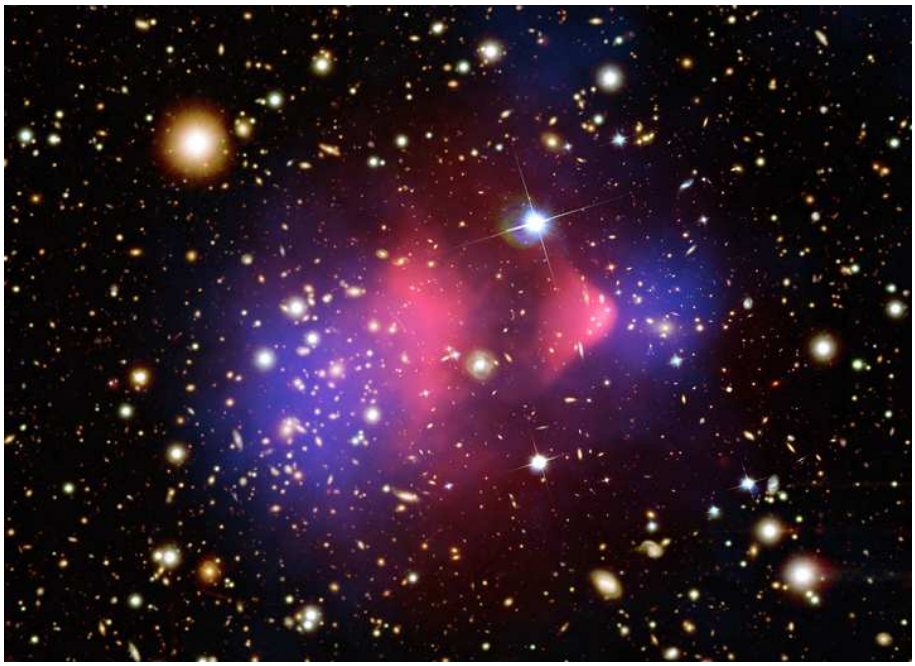

FIG. 1.1 – L'amas de galaxies 1E 0657-56 (z=0.296) est un amas en fusion. La couleur rouge montre la distribution du gaz, le blanc – la distribution des galaxies, le bleu – la distribution de masse de la matière noire déduite des données lensing (Clowe, Gonzales & Markevitch (2004))

amas est un phénomène très fréquent. A partir de la distribution du gaz et des galaxies, les amas de galaxies montrent une distribution complexe dans 30% à 50% des cas. Ces résultats ont été interprétés comme la preuve que beaucoup d'amas ne sont pas relaxés. Ces systèmes irréguliers sont caractérisés par l'accretion de sous-structures de masse inférieure ou par la coalescence entre sous-amas de masse comparable. Ce résultat est compatible avec les modèles théoriques à matière sombre froide ("Cold dark Matter", CDM) qui prédit que les systèmes qu'on observe actuellement dans l'Univers se sont formés par un processus de structuration hiérarchique. Donc, à partir des fluctuations primordiales de densité, les petites structures ont fusionnées les premières, formant des structures de plus en plus massives au cours du temps. Ces petites structures se sont développées par instabilité gravitationnelle. Les simulations numériques cosmologiques, qui suivent l'évolution d'un grand volume d'Univers, des fluctuations initiales jusqu'à présent, montrent que les grands structures se forment par accrétion de matière le long de filaments. Dans ce scénario de formation hiérarchique des structures, les amas représentent les objets les plus jeunes. L'analyse des amas en coalescence qui ne sont pas encore relaxés, permet d'observer le début de l'effondrement et de retracer leur dynamique avant et pendant la phase de virialisation. Une compréhension détaillée de la physique de la formation de ces systèmes est un élément indispensable pour comprendre la formation des grandes structures de l'Univers.

Le gaz chaud, comme composante visible la plus massive, donne l'information principale sur la masse des baryons dans l'amas. L'étude des sous-structures dans le gaz (en densité et en température) des amas de galaxies nous donne des éléments pour établir l'histoire de formation de l'amas (Buote (2002)), mais aussi comprendre mieux la physique et la dynamique du gaz et l'effet de la fusion des amas.

A l'heure actuelle, avec les nouveaux satellites XMM-Newton et Chandra, nous sommes capables d'obtenir des cartes de température d'amas très précises. La cartographie en température est un outil très efficace pour la détection de l'activité dynamique puisque les interactions entre amas produisent des structures en température qui survivent 4 à 6 fois plus longtemps que les perturbations de densité du gaz (Ricker (1998)) et nous donnent donc plus des détails (et pendant plus longtemps) sur l'état dynamique du système. Dans le même temps, pour comprendre mieux les processus physiques du gaz il faut faire la comparaison entre les modèles théoriques, les simulations numériques et les observations. La dynamique

du gaz durant une fusion a été déjà étudiée en utilisant des simulations numériques de collision d'amas (Ricker and Sarazin (2001)) et des modèles d'évolution des grandes structures (Teyssier (2002)). Ces simulations montrent que, pendant une fusion majeure, les chocs et la compression adiabatiques produisent une structure en densité et température complexe qui dépend fortement de la géométrie de la collision et le rapport de masse entre les deux unités. Ces chocs sont supposés être la source majeure de réchauffement du MIA et peuvent accélérer des particules a des vitesses relativistes (Feretti et al. (1998)).

Dans les dernières années, des sources diffuses en radio ont été détectées dans les amas de galaxies. L'origine de ces sources radio n'est pas bien connue. Les observations radio de l'émission synchrotron ont montrés la présence d'un champ magnétique et d'électrons relativistes à grande échelle. L'émission synchrotron diffuse, dans les amas, est présente de deux façons principales : des radio "halos" réguliers au centre d'amas et de radio "relic" irréguliers à leur périphérie (Giovannini & Feretti (2000)). Govoni et al. (2001) a suggère que ces sources de radio soient associées avec les amas non –relaxés, spécifiquement ceux qui subissent des chocs violents, peut-être ce choc re-accélère-t-il les électrons à des vitesses relativistes. Le mécanisme de cet effet est encore une question ouverte pour les amas de galaxies.

1.2 Plan de la thèse

Tous les chapitres présentent le travail éffectué durant ma thèse. Je décris les cadres théoriques dans les deux premiers chapitres. Ici, je ne présente pas toute la théorie des amas de galaxies bien sur, mais les questions théoriques qui sont nécessaires pour ma recherche. Mon travail est principalement basé sur l'étude de la dynamique des amas, cependant, je parle un peu des tests cosmologiques basés sur les amas de galaxies (le chapitre 2). Tous ces chapitres pourraient orientér les prochains étudiants ; au début de ma recherche j'ai beaucoup utilisé les thèses de mes prédécesseurs. Le chapitre 6 présente le traitement des données du satellite XMM-Newton, le calcul des paramètres physiques à partir des données X. J'ai écrit ce chapitre pour les prochains étudiants, parce que les chercheurs dans ce domaine connaissaient très bien tout ça.

Les chapitres 8, 9, 10 présentent les résultats de ma recherche. La dynamique des amas de galaxies et son influence sur la détermination des paramètres physiques est une question ouverte en astrophysique. Par cette recherche j'ai voulu mieux comprendre la dynamique des amas avec l'aide simultanée des observations et des simulations. Mes résultats sont un pas vers la compréhension de la dynamique des amas. La première partie (le chapitre 8) présente mon travail sur l'étude observationelle d'un amas lointain et très brillant CL0016+16. Après cette étude, on peut dire que cet amas a été détecté en émission jusqu'à R_{200}, parce que cet amas est très brillant et en même temps lointain. Cependant, à l'aide d'une étude détaillée sur son état dynamique, on a proposé que cet amas soit en cours de fusion, à cause de sa distribution en température et de la valeur de sa luminosité, d'une part, et de la présence d'un "halo" radio d'autre part. Ce travail a été publié dans A&A (voir le chapitre VII) et on a obtenu une proposition d'observation au VLA.

La deuxième partie (le chapitre 9) présente l'étude d'un amas proche en fusion où j'ai voulu comprendre les relations entre l'émission X et les "relics" radio. Pour cela j'ai effectué l'étude complète de la dynamique : l'analyse X, optique et simulation. J'ai détecté des augmentations de température (probablement dues au choc) mais juste avant la localisation des "relics" (peut être à cause de la physique, d'un effet de projections et des limites de l'instrument). Ce résultat étant difficile à expliquer d'un point de vue théorique, j'ai proposé une géometrie de fusion "ad hoc" qui pourrait l'expliquer. Dans ce cadre, j'ai proposé que cet amas soit juste après le "Maximum core collapse" , autour de la fusion majeure). Ce travail a été publié dans A&A (voir le chapitre VIII).

La troisième partie (le chapitre 10) de ma recherche découle directement d'un besoin survenu après les deux précédents articles. C'est un travail en cours que je souhaite soumettre pour publication avant la fin de l'année. Il s'agit de l'étude, à l'aide de simulations numériques, des amas autour de la fusion majeure. D'habitude, les spécialistes des simulations étudient les amas déjà formés par une approche statistique. Dans ce travail, je me suis résolument placée d'un point de vue strictement observationel, en étudiant l'évolution d'un amas autour d'une fusion majeure. Il s'agit, compte tenu des capacités réelles

des instruments X, de déterminer les signatures visibles de l'état dynamique d'un amas en fusion à partir des observations en fonctions des effets de projections. J'ai aussi estimé l'influence de la fusion sur le calcul des paramètres physiques. Ce travail a donné les résultats suivants : Un catalogue des états autour de la fusion sous différentes projections ; la possibilité de leur détection avec XMM ; On montre, de plus, que l'on peut étudier l'état dynamique pour les amas proches (z=0.1) mais, si l'on prend le même amas (kT=3keV) à z=0.5, on ne peut pas voir l'effet de la dynamique dans les observations, (Dans tous les pas de temps l'amas semble relaxé !) ; J'ai aussi étudié l'impact de l'utilisation de l'équilibre hydrostatique (quand il n'est pas réalisé mais qu'on l'ignore) sur le calcul du masse totale et la détermination de R_{200}.

Deuxième partie

Ce qu’on peut étudier avec les amas de galaxies :

A l'aide des amas de galaxies, on peut étudier la cosmologie, la physique et la dynamique du plasma chaud. Aujourd'hui, la cosmologie (les paramètres cosmologiques : $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$) est étudiée avec bonne précision par les donnees sur les amas de galaxies obtenues avec le satellite ROSAT (voir la figure 2.1 et Vikhlinin et al. (2003)). Par contre la physique et la dynamique du gaz posent plus de questions. Avec les nouveaux satellites tels que XMM-Newton et Chandra nous avons une chance de les mieux comprendre.

Chapitre 2

Tests cosmologiques avec les amas

Les amas de galaxies sont des objets très intéressants pour l'étude de la cosmologie à cause de leur physique simple par sa nature : la physique de la matière noire (qui est la composante principale des amas de galaxies) est la gravitation. Le deuxième composante, le MIA, peut être décrite à l'aide de l'hydrodynamique et la physique atomique.

2.1 La fraction baryonique

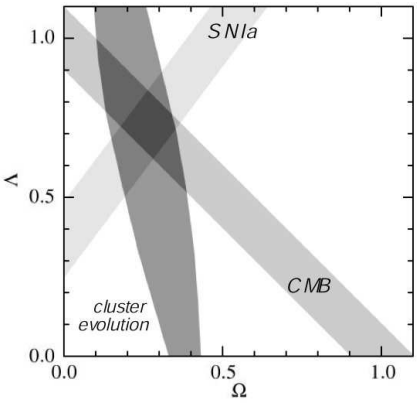

FIG. 2.1 – Comparaison des contraintes cosmologiques à partir de l'évolution des amas, des supernovae distantes et du CMB (Vikhlinin et al. (2003)).

Pour calculer la masse totale des amas, on suppose que les amas se trouvent à l'equilibre hydrostatique. La masse totale est la somme des masses de gaz, des étoiles et de la matière noire. Les simulations numériques ont montrées que les amas " absorbent " toute matière sans discrimination et donc leur rapport M_{bar}/M_{tot} est égal a Ω_{bar}/Ω_m. On peut dire que le contenu des amas de galaxies reflète le contenu moyen de l'Univers.

$$\frac{M_{gas}}{M_{tot}} = \frac{\Omega_{bar}}{\Omega_m} \tag{2.1}$$

Les amas de galaxies permettent d'estimer le paramètre cosmologique Ω_m. Déduit de la nucléosynthèse primordiale ou par l'expérience WMAP, nous savons que Ω_{bar} = 0.04-0.05. Comment pouvons-nous obtenir M_{gaz} dans les amas ? Nous pouvons mesurer la brillance de surface de l'amas puis en utilisant le modèle β (**?**) nous pouvons en déduire la concentration du gaz n_{gaz} puis par intégration nous pouvons obtenir M_{gaz} (voir la subsection 6.6.3). Notons que pour l'utilisation de l'approche hydrostatique pour calculer la masse de gaz et ensuite la masse totale, il faut que l'amas soit en équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique. Parfois les amas montrent une symétrie sphérique, mais ne sont

pas relaxés, c'est le cas, par exemple, au moment du premier effondrement lors d'une fusion majeure. En prenant en compte les paramètres de β, le profile de température et dans le cadre de l'équilibre hydrostatique, nous obtenons la masse totale. La fraction de baryons est f_b= Ω_{bar}/Ω_m, en même temps f_b est la somme de la fraction de masse du gaz et des galaxies ($f_b = f_{gas} + f_{gal}$). Donc f_b dans l'amas peut être utilisée pour déduire Ω_m.

2.2 Le comptage des amas

Les comptages des amas est un moyen pour produire des contraintes sur les modèles d'Univers. Ces comptages peuvent êtres établis en fonction du "redshift " et de la masse. On peut mesurer l'augmentation du rapport des perturbations de la densité linaire dans l'évolution de la fonction de la distribution de masse $n(M, z)$. Ici, il faut pendre en compte le nombre de la densité de la masse d'amas en "redshift ". Ce test n'est pas direct parce que la fonction de la masse dépend du spectre des fluctuations de densité initiale. En utilisant les simulations cosmologiques à N-corps, on peut tracer la formation du halo de matière noire. Donc, on peut utiliser ces simulations pour obtenir la formule universelle de fonction de la masse d'amas en fonctions des paramètres cosmologiques. La fonction de la masse dépend principalement de Ω_m et σ_8 (σ_8 est la normalisation des fluctuations du spectre de puissance), mais aussi de " h ", Ω_{bar}, Ω_Λ. L'évolution de la fonction de la masse est très sensible à la valeur d'Ω_m.

2.3 L'auto -similarité

On peut pratiquer des tests cosmologiques par l'auto-similarité des amas de galaxies. Les hypothèses du modèle auto-similaire peuvent se formuler de la manière suivante : à un "redshift " donné, la partie en équilibre des amas de galaxies correspond à un contraste de densité fixé Δ_c par rapport à la densité critique ρ_{crit} de l'Univers à ce même "redshift ". De plus, la structure interne des amas de galaxies est similaire quelque soit leur masse ou leur " resdshift ". Si on suppose que les perturbations initiales ont une sur – densité constante $\Delta\rho/\rho$, (avec ($\Delta\rho$ la densité de la perturbation et ρ la densité critique de l'Univers), on peut écrire

$$\frac{M}{R^3} = constante \tag{2.2}$$

où $M \sim R^3$ (M est la masse d'un amas et R son rayon viriel). D'un autre coté, l'équilibre de l'amas permet d'utiliser le théorème du Viriel qui postule l'égalité entre l'énergie gravitationnelle et le double de l'énergie cinétique – pour les galaxies – ou thermique – pour le gaz "MIA". Il faut appliquer les lois d'échelle pour faire la normalisation et avoir la possibilité de faire la comparaison entre les profils de mesure d'émission pour les amas proches et pour les amas distants. En symétrie sphérique, au rayon viriel, on a :

$$\frac{M}{R^3} = \rho_{vir} \tag{2.3}$$

Le contraste de densité dépend de la cosmologie employée et du "redshift " de formation de l'amas de galaxies consideré. Il représente le rapport de densité de l'amas de galaxies par rapport à densité critique de l'Univers :

$$\Delta_c = \frac{\rho_{vir}}{\rho_{crit}} \tag{2.4}$$

et la densité critique

$$\rho_{crit} = \frac{3H^2(z)}{8\pi G} \tag{2.5}$$

Notre densité dépend de z , donc du paramètre d'évolution :

$$E(z)^2 = \frac{\rho_{crit}(z)}{\rho_{crit}(z=0)} \tag{2.6}$$

En utilisant les équations précédentes, on peut écrire :

$$\frac{M}{R^3} = \Delta_c \rho_{crit}(z) \propto \Delta_c \frac{\rho_{crit}(z)}{\rho_{crit}(z=0)} = \Delta_c E(z)^2 \tag{2.7}$$

Utilisant le théorème du Viriel pour le gaz :

$$\frac{G\mu m_p M_{\rm V}}{2R_{\rm V}} = \beta_{\rm T} kT \tag{2.8}$$

où le β est le paramètre de normalisation qui dépend de la structure interne. Donc $M \sim RT$, ici T est la température du gaz MIA. Si on suppose que tous les amas ont la même structure interne, β, T est reliée à la masse comme : $M \sim T^{3/2}$ et $R \sim T^{1/2}$. En ajoutant l'évolution avec le "redshift " dans un Univers avec $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$ (Bryan & Norman (1998), Neumann (2005)) avec Δ_c et E^2 on peut déduire les lois d'échelle :

$$M \propto \frac{T^{3/2}}{\sqrt{\Delta_c} E(z)} \tag{2.9}$$

$$R \propto \frac{T^{1/2}}{\sqrt{\Delta_c} E(z)} \tag{2.10}$$

Les relations liant T, M et R sont les lois d'échelle avec le paramètre d'évolution qui dépend de la cosmologie et de z. Donc si on connait T et z d'un amas, on peut calculer alors R_{vir} et la masse M_{vir}. Si on divise les brillances de surface en X des amas par R_{vir}, tous les amas doivent avoir la même forme, si on a choisi les bons paramètres cosmologiques. E(z) est la fonction d'évolution de la constante de Hubble.

$$H(z) = 100hE(z)kms^{-1} \tag{2.11}$$

$$E^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \tag{2.12}$$

parce que la courbure de notre Univers égale zéro , Ω_r = 0, donc :

$$E^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda \tag{2.13}$$

On peut calculer la densité critique à partir des approximations analytiques données par Bryan & Norman (1998) :

$$\Delta_c = 18\pi^2 + 82(\Omega(z)-1) - 39(\Omega(z)-1)^2 \tag{2.14}$$

avec

$$\Omega(z) = \frac{\Omega_m(1+z)^3}{E(z)^2} \tag{2.15}$$

On peut utiliser les lois d'échelle pour la luminosité bolométrique en X, Lx et écrire :

$$\Rightarrow L_{\rm X} \propto \int n_e^2 dV \sqrt{T} \Rightarrow L_{\rm X} \propto \overline{n_e}^2 R_{\rm V}^3 \sqrt{T}$$

En tenant compte du fait que $\overline{n_e} \propto \overline{\rho_{\rm amas}} \propto \rho_{\rm crit}$:

$$L \propto A^{-1}(z) T^2 \tag{2.16}$$

ou $A(z)$ c'est :

$$A(z) = H(z)^{-1}\Delta_c(z)^{-1/2} \tag{2.17}$$

De plus si on applique les lois d'échelles pour le profil sur l'intensité de la brillance (EM-l'emission de mesure) de surface avec :

$$EM(z) = \int n_g(l)^2 dl = \int_r^R \frac{n_g(x)^2 x dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \tag{2.18}$$

Il faut utiliser l'auto-similarité et les relations masse - température et rayon – température

$$EM(r) \propto \frac{M^2}{R^5} \propto \sqrt{T}(\sqrt{\Delta_c}E(z))^3 \tag{2.19}$$

par contre on ne peut pas mesurer l'$EM(r)$ directement, mais on mesure la brillance de surface du gaz , donc par définition :

$$S(r) = \Lambda(T,z)\frac{EM(r)}{4\pi(1+z)^4} \tag{2.20}$$

Le coefficient $\Lambda(T,z)$ – représente l'effet de la fonction instrumentale dans la bande d'énergie choisie. De plus, il faut faire la correction sur les pixels (la taille des pixels est différente pour chaque satellite). Donc la mesure d'émission normalisée est :

$$ScEM(r/r_{vir}) = \frac{4\pi(1+z)^4 S(r/r_{vir})}{\Lambda(T,z)\sqrt{T}(\sqrt{\Lambda_c}E(z))^3}) \tag{2.21}$$

En appliquant les lois d'échelle, donc la normalisation du rayon à l'aide de l' équation 2.9, 2.10 et de l'EM à l'aide d'équation 2.21, tous les profils de brillance de surface des amas doivent coïncider si l'on a choisi les bons paramètres cosmologiques. Ceci constitue un test cosmologique (voir le chapitre 8, la section 8.6).

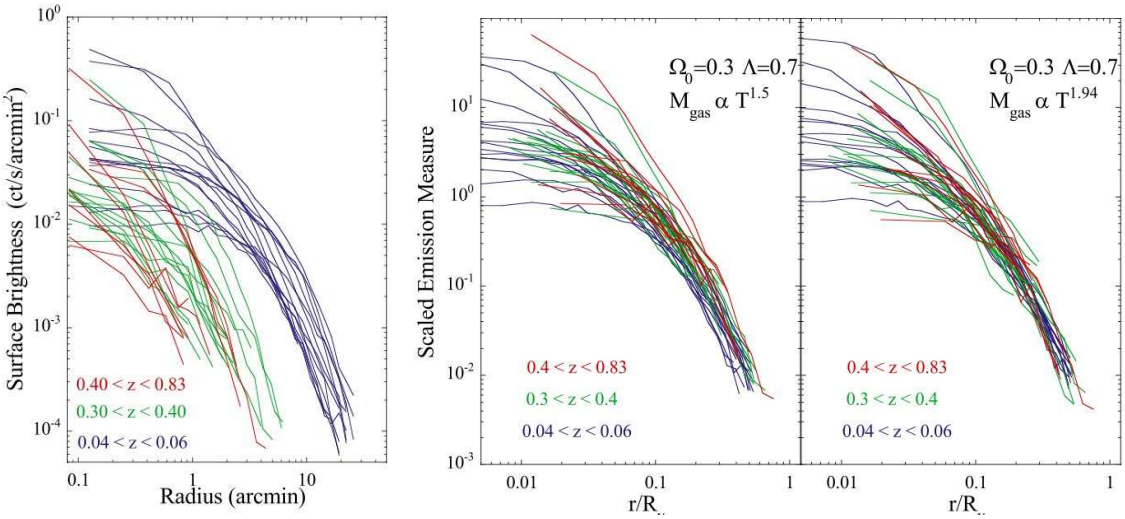

FIG. 2.2 – a) Les profils des brillances de surface des amas proches et distants obtenus par le satellite ROSAT (40 amas ont été utilisés). b) les profils d'émission normalisés par le modèle autosimilaire standard $M_{gas} \propto T^{1.5}$, le rayon a été normalisé au rayon viriel de chaque amas. c) b) les profils d'émission normalisés sur le modèle empirique $M_{gas} \propto T^{1.94}$, le rayon a été normalisé au rayon viriel de chaque amas (la normalisation prend en compte la cosmologie ΛCDM, Arnaud et al. (2002)).

Les lois d'échelle entre la température, le rayon et la masse dans les amas font que la connaissance d'une quantité est suffisante pour contraindre toutes les autres. Ceci peut être utilisé pour mesurer la

géométrie de l'Univers. La forme et la normalisation des profils des amas distants dépendent des paramètres cosmologiques différents. Les profils des amas distants et le profil de référence pour les amas proches sont comparés pour les paramètres cosmologiques différents. La meilleure coïncidence entre les amas distants et le profil des amas proche est idéalement obtenue par le bon choix des paramètres cosmologiques (voir Arnaud (2004)).

Chapitre 3

Les processus physiques du gaz

Dans les années passées, avec la capacité des télescopes (la sensibilité spectrale et spatiale) en multi longueur d'onde, nous pouvions étudier la formation et l'évolution des amas de galaxies. Aujourd'hui, avec la puissance des simulations numériques et les données de spectro-imagerie des satellites de nouvelles générations (XMM- Newton et Chandra) nous pouvons cartographier le gaz et donc étudier sa dynamique et les effets physiques qu'il subit.

A partir du scénario hiérarchique, les amas se forment par fusion épisodique des unités plus petites (groupe ou petit amas) et par l'accrétion contenue des filaments (des champ de galaxies). Les fusions majeures, avec la libération d'énergie gravitationnelle (10^{64} ergs) qui les accompagnent, ont un effet important sur les propriétés physiques des différentes composantes des amas : la distribution de la température, métalicité, densité de MIA (voir plus en détails dans Buote (2002), Sauvageot et al. (2005), Ferrari (2006), Kapferer et al. (2006), Markevitch & Vikhlinin (2007)) : sur la dynamique globale et la distribution spatiale des galaxies (Girardi & Biviano (2002), Ferrari (2005), Maurogordato et al. (2008)) ; pour la formation des étoiles (Gavazzi et al. (2003), Ferrari (2006)).

A partir des données en rayons X et en optique on peut déterminer l'état de la fusion par : a) les sous-structures dans les données de densité X et optique (Buote (2002)) ; b) la distribution de vitesses des membres de l'amas (test de gaussianité, Girardi & Biviano (2002)) ; c) par la distribution de température, la pression, l'entropie et la métallicité dans le gaz "MIA" (Finoguenov, Böhringer, & Zhang (2005), Kapferer et al. (2006)) ;d) la forte discontinuité en brillance de surface, accompagné de sauts brusques dans la température du gaz (ou par le front froid " cold front " Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999)) ; e) l'absence du coeur froid (Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999)) ;f) le rayon de cœur très grand, comparable avec les amas proches (Jones & Forman (1999)).

Le gaz des amas est très riche en processus physiques et dynamiques. La compréhension de ces processus est encore une question très ouverte. Les processus physiques, tel que, fusion des amas, refroidissement en centre, chauffage par les supernovae et les noyaux actifs de galaxies sont en cours d'étude. Le gaz intra-amas est enrichi en éléments lourds produits dans les galaxies et éjectés dans le milieu intra –amas par les vents chauds alimentés par les explosions de supernovae. ASCA fut le premier observatoire qui permit des cartes de la distribution des éléments lourds dans le gaz. Il y a maintenant des profils d'abondance de silicium et fer pour 18 amas (Finoguenov, Arnaud, & David (2001)). L'accrétion préférentielle du gaz à faible entropie et métallicité dans le potentiel des groupes et des amas peut expliquer l'essentiel des variations d'abondances observées. Ces données mettent aussi en évidence le rôle important des explosions de SNII dans l'évolution dynamique et thermodynamique du gaz dans les amas. Dans le centre des amas, la densité du gaz augmente de manière importante, ce qui permet un refroidissement radiatif plus intense. Quand le temps de refroidissement devient inférieur à l'age de l'amas, il peut s'etablir un courant de refroidissement.

3.1 Le résultat sur l'étude de fusion

Dans les modèles de formation hiérarchique, tel que le modèle de matière noire froide, les amas de galaxies se forment à partir de fusion d'entités plus petites qui se sont effondrées antérieurement. Les

phénomènes de fusion sont donc centraux dans les théories de formation des amas. L'étude des amas, dans différents états de fusion, est un des domaines de recherche majeures de ces dernières années.

Au cours de l'histoire de sa formation, un amas peut/va annexer plusieurs petites structures, mais il subit aussi des interactions avec des amas d'une masse comparable à la sienne. Nous parlons dans ces cas d'événement de fusion majeure entre deux structures. Les " fusions majeures " - les " fusions principales " sont les événements les plus énergétiques de l'Univers depuis le Big Bang. Les vitesses de collision entre deux amas sont de l'ordre de 2000 km/s et ce type de collisions relâche une énergie exceptionnellement grande. Durant une interaction, il se produit des chocs hydrodynamiques dans le gaz (MIA). Ces chocs sont supposés être une des sources majeures de réchauffage du gaz piègé dans le puits de potentiel des amas, formés initialement par effondrement adiabatique (selon le modèle de formation de structure le plus simple). Ces chocs peuvent non seulement chauffer le gaz, mais aussi augmenter son entropie et accélérer des particules à des vitesses relativistes, donnant origine à de l'émission non thermique (synchrotron, radiation de Compton Inverse, émission X dure et l'émission gamma).

3.1.1 L'étude de fusion – la statistique et la morphologie

Les amas en fusion sont des objets intéressants à étudier en rayons X , en visible, en radio et en simulations. La classification morphologique des amas à partir des données X est présentée sur la figure 3.1. Dans l'étude statistique des amas, c'est l'étude de la morphologie qui donne l'information importante sur la formation des structures. À partir des données de 400 amas du satellite " Einstein " (z<0.2), Jones & Forman (1992) avaient classifier les amas en " single ", " elliptical ", "primary with small secondary", " double ", " complex ".

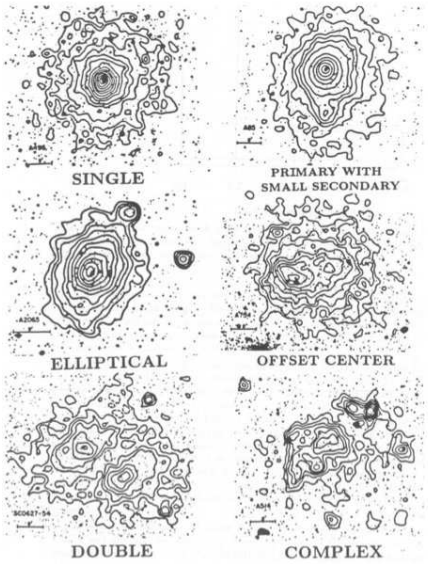

FIG. 3.1 – Les différents types de classification morphologique déduits des données X, introduits par Jones & Forman (1992).

Plus de 50% des amas ont des sous-structures. On peut parler de sous-structures dans des contextes différents : en optique (distribution de galaxies), en rayons X ou dans la distribution de la matière noire (la simulation ; voir Buote (2002), pour une revue). Ces résultats sont une preuve forte pour soutenir le modèle hiérarchique et ils confirment que les objets les plus massifs sont en train de se former actuellement par annexion d'objets de plus petite masse (Ponman, Helsdon, & Finoguenov (1999)).

La comparaison entre les observations et les modèles numériques permet d'établir un lien entre les caractéristiques observationnelles à des longueurs d'ondes différentes et des états dynamiques différents. L'étude combinée des observations et des simulations est essentielle pour déterminer dans quelle phase de fusion se trouve l'amas observé.

Plus d'informations sur ces sujets peuvent être trouvé dans Ferrari (2005) pour les observation en visible, Feretti & Giovannini (1998) pour les observations radio ; pour les simulations numériques, voir Ricker and Sarazin (2001).

3.1.2 Les simulations de fusion du gaz dans les amas

La dynamique du gaz lors d'un événement de fusion a été étudiée, en utilisant des simulations numériques de collision entre amas (Evrard (1990) ; Schindler & Mueller (1993) ; Roettiger, Loken, & Burns (1997) ; Ricker and Sarazin (2001). Ces simulations montrent des chocs et des compressions dans le gaz produits durant une interaction majeure. On peut voir l'influence de la fusion dans des structures de densité et de température complexes qui dépendent de la géométrie de la collision, de la masse des amas et de l'instant dans lequel l'événement est observé. Les simulations numériques montrent, en particulier, que durant une fusion majeure, il se produit une augmentation de la température et de la luminosité de l'amas qui dure un temps court par rapport à l'événement de fusion (voir la figure 3.2 et Ricker and Sarazin (2001) ; Ritchie & Thomas (2002)).

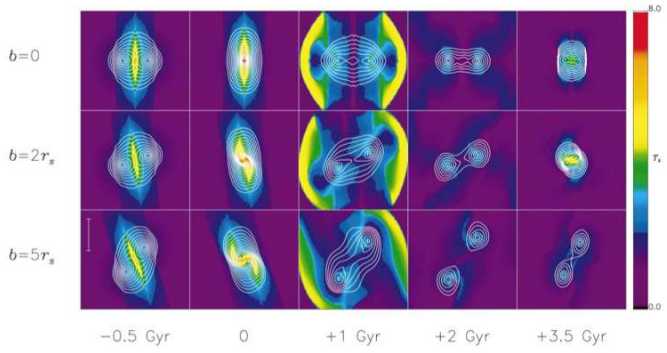

FIG. 3.2 – Les cartes de la température du gaz (couleur) et de la brillance de surface du gaz (contour) pour cette collision.

3.1.3 Les observations des amas en fusion en rayons X

Les observations en rayons X souffrent moins des effet de projection que les données optiques puisque les amas sont détectés comme des objets globaux (et non pas comme un ensemble de galaxies). La détection d'un amas en rayons X implique qu'il y a un puits de potentiel dans cette région du ciel. Cependant les effets de projection peuvent être importants dans les amas en fusion, (notament si l'axe de la collision fait un grand angle avec le plan du ciel) et cet aspect doit être pris en compte.

Les observations de la distributions spatiale du gaz

On peut définir le rapport entre la présence de sous-structures et l'état dynamique de l'amas, ou en d'autres termes son " age " depuis la dernière fusion. Plusieurs méthodes ont été suggérées (voir Buote (2002)). 1) Une approche très commune consiste à étudier les résidus obtenus après la soustraction de l'image en X, d'un modèle d'amas relaxé (Neumann & Böhringer (1997)). Ceci étant la méthode la plus simple, elle constitue souvent un premier test (voir le chapitre 8, la section 8.7.2). 2) Une autre possibilité est d'utiliser la décomposition dans les plans des ondelettes de l'image de rayons X(voir le chapitre 8, la section 8.7.1) (Slezak, Durret, & Gerbal (1994) ; Bourdin et al. (2004)). Cette technique permet de séparer les sous-structures des échelles spatiales différentes et de définir leur caractéristiques physiques. 3) Une troisième méthode, appelée la méthode du rapport de puissance a été proposée par Buote & Tsai (1995) (1996). Il s'agit d'une méthode basée sur le développement limité du potentiel gravitationnel projeté de l'amas. Chaque multipole est moyenné sur une ouverture circulaire. Le rapport

entre deux multipôles (en particulier P_i/P_0) quantifie la contribution des sous-structures relativement au potentiel projeté.

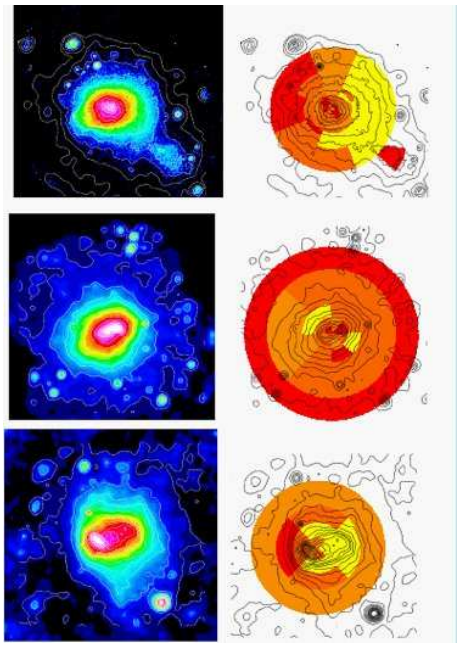

FIG. 3.3 – Le diagnostic des amas en fusion en rayons X : les observations des amas en fusion observés par ROSAT a) l'émission X et b) la carte de température. La température augmente de rouge vers jaune. 1) Coma (Briel & Henry (1998)) 2) A2256 (Briel & Henry (1994)) 3) A754 (Briel & Henry (1994)).

Les observations de la temperature

En observant des amas en interaction, nous pouvons observer des structures dans la distribution de la température. Les structures en température sont supposées survivre 4 à 6 fois plus longtemps que celles en densité (Ricker (1998)). La carte en température est donc un outil très important pour définir l'état dynamique des amas (voir la figure 3.3). Une grande partie de notre recherche a été la détermination de l'état dynamique des amas à partir de ces cartes de température. Une première étude de la structure en température a été réalisée avec le satellite ASCA (Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999)). Cependant, la résolution spatiale de cet instrument a sévèrement limitée l'étude bi-dimensionnelle spectrale des amas. Avec les satellites XMM-Newton et Chandra, la structure dans la température peut être bien étudiée, par la création des cartes avec plus de détails (Sauvageot, Belsole, Arnaud, & Ponman (2001) ; Belsole et al. (2004) ; Markevitch et al. (2001)). Ces résultats ont confirmés la structure complexe des amas suggérée par les cartes ASCA et BeppoSax. De plus ils ont montré plusieurs autres aspects, comme la présence de fronts froids (Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999) ; Vikhlinin et al. (2001) ; Mazzotta et al. (2002)). Pour comprendre complètement ces résultats, il faut une meilleure compréhension de la physique d'un événement de fusion, en particulier le temps de relaxation du "MIA" et son effet sur les propriétés observées des amas. A partir de la morphologie observés dans le cartes en température, on peut obtenir une classification qualitative de l'événement de fusion.

De plus, il faut prendre en compte l'état morphologique déterminé par la distribution de brillance simultanément avec les cartes de température. La figure 3.4 montre comment la morphologie des cartes de température varie pendant la fusion. Dans les premiers temps de la fusion, où la température n'est pas symétrique, l'amas est très loin de l'état virialisé. On ne detecte pas le coeur froid et le temps de refroidissement est plus grand que l'âge de l'amas. Quand le système devient isotherme, et peut alors développer un coeur froid, le temps de refroidissement est proportionnel au temps de vie de l'amas. Si l'amas subit de nouveau une fusion majeure, alors nous revoyons les perturbations dans la température.

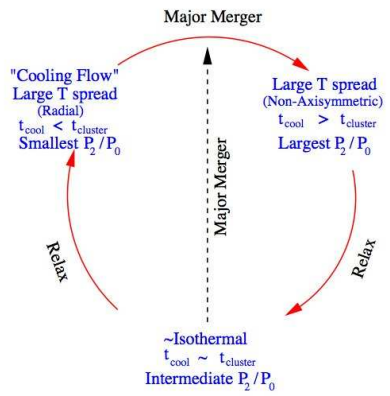

FIG. 3.4 – La description possible de l'évolution des structures de température et de la morphologie pendant la formation et l'évolution des amas (Buote (2002))

3.2 Les effets de la fusion

3.2.1 Le choc adiabatique

Les variations des quantités hydrodynamiques dans le gaz (MIA) pendant le choc dû à la fusion ont été déterminées par les conditions de compression standard de Rankine-Hugoniot (Landau & Lifshitz (1959)), si nous supposons que toute l'énergie dissipée dans le choc est thermique. Considérons un petit élément de surface au choc. Les sous-structure s1 et 2 ont été notées comme " avant-choc ", " après-choc ". La conservation de la masse, de l'énergie, du moment donne les conditions de saut suivant :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \tag{3.1}$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2 \tag{3.2}$$

$$1/2 v_1^2 + w_1 = 1/2 v_2^2 + w_2 \tag{3.3}$$

où $w = \frac{P}{\rho_0} + e$ est l'enthalpie par unité de la masse du gaz, et e – c'est l'énergie interne par unité de la masse. Si le gaz est un fluide parfait de chaque cote du choc, l'énergie interne par l'unité de la masse donne :

$$e = \frac{1}{\gamma_{ad} - 1} \frac{P}{\rho} \tag{3.4}$$

ou gamma est l'index adiabatique $\gamma_{ad} = 5/3$ pour un plasma ionisé. Les conditions de compression peuvent écrire par :

$$\frac{P_2}{P_1} = (\frac{2\gamma_{ad}}{\gamma_{ad} + 1}) M_2 - \frac{\gamma_{ad} - 1}{\gamma_{ad} + 1} \tag{3.5}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{C} = \frac{2}{\gamma_{ad} + 1} \frac{1}{M_2} + \frac{\gamma_{ad} - 1}{\gamma_{ad} + 1} \tag{3.6}$$

$C = \rho_2/\rho_1$ est la compression du choc. Si on connaît la structure de vitesse du gaz dans l'amas en fusion, on peut utiliser les conditions du saut pour déterminer le saut dans la température, dans la pression et dans la densité du gaz. Les observations X sont utilisées pour détecter le choc pendant la fusion par le saut de température et de densité. À partir de la formule de compression au choc, on peut déterminer le nombre de Mach. De plus, on peut utiliser la carte de température pour déterminer la vitesse de fusion à l' aide de ces relations. Par exemple Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999) ont utilisés les observations

ASCA pour déterminer la cinématique de fusion dans les 3 amas (Cygnus-A, Abell 2065 et Abell 3667).

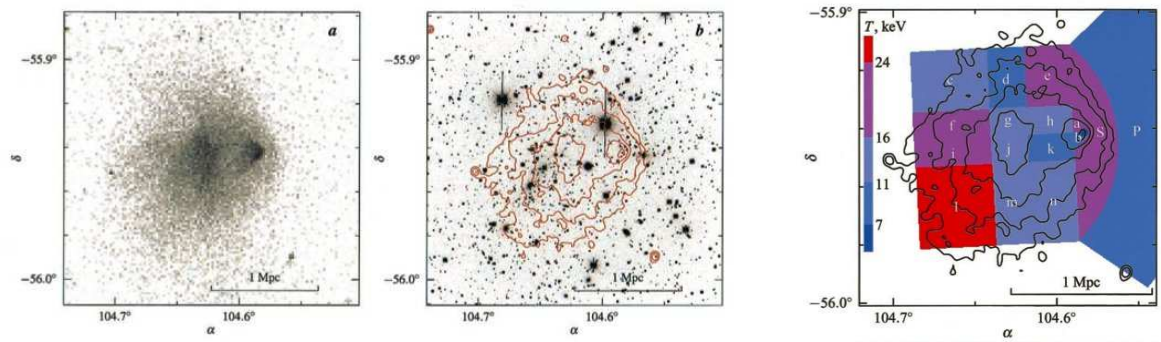

FIG. 3.5 – La détection du choc dans l'amas de galaxies 1E 0657 –56 a) l'image X de1E 0657 –56 observé avec Chandra. b) contour d'émission X superposé à l'image optique. c) la carte de température superposé aux contours X (Markevitch et al. (2002)).

Le premier exemple clair d'un front de choc a été détecté dans l'amas de galaxies 1E0657-56. L'image X de cet amas (voir la figure 3.5), obtenue avec les données du Chandra montre une boule du gaz en train de sortir du cœur de l'amas dans la direction ouest. À partir des données Chandra nous sommes capables de déterminer la direction du mouvement. Un nombre de Mach M1=2-3 a été estimé à partir du gradient de température et de densité du gaz à travers le bord .

3.2.2 Le front froid

La première observation Chandra de l'amas Abell 3667 a montré la présence d'une discontinuité forte dans cet amas de galaxies en fusion. Si cet amas est en train de fusionner, on devrait observer une onde de choc. Après la mesure de la température du choc, on a conclu que c'est n'est pas le cas. La valeur de brillance a été deux fois plus dense et froide, le gaz dans cette région a l'entropie plus faible que le gaz dans les régions moins denses. S'il s'agissait d'un choc, l'entropie aurait augmenté à cause de la compression du gaz. La pression du gaz paraît continue contrairement à sa densité. L'augmentation de la pression, la signature incorrecte en température et l'entropie indiquent qu'il ne s'agit pas d'un choc (Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999)).

Ce front froid fait apparaître la discontinuité de contacts entre le gaz diffus chaud et un nuage froid et dense (Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999)). Le nuage froid traverse rapidement le gaz chaud (Vikhlinin et al. (2001)), cette situation est nommée maintenant "cold frond" . Le nuage froid évolue à cause du gaz chaud environnant mais à survécu jusqu'à l'époque de l'observation. Markevitch, Sarazin, & Vikhlinin (1999) ont confirmé que la source du nuage froid est un cœur dense d'une substructure en fusion. Des fronts froids ont été détectés (par Chandra) dans d'autres amas de galaxies, Abell 3667 (Vikhlinin et al. (2001)), RXJ1720.1+2638 (Mazzotta et al. (2002)), Abell 85 (Kempler 01).

Comme dans le cas des ondes de choc, l'étude détaillée des fronts froids donne l'opportunité d'explorer la physique des amas en coalescence et de déterminer les paramètres du gaz (MIA). L'analyse la plus détaillée a été faite par Vikhlinin et al. (2001) pour l'amas de galaxies Abell 3667. Pour comprendre la nature de cette structure, Vikhlinin et al. (2001) ont étudié en détail ses propriétés physiques. Ils ont montré que le bord peut être modéliser par un sphéroïde. Grâce à la température et au profil de brillance de surface, converti en densité, ils ont découvert que ce bord raide est un front froid et déterminé la pression du gaz des deux cotés, un nombre de Mach de 1+/-0.2 a été déterminé. La mesure précise des paramètres physiques du gaz permet donc de calculer la vitesse du nuage de gaz froid dans le plan du ciel. Ce mouvement transsonique devrait produire un choc faible qui précède le front froid, et en effet un choc a probablement été détecté au sud-est de l'amas.

La géométrie a été illustrée dans la figure 3.6. Au point où le courant est perpendiculaire à la surface du cœur froid, la vitesse du courant est nulle dans le repère du coeur froid, c'est le point de stagnation (st). Soit v_1 la vitesse du courant du gaz chaud très en avance du coeur froid (c'est à dire non modifiée

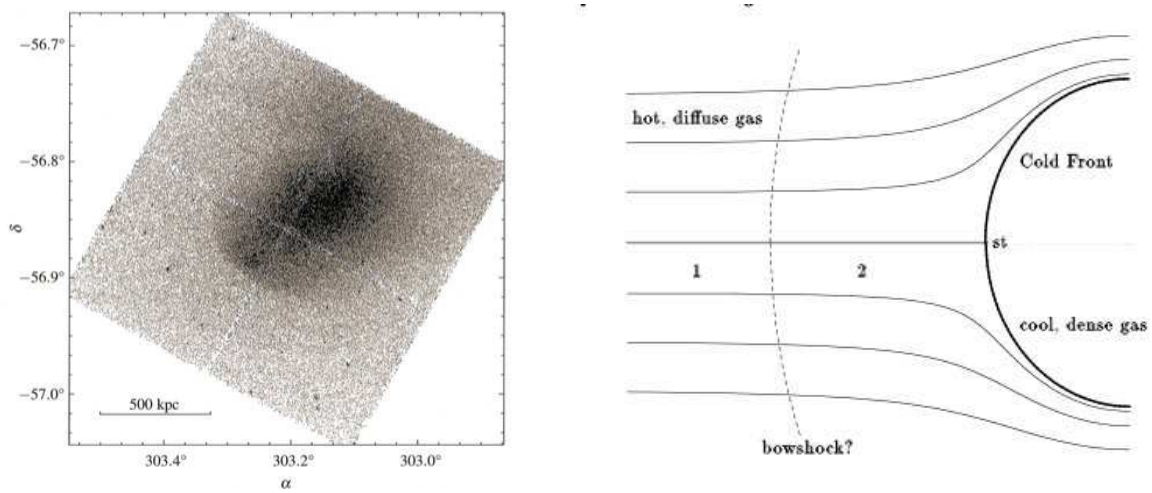

FIG. 3.6 – La détection du front froid dans l'amas Abell 3667 a) l'image X en 0.5-4 keV b) le diagramme schématique de flux du gaz autour de front froid dans l'amas en fusion (Vikhlinin et al. (2001)).

par lui) et c_{s1} la vitesse de son dans ce gaz. $M_1 = v_1/c_{s1}$ est le nombre du Mach du mouvement de cœur froid dans le gaz à contre-courant. Si $M_1 > 1$, un choc courbe ("bow chock") est localisé devant le front froid. Le rapport de pression au point de stagnation est :

$$\frac{P_{st}}{P_1} = (1 + \frac{\gamma_{ad} - 1}{2} M_1^2)^{\frac{\gamma_{ad}}{\gamma_{ad}-1}}, M_1 \leq 1 \tag{3.7}$$

$$\frac{P_{st}}{P_1} = M_1^2 (\frac{\gamma_{ad} + 1}{2})^{\frac{\gamma_{ad}+1}{\gamma_{ad}-1}} (\gamma_{ad} - \frac{\gamma_{ad} - 1}{2M_1^2})^{\frac{-1}{\gamma_{ad}-1}}, M_1 > 1 \tag{3.8}$$

Ce principe de mesure P_1 et P_2 dans le gaz chaud peut-être utilisé pour déterminer M. La pression peut être déterminée à partir de l'image et du spectre X. En pratique, l'émissivité du gaz chaud près de ce point de stagnation paraît petite. Mais la pression est continue à travers le front froid, donc la pression de stagnation peut-être déterminée à l'intérieur du cœur refroidi où l'émission X est très forte.

3.3 L'interaction de fusion des amas et l'émission non-thermique

3.3.1 L'émission diffuse de radio

Ici, nous présentons les observations dans les domaine radio des amas de galaxies et donc leur composante non-thermiques. De plus, je présenterai aussi l'état des connaissances sur les processus non-thermique dans le gaz (MIA) et leurs connections avec l'évolution thermodynamique des structures à grande échelle.

L'étude des sources diffuses radio est un question ouvert pour la compréhension des processus physiques dans les amas et aussi pour la cosmologie (la distributions des sources avec "redshift"). On peut détecter de l'émission radio à petite échelle, dans les groupes des galaxies. L'émission radio et l'émission X dure ont été liées avec les composantes non-thermiques du gaz (MIA) (Delain & Rudnick (2006)).

La première détection de l'émission diffuse et étendue en radio dans les amas de galaxies a été effectuée en 1959. Large et al. (1959) ont fait la carte de l'amas Coma et a détecté une source étendue au centre de l'amas (source radio nommée Coma C). L'existence de Coma C a été confirmée par Willson (1970), qui a comparé les données de Large avec les observations interferomètriques et déterminé que cette source radio est diffuse et qu'elle n'est pas associée avec les galaxies de l'amas.

Plus récemment, avec les observations radio à haute sensibilité, on a découvert l'existence d'une source radio diffuse non thermique dans une cinquantaine d'amas. Ces sources ne sont pas associées avec des galaxies actives mais avec le gaz (MIA). Le spectre en loi de puissance ($S(v) \propto v^{\alpha}$) de ces

sources est caractéristique d'une origine synchrotron, et donc de la présence d'électrons relativistes (avec un facteur de Lorentz $\gamma \gg$1000) dans le champ magnétique ($\propto 0.1 - 1\mu G$) au sein de l'amas.

L'émission thermique du gaz (à l'aide des rayons X) est une caractéristique intrinsèque de tous les amas de galaxies, mais l'émission radio diffuse n'a été détectée que dans moins de 10% des amas.

Avec les télescopes radio actuels, il est très difficile de détecter l'émission diffuse des amas à cause de leur très faible brillance de surface. On ne sait pas, aujourd'hui, si c'est la limite de sensibilité qui interdit la détection de l'émission radio diffuse dans tous les amas ou s'il y a, en fait, une raison physique profonde. Il semble cependant que la composante non-thermique diffuse (d'environ 1Mpc) soit présente dans les amas de galaxies les plus massifs et en train de fusionner. L'index spectral raide a été observé dans les sources diffuses de radio dans les amas ($\alpha \gtrsim$1), cela est significatif d'un ralentissement des particules émises. Les particules les plus énergétiques perdent leur énergie plus rapidement. La distribution en energie des particules suit une loi de puissance :

$$N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE \tag{3.9}$$

Si les particules ont été re-accélèrées ou injectées continûment, le spectre énergétique des particules relativistes déduit prend alors une forme plus complexe.

Leurs spectres raides observés suggèrent que ces sources diffuses sont le produit de populations d'électrons ultra - relativistes qui émettent un rayonnement synchrotron dans le champ magnétique de l'amas. La question ouverte aujourd'hui est d'expliquer, en même temps, les grandes dimensions spatiales et les durées de vie radiatives très courtes des électrons relativistes ($\propto 10^8$ yr).

Différents modèles théoriques ont été proposés, qui prévoient, soit l'accélération de particules à des vitesses relativistes soit la re - accélération des électrons relativistes déjà existants (voir la section 3.3.3). L'origine du champ magnétique qui est responsable de l'émission synchrotron n'est pas claire : il pourrait être primordial, ou injecté par le vent galactique et/ou des galaxies actives, ou encore avoir été produit par des ondes du choc provoqués par la formation des structures à grande échelle.

Différentes propriétés des sources diffuses et étendues radio dans les amas sont à prendre en compte : la nature de l'émission, la pente du spectre. De plus, elles ont une grande variété de propriétés physiques : taille, position dans un amas, polarisation, morphologie et association avec les autres propriétés des amas de galaxies (état dynamique, présence d'un coeur froid). Ces sources radio ont été classé en 3 types : " halos ", "relics " et "mini-halo " :

– les "radio halo" sont des source radio étendues (>1Mpc), diffuses, localisés au centre de l'amas avec la morphologie presque réguliere, très similaire à la morphologie en rayons X de ce système ; caractérisé par une faible brillance de surface ; non associée à une radio- galaxie ; elles ont un spectre radio raide et leur émission n'est presque pas polarisé (voir la figure 3.7).

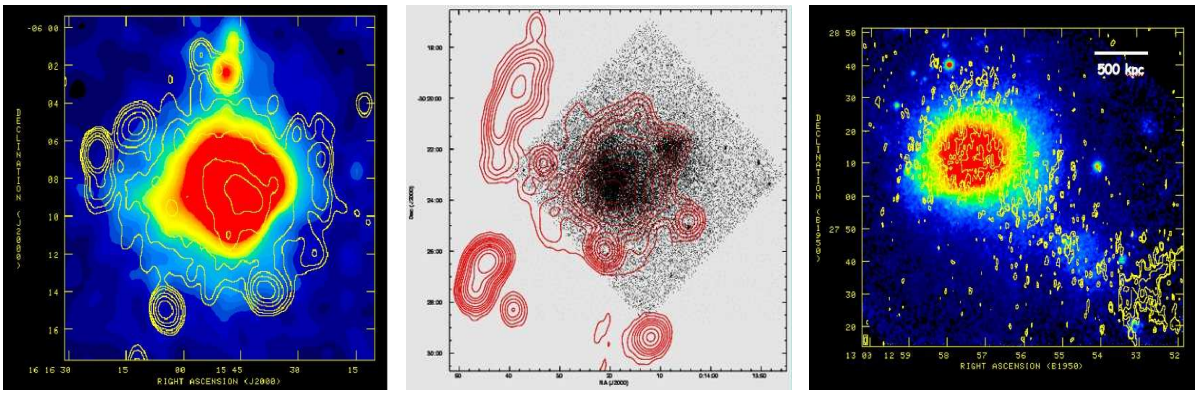

FIG. 3.7 – Exemples d'observations "halo" radio d'amas : a) A2163 (Feretti, Fusco-Femiano, Giovannini, & Govoni (2001)) b) A2744, (Kempner and David (2004)) c) Coma, (Feretti et al. (1998)). L'image couleur vient des rayons X et les contours de la radio.

– Les“ radio relic ” sont d'une extension similaire et sont détectés dans les amas en fusion, mais principalement localisés en périphérie de l'amas et ils ont une morphologie complexe ; les reliques sont similaires aux halos, car elles sont aussi caractérisés par une faible brillance de surface radio, des dimensions entendues, et un spectre d'émission raide ;mais contrairement aux halos, les reliques sont localisées dans les régions externes des amas, leur structure est allongée, et elles peuvent être fortement polarisées (voir la figure 3.8).

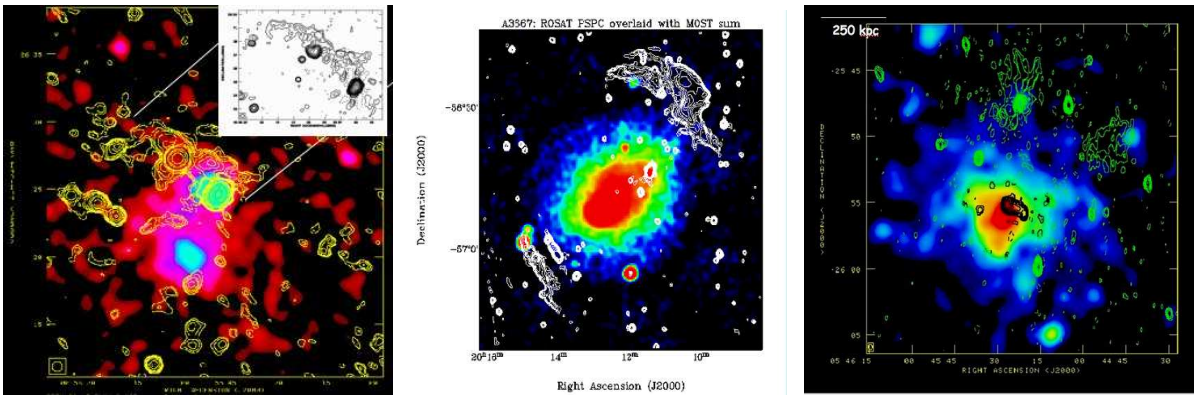

FIG. 3.8 – Les exemples des observations de “relic” radio d'amas : a) A115, (Govoni et al. (2001)) b) A3667, (Rottgering, Wieringa, Hunstead, & Ekers (1997)) c) A548b, (Feretti et al. (2006)) L'image couleur vient des rayons X et les contours de la radio.

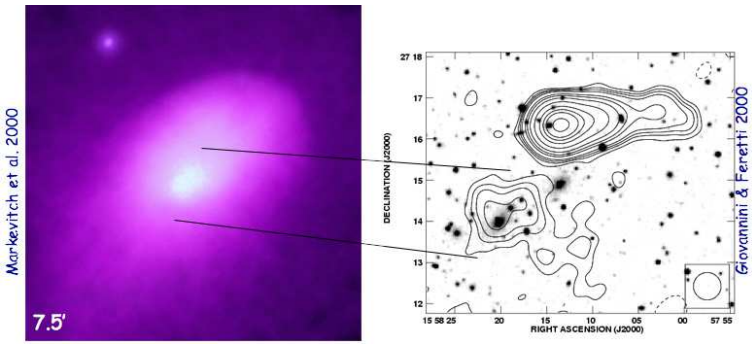

FIG. 3.9 – L'observation radio du mini-halo dans l'amas de galaxies A2142 a) image X a été obtenu par Chandra (Markevitch et al. (2000)) b) l'image optique et le contour –radio (Giovannini & Feretti (2000)).

– les “ radio mini-halo ” sont une source petite (<500kpc), localisés en centre des amas dans un cœur froid, autour de radio-galaxies ; ils sont des sources diffuses et étendues qui entourent les “radio-galaxies ” dominantes et puissantes localisées au centre des amas. Des exemples de ces sources ont été détectés dans l'amas de Perseus et d'autres. Leur émission radio n'est pas due à des lobes radios étendus alimentés par un noyau galactique actif (AGN), comme dans le cas des “radio-galaxies” classiques, mais elle reflète la présence de particules relativistes diffuses dans le champ magnétique dans le MIA au centre d'amas (similaire aux halos). Dans les “ mini-halos ”, la galaxie active centrale est sans doute à l'origine des particules relativistes, et ils ne sont pas liés à la présence de phénomènes d'interaction entre les amas comme les halos (voir la figure 3.9).

La figure 3.10 presente le tableau des propriétés observationnelles principales des différentes sources d'émission de radio diffuse (Ferrari et al. (2008)).

3.3.2 La source diffuse de radio et la fusion majeure

Les événements de fusion majeure, caractérisés par une énergie cinétique comparable à l'énergie totale de l'amas, sont des phénomènes plus que suffisants pour être à l'origine des sources de radio diffuses. Les vitesses de leur flux, de l'ordre d'environ 1500km/s peuvent résoudre le problème de transport des électrons sur des échelles physiques énormes pendant leur courte durée de vie radiative. Les chocs et les turbulences associés à la fusion entre amas peuvent : amplifier le champ magnétique des amas ; re - énergetiser le plasma radio pre- existant par compression adiabatique ; accélérer ou re-accélérer les particules relativistes au travers du processus d'accélération de Fermi (du premier ordre dans le cas des chocs, du deuxième ordre dans le cas de turbulences). L'identification d'amas en fusion avec présence d'ondes de choc et des " halos " ou " relic " et la corrélation entre la position des chocs et l'émission de radio montrent l'importance du processus de fusion dans la formation des sources radio diffuses. Probablement, l'accélération des électrons relativistes, responsables de l'émission de radio a lieu dans la région où le gaz a été chauffé par le choc.

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

FIG. 3.10 – Le tableau présente les propriétés observationnelles principales des différentes sources d'émission de radio diffuse (Ferrari et al. (2008)).

3.3.3 La nature des particules émettant en radio

Les "relic " et "halo" en radio sont les plus grandes sources dans les amas de galaxies. Leur spectre synchrotron indique la présence de rayons cosmiques. Les particules relativistes diffusent autour des lignes de champ magnétique (Völk, Aharonian, & Breitschwerdt (1996)), qui sont gelées dans le gaz (MIA), et par conséquent ces particules ne peuvent pas s'échapper de l'amas. Ces particules viennent peut-être des radio-galaxies actives (Jaffe (1977)). Cependant, leur spectre très pentu implique un temps de vie court pour les particules radiatives. Elles perdent de l'énergie par émission synchrotron, mais aussi à cause de l'interaction avec les photons du CMB (par effet Compton) et avec le gaz MIA (par interaction Coulomb et l'émission du rayonnement de freinage). La principale perte d'energie des électrons vient de la diffusion Compton sur le CMB et l'émission synchrotron ; si B<3 μG, le synchrotron est l'effet dominant. Le temps de vie radiatif des leptons relativistes, avec le facteur Lorentz γ<10^8 est donné par :

$$\tau \approx 2 \times 10^{12} \gamma^{-1} [(1+z)^4 + (\frac{B}{3.3\mu G})^2]^{-1} years \tag{3.10}$$

Parce que la vitesse de diffusion des électrons relativistes est d'environ 100 km/s (vitesse d'Alfven), le rayon cosmique n'a pas le temps pour se propager dans un Mpc (de plus grand source radio). C'est pour cela que l'on a fait l'hypothèse que les électrons relativistes n'ont pas été produit dans un point localisé, mais que nous avons besoin de mécanismes d'accélération in situ. Deux mécanismes sont proposés :

1) Un premier modèle propose que les électrons ont été accélérés par le choc ou/et par la turbulence pendant la fusion des amas. Le choc peut re- accélérer les particules par le processus de Fermi I (Ensslin, Biermann, Klein, & Kohle (1998)) ou il y a compression adiabatique du "vieux" plasma radio ;la

turbulence stochastique, par le processus de Fermi II (Brunetti, Setti, Feretti, & Giovannini (2001)) ou des ondes de magnétohydrodynamique (MHD) (l'onde de l'Alfven : Brunetti, Blasi, Cassano, & Gabici (2004) ; l'onde magnéto-sonore : Cassano & Brunetti (2005))

2) Dans le deuxième modèle, les électrons relativistes sont injectés par la collision hadronique entre les ions thermiques de MIA et les protons relativistes. Ces protons ont été accélérés tout au long de l'histoire de l'amas (Dolag & Enßlin (2000)).

Les propriétés observationnelle des "halos" et des "relics " semblent favoriser le premier modèle. Le point fort de cette conclusion est que nous observons l'émission diffuse dans les amas en fusion. Maintenant, concentrons nous sur l'origine de chaque source radio.

L'origine des "halos" radios : l'onde de choc traversant les régions centrales de l'amas en cas de fusion majeure ne peut pas être responsable de l'émission radio des "halos" car les halos ont une taille typique de 1Mpc et que l'onde n'a pas assez d'energie pour produire des électrons relativistes dans un tel volume. Bien qu'on ne puisse exclure qu'une telle onde puisse localement participer à un tel halo. Les électrons relativistes doivent avoir été re-peuplés après le passage du choc. La re-accélération de Fermi II des électrons, préalablement, accéléres par l'onde de choc, peut être à l'origine de la présence des particules relativistes. Pour cela, des turbulences engendrées par des fusions majeures dans le gaz (MIA) liée au passage du choc sont nécessaires. Alternativement les électrons peuvent arriver à des vitesses relativistes à cause de collisions hadroniques entre les photons relativistes et les ions du MIA. En effet, le choc accélère toutes les parties de MIA, et les protons relativistes ont une durée de vie comparable à l'age de l'amas. Ces processus ne sont efficaces que dans les régions denses donc au cœur de l'amas, et donc ne peuvent pas être responsables de l'émission des "relics", qui se trouvent en périphérie.

L'origine des radio "relic " : la présence des électrons relativistes responsables de l'émission du "relic " peut être le résultat soit du mécanisme d'accélération de Fermi I sur les électrons du MIA, soit de la re-excitation (energization) adiabatique des électrons relativistes confinés dans un plasma du radio fossile qui a été relâché par une radio galaxies active dans le passe.

Les deux processus sont liés à la présence de l'onde du choc dans le gaz (MIA). La vie radiative des électrons accélérés est très courte (0.1 Gyr), l'émission des "relic " radio doit être un produit de l'onde de choc. Le champ magnétique est le résultat de la compression des ondes du choc, ils produisent la polarisation des hauts niveaux, observée dans les "relics" de radio.

3.3.4 Les radio-galaxies

Dans les amas, on peut détecter d'autres sources de radio associées au "radio galaxies", par exemple 0053-0016 dans l'amas A116, 3C465 dans l'amas A2634. Pendant notre recherche, nous n'avons pas étudié ces objets. Les radio-galaxies se trouvent dans les amas sont surtout des FR de type I (Fanaroff & Riley, 1974), associées aux galaxies elliptiques géantes qui dominent l'amas. En général, les sources radio localisées dans les amas de galaxies ont des structures complexes avec des distorsions produites par l'interaction entre les régions d'émission radio et le gaz (MIA). Une morphologie très commune est celle des radio-galaxies FRI ayant une queue d'émission (tailed radio galaxies) due au fait que les deux jets radio ne se propagent pas suivant des directions opposées et forment un angle inférieur à $180°$. Ce type de galaxies, présent seulement dans les amas a été divisé en deux classes : les sources " NAT "(Narrow-Angle-Tailed), en forme U et dont les deux jets forment un angle très faible et les " WAT " (Wide angle Tailed) , en forme V et avec l'angle d'amplitude intermédiaire entre la direction des deux jets (voir Feretti & Giovannini (2007)).

3.4 Les questions ouvertes et les suggestions sur l'etude la fusion dans les amas de galaxies

Ici, nous voulons présenter les questions ouvertes sur les amas en fusion liées à l'emission non-thermique (Sarazin (2005)).

- Peut-on donner une définition quantitative exacte d'un amas en fusion ?
- Comment l'accélération au choc est-elle affectée par les petits nombres de Mach ?
- D'où proviennent les électrons sources des radio "relics" ?
- Est-ce que les sources radio-relics sont dues à de l'accélération d'électrons dans les chocs d'amas en fusion ?
- Pourquoi les "halo" et " relique " radio sont si rare ?
- Est-ce que tous les amas en fusion sont ou ont été des "halo" / "relic "radio ?
- Comment le plasma radio des "vieilles" sources radio est-il distribué dans les amas ?
- Quelle est l'importance de la turbulence dans le MIA ? Les amas en fusions sont-ils plus turbulents ?
- Est-ce que la turbulence peut chauffer le gaz (MIA) thermique ?
- Pour la compréhension de la physique des amas, il faut utiliser un catalogue d'amas en fusion simulés.
- Il faut utiliser les simulations numériques avec la meilleure résolution et avec plus d'effet de physique (le champ magnétique, le refroidissement, la turbulence, les particules relativistes).
- Est-ce que les particules non-thermiques dans les amas sont importants pour la dynamique ?
- Quelle est la nature d'émission X dure dans les amas ?
- Comment est le champ magnétique dans les amas de galaxies et quelle est son origine ?
- Comment la fusion arrête le refroidissement du coeur dans les amas ?
- Peut-on utiliser l'effet SZ pour observer les chocs à la périphérie des amas et déterminer les variations de pression dues à la fusion ?

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit bien dans le contexte de ces questions surtout par la comparaison avec les simulations numériques (le chapitre 8 : etude d'amas CL0016+16 et le chapitre 10) et l'impact des radio "relics" sur l'émission X (etude d'amas A548b, le chapitre 9).

Troisième partie

Informations obtenues

Chapitre 4

Informations obtenues

4.1 Informations obtenues des observations X

Tout d'abord, il faut rappler que le seul domaine en longueur d'onde dans laquelle un amas apparait comme une entité propre et non pas comme une collection, c'est les rayons X puisque dans ce domaine, on observe le gaz et non pas les galaxies de l'amas. Cette propriété permet d'extraire directement des propriétés globales des amas à partir des observations X tout en s'assurant de la " réalité " de l'objet.

4.1.1 L'émission thermique

Le gaz intra amas est un plasma chaud ($kT = 0.5 - 15keV$) et peu dense ($n = 10^{-3}cm^{-3}$). Ce gaz est essentiellement constitué d'hydrogène et d'hélium et de traces d'éléments lourds. La composante dominante du spectre d'émission de ce plasma est un continuum de rayonnement de freinage libre - libre des électrons par les ions bremsstrahlung. Ce rayonnement émis par unité de temps, de fréquence et de volume par les ions de charge Z est donné par la formule suivante :

$$\epsilon_\nu^{ff} = \frac{2^5\pi e^6}{3m_e c^3}(\frac{2\pi}{3m_e k})^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i g_{ff}(Z, T_g, \nu) T_g^{\frac{-1}{2}} \times exp(\frac{-h\nu}{kT_g}) = n_e n_i \Lambda(T) \tag{4.1}$$

où n_e est la densité électronique, n_i est celle densité ionique, T est la température du gaz et g_{ff} est le facteur de Gaunt qui tient compte de la cinématique des collisions et d'effets quantiques. Notons que l'émissivité du plasma est proportionnelle au carré de la densité du gaz et que sa distribution dépend de la racine carrée de la température et, est dominée par le terme exponentiel (voir l'équation 4.1). L'émissivité totale s'obtient en sommant la contribution de chacune des espèces chimiques présentes dans le milieu. Au continuum il faut ajouter les raies d'émission des différents composantes des éléments lourds. La figure 4.1 presente le spectre de Brehmsstrahlung thermique d'un plasma optiquement mince pour des différentes températures (Arnaud (2005)).

L'information obtenue des données X

L'image en rayons X donne une information importante sur la morphologie du gaz d'où l'on peut inférer l'état dynamique d'amas : relaxé ou en fusion (N.B. excepté si l'amas est en fusion dans la phase d'effondrement maximum du coeur (en anglais "Maximum core collapse" (MCC)), auquel cas la morphologie apparente ne traduit pas l'état dynamique). À partir de l'image, nous sommes capables d'obtenir le profil radial de brillance de surface. Nous avons déjà dit que les amas de galaxies, observés dans les rayons X, représentent une forme assez régulière. Pour modéliser la distribution de densité du gaz (MIA), Cavaliere and Fusco-Femiano (1976) ont proposé d'utiliser le profil King (1962) qui représente la densité dans le cas d'une sphère isotherme et dans l'auto-gravitation. Le résultat de cette généralisation est le modèle β pour la densité du gaz est :

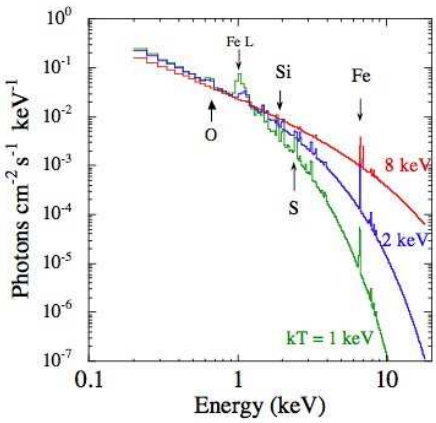

FIG. 4.1 – Le spectre de Brehmsstrahlung thermique d'un plasma optiquement mince pour des différentes températures (Arnaud (2005)).

$$\rho_{gaz}(r) = \rho_{0gaz}\left[1+\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}\beta} \tag{4.2}$$

La valeur moyenne de β a été déterminée à partir des données X est 0.65 (Jones & Forman (1984)). Ce modèle vient du modèle de King pour la distribution des galaxies (en supposant que les galaxies et le gaz sont en équilibre dans le potentiel total).

$$\rho_{gaz}(r) \propto \rho^{\beta}_{galaxies}(r) \tag{4.3}$$

$$\beta = \mu m_{\mathrm{p}} \sigma_{\mathrm{r}}/kT \tag{4.4}$$

Ce modèle reproduit bien les amas relaxés au delà d'un rayon > $0.1R_{200}$, là où la gravité est dominante. Dans le coeur, c'est une physique interne beaucoup plus riche et à plus haute densité (refroidissement, AGN, SN..) qui gouverne le profil. Le modele β pour la brillance de surface s'écrit :

$$S(r) = S_0\left(1+\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{-3\beta+\frac{1}{2}} \tag{4.5}$$

Pour obtenir la température nous avons besoin d'extraire le spectre dans une région choisie et de l'ajuster par un modèle d'émission thermique prenant en compte la réponse instrumentale.

Dans la figure 4.2, on peut voir l'information obtenue à partir de données X. À partir de ces données nous pouvons faire : l'analyse spatiale - l'extraction du profil de brillance de surface (Sx) ; l'analyse spectrale - l'extraction du spectre global de l'amas. En ajustant le spectre par un modèle d'émission thermique de plasma chaud et en prenant en compte la réponse instrumentale on peut déterminer la température moyenne, le profil de la température et la carte de température. Avec le satellite " XMM-Newton ", nous avons la possibilité de mesurer la carte de température. À partir de la carte de température il y a la possibilité de déterminer l'état dynamique de l'amas. De plus, en ajustant le profil de brillance de surface par modèle paramétrique et en prenant en compte la PSF (voir Anokhin, S. (2008)), on peut obtenir les paramètres β et déduire les autres paramètres physiques : le profil de densité du gaz ; la luminosité X ; la masse du gaz en intégrant la distribution radiale de densité ; la masse totale utilisant l'équilibre hydrostatique ; l'entropie et fraction du gaz. Ce schéma montre aussi la relation d'auto –similarité (couleur rouge).

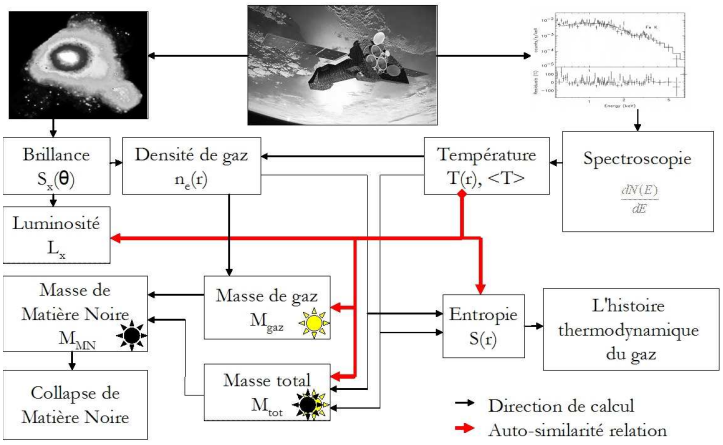

FIG. 4.2 – Schéma du calcul des paramètres physiques de l'amas. Les directions noires – c'est le traitement, les directions rouge –c'est les différentes lois d'échelles, que'on peut étudier (Anokhin, S. (2008)).

4.2 Informations obtenues des données optiques

4.2.1 Les observations des galaxies dans les amas

Comme, j'ai dit, les amas de galaxies ont été découvert en visible, comme des ensembles des galaxies. L'observation optique a permit de faire la classification des amas selon leur morphologie, leur "redshift ", leur richesse. Pour décrire la densité des galaxies en fonction du rayon de l'amas de galaxies, King (1962) a proposé un modèle d'ajustement, qui décrit la densité de galaxies d'un amas de galaxies en fonction du rayon :

$$\rho_{galaxies}(r) = \rho_{0galaxies}\left[1+\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}} \tag{4.6}$$

Ce modèle est une approximation analytique de la solution de l'équation régissant un système sphérique isotherme en équilibre viriel.

4.2.2 Comparaison entre les données X et optique

La physique des processus de fusion est très complexe, ses effets observationnels sur la distribution du gaz et des galaxies ne peuvent pas être résumés par un schéma général simple. Pour suivre l'évolution des propriétés observationnelles des amas de galaxies en coalescence, il faut interpréter les données X et optique simultanément. À partir des données X (la carte de la température et l'émission) on peut déterminer l'état dynamique et, avec les données optiques, on peut confirmer cet état (pour les amas proches – bonne statistique des galaxies). A partir de l'analyse de la distribution spatiale et des vitesses des galaxies, on peut déterminer la direction de fusion (voir l'analyse optique Ferrari (2005)).

4.2.3 Les simulations des composantes non - collisionnelles

Dans les simulations numériques, la matière noire est traitée comme des particules non - collisionnelles, et son évolution est modélisée par des méthodes à N-corps (Schindler & Böhringer (1993)). On peut ainsi connaître, dans ce cadre théorique, chaque phase du processus de fusion. Ces phases de fusion présentent des signatures caractéristiques intervenants à la fois sur la distribution projetée des particules et sur leur distribution des vitesses. En général, les amas dynamiquement jeunes sont caractérisés par une présence marquée de sous structures et/ou par des distributions des vitesses multimodales et avec dispersions élevées. L'intensité observée de ces effets dépend de l'angle entre l'axe de collision et la ligne de visée, ainsi que des masses relatives des sous-structures en interaction.

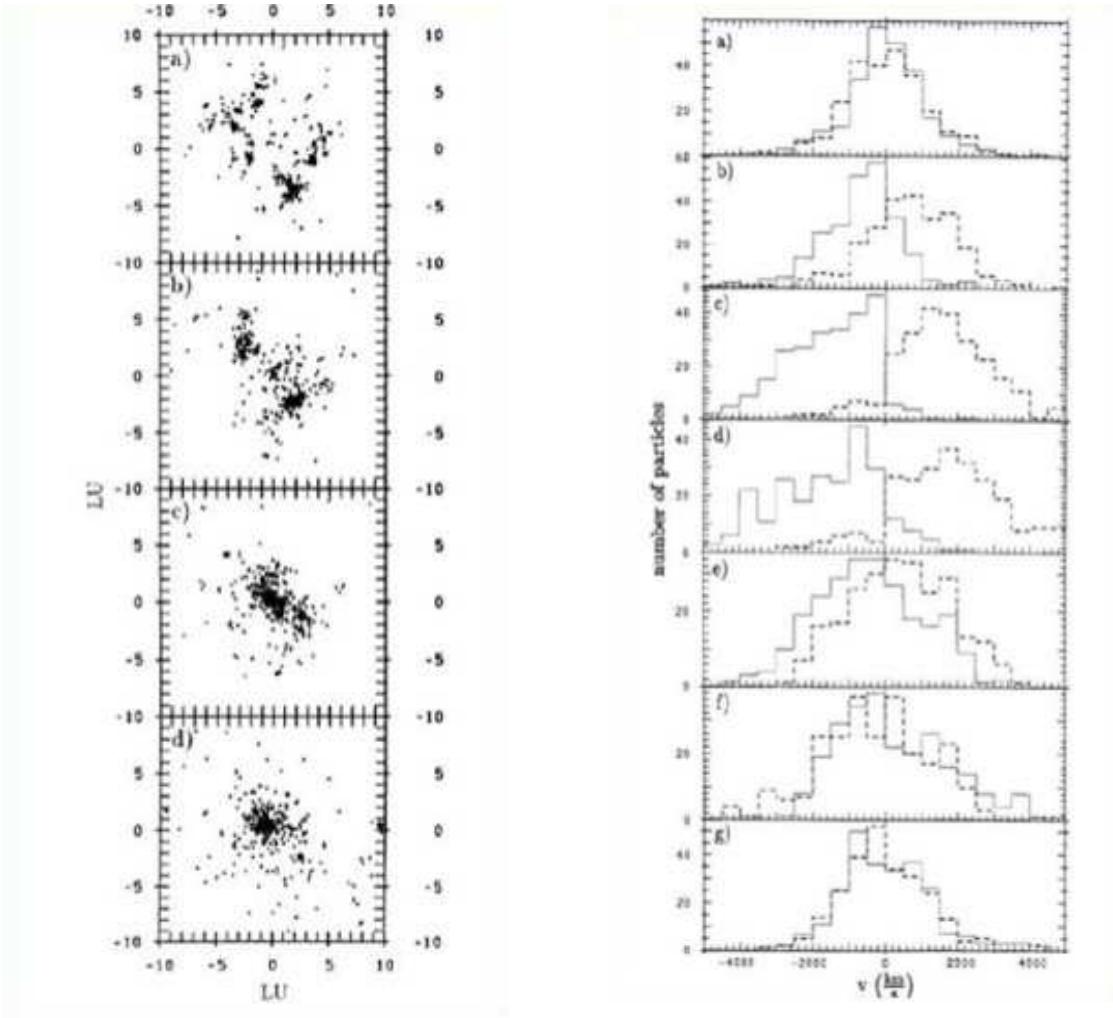

FIG. 4.3 – Simulations numériques de l'évolution dans le temps a) de la distributions projetée des galaxies b) de leur distribution de vitesses, suivant les différentes phases de la coalescence entre sous-structures (Schindler & Böhringer (1993)).

À partir des simulations, on peut étudier l'évolution de la distribution de vitesses (voir la figure 4.3). Les deux systèmes au repos au début de la simulation sont accélérés à cause de l'attraction gravitationnelle mutuelle et leur distribution des vitesses s'élargissent jusqu'à atteindre une valeur très élevée de la dispersion des vitesses au moment de la collision. Cette dispersion peut augmenter jusqu'à un facteur 2 pendant les phase centrales du processus de fusion. Puis, successivement, les sous-structures sont décélerées à cause du processus de la relaxation violente du gaz et la dispersion des vitesses des galaxies décroît vers la dispersion de vitesses correspondant au potentiel du nouvel amas formé. Au première approximation, on peut utiliser ces simulations pour comparer avec les distributions des galaxies dans les amas en coalescence (voir Schindler & Böhringer (1993)).

4.2.4 Les sous-structures à partir de la distribution spatiale

Le plus simple pour chercher les substructures dans la distribution des galaxies projeté est d'utiliser les données riches, (on peut avoir, par exemple, plus de mille vitesses de galaxies dans les amas proches). Dans notre recherche, nous avons utilisé les données X comme le premier indicateur de fusion et les données optiques pour avoir une meilleure compréhension de l'état dynamique.

Cependant, cette méthode est très sensible au fond des galaxies, des groupes et d'amas (il faut savoir exactement le " redshift " de l'amas et le rayon de viriel). La méthode de la distribution spatiale

dépend de l'information obtenue sur les galaxies dans un amas. Si c'est un amas proche, nous avons plus d'information, donc on peut utiliser la méthode plus sophistiquée, par exemples KMM (mixture-modeling algorithm (voir Maurogordato et al. (2000), Girardi & Biviano (2002)).

Si nous n'avons pas beaucoup d'informations, le plus souvent pour les amas lointains, on peut faire seulement la carte de densité de galaxies à partir de leur distribution projetée. La figure 4.4 presente la distributions des galaxies et du gaz dans les amas.

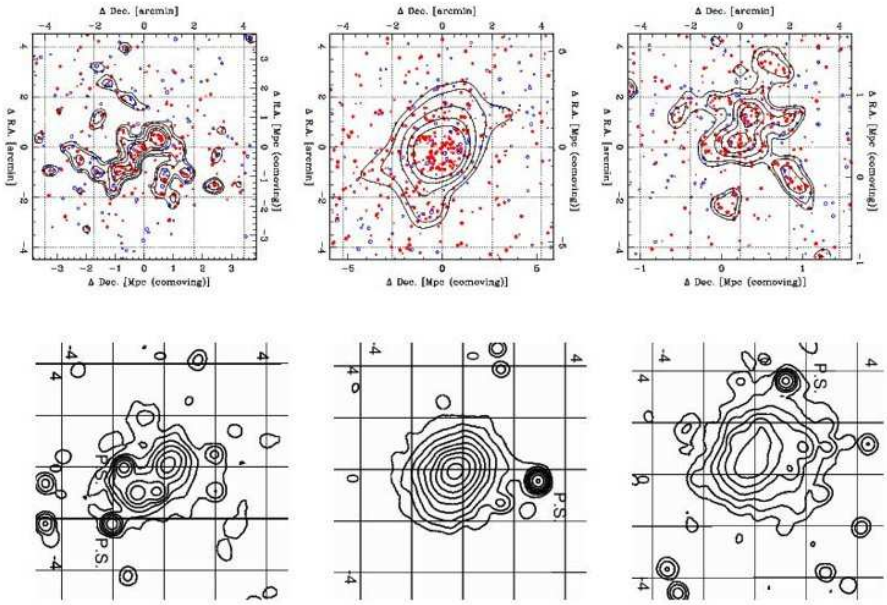

FIG. 4.4 – La comparaison entre la distribution des galaxies (haut) et les images X (bas) a) pour l'amas de galaxies RX J0153 (z=0.83) b) CL 0016 (z=0.55) c) CL 0939 (z=0.41) (Kodama et al. (2005)).

4.2.5 Les sous-structures à partir de la dispersion de vitesses

Le modèle d'évolution d'amas prédit que le système des particules gravitationnellement liées relaxe vers une distribution maxwellienne de vitesses dans l'espace, qui, une fois projeté le long de la ligne de visée, tend vers une Gaussienne. Dans les amas non-relaxés, nous devrions observer une distribution non –Gaussienne (ou plusieurs Gaussiennes) . C'est pourquoi nous avons utilisé cette information pour comprendre l'état dynamique de l'amas A548b (voir le chapitre 9).

4.2.6 Les sous-structures à partir de la distribution spatiale et de la dispersion de vitesses

Détecter l'existence d'une corrélation entre la position et la vitesse des galaxies est une possibilité de déterminer la réalité d'une sous-structure. Il faut simultanément utiliser les deux informations (la distribution spatiale et la distribution des vitesses) pour trouver les sous -structures dans les amas de galaxies (voir notre etude d'amas A548b, le chapitre 9). Cette méthode permet mieux comprendre la direction de fusion (voir une example d'amas Coma en figure 4.5).

4.2.7 La masse totale à partir des distributions des galaxies

Si les galaxies sont en équilibre dans le potentiel de l'amas, alors leur dispersion de vitesse est reliée au potentiel total par le théorème du viriel. Puisque l'on peut mesurer la composante radiale de la vitesse, on peut estimer la masse contenue à l'intérieur du rayon par :

$$M_{viriel} = \frac{3R_G\sigma_r}{G} \tag{4.7}$$

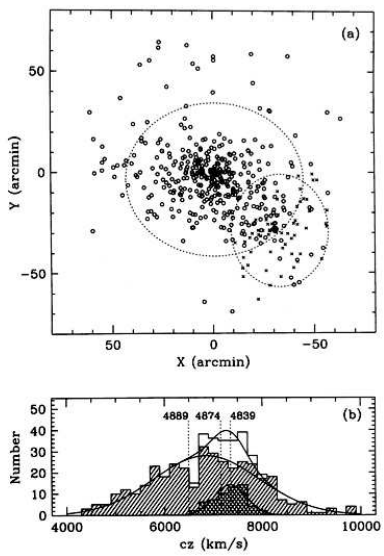

FIG. 4.5 – Le résultat de la partition des galaxies de Coma en deux sous structures (Colless & Dunn (1996)) a) les positions projetés des galaxies de l'amas principal et du groupe b) la distribution des vitesses de l'échantillon total de l'amas principal et du groupe.

ou σ_r est la dispertion des vitesses radiales des galaxies.

4.2.8 La relation σ_v - T

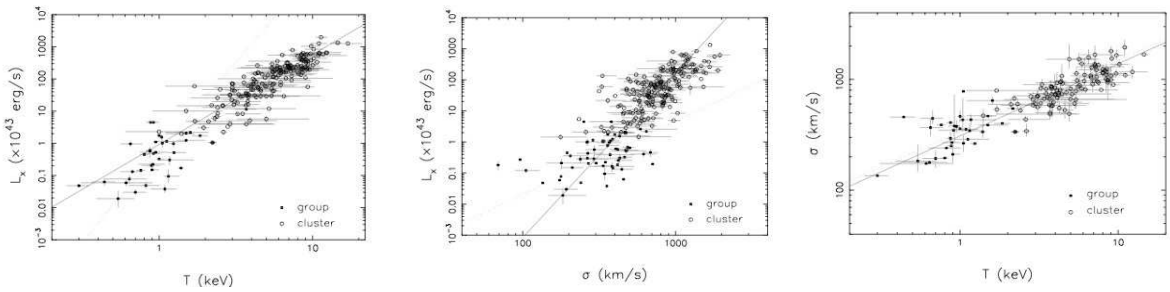

FIG. 4.6 – a) La relation de L_x - T pour 184 amas (les cercles blanc) et 38 groupes (les cercles noirs), la ligne est le meilleur ajustement de relation b) la relation de L_x - σ pour 197 amas (les cercles blanc) et 59 groups (les cercles noirs) c) la relation de σ - T pour 109 amas (les cercles blanc) et 36 groupes (les cercles noirs) (Xue et al. (2000)).

Quand l'amas est virialisé, le gaz et les galaxies sont en équilibre dans le potentiel total de l'amas. On devrait donc trouver une relation entre la température du gaz et la dispersion de vitesses des galaxies (voir l'analyse de Xue et al. (2000) sur la figure 4.6). Dans cette optique, des amas proches ont été utilisés et, après ajustement, on a trouvé la relation :

$$kT = (\frac{\sigma_v}{323.6})^{1.49} \tag{4.8}$$

À partir de cette relation, et connaissant la dispersion des vitesses, nous sommes capables de déterminer la température attendue pour le gaz. Si cette température obtenue est très élevée par rapport de température du gaz X, l'amas est probablement en fusion. En effet, le gaz, très collisionel, relaxe de façon violente donc beaucoup plus vite que les galaxies dont le "libre parcours moyen" est beaucoup plus

grand.

4.3 Informations obtenues des donnees radio

La présence de l'émission étendue synchrotron dans les amas de galaxies indique l'existence de champ magnétique. Les observations en radio des amas apporte une information sur le champ magnétique. Ici, nous présentons ces méthodes d'étude du champ magnétique.

À partir de l'image radio de haute qualité, il est possible d'estimer le champ magnétique en se basant sur l'hypothèse de l'équipartition de la densité d'énergie entre les protons et les électrons, d'une part et, d'autre part en supposant que la densité totale d'énergie du plasma relativiste est minimum. Une valeur de l'ordre $0.1 - 1\mu G$ a été deduite, en prenant le moyenne du champ magnétique dans tout le volume de la radio source.

D'autres estimations du champ magnétique peuvent être deduite à partir d'émission dans différentes bandes. Les électrons relativistes de haute énergie, avec un gamma $\propto 10^4$ sont responsables de l'émission radio du MIA, et d'un " scater " du CMB, (ils augmentent l'énergie des photons du CMB vers les rayons X et gamma dans la région et ils font la production de l'émission du Compton inverse). La mesure de cette radiation X non thermique, et leur combinaison avec les résultats des données radio devraient permettre une détermination plus directe de la densité des électrons et du champ magnétique. On peut aussi utiliser la rotation Faraday. En utilisant les images à haute résolution de source radio en dedans et en dehors des amas, on peut deduire le champ magnétique moyen le long de la ligne de visée .

L'origine du champ magnétique dans les amas de galaxies n'est pas encore certainne. Il peut être d'origine primordiale ou avoir été injecté par le vent galactique ou les galaxies actives, ou peut être encore dû à un choc pendant la formation des structures à grande échelle.

Chapitre 5

Informations obtenues des simulations

Grâce à la puissance de calcul aujourd'hui atteinte par les ordinateurs, il est possible de faire des simulations numériques de plus en plus complexes et comparables avec les observations en ajoutant de plus en plus de physique. Dans ce chapitre, nous voulons expliquer la simulation numérique utilisée et ses résultats.

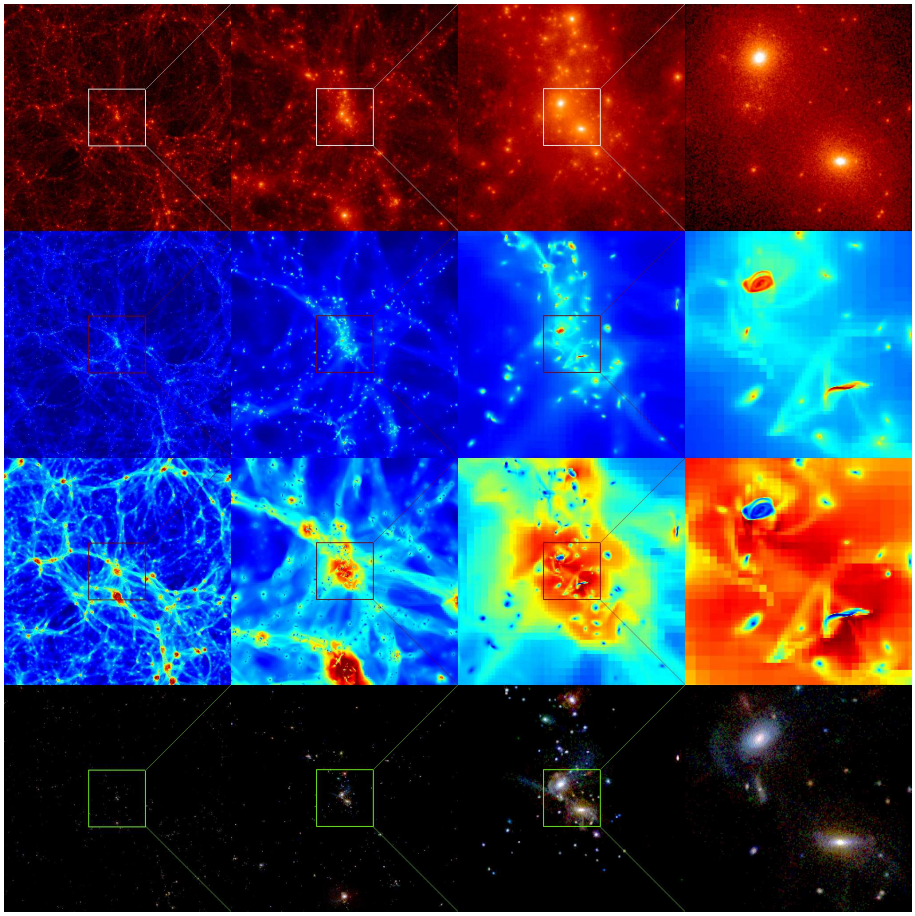

FIG. 5.1 – Le résultat des simulations cosmologiques N-corps (code RAMSES) montre la formation hiérarchique des structures a) la matière noire (en haut) b) le gaz c) la température du gaz d) les étoiles.

5.1 La technique des simulations cosmologiques

Le code RAMSES a été développé au CEA par Romain Teyssier (Teyssier (2002)). C'est un code N-corps et hydrodynamique de haute résolution ayant de multiples applications. Ce code prend en compte,

une grille à raffinement adaptatif de maillage (AMR), un calcul de la dynamique de la matière noire et l'utilisation des conditions initiales cosmologiques. Le code RAMSES utilise une grille de base cartésienne cubique comme dans les méthodes de type "particules mesh" (PM). Chaque cellule peut être subdivisée en huit, (en " octree"). Chaque cellule de l'"octree" peut à nouveau être divisé en huit et ainsi de suite jusqu'au niveau maximal de raffinement – " Lmax ". Cette structure en arbre permet de raffiner beaucoup dans les régions les plus intéressantes et peu dans les régions de moindre intérêt. Le principal critère de raffinement dans les simulations cosmologiques est un critère de masse. Il consiste à raffiner dès que la masse dans une cellule dépasse un certain seuil. RAMSES utilise aussi des critères de raffinement sur les gradients, si besoin. Il raffine lorsque les gradients des variables hydrodynamiques sont trop importants. Pour faire évoluer les fluides, il faut se définir un pas de temps. Ce pas de temps doit être inférieur aux échelles de temps suivantes : chaque particule ne doit bouger au maximum que d'une fraction de la taille des cellules, et il faut qu'il soit inférieur à une fraction de temps de Hubble. La matière noire est régie par les équations de Vlasov-Poisson. Pour calculer l'évolution des variables d'état du gaz (la densité, l'impulsion, la vitesse, la pression) les équations de l'hydrodynamique sont utilisées. Les conditions initiales et cosmologiques sont prises en compte par un modèle ΛCDM (pour plus,voir Rasera & Teyssier (2006), Dolag et al. (2008)). La figure 5.1 présente les résultats d'une simulation à l'aide du code RAMSES.

5.2 La connexion entre les simulations et les observations

La comparaison entre les résultats des simulations et les résultats instrumentaux récents et futurs, en longueur d'ondes différentes offre la possibilité de mieux étudier les amas de galaxies. Pour obtenir les résultats les plus réalistes il faut prendre en compte les effets instrumentaux comme la résolution, le bruit, les effets des processus observationnels. C'est pourquoi la création d'instruments synthétiques est très importante. Par exemple sur la figure 5.2 nous voyons la différence entre la carte de SZ obtenue à partir de simulation d'amas et l'image d'observation de cet objet avec l'instrument "AMI " (Arcminute Microkelvin Imager) .

Il y a des travaux de compréhension des observations X et aussi des travaux qui étudient l'influence de l'instrument sur l'observation à l'aide des simulations (par exemple, les travaux de Rasia et al. (2006), (2007) on peut voir la réponse instrumentale de " Chandra " ou " XMM-Newton "). Dans notre recherche nous nous sommes concentrés sur l'étude de la dynamique du gaz à partir des observations et à l'aide d'observations simulées. A partir de ces simulations, et en prenant en compte la réponse d'XMM-Newton, nous avons crée des "observations X" de ces simulations.

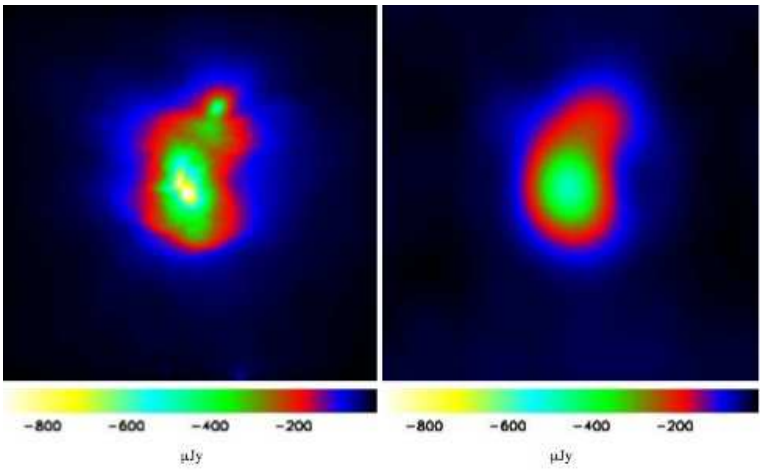

FIG. 5.2 – Les cartes de décrément SZ pour l'amas de galaxies simulées a) la carte obtenue par la simulation hydrodynamique b) la carte de l'observation simulée qui prend en compte la réponse de l'interféromètre.

Quatrième partie

Traitement de données

Chapitre 6

Traitement des données XMM

Dans cette section, je decrivais le traitement des données X. Ma principale source d'informations est le satellite XMM-Newton. Parce que ce satellite fonctionne depuis 8 ans, la chaîne de traitement des données est très standardisée et fonctionne bien.

6.1 Préparation des données pour le traitement

6.1.1 La liste d'événements et le paramètre " pattern "

L'information obtenue à partir du satellite est organisé dans des fichiers FITS (Flexible Image Transport System), nommés ODF (Observation data File). Ces fichiers contiennent les informations générales comme : les coordonnées de pointage, le numéro de la proposition, la qualité de l'observation etc...

Pour l'analyse scientifique, il faut traiter ces données par l'utilitaire SAS (Science Analysis System). Le " Survey Science Centre " vérifie la qualité scientifique des données et détecte des problèmes du pré-traitement. En sortie, on obtient les fichiers du PPS (Pipeline Processing Subsystem). Il contient la liste d'événements pour chacune des caméras, les images dans différentes bandes d'énergies, la liste des sources détectées etc. À partir de ces listes d'événements étalonnés je peux produire des images et des spectres. Cependant ces données sont encore contaminées par toutes sortes de bruits (électronique etc.) qu'il faut éliminer.

Chaque photon ou particule peut toucher un ou plusieurs pixels sur le CCD. Le paramètre PATTERN définit la forme de la trace de l'interaction sur le CCD (voir l'annexe 11). Pour les MOS les photons X correspondent au paramètre PATTERN compris entre 0 et 12 et pour la pn au PATTERN < 4. La différence entre MOS et pn vient de la différence de taille des pixels.

De plus, il faut éliminer les événements en dehors du champ vu et sur les défauts du CCDs. Pour cela, j'ai utilisé le paramètre FLAG, en particulier, FLAG = 0. Les elements qui correspondent à des pixels brillants, qui pour une raison quelconque, sont toujours allumés et ceci de manière suspecte au cours de l'observation sont également exclus.

6.1.2 Le filtrage des événements " flare "

L'orbite d'XMM traverse la magnétosphère de la Terre et le fond observé par XMM-Newton n'est pas constant. On remarque deux composantes de particules dans le fond d'XMM : une composante toujours présente et une composante dont l'intensité varie très rapidement. Avec les courbes de lumière des observations, nous pouvons constater la présence des "flares " - sursaut (voir la figure 6.1) qui sont induits par les particules venant du soleil. Heureusement, nous pouvons faire le filtrage de ces "flares ", pour optimiser le signal sur bruit de l'observation. Ce nettoyage des "flares" peut se faire de différentes manières. Je presente ici quatre méthodes voisines :

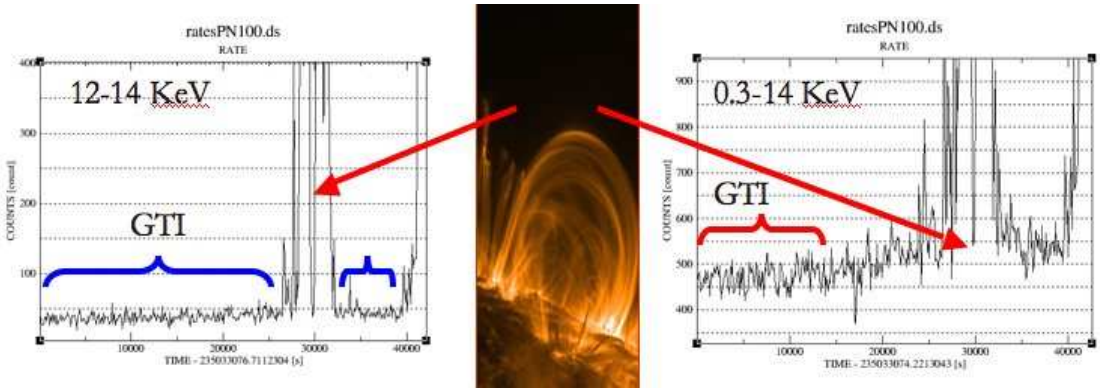

FIG. 6.1 – L'exemple des événements "flare" dans les données XMM d'un amas. Il faut supprimer ces intervalles d'observations à l'aide d'un critère sur la courbe de lumière qui définit les GTI (" good time interval").

Le filtrage "à la main" en courbe de lumière

J'ai fait le nettoyage des "flares " dans une première étape par seuillage dans la bande d'énergie 10-12 keV pour les caméras MOS1 et MOS2 et pour la caméra pn sur 12-14 keV (Majerowicz et al. (2002)). A ces gammes d'énergie, le télescope et les détecteurs ont une réponse extrèmement faible aux photons, donc le flux reçu est très majoritairement dû aux particules. Puis j'effectue un deuxième nettoyage sur toute la bande d'énergie 3-12 keV, avec un seuil de réjection adapté au flux moyen (hors des "flares").

Le filtrage automatique et à la main dans la courbe de lumière

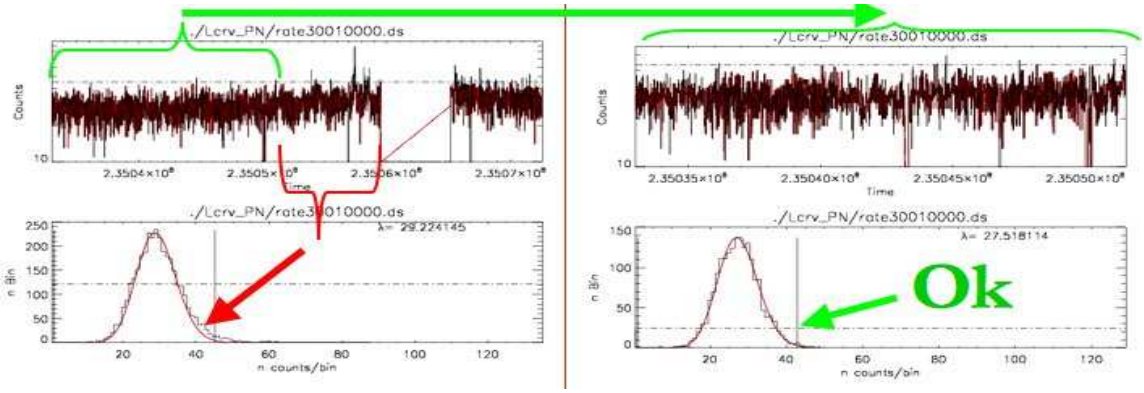

FIG. 6.2 – Une illustration du filtrage automatique dans la courbe de lumière. Ce filtrage a été fait après le filtrage des flares à la main.

Cette méthode a été proposée de Pratt & Arnaud (2003) et Pointecouteau et al. (2004). D'abord, j'extrais la courbe de lumière dans chaque détecteur puis je fais un filtrage automatique basé sur le méthode de "$\sigma - clipping$". Il s'agit d'ajuster une gaussienne sur l'histogramme pour définir objectivement un sigma. On peut alors rejeter toutes les périodes qui ne correspondent pas à ce flux moyen à plus ou moins k sigma. J'ai effectué ce filtrage dans différentes bandes d'énergie (10-12 keV pour MOS, 12-14 pour pn) et (0.3-10keV) (de plus, voir Anokhin, S. (2008)). La figure 6.2 présente une illustration du filtrage automatique.

Le filtrage sur chaque bande énergie

Les “flares ” peuvent jouer un rôle dans différentes bandes d’énergie.On peut voir des changements importants sur la bande d’énergie 0,3-2 keV au contraire des bandes d’énergie 2-5keV et 10-12 keV (Nevalainen et al. (2005)). Cependant, j’ai vérifié cette supposition et j’ai fait le nettoyage des événement “flares” dans les courbes de lumière dans des bandes d’énergie différentes : 0.3-2keV, 2-5keV, 10-12keV, 0. 3-12keV.

Le filtrage des “flares ” simultanement dans les données du fond et de l’observation

Le but de cette méthode est de faire le meilleur nettoyage du “flare ” sur toutes les bandes d’énergie pour les observations et pour le fond. J’ai créé la courbe de lumière pour les parties à l’extérieur de la source et du fond Read & Ponman (2003). J’ai fait des histogrammes de ces courbes de lumière, normalisé les deux histogrammes sur le même temps de pose (par exemple, le temps d’expositions de fond A. Read, 9 fois plus grand que le temps d’expositions de l’observation de CL0016+16), et comparé les deux histogrammes normalisés. Dans la situation idéale, l’histogramme des données de la source nettoyée dans la région extérieure doit être égale à l’histogramme des données du fond nettoyé dans la région extérieure, donc j’ai continué le nettoyage en courbe de lumière jusqu’à obtenir ce résultat.

Avec chaque méthode de filtrage de “flares ” j’ai obtenu des résultats similaires c’est pourquoi après nous avons utilisé le filtrage automatique du sigma-clipping pour l’observation et le fond.

6.1.3 La correction d’effet du vignetage

La sensibilité du télescope décroît avec la distance à l’axe optique. Cet effet est appelé “vignetting” dans le domaine des X. Il faut donc corriger cet effet qui dépend aussi de l’énergie du photon. L’origine de cet effet est principalement géométrique et sa fonction a été calculée préalablement et vérifiée en orbite. Il y a plusieurs méthodes pour tenir compte du vignetage. On peut, soit utiliser une fonction affectant un poids à chaque photon réellement détecté, soit fabriquer une carte d’exposition (spatialement variable).

La méthode des poids

Cette méthode a été complètement décrite par Arnaud et al. (2002). L’objectif est d’affecter un poids $W(X, Y, E)$ à chaque événement qui prend en compte l’ensemble des effets instrumentaux. Il se définit de cette façon :

$$W(X, Y, E) = \frac{S(0, 0, E)}{S(x, y, E)} \tag{6.1}$$

ou E est l’énergie de l’événement et X, Y est ses coordonnées dans le repère du détecteur, $S(0, 0, E)$, $S(x, y, E)$ sont respectivement la surface effective au point focal et à la position de l’événement et dont les valeurs sont calculées à l’énergie E. Pour cela, j’ai utilisé l’utilitaire “ evigweight ” du “ SAS ” et fait la somme de tous les poids des événements dans la région choisie et dans la bande d’énergie choisie, pour calculer le nombre de photons corrigé du vignetage dans cette région et cette bande énergie. Dans ce cas, l’erreur statistique poissonniènne σ n’est plus seulement $\sqrt{n}$ mais il s’exprime en fonction de chacun des poids comme :

$$\sigma = \sqrt{\sum W(X, Y, E)^2} \tag{6.2}$$

La méthode de la carte d’exposition

Dans la deuxième méthode, il faut calculer les cartes d’exposition pour chaque caméra et dans la bande d’énergie désirée, parce que le vignettage dépend aussi de l’énergie. Pour l’observation, j’ai utilisé la fonction “ eexposemap ” dans le “ SAS ” (N.B. : Pour les images utilisant la correction du poids, la carte exposition doit être une constante). Pour faire la correction du vignettage par la carte d’exposition il faut calculer :

$$I^f_{exp}(X,Y,E) = \frac{I^{obs}_{exp}(X,Y,E)}{t^{obs}_{exp}} t^f_{exp} \tag{6.3}$$

Pour la brillance de surface, le calcul des erreurs doit être fait différemment pour ces deux méthodes. Avec la carte d'exposition par :

$$\sigma = \frac{\sqrt{I^f_{exp}(X,Y,E)}}{t} \tag{6.4}$$

J'ai vérifié que pour des sources raisonnablement étendues (voir le chapitre 8) et dans l'axe optique, les erreurs apportées par la méthode des poids, ne sont que faiblement supérieures. Par contre cette méthode est beaucoup plus simple à utiliser puisqu'elle travaille directement sur les événements et non pas sur les produits projetés (type spectre ou image). C'est la raison principale de son succès et donc de son emploi pour les observations d'objets étendues.

6.2 Création des images et détection des sources ponctuelles

Après que les données du fond et de l'observation aient été nettoyées, j'ai construit les images pour chaque caméra pour le fond et pour la source. Pour cela il faut utiliser le " SAS ". Dans le " SAS " pour faire l'image il faut sélectionner plusieurs paramètres importants. À partir de la liste d'événement filtrés, j'ai extrait les images d'observation et du fond dans les bandes d'énergie 0.3-2 keV (parfois entre 0.3-4.5keV, le choix de la bande d'énergie dépend du rapport signal sur bruit) et aussi en 2-5keV (pour avoir la possibilité de construire la rapport dureté). Les images des trois caméras, corrigées du vignettage, ont été sommées.

Dans les observations XMM, j'ai détecté beaucoup d'objets. Pour l'étude des amas (qui sont des sources diffuses), il faut faire la soustraction des autres objets astrophysiques dans le champ. J'ai exclu les régions de sources ponctuelles par création d'une image masque. Dans l'image du masque, une région circulaire autour de chaque source ponctuelle a été masquée. De plus, pour la camera pn, on a eu besoin de tenir compte des événement "OoT" (out of time). Cet effet vient de la technique de lecture des données sans obturateur. Le XMM "Survey Science Centre" génère une liste d'événements OoT, par tirage aléatoire uniforme de la colonne DetY de chacun des événements(fonction "epchain" "withoutoftime") que l'on utilise ensuite comme fond à soustraire à l'image désirée. C'est une correction statistique qui est correcte et sans biais mais qui, bien sûr, ajoute ses erreurs.

6.3 Extraction du profil de brillance de surface

Dans la première approche, les amas de galaxies ont une symétrie sphérique, on peut donc obtenir une information plus sensible en intégrant radialement la brillance de surface. A partir des images corrigées j'ai obtenu les profils de la brillance de la surface. Ce travail a été fait pour les images de l'observation et du fond dans les bandes énergie choisies (0.3-2 keV, 0.3-4.5keV, 2-5keV).

6.4 Extraction du spectre

Pour mesurer la température du gaz (MIA) il faut extraire les spectres. J'ai extrait le spectre à partir de la liste d'événements, dans les régions choisies. J'ai sommé le poids de chacun des événements (correction du vigneting) dans chaque canal d'énergie.

Pendant ma recherche, j'ai obtenu les températures moyennes des amas, le profil de température et la carte de température. La modélisation spectrale a été réalisée avec le logiciel XSPEC (Arnaud & Dorman (1998)). J'ai ajusté les spectres observés avec le modèle : $MEKAL(T, Z_{metal}, z, N) * WABS(N_h)$ qui est la multiplication d'un modèle thermique de plasma mince MEKAL (Mewe et al. (1985)) par un modèle d'absorption photoélectrique des photons par notre galaxies WABS (Morrison & McCammon

(1983)). Les paramètres du modèle sont : T-la température du plasma, Z_{metal} –la métallicité, z – le " redshift " de la source, N-la normalisation du modèle relié à la mesure d'émission, N_h-la densité de colonne d'hydrogène le long de la ligne de visée.

Parfois, dans ma recherche j'ai utilisé le modèle APEC " Astrophysical Plasma Emission Code ", en particulier lors d'une demande expresse de referee. En effet les deux codes sont très voisins et l'essentiel de leur différences tient au traitement de la physique atomique.

L'analyse spectrale prend en compte la réponse de XMM-Newton. Le spectre mesuré ($C(I)$ le nombre de coups détectés dans le canal d'énergie I) est l'intégrale, dans ce canal, du spectre de la source reçu à la terre, convolué par la réponse instrumentale. XSPEC fait la comparaison entre le modèle convolué et le spectre observé par minimisation du χ^2.

$$\chi^2 = \sum (\frac{C(I) - C_p(I)}{\sigma(I)})^2 \tag{6.5}$$

Pour calculer la matrice de réponse pour chaque caméra, j'ai utilisé les outils du " SAS " (les fonctions ARFGEN, RMFGEN) (voir Anokhin, S. (2008)). Dans cette ajustement ,le paramètre de Nh a été fixé à la valeur déterminée pour chaque observation et le " redshift " a aussi été fixé. Dans les différentes étapes de ma recherche, le paramètre de métallicité a été laissé libre ou fixé.

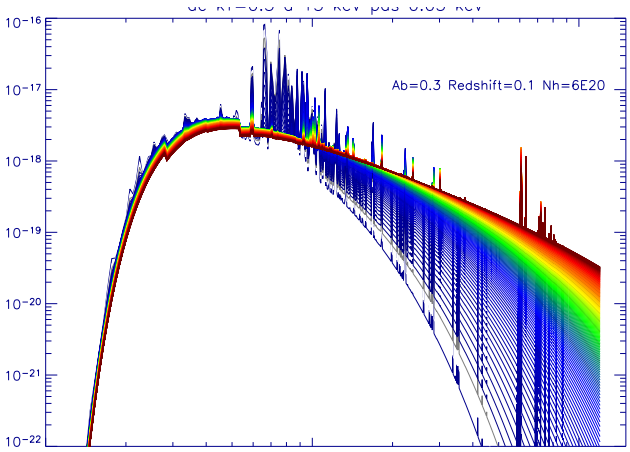

FIG. 6.3 – L'exemple de la base des données du spectre pour l'amas similaire des A3921. Ici, on peut voir le spectre de Bremsstrahlung et des raies des éléments lourds. Les couleurs différentes correspondent les températures différentes.

6.5 Soustraction du fond

Le fond des observations se compose des bruits électroniques des CCDs (plus important dans les basse énergies (<0.3keV)), le fond de particules induit par les rayons cosmiques et le fond astrophysique X. Le fond de particules est le résultat de l'interaction des particules cosmiques ou solaires avec le satellite XMM-Newton. Une composante de ce fond est presque stable, vient de l'interaction de particules cosmique de haute énergie (NXB- Non X-ray Background) et une autre composante est très variable, vient des photons de basse énergie d'origine solaire. Le fond astrophysique X est le résultat des contributions de tous les objets émettant en X. Il contient une composante extragalactique des noyaux actifs, une composante diffuse galactique et une composante héliosphèrique : (CXB - Cosmic X-ray Background).

6.5.1 Le fichier du fond

J'ai fait la correction du fond en utilisant l'accumulation d'un grand nombre d'observations de champ vide (dont les sources astrophysiques les plus brillantes ont été exclues). Ce fond a été présenté par Read

& Ponman (2003), Nevalainen et al. (2005), Lumb et al. (2002). Ce fichier (FCV- le fichier de champ vide) correspond au fond des particules et au fond astrophysique. Avant son utilisation, il faut adapter le ficher du fond à notre observation. Le champ vide ayant une dépendance spatiale, qui est fixe en coordonnées détecteurs, si l'on veut utiliser ce FCV avec différentes coordonnées projetées sur le ciel, il faut recalculer ces coordonnées ciel du FCV relativement à celles de notre observation : c'est le rôle de la tache "SKYCAST".

Pour pouvoir utiliser correctement ce fond, il faut le normaliser avec l'observation. En pratique cette normalisation est le rapport des taux du comptage à haute énergie de l'observation avec le fond ($N_{highE} = \frac{CR^{obs}_{high}}{CR^{fcv}_{high}}$). On utilise les mêmes bandes d'énergie (MOS 10-12 , pn 12-14 keV) que pour la première réjection des flares (pour les mêmes raisons). En pratique, pour tenir compte de cette re-normalisation, on peut modifier en conséquence le temps de pose ou multiplier la colonne " weight " dans FCV par la composante de normalisation. Cette normalisation doit être effective pour les spectres et les profils de brillance.

6.5.2 La double soustraction

Après soustraction des "flares", il reste encore du fond dans l'observation. Il existe déjà des bonnes méthodes de soustraction du fond pour les données du satellite XMM-Newton. J'ai utilisé la méthode de Arnaud et al. (2002) – " double soustraction " . La double soustraction s'opère en deux étapes. La première est la soustraction d'un champ " blank-field " (FCV- le fond de champ vide) normalisé (NXB). La deuxième étape permet faire une correction pour le fond astrophysique X(CXB) variable supposant que ce fond n'est pas variable sur l'échelle de champs de vue de XMM. Elle utilise une zone d'observation extérieure à celle de l'amas.

Le profil de brillance de surface

Pour obtenir le profil de brillance de surface de la source on a besoin des profils, corrigés du vignetage, de l'observation et du champ vide projeté (bien sur projetés sur les mêmes centre et rayons). Notons que, sur l'observation FCV, on voit une augmentation avec l'énergie qui est liée à l'application de la correction de vigneting sur le fond particules qui n'est pas vignetté. Cette "erreur" de correction qui sera similaire dans l'observation s'annule naturellement quand le FCV est bien normalisé. La correction du fond induit par les rayons cosmiques s'effectue par :

$$SB_1(r) = SB^{obs}(r) - SB^{FCV}(r) \tag{6.6}$$

Il faut normaliser la variation du fond local. Elle est estimée dans la région extérieure de l'amas.

$$SB_2^{amas}(r) = SB_1(r) - \overline{SB_1(r.e)} \tag{6.7}$$

Après la soustraction, les données sont regroupées.

Le spectre

Pour les spectres obtenus, j'ai suivi la double soustraction. J'ai extrait le spectre de l'observation dans la région de source (SP^{obs}_{center}) et dans la région extérieure (SP^{obs}_{outer}) ; et les spectres du fond (FCV) dans les mêmes régions choisies (SP^{FCV}_{center} et SP^{FCV}_{outer}). En particulier :

$$SP_{1center} = SP^{obs}_{center} - SP^{FCV}_{center} \tag{6.8}$$

$$SP_{1out} = SP^{obs}_{out} - SP^{FCV}_{out} \tag{6.9}$$

$$SP_2^{amas} = SP_{1center} - SP_{1out} * \omega \tag{6.10}$$

ω - c'est la normalisation, qui vient du rapport des surfaces d'extraction des spectres. A la fin, j'ai regroupé les spectres et fait l'ajustement des spectres par minimisation du χ^2 (de plus, voir Anokhin, S. (2008)).

6.5.3 Le choix du fond

Trois accumulations d'observations ont été constiuées pour l'analyse des observations XMM. Le fond de Lumb et al. (2002) est le premier de ces fonds, son temps de pose est deux fois plus court que dans les deux autres accumulations. Les sources les plus brillantes ont été excisées. Ce fond est limité par les résidus après soustraction des sources qui peuvent géner l'analyse. Le fond de Read & Ponman (2003) a un long temps d'exposition avec un fichier par mode instrumental et par filtre. Dans le centre il y a la soustraction de sources parce que, dans ce fond, nous avons beaucoup d'observations. Donc la statistique au centre est fortement perturbée. Le fond de Nevalainen et al. (2005) utilise lui aussi le long temps d'exposition ; il y a un seul fichier pour chaque détecteur. Ces auteurs n'ont pas exclu les sources parce que leur fond est basé sur des observations à haute latitude galactique. C'est cette caractéristique qui le rend meilleur que les deux précédents pour l'analyse des sources extra-galactiques diffuses. La figure 8.1 montre les résultats obtenus sur les profils de brillance de surface de CL0016+16 pour 3 fond différents (voir notre etude d'amas CL0016+16, le chapitre 8).

Le fond jouant un rôle très important dans l'analyse des données, tout au long de ma recherche j'ai toujours vérifié les résultas obtenus avec plusieurs fonds. De plus, j'ai fait la modelisation du fond à partir des observations d'amas (voir le chapitre 8).

6.6 Analyse des données X

Dans cette section, je veux parler des paramètres physiques deduits des amas de galaxies que j'obtiens à partir des données X.

6.6.1 L'importance de l'équilibre hydrostatique et de la symétrie sphérique

Pour calculer les paramètres physiques des amas de galaxies, nous avons utilisé l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique et celle de la symétrie sphérique. J'ai obtenu la masse totale des amas en supposant l'équilibre hydrostatique et, pour cela j'ai pris en compte les paramètres du modèle β obtenus et le profil de température. On peut utiliser cette hypothèse si l'amas est relaxé. Par contre si l'amas est en fusion, l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique n'est pas plus valable. Parfois, on peut détecter la fusion d'amas à partir de la carte d'émission. Cependant, au cours de la formation d'un amas il y a une période, "le maximum core collapse " (MCC - collapsus maximum du coeur) durant laquelle j'observe une émission homogène et comparable avec l'émission d'un amas relaxé. Un phénomène similaire se produit (ie illusion d'équilibre hydrostatique) si la collision a lieu le long de la ligne de visée. Dans ces deux cas l'hypothèse d'équilibre hydrostatique est fausse mais il est difficile de le détecter. Je me suis intéressés à comprendre la possibilité d'utiliser l'équilibre hydrostatique pendant une fusion majeure et son influence sur la masse totale. De plus, nous avons voulu comprendre les signatures de fusion majeure détectables par observation.

6.6.2 Le calcul de la masse totale : la méthode classique

Si, les hypothèses de la symétrie sphérique et d'équilibre hydrostatique sont vérifiées, on peut déduire la masse totale. L'équilibre hydrostatique dit que le gradient de pression du gaz P_g et égal et opposé au potentiel gravitationnel de l'amas (ici en fonction de la masse) :

$$\frac{dP_g}{dr} = -\frac{GM_{tot}(r)n_{\rm g}(r)}{r^2} \tag{6.11}$$

de plus, il faut prendre en compte la loi des gaz parfait :

$$P_g = \frac{n_{\rm g} kT}{\mu m_p} \tag{6.12}$$

Donc, la masse gravitationnelle d'un amas est donnée par l'équation :

$$M_{tot}(r) = \frac{kT(r)r}{G\mu m_p}\left[\frac{d\ln n_g}{d\ln r} + \frac{d\ln T}{d\ln r}\right] \tag{6.13}$$

oû k est la constante de Boltzmann, T - la température du gaz, G - la constate de gravitation, μ - le poids moléculaire moyen du gaz ($\mu \propto 0.6$), m_p - la masse du proton et n_e - la densité électronique du gaz. Cette équation dépend seulement du profil de densité du gaz et de son profil de température. Si, on prend en compte le modèle du gaz β :

$$M_{tot}(r) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_p}\left(3\beta\frac{r^2}{r^2+r_c^2} - \frac{d\ln T}{d\ln r}\right) \tag{6.14}$$

Dans le cas, où l'amas est isotherme, ou si l'on ne peut obtenir que la température moyenne d'amas (modele de l'amas isotherme), alors la masse totale sera calculée par :

$$M_{tot}(r) = \frac{3\beta kTr}{G\mu m_p}\left(\frac{r^2}{r^2+r_c^2}\right) \tag{6.15}$$

Au cours de mon travail, j'ai calculé la masse totale avec la température moyenne et avec le profil de température. Pour tenir compte des erreurs provenant du profil de température, j'ai utilisé la méthode décrite dans Neumann & Böhringer (1995). Cette méthode permet de transformer les barres d'erreurs du profil de température en barres d'erreurs du profil de la masse par le biais d'un tirage de Monte-Carlo sur le profil de température. Le programme produit 10000 tirages aléatoires à partir desquels le profil de masse moyen et les erreurs sont estimées. Récemment, les fonctions nouvelles pour décrire le profile de température d'amas et le profile du gaz a été obtenue par Vikhlinin et al. (2005)utilisant les donnees observé. À partir de ces fonctions, on peut obtenir le profil de la masse déprojetée. Pendant notre treavail nous avons utilisé ces fonctions.

6.6.3 La masse du gaz et la fraction du gaz

En supposant que la distribution radiale du gaz se comporte comme le modèle β, on connait la densité du gaz obtenu. Donc, à partir du profil de densité du gaz, il est possible de calculer la masse du gaz incluse dans le rayon r

$$M_{gas}(r) = \int_0^r n_g(r)dV \tag{6.16}$$

En utilisant le modèle β :

$$M_{gas}(r) = 4\pi\mu m_p \frac{n_p}{n_e} n_0 \int_0^r \left[1+\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-\frac{3\beta}{2}} r^2 dr \tag{6.17}$$

6.6.4 Le calcul de rayon viriel " R_{200} "

On peut obtenir le profil de la masse totale ou la masse du gaz ou fraction du gaz, par contre, on a besoin de valeur de ces paramètres jusqu'au rayon de virialisation de l'amas.

C'est pourquoi il faut définir le rayon viriel d'amas, où l'amas de galaxies se trouve en équilibre hydrostatique – virialisé. Pour déterminer le rayon viriel, on peut utiliser l'auto – similarité des amas de galaxies (Bryan & Norman (1998)). Les résultats des simulations numériques montrent que les amas sont virialisé jusqu'à R_{200} (c'est le rayon où la densité moyenne de l'amas est 200 fois la densité critique de l'Univers, cf.Neumann (2005). Dans de très rares cas on peut obtenir des mesures X jusqu'à ce rayon,

et la plupart du temps on extrapole la masse totale jusqu'à cette distance. Souvent, les auteurs préfèrent comparer entre eux les amas en s'arretant à R_{500} pour minimiser l'impact de ces extrapolations.

$$M_\delta = \frac{4\pi}{3}\delta\rho_{crit}(z)R_\delta^3 \tag{6.18}$$

On peut estimer R_δ et M_δ pour d'autres contrastes de densité, on considère traditionnellement les valeurs suivantes de δ=2500, 1000, 500 et 200. On peut déduire la valeur de R_δ à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique.

$$M_\delta = \frac{3kT\beta}{G\mu m_p}\frac{R_\delta^3}{(r_c^2 + R_\delta^2)} \tag{6.19}$$

Et nous obtenons :

$$R_\delta = \sqrt{\frac{6\beta kT}{\delta\mu m_p H_0^2 h^2(z)} - r_c^2} \tag{6.20}$$

Par exemple nous avons estimé R_{200} et R_{500} et donc les valeurs de la masse totale dans l'analyse d'amas CL0016+16 et l'amas simulé. Pour le calcul R_{200} j'ai utilise le profile de la masse isotherme. Cependant, nous avons verfié le valeur de R_{200} utilisisant la relation M-T etablie par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005), ce relation a ete ajuste par un profil NFW (Navarro, Frenk, White (1995)).

6.6.5 Les relations auto-similaires

Étude des profils de mesure d'émission

Arnaud, Neumann, et Aghanim, (2001) ont étudié les profils en mesure d'émission pour les amas distants. Dans les cas où ces profils étaient normalisés selon les prédictions du modèle auto-similaire de formation des amas de galaxies, elles ont montré que ces profils sont particulièrement bien ajustés par le profil de mesure d'émission moyen normalisé obtenu pour les amas proches. Les amas de galaxies représentent donc une population auto similaire jusqu'à de grand " redhsift " $z \propto 0.8$. Par exemple, la mesure d'émission est reliée à la température moyenne du gaz par la relation : $EM \propto T^{1.38}$.

Les profils de mesure d'émission renormalisés des amas chauds observés par ROSAT ont la même forme au-delà de 0.1-0.2 R_{200} (Neumann & Arnaud (1999)). Dans le centre, on peut observer une grande dispersion, liée à la présence de coeur froid et/ou d'une physique plus complexe que la seule gravité. Au delà du centre, un profil plus ou moins universel est bien ajusté par un modèle β =2/3 (voir le figure 2.2). Le profil de brillance de surface, $S(r)$, se convertit en profil de mesure d'émission par les équations de l'auto-similarité 2.21(voir Neumann (2005)).

Relation $M - T$ et $L_X - T$

En utilisant les lois d'échelle, on peut calculer la masse totale des amas de galaxies. La relation M-T est une relation fondamentale, qui donne le lien entre les propriétés du gaz et la masse. Si on prend en compte la similarité structurelle et le théorème de viriel, donc l'auto- similarité, on obtient la relation M-T (voir l'equations 2.9, 2.10). L'auto-similarité des amas prédit également la relation entre L_X et T, qui peut être écrite par :

$$L_X \propto \Lambda(T)Q(T)\frac{M_g^2}{R^3} \tag{6.21}$$

Ici, $\Lambda(T)$ est la fonction de refroidissement, dont une approximation dans notre gamme de température de quelques keV est $\Lambda(T) \propto T^{1/2}$. $Q(T)$ est un facteur de forme, qui dépend uniquement de la forme des profils du gaz. L'auto-similarité donne $Q(T)$ = const. Il est normal de supposer que la masse de gaz est proportionnelle à la masse totale si par ailleurs, on considère les amas comme une fraction représentative de l'Univers ("fair sample"). L'équation de M-T donne, que $M_g \propto T^{3/2}$. Dans le cadre de l'auto-similarité, la relation suivante est valable :

$$L_X \propto T^{1/2} \frac{T^3}{T^{3/2}} = T^2 \tag{6.22}$$

L'auto-similarité prédit donc $L_X \propto T^2$. Cependant, la relation Lx-T observée est $L_X \propto T^3$. En particulier, dans ma recherche, j'ai utilisé la relation de loi d'échelle trouvée dans Arnaud and Evrard (1999), $L_X \propto T^{2.88}$. Cette relation a été obtenue pour des amas avec ou sans faible signature de coeur refroidi.

Luminosité bolométrique

On peut obtenir la luminosité bolométrique en extrapolant les observations X. Cette luminosité bolométrique est estimée typiquement dans la bande d'énergie 0.01-100 keV, en extrapolant le modèle d'émission ajustant le spectre observé dans la bande du détecteur . La luminosité est calculée via XSPEC. D'autre part, nous avons des "trous" dans notre région d'observation à cause des sources ponctuelles, les trous entre les CDD et les pixels morts. Pour résoudre ces problèmes, il faur estimer les contributions de chaque détecteur dans le même rayon, en utilisant les brillances de surface. La contribution du détecteur pn est trois fois plus importante que MOS. Le pourcentage approximatif est $19\%, 19\%$ et 62% pour mos1, mos2 et pn. J'ai intégré la formule du modèle de β pour corriger les "trous" dans les regions et donc déduire le taux de comptage. Après j'ai utilisé le modèle spectral «`WABS*MEKAL`» dans logiciel XSPEC avec le modèle MEKAL et l'absorption $N_H = 0$. J'ai choisi les mêmes bandes d'énergie que dans la brillance de surface. Dans XSPEC, en utilisant la commande " show rate ", j'en ai déduit le taux de comptage du modèle. Puis on a déterminé la luminosité par la commande " lumin 0.3 4.5 0.478", prenant en compte la cosmologie employée. On peut alors écrire :

$$L^{\beta}_{0.3-4.5} = \frac{L^{obs}_{0.3-4.5}}{CR^{obs}_{0.3-4.5}} CR^{\beta} \tag{6.23}$$

où la notation β note les quantités bolomètriques. En utilisant la proportion entre les deux luminosités dans les différentes bandes d'énergies, on peut élargir la bande 0.3-4.5 keV jusqu'à la bande X totale (de plus, voir Anokhin, S. (2008)) :

$$L_X = \frac{L^{obs}_X}{L^{obs}_{0.3-4.5}} L^{\beta}_{0.3-4.5} \tag{6.24}$$

Chapitre 7

Traitement des simulations

7.1 Extraction des données

J'ai utilisé les simulations pour mieux comprendre l'influence des fusion majeures sur les paramètres physiques des amas et mieux comprendre l'influence du détecteur d' XMM-Newton " sur les observations de ces amas en fusion. Pour effectuer ce travail J'ai décidé d'utiliser l'amas de galaxies simulé baptisé "Cluster 6". Cet amas est issu d'une simulation cosmologique. Les conditions initiales de la formation de cet amas ont servies à des fins de tests de codes de simulations. Il a une température moyenne finale de 3 keV. J'ai extrait les outputs autour de la fusion des deux unités, pour étudier la fusion majeure. Pour optimiser la résolution spatiale des amas dans les simulations cosmologiques, on fait ce que l'on appelle une simulation zoom. Il s'agit de prendre des conditions initiales, de répartir d'une façon homogène les particules de matière noire dans une grande boîte d'univers, de les faire évoluer avec la physique désirée, de repérer où se forment les amas dans cette boîte, et de refaire tourner les mêmes conditions initiales mais en mettant beaucoup plus de particules de matière noire dans la zone où va se former l'amas, et de compléter ailleurs à beaucoup plus basse résolution spatiale (c'est à dire avec moins de particules plus massives). A partir de ces simulations, nous avons beaucoup d'outputs. J'ai choisi les outputs intéressants pour mon travail, en regardant le film de l'évoluion de la matière noire. À partir des outputs choisis, j'ai extrait les données des particules et du gaz, en particulier les profils et les cartes des particules de la matière noire, de pression, de densité, de vitesse du gaz. En utilisant ces paramètres, j'ai calculé les quantités physiques importantes pour ma recherche, tels que l'émission, la température, le nombre du Mach, la masse.

7.1.1 Les choix de notre analyse

Je me suis concentrée sur les amas où la fusion est le mécanisme dominant. C'est pourquoi, dans un premier temps, j'ai utilisé le résultat de simulations adiabatiques, (c'est à dire sans processus physiques non gravitationnels). Grâce aux simulations, on peut étudier les amas en 3 dimensions. C'est pourquoi, pour les données de chaque output, on a toute latitude pour choisir un angle de projection (voir le chapitre 10 etude de la simulations, en particulier la figure 10.7 avec les trois projections). Le code RAMSES calcule dans des unités autosimilaires que l'on peut aisément traduire en quantités physiques via un module qui donne les conversion en CGS. A partir des simulations on est capable d'obtenir les images de densité, de pression dans une tranche choisie (en z par exemple). On peut aussi moyenner les données le long de la ligne de visée, en utilisant la fonction " ray3D ", par exemple. Les données moyennées se comparent mieux aux observations (voir la figure 7.1).

7.1.2 Les données obtenues : les paramètres principaux

Directement à partir des simulations j'ai obtenu les fichiers des particules et du gaz. A partir des fichiers des particules, on est capable de générer les cartes et les profils de la distribution de la matière noire (voir la figure 7.2).

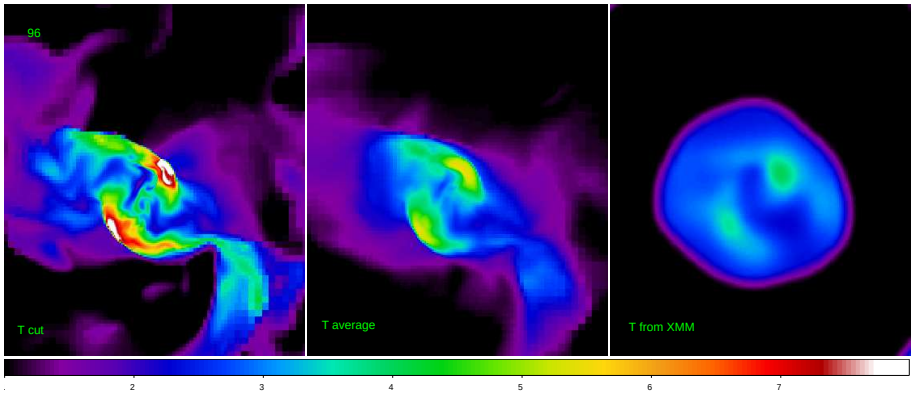

FIG. 7.1 – Les cartes de température à partir de simulation Cluster 6, pour l'output 096, juste après la fusion majeure. Les cartes de température : a) un " slice " (souvant, utilisé en simulations) b) moyenné le long de la ligne de visée c) les observation XMM. On voit que, l'observation XMM est plus compatible avec la carte moyennée.

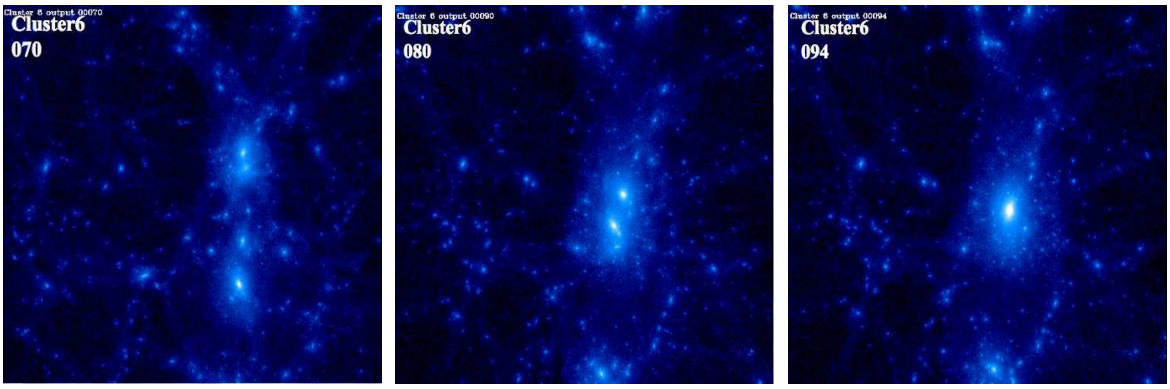

FIG. 7.2 – Les exemples des cartes de la matière noire pendant l'histoire de la formation de Cluster 6 : a) la matière noire pour l'output 70 b) la matière noire pour l'output 80 c) la matière noire pour l'output 94 (la fusion majeure).

Dans les fichiers du gaz, il y a plusieurs informations sur la pression, la densité, la vitesse et les coordonnées du gaz. Donc on peut obtenir les cartes et les profils de densité, de pression et les vitesses du gaz dans chaque direction. Au vu du zoom dont nous avons besoin et de la vitesse de l'amas, un recentrage doit être pris en compte à chaque pas de temps. De plus, le centre du gaz n'est pas le même que celui de la matière noire. J'ai utilisé celui du gaz, parce que je voulais faire une comparaison avec les données X (c'est à dire avec le gaz).

Le gaz semble avoir toujours le profil beaucoup plus lisse que la matière noire. Cet effet de différence entre le gaz et la matière noire est raisonnable, il apparaît que pour les gaz, la pression tend a lisser les inhomogénéités. La matière noire, étant froide, il n'existe pas de pression pouvant lisser son aspect. Le gaz est très collisionel et la matière noire ne l'est pas, les phénomènes de relaxation et leur échelles de temps sont donc différents.

Pendant l'extraction des données des outputs différents, on peut générer un film pour voir mieux la dynamique des processus. J'ai généré ces films pour la densité, la pression, la température, le nombre du Mach et ceci dans différentes projections.

7.1.3 Les données obtenues : le paramètre de la température

À partir des cartes de la densité et de la pression moyennée j'ai obtenu une première estimation simple de la température du gaz, en utilisant les relations simples :

$$Im(T)_{projete} = \frac{Im(P)_{projete}}{Im(n)_{projete}} \tag{7.1}$$

C'est la carte du rapport de la pression moyenne divisé par la densité moyenne dans la projection choisie :X,Y ou Z. Pour pouvoir comparer les résultats avec les observations X j' ai exprimé cette carte en Kelvin via :

$$Im(T)_{normalise} = Im(T)_{projete} * (\frac{L_{unit}}{t_{unit}})^2 \frac{m_p 0.6}{k} \tag{7.2}$$

μ =0.6 est le poids moleculaire moyen du plasma cosmologique totalement ionisé. De plus il faut traduire en keV :

$$Im(T)_{final} = \frac{Im(T)_{normalise}}{1.16 \times 10^7} \tag{7.3}$$

Une carte plus précise peut être calculée comme avec une pondération par l'émissivité comme suit :

$$T_X = \frac{\int L_X T dl}{\int L_X dl} \tag{7.4}$$

7.1.4 Les données obtenues : l'émission de l'amas

Pour calculer l'émission de l'amas j'ai négligé, ici, tous les phénomènes de raies d'émission et d'absorption pour le rayonnement émis. J'ai supposé que les processus d'émission n'était dû qu'à l'interaction des électrons avec les ions du plasma cosmologique. Pour ce rayonnement dit de freinage (ou bremsstrahlung, voir le chapitre theorie), l'émissivité X est :

$$L_X \propto \int (\frac{\rho_g}{\mu m_p})^2 \sqrt{T} dl \tag{7.5}$$

L'émissivité X dépend principalement du carré de la densité du gaz. Elle a un meilleur contraste de détection des sous-structures que la densité.

$$Im(emis) \propto Im(\rho)^2 \sqrt{Im(T)_{normalise}} \tag{7.6}$$

Les cartes d'émissions sont présentées sur la figure 10.2 dans le chapitre Etude de la fusion principale.

7.1.5 Les données obtenues : le nombre du Mach

À partir des données du gaz obtenu, on peut calculer le nombre du Mach.

$$M = \frac{v}{c_s} \tag{7.7}$$

La vitesse du son a été obtenue à partir des cartes de pression et de densité du gaz sous l'angle de projection choisi.

$$Im(c_s)_{projete} = \sqrt{\gamma \frac{Im(P)_{projete}}{Im(n)_{projete}}} \tag{7.8}$$

Cependant, j'ai voulu voir le changement du nombre de Mach en 2D, c'est pourquoi il faut obtenir la divergence de vitesse selon la projection choisie utilisant la vitesse du gaz dans chaque direction. Par exemple selon Z :

$$Im(M)_z = \frac{-(\frac{\delta Im(u_x)}{\delta x} + \frac{\delta Im(u_y)}{\delta y})\Delta x}{Im(c_s)_z} \tag{7.9}$$

La vitesse projetée dans une direction est :

$$Im(u_x) = \frac{\int Im(n_x) Im(v_x)}{\int Im(n_x)} \tag{7.10}$$

En particulier pour calculer la divergence à partir des paramètres obtenus j'ai calculé point par point pour toute l'image :

$$divV = v_x(i,j) - v_x(i-1,j) + v_y(i,j) - v_y(i,j-1) \tag{7.11}$$

Cependant, à partir des analyses des simulations de Vazza pour le calcul du nombre de Mach dans les amas de galaxies, il vaudrait mieux utiliser l'équation suivante :

$$\Delta v = \frac{3}{4} c_s \frac{1-M^2}{M^2} \tag{7.12}$$

à cause de l'effet de changement du nombre du Mach dans la croissance des filaments. J'ai testé ces deux cas et j'ai obtenu les mêmes résultats, parce que j'étudie une variation du nombre du Mach dans le centre des amas. Voir les figures des cartes du nombre de Mach obtenues (les figures 10.7, 9.13) dans les etude d'amas A548b et la fusion majeure (voir les chapitres 9, 10).

7.1.6 Les données obtenues : la masse totale

A partir des simulations, on peut bien sûr calculer la masse totale "vraie" (sans aucune hypothèse) par intégration de la masse de chaque cellule de masse des particules de la matière noire et de la masse du gaz.

$$M_{tot} = \int M_{dm} + \int M_g \tag{7.13}$$

Cet travail a été presenté dans le chapitre 10.

7.2 Vers les observations de " XMM-Newton "

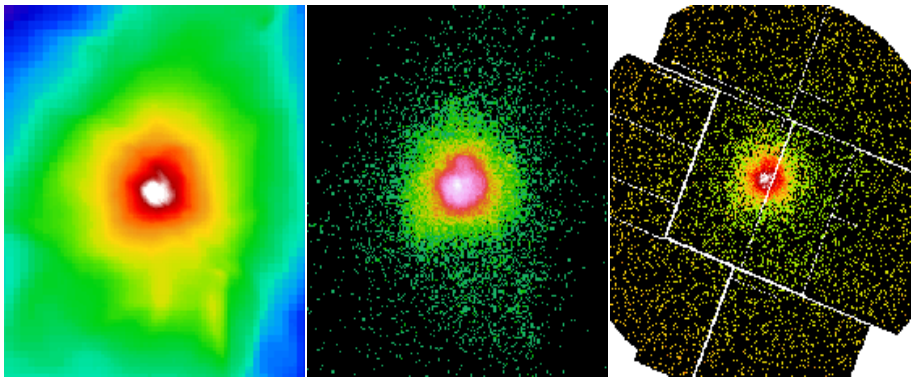

FIG. 7.3 – L'exemple de la création des observations XMM. a) la densité à partir des simulations c) les photons générés c)l'observations généré d'une caméra XMM.

L'idée générale est de traiter les outputs des simulations numériques pour en obtenir des fichiers aussi voisins que possible de vraies observations XMM-Newton. Pour cela j'ai eu besoin d'obtenir les fichiers

des photons à partir de simulation et, de plus ajouter le fond et prendre en compte la matrice de réponse de XMM-Newton. À partir de simulations, j’ai déterminé l’émissivité et la température de chaque cellule pour déterminer le nombre des photons émis par “ bin ” d’ énergie, pour une durée d’observation typique de 30 ks et une surface collectrice donnée.

7.2.1 La création des photons

La première étape, c’est la génération de la base des données du spectre où j’ai pris en compte la métalicité, le “ redshift ” et l’absorption. Cette base des données contient, pour chaque température, son spectre d’émission (“ bremsstrahlung ”+ raies d’elements lourds). Ensuite, j’ai généré les photons idéaux, en utilisant les données de simulation et la base des données des spectres pré-calculés. Ici j’ai pris en compte le “redshift ” choisi pour l’ “observation” (z=0.1), la métalicité et l’absorption. J’ai calculé la température des cellules via l’équation des gaz parfaits (P=nkT). De chaque température de cellule, on a le spectre. En calculant l’émissivité de chaque cellule, on peut prévoir la quantité des photons émise par chaque cellule. On a tiré aléatoirement une réalisation de Poisson à partir de cette valeur moyenne. De même pour l’energie des photons selon la fonction de distribution du spectre de la température de la cellule. J’ai ainsi obtenu une liste idéale des photons avec leur position et leur energie dans l’espace (3D) reçu par satellite X.

7.2.2 La création de la réponse XMM-Newton et le fond

À partir des listes de photons idéaux obtenus, et en utilisant la fonction “ cx ” qui est une sorte de “ray-tracing” du devenir des photons passant à travers les miroirs et les détecteurs d’XMM, j’ai généré des observations XMM-Newton de ces simulations. Ici, j’ai pris en compte la matrice de CCD, le PSF, l’effet de vignetage. De plus dans cette étape, on a ajouté un fond modélisé pour “coller” plus encore à la réalité des observations. À la fin, j’ai obtenu les 3 fichiers de données XMM pour les caméras MOS 1, 2 et pn. La figure 7.3 presente la création des observations XMM.

7.2.3 Le traitement des données XMM simulées

De ces fichiers, j’ai effectué le traitement standard X et obtenu les profils de brillance de surface. J’ai ajusté ces profils avec un modèle β. De plus, en utilisant l’algorithme “ XWSM ” j’ai obtenu les cartes de luminosité et de la température. L’analyse de ces cartes est importante pour ma recherche, parce que cette analyse me permet d’estimer les possibilités de détection de la dynamique du gaz des amas avec le satellite “ XMM-Newton ”. J’ai extrait les spectres et obtenu les profils de température pour les outputs choisis. Dans les cas où il est possible d’utiliser la symétrie sphérique, j’ai calculé la masse totale dans l’hypothèse de l’équilibre hydrostatique (voir le chapitre précèdent). Dans un article en cours de rédaction je presente les résultats de cette analyse.

Cinquième partie

Résultat d’étude

Chapitre 8

Amas de galaxies CL0016+16

8.1 Objet de l'étude

L'amas de galaxies CL0016+16 est déjà très étudié dans de nombreuses longueurs d'onde. Cependant la question de son état dynamique reste ouverte. Cet amas est très lumineux, et cependant, lointain, ce qui devrait en faire un bon test pour la cosmologie. Cet amas a été étudié en optique par Tanaka et al. 2005, en radio par Giovannini & Feretti 2000, à l'aide de l'effet de Sunayev-Zeldovich par Birkinshaw et al. 1981; Bonamente et al. 2006, avec les lentilles gravitationnelles (Clowe et al. 2000) et bien sur en rayons X, par ROSAT (Neumann & Böhringer 1997) et XMM-Newton (Kotov & Vikhlinin 2005; Worrall & Birkinshaw 2003).

Les analyses en rayons X précédentes ont conclues que cet amas était peut être relaxé. Dans leurs analyses, ces auteurs utilisent la symétrie sphérique pour déduire les paramètres physiques de cet amas (Kotov & Vikhlinin 2005). Mais à partir du travail Giovannini & Feretti (2000), on sait maintenant que cet amas possède un halo radio au centre, qui pourrait être la signature d'un état de fusion. De plus, les résultats de (Neumann & Böhringer 1997) et (Worrall & Birkinshaw 2003) présentent des perturbations de l'émission X.

Parmi les amas relativement distants, CL0016+16 était "historiquement" classé comme relaxé. La première idée de ce travail consistait à faire un traitement de données optimisé pour essayer de le détecter, avec XMM-Newton jusqu'à son rayon viriel et pouvoir ainsi mesurer sa masse jusqu'à R_{200} sans extrapolation. Dans le cadre de la symétrie sphérique, j'ai obtenu les profils de brillance de surface et de température jusqu'à R_{200}, en étudiant très scrupuleusement les fonds astrophysique et instrumentaux. L'émission des amas est très faible dans les régions extérieures c'est pourquoi, la soustraction correcte des fonds astrophysique et de particules joue un rôle primordial. Pour vérifier ces résultats, j'ai, de plus, systématiquement vérifié avec les trois fonds de champ vide. Grâce à une simulation numérique et à mes outils de simulations d'instruments, j'ai vérifié qu'XMM-Newton pouvait bien détecter un amas à ce redshift jusqu'à R_{200}.

En faisant ce travail, des signatures de fusion sont apparues, et j'ai donc essayé de quantifier l'impact de cette fusion sur la détermination de la masse totale de CL0016+16. Dans cette deuxième étape, j'ai essayé de mieux comprendre l'état dynamique d'amas. C'est pourquoi j'ai extrait des profils de la température dans plusieurs directions, et finalement obtenu une carte de la température. J'ai calculé la masse totale en utilisant les paramètres du modèle β et les différents profils de la température (en ajustant ces profils avec la fonction de (Kotov & Vikhlinin 2005). Cette analyse m'a permit d'estimer l'impact des perturbations de la température et de la brillance de surface sur la masse totale. Pour mieux étudier l'état dynamique de CL0016+16, j'ai aussi fait l'analyse de β en 2D. J'ai aussi testé cet amas par rapport au modele l'auto-similarité.

Le rayon R_{200} a été utilisé pour déduire le halo de la matière noire où la densité moyenne est 200 fois la densité critique de l'Univers ou l'effet de gravitation joues le role plus important. Les simulations numériques hydrodynamiques (Cole & Lacey 1996) , ont montrées qu'à ce rayon, le gaz et la matière noire sont à l'équilibre dynamique. Pour calculer R_{200} j'ai utilisé la définition standard suivante (plus exacte, voir le chapitre traitement XMM) :

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200 \rho_{crit}(z) R_{200}^3 \tag{8.1}$$

ou $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$ est la densité critique et les paramètres cosmologiques choisis sont $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. Utilisant la relation (1), l'équilibre hydrostatique, les paramètres β obtenus et la température moyenne 8.9 keV (Kotov & Vikhlinin (2005)), j'ai estime R_{200} =1.92Mpc ou 5 arcmin pour z=0.54.

8.2 Traitement des données

Dans cette analyse, j'ai utilisé les données XMM-Newton. Pour la réduction des données, j'ai utilisé le XMM/SAS. Dans les données des cameras MOS 1,2 j'ai choisi les «pattern» 0 – 12 et en camera pn – «pattern» 0 – 4. De plus on a choisi le paramètre «flag»=0. Les observations de fond ont été tourné conformément à l'observation CL0016+16. Pendant cette étape de travail, j'ai cherché la meilleure méthode de soustraction des événements "flare". Pour cela j'ai fait plusieurs analyses (pour tous les détails voir le chapitre 6). J'ai fait la correction d'effet de vignetage. Pour la soustraction du fond astrophysique j'ai utilisé la méthode d' Arnaud et al. (2002) - double soustraction (voir le chapitre 6). Pour cette analyse spectrale et image, j'ai extrait les sources ponctuelle (les sources ont été masquées avec les cercle 70%).

8.2.1 Fond de A. Read

Le fond de A. Read a été fait sans la soustraction des "flare" (Read & Ponman 2003). J'ai soustrait les périodes de "flare" en utilisant la méthode standard (voir le chapitre 6) dans les données de l'observation et du fond. J'ai utilisé la courbe de lumière pour déterminer la limite des événements "flare".

8.2.2 Fond de J. Nevalainen

Pour vérifier la possibilité de détection de l'émission d'amas jusqu'à R_{200}, j'ai utilisé d'autres fonds. Le fond astrophysique de J.Nevalainen a été nettoyé des "flare" (Nevalainen et al. 2005), il y a plus de statistique, et moins de sources et aussi il n'a pas d'artefacts dans le centre du champ de vue (FOV). Dans cette étape de ma recherche, j'ai extrait les "flare" seulement dans les données des observations, utilisant la méthode standard, les événements "flare" ont été détectés avec le filtre de Poisson, avec la déviation superieure à 3σ en moyenne. Ces deux fonds sont différents à partir de leur traitement, c'est pourquoi c'est très intéressant de comparer les résultats. Après la comparaison des données, j'ai compris que, pour les amas faibles et aussi les amas lointains, il vaut mieux utiliser le fond de J. Nevalainen, parce qu'il est plus plat dans le centre.

8.3 Analyse de l'image

8.3.1 Profil de brillance de surface

Dans ce travail, j'ai ajusté le profil de brillance de surface avec le modèle β :

$$S(r) = S_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta+0.5} \tag{8.2}$$

ou S_0 est l'intensité centrale, r_c - le radius du coeure β - le paramètre de la pente. Le modèle β n'ajuste pas toujours bien les profils observés, c'est pourquoi, parfois, il faut faire un ajustement du modèle β-β (voir Anokhin, S. (2008)). J'ai utilisé le meilleur ajustement du modèle de β pour calculer la masse totale et pour déduire le profil de densité du gaz :

$$n(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta/2}. \tag{8.3}$$

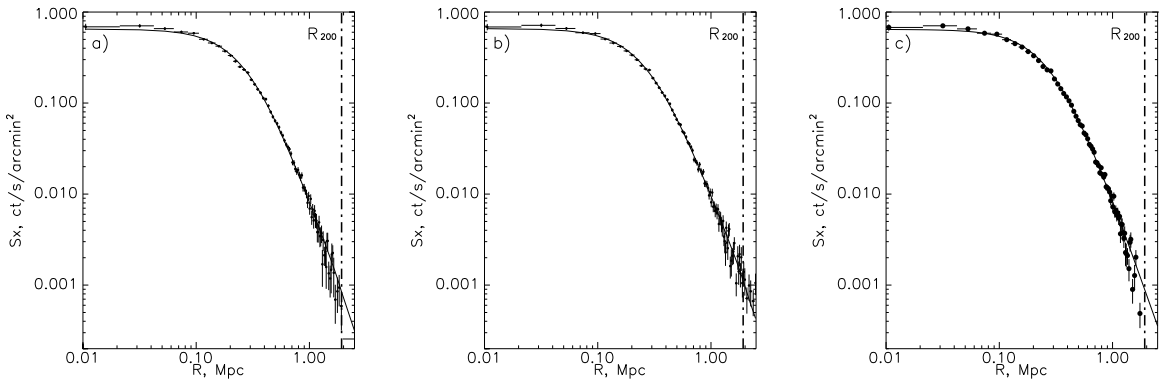

FIG. 8.1 – Les profils de brillance de surface combinés des 3 caméras (MOS1, MOS2 et pn) ont été obtenus en utilisant les différents fonds : a) le fond Read & Ponman (2003) b) le fond de Nevalainen et al. (2005) c) le fond modélisé de XMM. La ligne en gras est le meilleur ajustement du modele - β. Voir les parametres d'ajustement en tableau 8.1.

Pour déterminer la densité électronique centrale n_{e0}, il faut utiliser la température moyenne de l'amas, les paramètres du modèle β obtenus. En utilisant les équations précédentes du profil de densité, de la mesure d'émission dans la ligne de visée et de brillance de surface on obtient :

$$n_{e0}n_h = \frac{S_0(1+z)^4}{r_c\Omega\Lambda(T,z)\gamma(\beta)} \tag{8.4}$$

ou

$$\gamma(\beta) = \frac{\Gamma(\frac{1}{2})\Gamma(3\beta-\frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \tag{8.5}$$

On peut déduire l'émissivité du modèle ajusté sur l'amas dans la bande d'énergie utilisée à l'aide du code XSPEC «`wabs*mekal`», en utilisant la commande «`show rate`» avec normalisation de modèle égale à 1 (pour plus de détails, voir Anokhin, S. (2008)). XSPEC prend en compte la réponse instrumentale et «`show rate`» donne le taux de comptage attendu dans le modèle. Finalement, la densité électronique centrale est donnée par :

$$n_{e0} = \sqrt{\frac{1.17354 \cdot S_0(1+z)^2}{r_c C R_{xspec}^{Norm=1}\Omega\gamma(\beta)} \cdot 10^{14}} \tag{8.6}$$

Le profile de brillance de surface avec le champ vu de A. Read

J'ai obtenu le profil de brillance de surface utilisant le fond de A. Read. J'ai gardé les images dans les bandes d'énergie 0.3-4.5 keV (de plus, dans les bandes energies 0.3-2 keV et 2-5 keV pour obtenir le profil du rapport dureté). Pour chaque image, j'ai obtenue la carte d'exposition, tenant en compte la géométrie de l'observation et le fond pour trois cameras. J'ai utilisé la méthode de la "double soustraction" du fond. À partir des images obtenues, les profils de brillance de surface ont été crées. J'ai sommé ces trois profils (voir le résultat sur la figure 8.1a). Après la soustraction du profil du fond, j'ai ajusté le profil avec le modèle β (voir les résultats en tableau 8.1) et détecté l'émission de l'amas jusqu'à R_{200}, avec une limite de détection de 3σ.

Le profil de brillance de surface avec le champ vide de J. Nevalainen

J'ai gardé les images en 0.3-4.5keV (j'ai choisi ces bandes énergie par optimiser le rapport le signal -sur -bruit). J'ai groupé les données par les anneaux concentriques de 1.65 $''$, le centre a été choisi au maximum de l'émission. J'ai sommé les trois profils obtenus (voir le résultat en figure 8.1b). Nous

voyons l'émission de l'amas jusqu'à R_{200}, avec une limite de détection de 3σ. J'ai ajusté le profil avec un modèle β, sans les 3 première points, avec la convolution PSF (voir le résultat en tableau 8.1). J'ai obtenu le résultat d'ajustement de modèle de β comparable avec les résultats utilisant le fond A. Read et avec Kotov & Vikhlinin (2005).

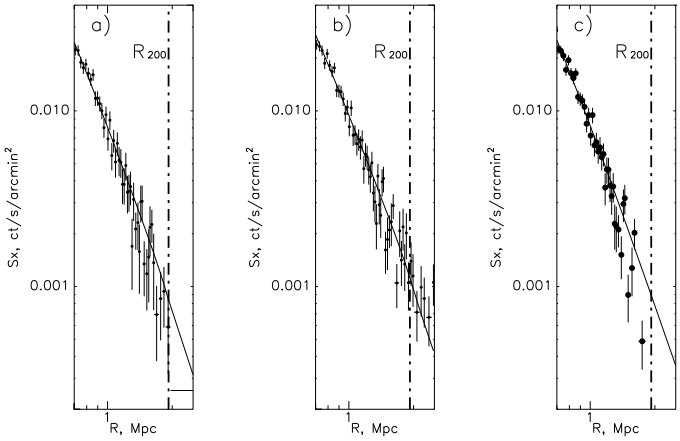

FIG. 8.2 – Les profils de brillance de surface dans la région extérieure sont été obtenue utilisant le fond différent : a) le fond Read & Ponman (2003) b) le fond de Nevalainen et al. (2005) c) le fond modélisé de XMM observation. La ligne en gras est le meilleur ajustement du modele - β.

La modélisation du fond à partir des données d'observation

Le fond astrophysique joue un rôle si important dans l'analyse des données de la région extérieure que nous avons tenté de modéliser ce fond à partir des données de l'observation pour les composantes de CXB et NXB du fond (voir le chapitre traitement). Puisqu'il s'agit de photons, la composante de CXB été vignetté par l'optique X, ce qui n'est pas le cas du fond de particules (NXB) (Arnaud et al. 2002). Donc, on peut modéliser le fond grâce à notre connaissance de ses propriétés. Nous avons utilisé cette méthode pour le profil de brillance de surface.Chaque point du profil de brillance de surface, en dehors de l'amas est la somme de

$$CR = CR_{f_{particules}} + CR_{f_{astroX}} * \omega + \sigma \tag{8.7}$$

ou CR est le nombre d'événement par seconde et par arcmin, σ est l'erreur statistique, ω est le niveau du vignetage, donc on peut écrire la matrice :

$$\overrightarrow{CR} = A\overrightarrow{\alpha} + \overrightarrow{N}_{bruit} \tag{8.8}$$

ou α est la contribution du fond astrophysique X et fond des particules, $\overrightarrow{N}_{bruit}$ est la matrice de bruit. En utilisant ces équations nous avons cherché les paramètres du fond par minimisation de χ^2

$$\chi^2 = (\overrightarrow{CR} - A\overrightarrow{\alpha})^t N^{-1} (\overrightarrow{CR} - A\overrightarrow{\alpha}) \tag{8.9}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 0 \tag{8.10}$$

La fonction de vignettage a été tabulée dans les fichiers d'étalonnage d'XMM-Newton. Nous avons ajusté la partie du profil en dehors de l'amas et nous avons obtenu les contributions des fond particules et du fond astrophysique X. Du profil de brillance obtenue, nous avons soustrait les deux composantes du fond et nous avons multiplié les résultats obtenus sur la fonction de vignetage (plus voir Anokhin, S. (2008)).

Là encore, nous détectons l'émission de l'amas jusqu'à R_{200} (voir le résultat sur la figure 8.1c). Nous avons regroupé le profil de brillance de surface et nous avons ajusté ce profil avec le model de β (voir le résultat dans tableau 8.1)

8.3.2 La possibilité de détection jusqu'à R_{200} avec XMM-Newton

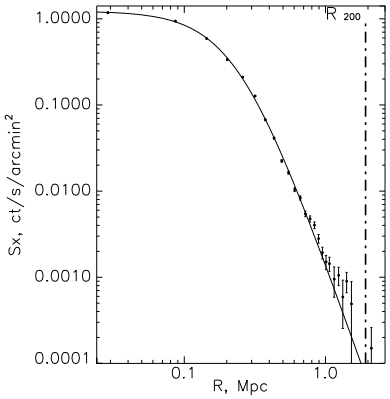

FIG. 8.3 – Le profil de brillance de surface de l'amas simulé similaire à CL0016+16.

Pour évaluer la détection de l'émission d'un amas jusqu'à son rayon viriel avec XMM-Newton, j'ai décidé de faire un traitement similaire à partir d'une simulation Hydro N-corps cosmologique de code RAMSES (Teyssier 2002).

L'idée principale était tester la capacité de XMM-Newton pour la détection d'émission d'amas jusqu'à R_{200} pour un amas similaire (même masse et même redshift) à CL0016+16. Pour cette analyse, j'ai pris en compte tous les effets observationnelle : les fonds, la réponse instrumentale, le vignetting. (Dans un autre travail, j'ai utilisé la même simulation pour comprendre mieux l'état dynamique de CL0016+16). Pour ce travail, j'ai utilisé le résultat des simulations adiabatiques.

La dernière collision formant Cluster 6 s'est produite à un redshift de 0.5 conduisant à un amas de température 3.4 keV. Pour avoir la possibilité de comparer Cluster 6 avec CL0016+16 j'ai donc utilisé l'auto-similarité pour mettre les variables physiques à la bonne échelle sans changement du profil radial relatif. Et bien sur, j'ai utilisé un pas de temps correspondant à un état relaxé de l'amas (c'est à dire bien après cette dernière collision). Dans la suite de mon travail pour CL0016+16, j'ai encore utilisé cette simulation mais cette fois en prenant les pas de temps centrés autour de la fusion majeure, puisque je suppose que CL0016+16 est, lui aussi dans la situation d'une fusion majeure. La figure 8.3 montre le profil de brillance de surface de l'"observation XMM" de Cluster 6 relaxé. Ceci me conforte dans l'idée qu'XMM-Newton peut détecter l'émission d'un amas (même relaxé)jusqu'à R_{200} (pour un amas de la même température et au même redshift que CL0016+16). J'ai ajusté l'amas simulé avec un modèle de β (β=0.99 et r_c=0.24Mpc). N'oublions pas que, dans ce test, j'ai utilisé un des derniers pas de temps à un moment où Cluster 6 est presque relaxé. Je remarque, que Cluster 6 est plus piqué que CL0016+16, donc pas vraiement relaxe dans ces conditions initial.

8.3.3 Conclusion sur l'analyse de l'image

J'ai détecté l'émission de l'amas CL0016+16, en particulier son profil de brillance de surface jusqu'à R_{200}. J'ai vérifié nos résultats utilisant 2 fonds astrophysiques et une modélisation du fond à partir des données observationnelles. J'ai compris que la soustraction du fond astrophysique dans l'analyse de ces données est très important . Dans l'analyse spectrale j'ai décidé d'utiliser le fond de J. Nevalainen parce qu'il a moins d'artefacts dans le centre.

Ces résultats sont en bon accord avec les autres travaux. L'ajustement du modèle β n'est pas bon dans le cœur de l'amas, c'est pourquoi j'ai ajusté le modèle uniquement dans la région extérieure. Pour

TAB. 8.1 – La comparaison des ajustements du modèle β pour CL0016+16.

	β-fit	(0.01-2.5 Mpc)		β region externe	(0.3-2.5 Mpc)	
data source	β	r_c(Mpc)	χ^2_{red}	β	r_c(Mpc)	χ^2_{red}
Kotov &Vikhlinin 2005	0.76 ± 0.01	0.27 ± 0.01	1.38	...	...	...
Worrall &Birkinshaw 2003	0.70 ± 0.01	0.23 ± 0.01	1.35	...	...	...
Neumann &Bohringer 1996	0.68 ± 0.3	0.28 ± 0.14	1.02	...	...	...
avec le fond A.Read	0.77 ± 0.01	0.31 ± 0.01	1.56	0.80 ± 0.02	0.34 ± 0.02	1.35
avec le fond J.Nevalainen	0.76 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.15	0.72 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.02
avec le fond modelisé	0.76 ± 0.01	0.38 ± 0.01	1.57	0.81 ± 0.02	0.38 ± 0.02	1.21

conclure, en utilisant la détection de l'amas jusqu'à R_{200} des données XMM, j'ai pu déduire la masse totale et les paramètres physiques de l'amas sans extrapolation.

8.4 Analyse spectrale

Pour étudier l'état dynamique du gaz de CL0016+16 j'ai besoin d'une analyse spectrale fine. À partir de la carte d'émission X, cet amas semble relaxé sans cœur froid, cependant rappelons que CL0016+16 possède un halo radio (Giovannini & Feretti 2000) et un compagnon - le petit amas RXJ 0018.3+1618 (Worrall & Birkinshaw 2003). Dans l'analyse spectrale, j'ai utilisé les 3 caméras de XMM-Newton, le fond X de J. Nevalainen et la méthode de la double soustraction Arnaud et al. (2002). J'ai extrait, le spectre global, des spectres dans des anneaux concentriques et dans des secteurs. J'ai utilisé le logiciel XSPEC (Arnaud &Dorman1998) pour ajuster les spectres extraits avec le modèle APEC et MEKAL (voir le chapitre traitement) et le modèle d'absorption par la densité de colonne WABS (en fixant celle-ci à la valeur $N_H = 4 \cdot 10^{20}$ cm^{-2}). J'ai obtenu des valeurs similaires de température utilisant les modèles APEC et MEKAL (ici je montre les résultats obtenus avec le modèle APEC). Après ces ajustements, j'ai obtenu la température moyenne, le profil radial de température, globalement et dans différentes directions. J'étiais d'abord intéressé aux variations de température, cependant, suite à une demande du referee, j'ai testé la métallicité. Donc j'ai ajusté la température avec la métallicité libre ou fixe (à 0.18 unités solaires) et j'ai obtenu des valeurs similaires de la température (ce qui est normale à ces températures là, puisque seule la raie du fer K permet de determiner l'abondance et que la sensibilité de l'instrument ne permet pas réellement de contraindre la métalicité sur cette raie seule).

8.4.1 La température moyenne

J'ai extrait le spectre, en utilisant les données des 3 caméras (MOS1, MOS2 & pn). Le résultat est présenté sur la figure 8.4. Le spectre a été corrigé de l'effet de vignetage et soustrait du fond. Le spectre est intègré dans $5'$ (correspondant à R_{200}), j'ai choisi cette région pour utiliser ce résultat dans le test de l'auto-similarité. Le meilleur ajustement de la température a donné $kT = 8.81 \pm 0.35$ keV et la métallicité de 0.18 ± 0.05 unités solaire avec le χ^2 réduit de 0.93.

8.4.2 Le profil de température

Pour estimer la masse totale plus précisément j'ai besoin du gradient de la température donc d'un profil de température. Dans cette étape, j'ai supposé CL0016+16 relaxé, et donc que la structure de température est de symétrie sphérique. J'ai extrait le spectre dans cinq anneaux concentriques, le centre des anneaux est choisi sur le maximum d'émission X. Pour avoir une détermination suffisamment bien contrainte, il faut choisir des anneaux plus larges que dans le cas de la brillance de surface. J'ai ajusté les spectres obtenus avec les modèles. Les tailles des anneaux sont choisies par le rapport optimal de signal –sur- bruit. J'ai ajusté les spectres avec la métallicité libre et fixe et j'ai obtenu les valeurs similaires de température (voir tableau 8.2). J'ai obtenu le profil de température jusqu'à R_{200} (voir la figure 8.6). Le

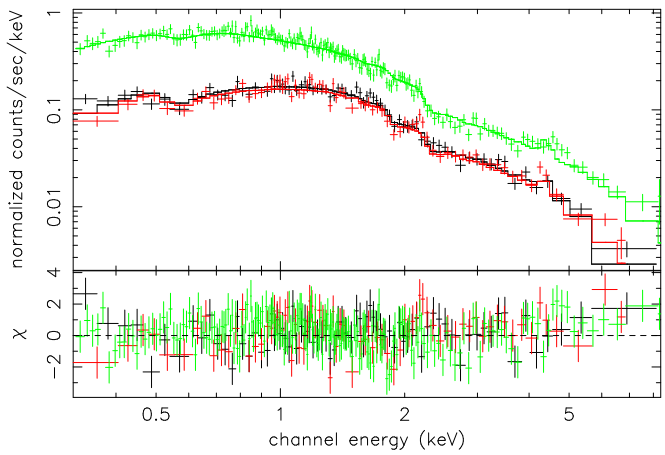

FIG. 8.4 – Le spectre obtenu de CL0016+16 dans la région 5′. Les points noirs, rouges, verts sont les données de EPIC/ MOS1, MOS2 et pn. Les lignes en gras montre le meilleur ajustement de la modèle isotherme avec kT=8.81keV.

TAB. 8.2 – Les résultats du meilleur ajustement du profil de température avec le paramètre de metallicité libre et fixé.

annulus	$T(keV)/\chi^2_{red}$	$T(keV)/\chi^2_{red}$	Z ($Z_\odot$)	$T(keV)/\chi^2_{red}$	$T(keV)/\chi^2_{red}$
	Z = 0.18$Z_\odot$	free Z		free Z	free Z
r_1-r_2(′)	mos1+mos2+pn	mos1+mos2+pn	mos1+mos2+pn	mos1+mos2	pn
0.0-0.5	$10.63^{+0.57}_{-0.47}$/0.92	$10.27^{+048}_{-0.47}$/0.91	0.42 ± 0.11	$11.45^{+1.25}_{-0.95}/0.88$	$9.58^{+0.62}_{-0.61}/0.93$
0.5-1.0	$9.31^{+0.42}_{-0.42}$/1.01	$9.34^{+0.43}_{-0.43}$/1.01	0.15 ± 0.06	$9.80^{+0.68}_{-0.67}/1.02$	$9.05^{+0.57}_{-0.56}/1.00$
1.0-2.0	$9.17^{+0.51}_{-0.51}$/0.92	$9.33^{+0.55}_{-0.54}$/0.91	0.11 ± 0.07	$10.23^{+1.19}_{-0.88}/0.94$	$8.77^{+0.68}_{-0.63}/0.89$
2.0-4.0	$6.45^{+0.88}_{-0.62}$/1.03	$6.32^{+0.75}_{-0.61}$/1.03	0.38 ± 0.17	$8.06^{+1.96}_{-1.36}/1.03$	$5.19^{+0.88}_{-0.56}/1.02$
4.0-6.4	$4.14^{+2.18}_{-1.27}$/0.87	$4.07^{+2.21}_{-1.30}$/0.85	...	$1.99^{+2.43}_{-0.55}/0.89$	$4.98^{+2.49}_{-2.51}/0.82$

profil de température obtenu est en bon accord avec celui de Kotov & Vikhlinin (2005). J'ai détecté la température jusqu'à R_{200} et les points obtenus sont en bon accord avec la fonction de température de Kotov & Vikhlinin (2005). Cette fonction permet l'extrapolation du profil de température.

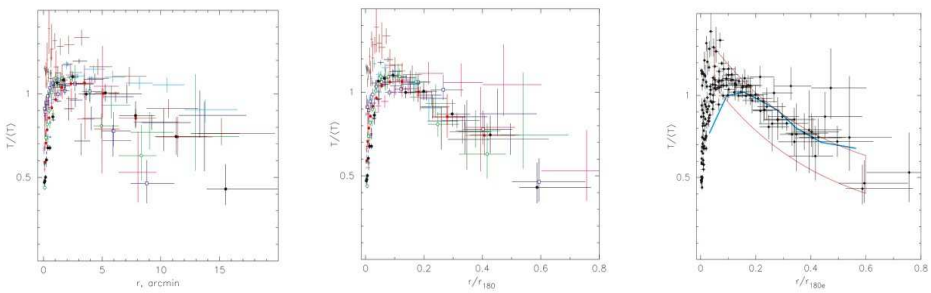

FIG. 8.5 – L'analyse des profils de température par Vikhlinin et al. (2005). a) les profils des températures des différents amas b) les profils de température normalisés au rayon viriel c) la comparaison avec les données ASCA et Beppo-SAX. À partir de cette analyse Vikhlinin et al. (2005) ont obtenu la fonction de température en utilisant uniquement les amas avec coeur froid.

Plusieurs études précédentes ont utilisé une loi polytropique $T(r) \propto \rho_{gas}(r)^{\gamma-1}$ (Vikhlinin et al. (2005)) pour modeliser le profil de température des amas (Markevitch, Vikhlinin, Forman, & Sarazin

(1999), Pratt & Arnaud (2003)). Ils ont pris en compte des approches différentes du modèle polytropique, par contre ces modèles ont modérément réussi à approximer le profil de température à grand rayon. Vikhlinin et al. ont obtenu cette fonction après analyse du profil de température de différents amas échantillonnés en lois d'échelle. Dans notre recherche, j'ai utilisé la fonction d'ajustement pour les amas lointains sans coeur refroidi (Kotov & Vikhlinin (2005)) qui correspond à :

$$T(r) = T_0 \frac{1}{(1 + (r/r_0)^2)^\alpha} \tag{8.11}$$

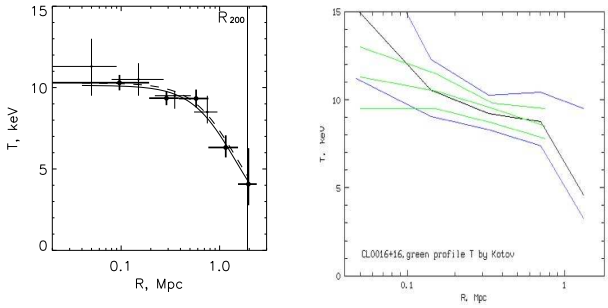

FIG. 8.6 – Les profils de température de CL0016 a) les profils obtenus à partir de l'analyse spectrale. Les points et ligne en gras sont les températures obtenues et l'ajustement par la fonction de température. Les points en gris et la ligne pointillée sont les températures obtenues de Kotov & Vikhlinin (2005) et le profil de température obtenu par la fonction de Kotov & Vikhlinin (2005). b) le profil de température obtenu à partir du rapport dureté (les profils noirs), pour comparaison on peut voir le profil de température de Kotov & Vikhlinin (2005) (les points verts).

8.4.3 Le profil de température en rapport de dureté

J'ai obtenu le rapport de brillance de surface, c'est le rapport des bandes énergies 2-5 keV ver 0.3-2keV.

$$HR_{prof} = \frac{SB_{2-5keV}}{SB_{0.3-2keV}} \tag{8.12}$$

En utilisant ce rapport de la brillance de surface pour deux bandes d'énergie on peut déduire le gradient de température. Pour ceci j'ai simulé des spectres de CL0016+16 observé avec XMM-Newton avec des températures différentes. J'ai calculé pour ces spectres le rapport de flux, qu'on peut par la suite comparer au rapport des flux obtenus. Il faut noter que le profil de température obtenue est similaire au profil de température spectral. Le résultat présente sur la figure 8.6.

8.4.4 La carte de température

Pour comprendre la dynamique du gaz de CL0016+16 j'ai besoin de la carte de température. Cette carte est, en effet, le meilleur indicateur de l'état dynamique du système. La carte de température est obtenue grâce à l'algorithme "X-ray wavelet spectral mapping algorithm" (XWSM – voir l'annexe 11.3 et Bourdin et al. (2004)). L'avantage de cet algorithme est de ne pas avoir d'a priori sur les intégrations spatiales des spectres, ce qui est déterminant pour trouver, avec la meilleure résolution spatiale possible, des structures en température. Le prix à payer vient du lissage à faible taux de comptage. En effet, dans ces situations, le lissage bien que toujours optimal en terme de résolution spatiale, ne conduit pas à un résultat directement comparable à une intégration de région classique.

Les variations spatiales de température sont codées à toutes les échelles dans l'espace ondelette. Ce logiciel ajuste la température avec le modèle de l'émission de plasma APEC. La carte de température est obtenue à partir d'un seuillage de ces coefficients d'ondelette, avec une taille minimale de structure

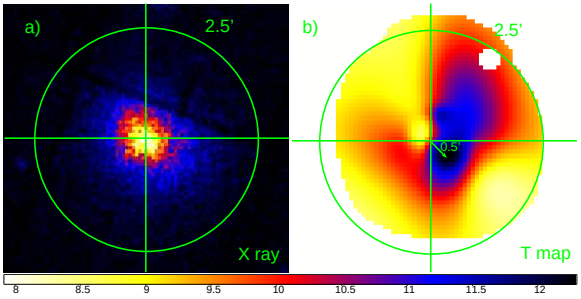

FIG. 8.7 – a) l'émission X observé par EPIC(MOS1,MOS2 et pn cameras) dans la bande d'énergie 0.3-4.5keV. b) la carte de température obtenue par l'algorithme XWSM Bourdin et al. (2004).

de 45 $''$, une température moyenne de 9 keV, avec la métallicité et l'absorption fixées. Le résultat est présenté sur la figure 8.7. J'ai pu obtenir cette carte de température jusqu'à $2.5'$ (1Mpc), avec 68% de niveau de confiance pour toutes les structures détectés. Notons tout d'abord que la carte obtenue est très asymétrique. Le maximum de température est 12.52 keV et le minimum de température est 8.5 keV. Nous observons le maximum de température en sud-ouest (SW) de centre d'émission d'amas et le minimum de température en nord-ouest (NW) de centre d'émission d'amas (voir la figure 8.7). Là encore nous observons que le pic de température est déplacé de $0.5'$ (correspondant à 190 kpc au redshift de l'amas) par rapport du maximum d'émission X.

De plus, pendant ma recherche, j'ai obtenu les cartes de temperature par des methodes differentes. Dans tous les cas des cartes similaires sont ete obtenues. L'analyse la plus simple de la structure en température consiste à étudier la carte de dureté. Cette carte est obtenue par le rapport entre les images haute et basse énergies. Pour cette analyse, j'ai obtenu les images dans les bandes d'énergie 0.3-2keV et 2-5keV. J'ai lissé ces images avec la fonction " asmooth " et j'ai effectué cette analyse pour les trois caméras de XMM.

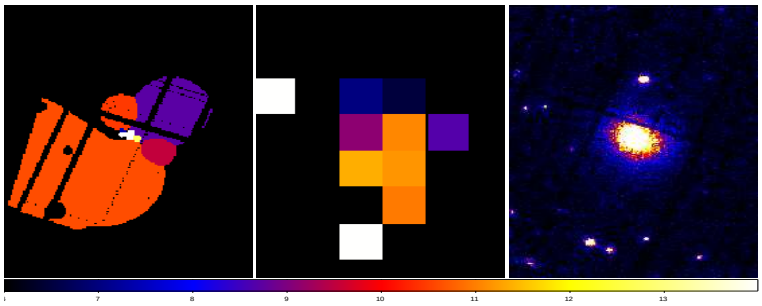

FIG. 8.8 – Les cartes de température obtenues : a) par la méthode Voronoi b) par les carrés c) l'émission X de CL0016+16 dans la même région. La carte de température par carré donne moins information, parce que cet amas est lointain et donc pour obtenir des informations spectrales fiables j'ai du prendre des pixels plus grands.

Aussi, j'ai obtenu la carte de temperature par carré. J'ai choisi d'extraire des spectres dans une mosaïque de carrés adjacents. Il faut noter que cette méthode est mieux adaptée aux amas proches ou pour les amas avec beaucoup de statistique (voir la carte de temperature sur la figure 8.8b).

De plus, j'ai obtenu la temperature par la méthode de Voronoï (voir la figure 8.8a). J'ai utilisé cette méthode, juste pour tester nos résultats. Cet outil fait le choix des régions d'extraction du spectre pour avoir la même statistique. Il s'agit d'une méthode similaire à la méthode des carrés précédentes, à l'exception que la pavage est déterminé avec un critère de compacité des "meta-pixels", ce qui permet, en principe, de rebiner l'image tout en gardant une relative précision spatiale.

8.4.5 La température dans les régions choisies, la vérification de la perturbation

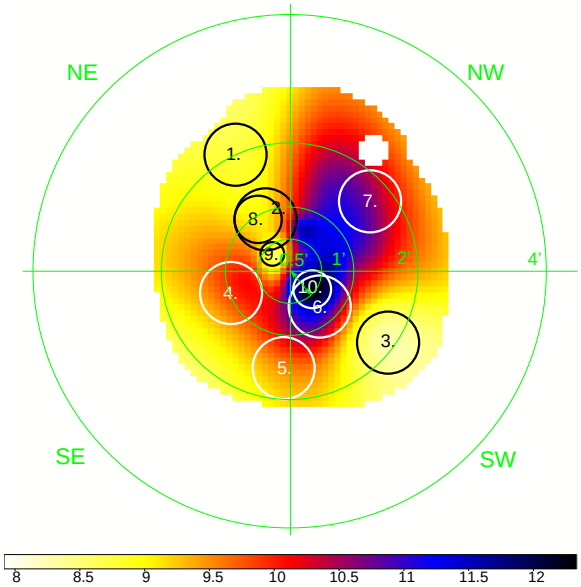

FIG. 8.9 – La carte de température avec les régions et les secteurs choisis. Les régions en noir et blanc sont celles choisies pour l'extraction des spectres. Les régions ont été définies à partir de la carte de température (XWSM). Les contours verts montrent les secteurs choisis pour les profils de température dans les différentes directions.

TAB. 8.3 – L'ajustement du modèle spectral dans les régions choisies, avec la métallicité fixée. Les trois caméras EPIC ont été utilisées.

region	T(keV)/χ^2_{red}
1	$6.60^{+3.14}_{-1.50}$/0.77
2	$8.87^{+0.87}_{-0.69}$/0.95
3	$6.16^{+1.14}_{-0.87}$/0.69
4	$10.28^{+1.64}_{-1.16}$/0.80
5	$9.63^{+2.47}_{-1.90}$/1.04
6	$11.12^{+1.11}_{-0.74}$/0.90
7	$13.77^{+3.99}_{-4.11}$/0.66
8	$9.25^{+1.09}_{-1.31}$/1.01
9	$7.81^{+1.01}_{-0.93}$/0.77
10	$12.01^{+1.45}_{-1.34}$/0.84

Pour confirmer la variation de température obtenue par XWSM, j'ai fait l'ajustement spectral dans des régions choisies. Les régions sont choisies à partir de la carte de température (voir la figure 8.9). Pour obtenir les spectres j'ai utilisé le modèle d'émission APEC. Les résultats des températures obtenues sont présentés dans le tableau 8.3. Les valeurs de température obtenues sont en bon accord avec la carte de température de XWSM. J'ai obtenu les résultats les plus different et donc important pour les régions 9, 10 et 3, où la température est $7.81^{+1.01}_{-0.93}$ keV, $12.01^{+1.45}_{-1.34}$ keV, et $6.16^{+1.14}_{-0.87}$ keV. Les régions 9 et 3 sont au minimum de température et la région 10 au maximum. À partir de ces analyses spectrales, j'ai établi les perturbations de température (de l'ordre de 4 keV) dans le centre d'amas. Il est maintenant très important de comprendre comment ces perturbations de température influent sur l'estimation de la masse totale ?

8.4.6 Les profils de température dans les directions différentes

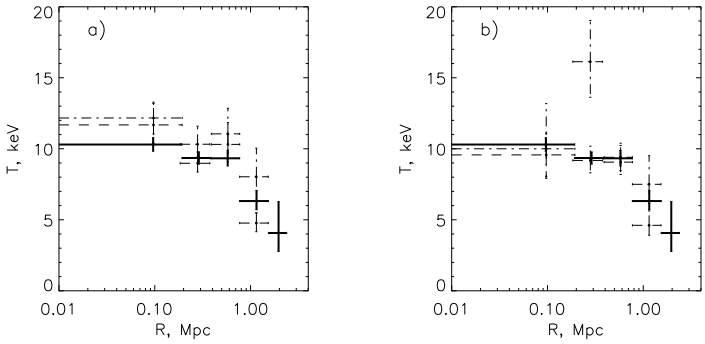

FIG. 8.10 – Les profils de température dans les différentes directions. Les points en gras sont le profil radial de température radial. Les points en pointillés sont les profils de température dans les secteurs : a) les profils “chauds” (SW et NW) b) les profils “froids”. Le profil froid en SW (à droite) montre le maximum de température, on voit aussi ce pic dans la carte de température (voir fig.8.9)

.

Pour comprendre l’influence de ces variations sur le calcul de la masse totale j’ai extrait des profils de température dans différentes directions. La figure 8.9 montre les secteurs et les directions choisis. Le centre correspond au maximum de l’émission X. Les profils dans les directions SE et NW montrent les profils de température plus haute (par rapport au profil moyen). Les profils dans directions de SW et NE montrent les profils plus froids. J’ai obtenu le spectre dans chaque secteur jusqu’à $4'$ (1.54Mpc). J’ai choisi la même taille des anneaux que dans le profil de température moyen. La figure 8.10 montre ces profils. Nous observons les variations les plus importantes au centre de l’amas. Dans la suite du travail, j’ai utilisé ces profils pour l’analyse de la masse totale, pour comprendre l’influence et l’importance des perturbations de température sur le calcul de la masse totale.

8.5 Analyse de la masse

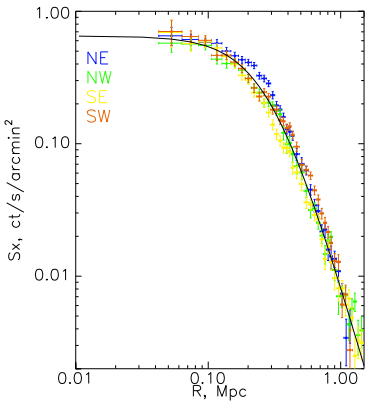

FIG. 8.11 – Les profils de la brillance de la surface dans les différentes directions. La ligne en gras représente le meilleur ajustement du modèle β

Pour calculer la masse totale plus exacte, jusqu’à R_{200}, j’ai utilisé les profils de température et de brillance obtenues toujours dans le cadre de l’équilibre hydrostatique (qui est la seule manière d’estimer la masse en X). Pour comprendre l’influence des variations de température sur la masse totale j’ai obtenu

TAB. 8.4 – Les paramètres des ajustements du modèle β dans les différentes directions.

direction	β-fit	r_c(Mpc)	$\chi^2_{reduced}$
NE	0.94 ± 0.01	0.35 ± 0.01	1.05
SE	0.65 ± 0.01	0.18 ± 0.01	1.22
NW	0.72 ± 0.01	0.25 ± 0.01	1.68
SW	0.77 ± 0.01	0.31 ± 0.02	2.3

les profils de la masse totale dans chaque direction (figure 8.9). La figure 8.11 montre les profils de brillance de surface obtenue pour chaque direction. Nous observons des perturbations significatives dans la direction de NW et de SW, de centre jusqu'à 500kpc. La figure 8.12 montre les profils de la masse totale obtenue dans chaque direction.

8.5.1 La masse du gaz

TAB. 8.5 – Les résultats de l'analyse de masse de CL0016+16 en utilisant les profils de température et les différents paramètres du modèle β.

paramètre	M($< R_{200}$) ($\times 10^{14} M_\odot$)	M($< R_{500}$) ($\times 10^{14} M_\odot$)
M_{gas}	2.24 ± 0.06	1.41±0.04
M_{tot},T=8.81 keV	14.0±0.6	8.4±0.3
M_{tot},T(r)	11.9±2.0	8.0±1.0
M_{tot},$T(r)NW$ hot	11.2±2.6	8.0±2.1
M_{tot},$T(r)NE$ cold	11.1±2.4	8.1±1.9
M_{tot},$T(r)SE$ hot	14.0±2.8	8.5±1.8
M_{tot},$T(r)SW$ cold	12.0±2.5	9.0±2.0
VT		
M_{tot},T = 8.85 keV	14.42	
$n_{e0}(\times 10^{-3}$cm$^{-3})$	7.85±0.01	
f_{gas}	0.16±0.05	
$L_X(\times 10^{45}$erg/s)	5.1± 0.1	

J'ai obtenu la densité centrale électronique : $n_{e0} = (7.85 \pm 0.01\cdot)10^{-3}$cm^{-3}. Pour ce calcul, j'ai pris en compte la température moyenne 8.85keV et les paramètres du modèle β (fond de Nevalainen) (voir tableau 8.1). J'ai obtenu la masse de gaz (voir le tableau 8.5) en utilisant les paramètres obtenus du modele β et l'équation 6.17.

8.5.2 L'analyse de la masse totale

J'ai calculé la masse totale de CL0016+16 en supposant la symétrie sphérique et l'équilibre hydrostatique. Dans une première étape de mon analyse, j'ai supposé que CL0016+16 est isotherme avec la température moyenne 8.85 keV. J'ai pris en compte les paramètres de β et R_c obtenues (tableau 8.1). Les résultats présentent sur la figure 8.12. Dans une deuxième étape, j'ai déterminé le profil de la masse totale en utilisant le profil total de la température. J'ai calculé le profil de masse totale utilisant l'équation 6.14. Ici, j'ai pris en compte l'équilibre hydrostatique et les paramètres obtenus du modèle β. Le profil de la masse totale a été calculé en utilisant la méthode de Monte-Carlo de Neumann & Böhringer (1997)

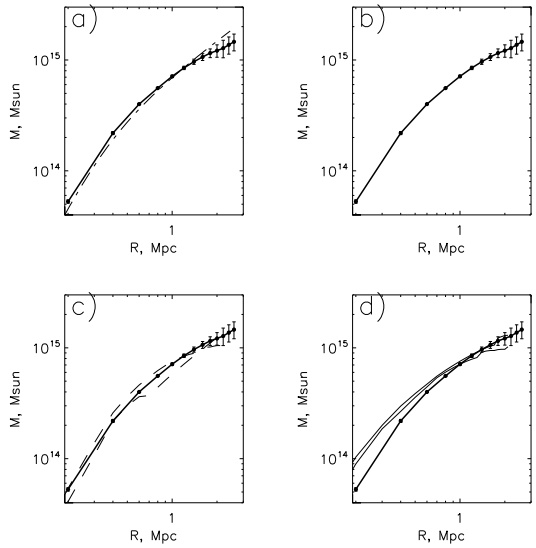

FIG. 8.12 – Le profil de masse totale de CL0016+16 integré. a) La ligne en gras est le profil de masse totale obtenu en utilisant le radial profil de température. La ligne pointillée est le profil de masse totale avec la température moyenne. b) La ligne en gras est le profil de la masse totale obtenue, utilisant le profil radial de température. c) La ligne pointillée est le profil de la masse totale obtenue, utilisant le profil de température 'froid'. d) La ligne en gras est le profil de la masse totale obtenue, en utilisant le profil de température 'chaud'.

où on prend en compte les paramètres du modèle β et le profil de température. Cette méthode fait la transformation de l'erreur du profil de température vers l'erreur du profil de la masse.

Les valeurs de la masse totale obtenues sont présenter dans le tableau 8.5. La figure 8.12 montre les profils de la masse totale obtenus avec la température moyenne, le profil total de température et les profils de température dans les différentes directions. En utilisant le profil de température de Kotov & Vikhlinin (2005) qu'ils ont extrapolé jusqu'à R_{200}, et leurs paramètres du modèle de β, j'ai obtenu des valeurs de masse très similaires. La masse totale obtenue à l'aide des profils de Kotov est de $(11.7 \pm 1.7) \cdot 10^{14} M_{\odot}$, et ma valeur de la masse est de $(11.9 \pm 2.0) \cdot 10^{14} M_{\odot}$.

Pour comprendre l'influence des variations de température dans le centre sur la masse totale, j'ai déterminé quatre profils de température dans chaque direction et le profil total de température. De plus j'ai obtenu les profils de brillance de surface et les paramètres de β pour chacun. En utilisant cette information, j'ai calculé les profils de masse totale dans chaque direction et le profil de la masse totale, (voir la figure 8.12). Les valeurs de la masse totale à R_{200} et R_{500} avec les erreurs sont présentées dans le tableau 8.5. Les variations de température conduisent, sur la masse totale à R_{200}, à des variations de l'ordre de $\Delta M < 20\%$. Les profils de la masse totale obtenus avec les profils de température 'froid' sont bien sur en dessous du profil de la masse totale moyenne.

8.5.3 Les paramètres cosmologiques

J'ai calculé la fraction du gaz, qui est le rapport entre la masse de gaz et la masse totale, il est de 0.16+/-0.01 dans CL0016+16. On peut utiliser cet amas pour vérifier les paramètres cosmologiques, en particulier Ω_m si l'on considère que les amas, qui sont les structures les plus massives et les plus jeunes, sont un bon reflet du contenu moyen de l'Univers. A partir de cette relation 2.1, on est capable de déterminer le paramètre cosmologique Ω_m . On sait que $\Omega_{bar} = 0.04 - 0.05$ déduite par la nucléosynthèse primordiale et de l'expérience WMAP. Dans la section précédente, j'ai déterminé la masse du gaz et la masse totale, donc j'ai obtenu la valeur de Ω_m =0.25- 0.31+/-0.02.

8.5.4 La masse totale à partir de l'auto- similarité

On peut aussi estimer la masse totale à partir des lois d'échelle, et en particulier à partir de la relation $M-T$ (voir le chapitre théorie, la section 2.3). Pour cela, j'ai utilisé la température moyenne déterminée dans $5'$ de rayon, la cosmologie ΛCDM et le redshift de l'amas. À partir du théorème Viriel et de la symétrie sphérique, on obtient la loi d'échelle entre la masse - le rayon et la masse - la température Tx : $M_{VT200}/R_{VT200} \propto T_X$. Cette relation correspond à la densité à contraste fixé à un redshift (z) donné. En utilisant le théorème viriel : $M_{VT200}/(4/3\pi\rho_c R^3_{VT200}) = 200$ on obtient la relation M-T et en utilisant la théorème viriel :

$$M_{VT200} \propto (1+z)^{-3/2} T^{3/2}. \tag{8.13}$$

Pour calculer la masse totale (M_{VT200})) j'ai utilisé le facteur de normalisation de Bryan & Norman (1998) (ce facteur est obtenu par des simulations numériques au rayon viriel), j'ai renormalisé cette valeur à R_{VT200}. Le résultat est présenté dans le tableau 8.5, j'ai obtenu des valeurs similaires en utilisant deux méthodes différentes de calcul de la masse totale (par l'équilibre hydrostatique (14.0($\times 10^{14} M_\odot$)) et par l'auto-similarité (14.4($\times 10^{14} M_\odot$))).

8.6 Les propriétés de l'auto - similarité de CL0016+16

8.6.1 Le profil d'amas

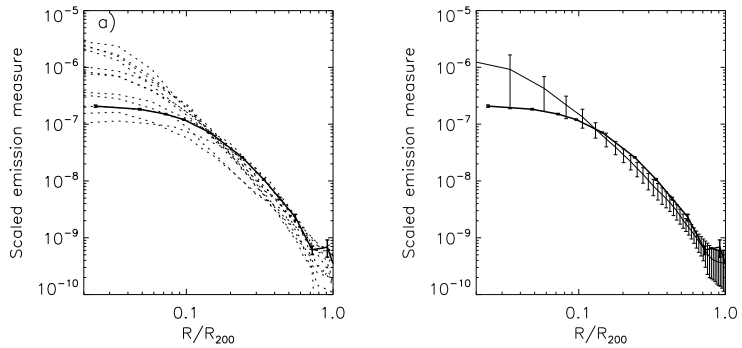

FIG. 8.13 – Le profil de la mesure d'émission normalisée. Le rayon a été normalisé à R_{200} a) la ligne en gras est le profil d'émission normalisée de CL0016+16. Les lignes pointillées montrent l'émission normalisée des amas proches b)) la ligne en gras est le profil d'émission normalisé de CL0016+16. La ligne continue montre l'émission moyenne normalisée des amas proches (ici, j'ai exclu plusieurs amas en fusion).

Pour étudier l'influence des propriétés de CL0016+16 sur l'auto -similarité j'ai comparé les propriétés structurelles et les propriétés d'échelle d'amas distant et chaud (observés par XMM-Newton) avec des échantillons des amas de galaxies proches (observe par ROSAT). Le modèle de l'auto-similarité des amas, est basé sur l'hypothèse du collapse sphérique (Bryan & Norman 1998). Le contenu virialisé d'amas (à "redshift" donné) correspond à un contraste de densité fixe, comparable avec la densité critique de l'Univers à ce redshift. Ce modèle prend en compte la prédiction d'évolution de propriété d'amas. Je me suis concentré sur l'analyse de la mesure d'émission normalisée et la relation de $L_X - T$. J'ai utilisé R_{200} pour normaliser le rayon. L'auto-similarité d'amas donne un profil de l'émission d'amas normalisée (ScEM), ce profil peut etre utiliser pour tous les amas de galaxies :

$$ScEM(r/R_{200}) = \frac{4\pi(1+z)^4 S(r/R_{200})}{\Lambda(T,z)\sqrt{T}(\sqrt{\Delta_c}E(z))^3}. \tag{8.14}$$

Ce profil de $ScEM(r/R_{200})$ est calculé directement à partir du profil de brillance de surface, où S(r) est le profil de brillance de surface obtenue. J'ai utilisé cette équation pour chaque amas, avec la température moyenne, avec le redshift correspondant et le paramètre de l'émissivité $\Lambda(T, z)$. En utilisant la cosmologie ΛCDM j'ai comparé le profil normalisé d'émission de mesure de CL0016+16 (observe par XMM-Newton, dans la bande d'énergie de 0.3-3keV), avec les profils normalisés d'émission de mesure des douze amas proches (observés avec ROSAT, dans la bande d'énergie 0.5-2keV (Neumann 2005)). Les amas galaxies proches sont obtenus avec les températures différentes ($1.7 < kT < 8.5$ keV), mais la plus grand partie des amas observé ont une température de 5-6 keV. On peut négliger l'erreur de calibration entre XMM/EPIC et Rosat/PSPC (Arnaud et al. 2002). La figure 8.13 montre le profil moyen de ScEM des amas proches et de CL0016+16. Le centre des profils normalisés des amas montre une grande dispersion, qui est habituellement attribuée aux effets de la physique non gravitationnelle (chauffage, AGN, formation d'étoiles...) qui y joue un rôle plus important que sur les parties extérieures. Dans le centre, le profil normalisé de CL0016+16 est plus bas que le profil moyenné des amas proches, parce que l'amas CL0016+16 n'a pas de coeur froid brillant. Dans la région extérieure $(r > 0.2R_{200})$, le profil normalisé de CL0016+16 est au dessus du profil moyenné des amas proches. J'ai comparé l'émission totale normalisé de CL0016+16 et les amas proches en radius $0.2R_{200} > r > R_{200}$. L'émission totale normalisée est supérieure en facteur de 1.6 à l'émission totale normalisée des amas proches. Ceci constitue un élément de preuve en faveur de l'idée que CL0016+16 est en phase de fusion majeure.(voir le chapitre théorie).

8.6.2 $L_X - T$

J'ai placé CL0016+16 dans le plan $L_X - T$, pour l'amas distant lumineux avec la possibilité de fusion.

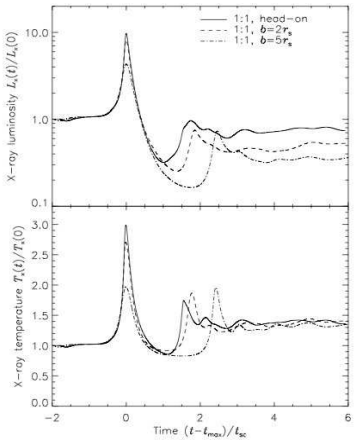

FIG. 8.14 – L'évolution de la luminosité et de la température moyenne avec le temps lors d'une collision d'amas idéalisés dans un rapport 1 :1 (Ricker and Sarazin (2001)).

J'ai calculé la luminosité bolométrique à R_{200} (voir le tableau 8.5), dans la bande énergie 0.3-4.5keV. Le profil de surface de brillance est converti en luminosité bolométrique, utilisant les paramètres du modèle de β et la réponse instrumentale. L'erreur en L_X prend en compte l'erreur statistique sur le taux de comptage et sur la température (voir chapitre 6). J'ai testé la relation de $L_X - T$ de Arnaud and Evrard (1999), $L_X \propto T^{2.88}$. On peut utiliser cette relation pour CL0016+16 parce que cette relation a été obtenu pour des amas avec cœur froid faible ou absent. J'ai pris en compte la température moyenne de l'amas, la relation Arnaud and Evrard (1999) pour cosmologie utilisée, le facteur de normalisation prenant en compte l'évolution d'amas distant. L'amas de galaxies CL0016+16 est 2.1 fois plus lumineux qu'il devrait à cette température selon les lois d'échelle. Ce résultat confirme la possibilité de fusion principale. Par exemple la simulation numérique de Randall et al. 2002 a montré que pendant la fusion principale on observe un maximum de luminosité, et donc cette valeur de luminosité peut influer sur les

lois d'échelle (voir la figure 8.14)Ce resultat peut donner l'imact sur la mesure de masse totale a partir de la relation l'auto-similarite..

8.7 Signature de fusion de CL0016+16

Après l'analyse spectrale, où j'ai observé les perturbations de température dans le centre d'amas, j'ai supposé que CL0016+16 est un amas en fusion. Pour tester cette supposition j'ai fait une analyse d'image, la comparaison avec les simulations et étudier les données de radio et optique.

8.7.1 Les images en ondelette

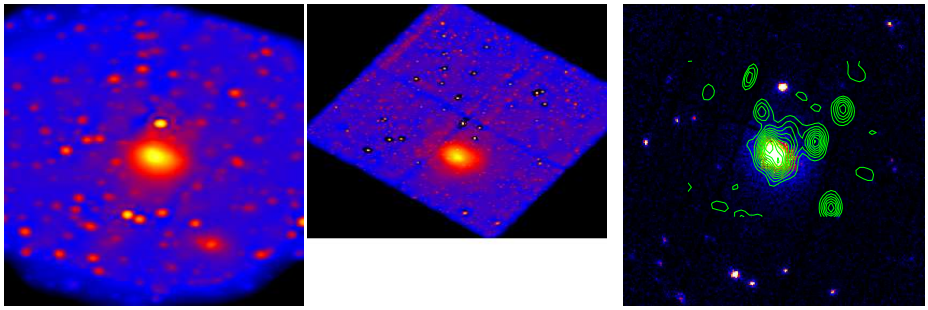

FIG. 8.15 – L'image en ondelettes de l'émission X a) à partir des données XMM b) à partir des données Chandra. On ne voit pas la dynamique parce que cet amas est très lointain. c) l'émission X de XMM et le contour verts montre l'émission radio (Giovannini & Feretti (2000)).

Pour l'analyse morphologique fine où à faible S/N, on peut utiliser le filtrage en ondelette (Starck & Pierre (1998)). Dans ce cas, les images des trois caméras corrigées du vignetage sont sommées et lissées par un filtrage en ondelette. À partir des images obtenues, on peut déterminer les sous-structures, si cet amas n'est pas trop lointain et c'est le cas d'amas CL0016+16 (voir la figure 8.15a) b)).

8.7.2 L'analyse de modèle du β en 2 dimensions : le residu obtenu

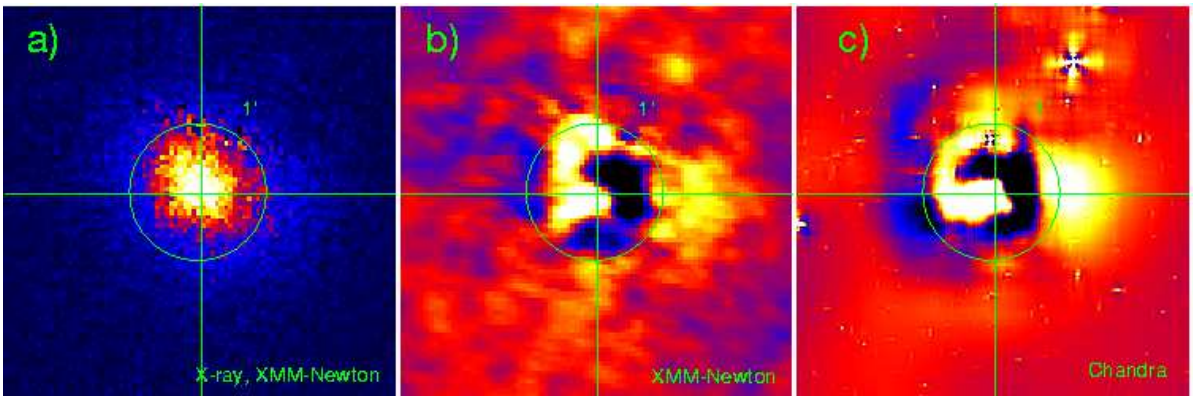

FIG. 8.16 – a) l'émission X de CL0016+16 par XMM/EPIC b) le résidu dans le centre obtenu soustraction du modèle β à 2D c) même chose avec les données Chandra.

Pour comprendre mieux l'état dynamique de CL0016+16 dans le centre, j'ai fait ajustement de modèle du β à 2 dimensions.

Dans l'hypothèse d'amas isotherme, le modèle β est une description acceptable d'un amas relaxé. Dans cette hypothèse, toute déviation de la distribution de brillance de surface à un modèle β peut être

TAB. 8.6 – The best-fitting results of the 2D β-model, from the XMM-Newton and Chandra data

Parameter	Best-fitting XMM	Chandra
R_{c1}(Mpc)	0.291	0.237
R_{c2}(Mpc)	0.364	0.295
β	0.79	0.79
Pa	2.24	2.33
RA	00 :18 :33	00 :18 :33
Dec	16 :26 :06	16 :26 :11

considéré comme une estimation de la déviation de l'amas au régime relaxé. Cela me permet de mettre en évidence la présence de sous-structures dans la distribution de brillance de surface. Cette analyse pourrait être bon critère de sélection d'état dynamique d'un amas. Pour l'ajustement du modèle β en 2 dimensions, j'ai utilisé le modèle β elliptique présenté dans Neumann et Bohringer 1997. La brillance de surface S se définit :

$$S(x,y) = S_0(1 + F_1 + F_2)^{-3\beta+1/2} + B \tag{8.15}$$

ou (x,y) représente les coordonnées du pixel de l'image :

$$F_1 = \frac{((x - x_c)cos\alpha + (y - y_c)sin\alpha)^2}{R^2} \tag{8.16}$$

$$F_2 = \frac{(-(x - x_c)sin\alpha + (y - y_c)cos\alpha)^2}{r^2} \tag{8.17}$$

ou x_c et y_c sont les coordonnées du centre, R est le demi grand axe, r le demi petit axe et α - l'angle de rotation de ellipse. Le fond observationnel a été pris en compte à l'aide de paramètre B.

Pour cela, j'ai utilisé les données des satellites XMM-Newton et Chandra. J'ai utilisé les 3 caméras de XMM, la modélisation et soustraction du fond (voir l'analyse d'image), la correction de source et gap (voir la chapitre 6). Simultanément, et pour confirmer notre résultat XMM et obtenir des résultats à meilleure résolution spatiale, j'ai fait l'analyse des données Chandra. J'ai obtenu la liste d'événement nettoyé par "Chandra X-ray Center" (CXC). L'analyse a été faite avec logiciel CIAO. Avant ajustement, j'ai lissé l'image avec un filtre Gaussien. L'ajustement a été obtenu sur une région de $2'$ (0.8Mpc = $\approx R_{500}$), tous les paramètres sont libres. Le tableau 8.6 présente les paramètres obtenus. Les résultats sont présentés sur la figure 8.16. Dans les deux cas, j'ai obtenu des résultats similaires. Les rayons de cœur sont différents, parce que j'ai utilisé les satellites différents avec des PSF différentes (ici, on n'est pas pris en compte la convolution de PSF dans les ajustements, l'effet de PSF n'est pas tres important sur les perturbation de taille observé, de plus dans l'analyse de profil avec la convolution PSF j' ai detecté cette perturbation). Les deux cartes de résidus ont détectées des perturbations, à $1'$(0.4Mpc) du centre. Nous observons des perturbations avec une déviation de 20% par rapport au maximum de l'émission. Au première vue on pouvait supposer que CL0016+16 est relaxé avec une distribution d'émission homogène. Par contre, après l'analyse détaillée, j'ai observé des perturbations en température et en émission. Quantitativement, ces perturbations en résidu après la soustraction du modèle β 2D ne donnent pas les variations fortes sur le profil de brillance de surface. Cependant ces perturbations sont très importantes pour comprendre l'état dynamique de CL0016+16 et les limites de l'utilisation de l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique.

8.7.3 Comparaison avec la simulation, possibilité de fusion majeure

Je suppose que CL0016+16 se trouve en fusion principale avec un rapport de masse 1 : 1 entre les deux amas incidents. Pour mieux comprendre l'état dynamique de CL0016+16 nous avons fait des simulations numériques idéalisée (par un travail similaire à Ricker and Sarazin (2001)) et j'ai fait l'analyse de simulation cosmologique adiabatique N-corps (Teyssier 2002) (voir le chapitre 10). Pour comparer les simulations et l'observation j'ai extrait, à partir des simulations, la carte de densité, d'émissivité, de température, et des résidus (après soustraction d'un modèle β 2D) (voir section précédente). J'ai choisi les outputs autour de fusion principale. L'image la plus comparable avec notre observation est la fusion principale (où 2 unités comparables fusionnent). On observe, alors une émission homogène, très brillante et la perturbation dans la température (voir la figure 10.1). Sachant que CL0016+16 est ≈ 2 fois plus lumineux pour cette température, la simulation de Ricker and Sarazin (2001) indiquerait que CL0016+16 serait à 0.01Gyr autour (après) la fusion principale.

8.7.4 "Halo" radio dans le centre de CL0016+16

Les sources de radio nommée "halo" et "relic", sont des sources diffuses d'émission radio observées dans les amas de galaxies en fusion (voir le chapitre 3.3). Dans CL0016+16 un "halo" radio diffus a été observé dans le centre par Giovannini & Feretti 2000. C'est une signature de fusion de cet amas. Pour avoir plus d'information en longueur d'onde de radio nous avons fait une proposition d'observation de VLA.

8.7.5 L'analyse optique

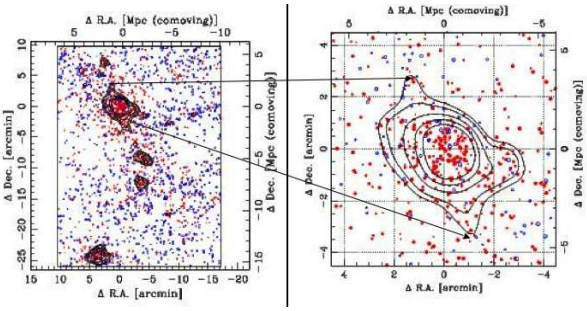

FIG. 8.17 – La distribution des galaxies rouges et bleues dans l'amas CL0016+16 (Kodama et al. (2005)).

A partir de la base des données NED (150 galaxies au redshift de CL0016+16) , nous avons construit une carte de la distribution des galaxies. Le maximum de distribution est, là encore, décalé du maximum d'émission X, de $0.4'$ (141 kpc). De plus nous avons obtenu un σ_v de la distribution de vitesse très élevé pour un amas à cette température ($\sigma_v = 1800$ km s^{-1} équivalent à une température de 16keV (voir la figure 8.18). C'est encore une argument en faveur de l'état de fusion de CL0016+16. L'analyse de couleur et de magnitude a été faite par Tanaka et al. (2005) et Kodama et al. (2005). La distribution des galaxies en couleur est présentée sur la figure 8.17. Nous voyons plus des galaxies rouges à l'intérieur de l'amas et les galaxies bleues dans la région extérieure d'amas (filaments). Nous voyons les filaments d'ou la matière arrive, donc il y a la possibilité détecter la direction de fusion (SW et NE). Ce résultat est en bon accord avec les perturbations observées dans la température.

8.8 Conclusion

Après mon analyse de CL0016+16 en rayons X, je propose que cet amas soit dans un état fusion principale, avec un rapport de masse des unités initiales proches de 1. Cette hypothèse explique naturellement pourquoi cet amas est très lumineux (2 fois plus par rapport les amas de températures similaires).

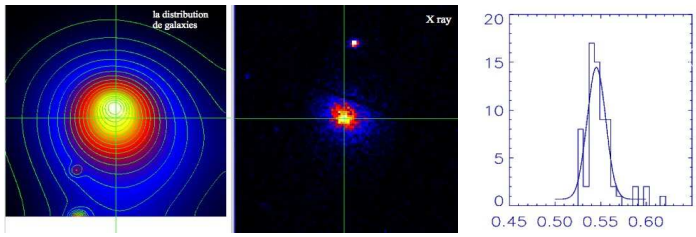

FIG. 8.18 – a) la distribution des galaxies obtenu de la base des données NED b) l'émission X vue par XMM. Notez que le centre de la distribution des galaxies est décalé par rapport du centre d'émission X. c) La distribution des vitesses des galaxies (qui est très large au regard de la température moyenne de CL0016+16)

De plus, j'ai détecté l'émission et la température de l'amas jusqu'à R_{200}, parce que CL0016+16 est très brillant et lointain (z=0.54) (ce qui réduit les effets de vigneting puisque sa taille angulaire est plus petite). Dans les études précédentes, CL0016+16 a été considéré comme un amas relaxé. Dans cette analyse, j'ai déterminé les perturbations dans le centre et la possibilité de fusion principale. Voilà, la liste de nos arguments pour le scénario de fusion de CL0016+16 :

– CL0016+16 est 2 fois plus lumineux, par rapport à la luminosité obtenue de relation Lx-T.

– J'ai détecté des résidus (perturbations) significatifs après la soustraction du modèle β en 2 dimensions. Des résidus similaires ont été observés avec les données XMM-Newton et Chandra. J'ai observé les perturbations dans les régions internes ($r < 1' \approx 400$ kpc).

– La carte de température (établie jusqu'à $2.5'$- 1Mpc) évoque la possibilité d'une fusion majeure de deux amas de masse similaire (voir la comparaison avec la simulation).

– CL0016+16 possède un "halo" radio en son centre (Giovannini & Feretti 2000).

– J'ai obtenu une dispersion des vitesses des galaxies très grande ($\sigma_v = 1800$ km s^{-1}) et le centre de distribution des galaxies n'est pas superposé au centre l'émission X ($0.4'$ -141 kpc).

J'ai quantifié l'impact des variations de température (voir le profil de température) sur le profil de la masse totale, dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique. La valeur de la masse totale varie de moins de 20% à R_{200}. Ces variations sont dans les barres d'erreurs. (Dans cette analyse les erreurs du profil de température est la contribution principale du budget des erreurs).

Les résultats principaux de l'étude de CL0016+16 sont : J'ai fait l'analyse d'image et du spectre détaillés en utilisant 3 caméras de XMM-Newton et des fonds différents. J'ai détecté l'émission d'amas jusqu'à R_{200} avec les données du XMM-Newton. Tous les profils de brillance de surface obtenus ont donné un bon ajustement du modèle β. À partir de simulations numériques, j'ai étudié un amas similaire et j'ai vérifié la possibilité de détection jusqu'à R_{200} avec les données de XMM-Newton.

J'ai étudié la dynamique de CL0016+16 par une analyse spectrale détaillée. La température moyenne d'amas est 8.81 keV en $5'$, cependant l'étude spectrale montre que CL0016+16 n'est pas isotherme. J'ai obtenu un profil de température qui diminue dans les régions extérieures. Les résultats sont en bon accord avec le résultat de Kotov & Vikhlinin (2005).

La carte de température montre une asymétrie, avec un maximum de température (T = 12.0 $\pm$ 1.5 keV) qui n'est pas superposée sur le maximum d'émission d'amas, il se trouve au SW. J'ai observé une région 'froide' (6.2$\pm$ 1.2 keV) en SW. Pour étudier plus précisément la dynamique d'amas, j'ai choisi des régions d'étude à partir de la carte de température. J'ai extrait la température dans les régions et retrouvé une asymétrie et la présence des régions 'froides' et 'chaudes' dans le centre d'amas. J'ai testé l'influence des variations de température sur la masse totale à partir des profils de température obtenus.

(‘ froid’ et ‘chaud’). J’ai calculé la masse totale en R_{200} et R_{500}. Les variations de température n’ont pas un impact important sur l’estimation de la masse, $\Delta M < 20\%$ à R_{200}. Cependant, ces variations de température ont une influence dans la partie centrale du profil de la masse.

Pour comprendre mieux l’état dynamique dans le centre d’amas j’ai calculé le modèle β en 2 dimensions pour les données XMM-Newton et Chandra. Des résidus similaires ont été obtenus , dans le centre d’amas, c’est probablement la signature de la fusion au sein de CL0016+16.

De plus j’ai testé CL0016+16 face à l’auto similarité. Dans la région extérieure, l’émission normalisée de CL0016+16 est plus haute que l’échantillon d’émission des amas proches normalisée. J’ai testé la relation $L_X - T$, en utilisant les lois d’échelle Arnaud and Evrard (1999). J’ai conclu que CL0016+16 est 2 fois plus lumineux pour sa température. C’est encore un argument en faveur de la fusion principale de l’amas de galaxies CL0016+16. Ce travail a été publié dans la revue A&A, voir le chapitre VII.

Chapitre 9

Amas de galaxies A548b

9.1 Objet de l'étude

L'amas de galaxies A548b (z=0.04) est un amas en fusion qui se trouve entre deux autres amas (A548a et A548-2, voir la figure 9.1). Il a deux radio "relics" étendus (A et B). Ces "relics" se trouvent en régions périphériques, à la même distance de centre de l'amas. Une autre "relic" (C) se trouve près de centre de l'amas (Feretti et al. 2006). Ces sources diffuses en radio n'ont pas d'association avec des galaxies de l'amas, mais semblent associés au gaz (MIA).

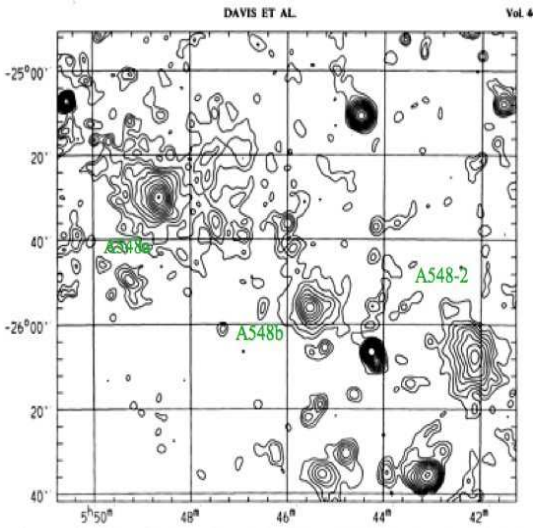

FIG. 9.1 – L'émission X vue par ROSAT pour l'ensemble des amas A548 (Davis et al. (1995)).

Il y a deux catégories de sources radio diffuse : les "halo" qui se trouvent au centre des amas, qui ont une forme plus ou moins régulière et pas de polarisation ; et les "relic" – qu'on trouve d'habitude en périphérie des amas, dont la forme n'est pas régulière et dont l'émission est très polarisée. La présence de ces régions étendues (300-600kpc) est détectés par de l'émission synchrotron diffuse, qui révèle l'existence d'un champ magnétique à grande échelle et de particules relativistes dans le volume de l'amas. Ces composantes "non thermiques" ont été très étudiées dans les années passées. On suppose que ces composantes sont liées à la formation et l'évolution des amas de galaxies. C'est pourquoi, par l'étude de ces sources diffuses en radio et leur relation avec le gaz (MIA), on devrait pouvoir mieux comprendre l'histoire dynamique des amas de galaxies.

Le modèle actuel de l'origine des "relics" suppose qu'ils viennent de fusion des amas de galaxies et qu'ils soient une trace au choc dans les amas après la fusion. Les particules relativistes auraient été accélérées au choc par un mécanisme d'accélération diffuse ou par un mécanisme de compression adiabatique (Ensslin and Bruggen 2002 ; Hoeft et al. (2004) ; voir la section 3.3).

La combinaison des données optiques et X montre qu'A548b se trouve en formation et qu'il a une morphologie complexe. Les données X de satellite ROSAT a été présentées par Davis et al. (1995) et Neumann & Arnaud (1999). Ils ont montré que cet amas se trouve en phase de fusion avec un état dynamique non relaxé. Dans ce travail, je présente l'étude de l'état dynamique d'A548b, l'analyse d'émission X détaillée avec les nouvelles données de XMM-Newton, l'analyse de la connexion entre le gaz (MIA) et les "relics" radio.

Ici j'ai utilisé le modèle cosmologique de concordance avec $H_0 = 70\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. Au redshift de A548b (z=0.04), 1 $'$= 47 kpc.

9.2 Propriétés des données de radio

Cet amas est le seul a avoir deux "relics" du même coté du centre de l'amas. La figure 9.2 montre les contours d'émission radio à 1.4 GHz, elle a été obtenue par Feretti et al. (2006). Je me suis concentré ici, sur les sources radio diffuses. La source diffuse, nommée A a été détecté à l'ouest du centre de l'amas. Cette source est étendue, sa morphologie régulière et elle n'est associée à aucune galaxie radio. Une autre source d'émission diffuse, nommée "relic" B a été détectée au nord de l'amas. Cette source contient aussi une source radio ponctuelle puissante. L'émission diffuse de la relic B est filamentaire et irrégulière. Les deux sources d'émission radio (A et B) ont un flux total à 1.4 GHz très similaires et elles sont de même taille. Ces deux "relics" A et B sont polarisés à un niveau de 30%. On n'a pas d'information à propos de la rotation de Faraday. Les sources ont un spectre d'index spectral $\sim$-2$\pm$ 1. Une autre source radio diffuse (nommée C) a été détectée près de centre d'amas, au nord-est, à environ 1$'$ du triplet de galaxies VV162. La source diffuse C est oblongue, elle n'a pas d'identifications optiques et sa polarisation est 7%. Le flux total à haute résolution spectrale n'est que le 1/3 de celui à basse résolution, ce qui signifie qu'il y a bien une composante diffuse qui a été classifiée comme "relic" (Feretti et al. (2006)).

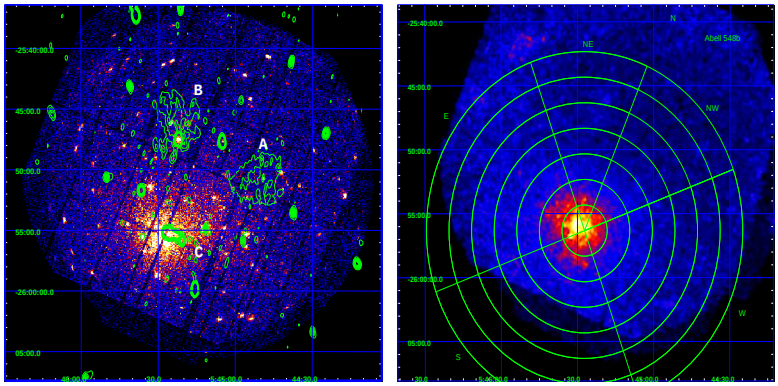

FIG. 9.2 – a) l'émission X (XMM/EPIC) dans la bande énergie 0.3-4.5keV. Les contours verts montrent l'émission radio à 1.4GHz ; les relics radio ont été indiqués A, B et C. b) l'image X corrigée du fond, des gaps et lissée par une Gaussienne de 25 $''$de largeur. Les lignes vertes montrent les secteurs choisis.

9.3 Analyse en rayons X

9.3.1 Les observations et la réduction des données

Abell 548b a été observé le 17 février 2006, pendant 70 ksec par les caméras EPIC/MOS et 64 ksec par la caméra pn. La figure 9.2 montre l'observation d'A548b par XMM-Newton, avec le contour de "relics" radio (A, B, C, noms donné par Feretti et al. (2006). Le centre d'observation a été choisi entre le centre d'amas et les "relics" de radio A et B pour avoir plus de statistique dans la région entre l'amas et "relics" de radio, et mieux comprendre la connexion entre l'émission thermique et non thermique (l'émission X et radio).

Le traitement de données préalable (filtrage, masquage des sources, fond...) est exactement le même que celui effectué pour CL0016+16, je ne le reproduis donc pas ici (voir le chapitre 6). Dans cette recherche j'ai utilisé le fond de J.Nevalainen et de plus j'ai verifié mes resultat avec le fond D. Lumb.

9.3.2 L'analyse de brillance de surface

L'image de rayons X

La figure 9.2 montre l'image X de A548b de XMM-Newton, avant la soustraction du fond et la correction de l'exposition, le contour vert est l'émission de radio. Dans cette image, on peut voir l'émission étendue dans la direction Nord de centre d'amas jusqu'à $4' - 5'$. Puisque le centre de l'amas n'est pas au centre de l'observation, il est très affecté par le vignetage. C'est pourquoi il est difficile d'utiliser cette observation pour determiner la position du maximum X. J'ai donc déterminé le centre de l'émission X à l'aide des données ROSAT, en particulier de Böhringer et al. (2004) .

L'image corrigée avec le fond modélisé

Une fois de plus, dans l'analyse de l'émission X, la détermination et la soustraction du fond astrophysique sont très importantes. Ici, j'ai eu des problèmes liés à l'influence du vignetage des données. Cette influence est plus importante pour l'analyse en 2 dimensions. Pour l'analyse en 2 dimensions j'ai eu besoin obtenir l'image à la fois corrigé de l'effet du vignetage et soustrait du fond. C'est très important de faire cette correction parce que le centre d'A548b a été observé au bord du champ de vue, où l'effet du vignetage est le plus fort.

J'ai obtenu l'image de A548b corrigée du fond (en utilisant la double soustraction). Maintenant, il faut corriger notre image des "gaps" et des sources ponctuelles. J'ai rempli les régions masquées, par la valeur moyenne de l'environnement et j'ai effectué un tirage selon la distribution de Poisson. Apres j'ai sommé les images des caméras MOS2 et PN (notez qu'il n'a y pas des données de MOS 1 à cause de l'absence du "CCD6").

La figure 9.4b montre l'image de l'amas sans fond, corrigé sur l'effet de vignetage, des gaps et des sources ponctuelles. Elle a été lissée avec un filtre gaussien de $\sigma = 25\ ''$. De plus, cette image montre les directions de secteur choisi pour l'étude de l'état dynamique de A548b.

Le profil de brillance de surface

On sait que A548b n'est pas relaxé, on ne s'attend donc pas à un bon ajustement du modèle β. Pour étudier l'influence de l'état dynamique, à partir de brillance de surface j'ai extrait les brillances de surface dans les différentes directions. J'ai ajusté les profils obtenus avec le modèle β, en tenant en compte de la PSF. La figure 9.3a montre le profile de brillance de surface radiale et le meilleur ajustement du modèle β. De plus, j'ai obtenu les profils de brillance de surface dans trois secteurs : nord (N), ouest (W), est (E). Les directions choisies sont montrées sur la figure 9.2. La figure 9.3b montre ces profils. Pour obtenir plus d'information dans les directions de "relic" j'ai extrait les profiles en secteur nord-est (NE), nord-ouest (NW) et entre la position de deux "relics" (A & B) (voir la figure Fig 9.3c). Les secteurs choisis NE et NW sont montré sur la figure 9.2. J'ai ajusté chaque profil de brillance de surface avec le modèle β (voir le chapitre : traitement). Dans l'ajustement, je n'ai pas utilisé les 10 première points à cause de triplet galaxie VV162 au centre de l'amas , laquel peut influer en ajustement du modèle β.

Les résultats du modèle β ont été présentés dans le tableau 9.1.Tous les ajustements du modèle β sont mauvais, (voir les χ^2). À partir de notre analyse de brillance de surface, je confirme, après Neumann & Arnaud (1999) que A548b est loin d'être relaxé. J'ai confirmé des perturbations significatives d'un rayon de $\sim 1.5'$ jusqu'à $\sim 5'$ dans chaque direction.

L'analyse du modèle β à 2D et les résidus

Pour mieux analyser les structures en brillance de surface j'ai fait la soustraction d'un modèle β en 2 dimensions (voir le chapitre traitement) à deux rayons de cœur. La figure 9.4a montre les résidus après

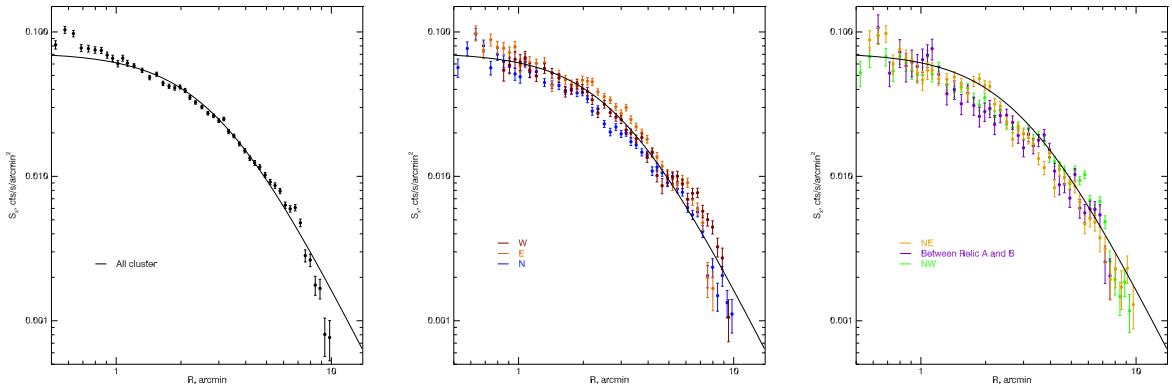

FIG. 9.3 – a) Le profil radial de la brillance de surface et l'ajustement du modèle β. b) les profils de brillance de surface dans les différentes directions à partir du centre de l'amas vers N, W, E et leur comparaison avec l'ajustement du modèle β à partir du profil total. c) les profils de brillance de surface uniquement dans la direction nord : NE, NW et entre les relics A et B et leur comparaison avec l'ajustement du modèle β à partir du profil total.

TAB. 9.1 – L'ajustement du modèle β dans les directions différentes pour l'amas A548b.

direction	β	r_c(arcmin)	χ^2/d.o.f
total	$0.67^{+0.08}_{-0.02}$	$3.01^{+0.13}_{-0.20}$	171/40
West	$0.56^{+0.03}_{-0.03}$	$2.52^{+0.44}_{-0.45}$	96/33
East	$0.80^{+0.06}_{-0.07}$	$3.91^{+0.40}_{-0.41}$	78/34
North	$0.62^{+0.03}_{-0.03}$	$2.74^{+0.20}_{-0.21}$	134/40
North-West	$0.72^{+0.06}_{-0.07}$	$3.79^{+0.42}_{-0.47}$	161/39
North-East	$0.60^{+0.03}_{-0.03}$	$2.22^{+0.22}_{-0.25}$	65/38
Between relics A B	$0.717^{+0.10}_{-0.15}$	$3.65^{+0.45}_{-0.47}$	50/32
Neumann&Arnaud	0.52±0.06	2.82±0.04	1.35
from 1' to 5'	$0.54^{+0.02}_{-0.04}$	$2.21^{+0.14}_{-0.14}$	43/30

la soustraction du modèle. L'image a été lissée avec un filtre Gaussien de 25 $''$ FWHM. J'ai calculé la signification des structures de cette taille. J'ai obtenu $\approx 10\sigma$ pour chaque structure jusqu'à 10 $'$ du centre de l'amas. J'ai effectué la même analyse avec les données du ROSAT et j'ai obtenu un résultat similaire.

En particulier, à partir des deux analyses, j'ai obtenu des cartes de résidus très similaires. Ces cartes montrent une diminution de l'émission à 1.2$'$, et 7$'$ de rayon et une augmentation à 4.5 $'$ par rapport au centre, dans la direction de "relic" (N et W). Ces résultats sont bien sur concordant avec nos résultats obtenus par les profils de brillance de surface. Le tableau 9.2 est montre le meilleur ajustement. Notez, qu'avec les données XMM-Newton j'ai obtenu un meilleur résultat, parce que l'image de XMM-Newton a été bien corrigée sur le fond (les composants du fond CXB & NXB).

Cette analyse a confirmée qu'A548b est un amas très perturbé. J'ai observé des perturbations asymétriques par rapport au centre de l'amas. Pour mieux comprendre l'état dynamique de A548b, il faut realiser l'analyse spectrale.

9.3.3 L'analyse spectrale

La méthode d'extraction de spectres et leur corrections sont en tous points similaires à ce que j'ai fait pour CL0016+16, (voir les chapitres traitement des donnees XMM et l'etude d'amas CL0016+16). La colonne densité vers A548b, $N_H = 2 \cdot 10^{20} cm^{-2}$, vient de Davis et al. 1995 et la métallicité a été fixée à 0.3 fois l'abondance solaire Toutes les erreurs ont été obtenues avec 68% de niveau de confiance. Le meilleur ajustement de température moyenne, dans un rayon de 3 $'$ de rayon a donné $kT = 3.4 \pm 0.1$

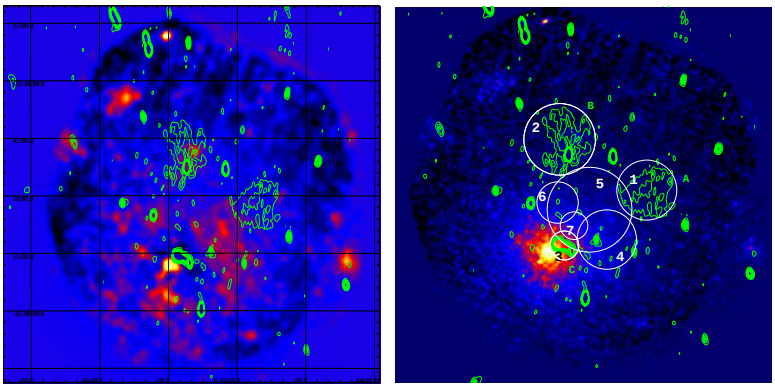

FIG. 9.4 – a) les résidus obtenus à partir des données XMM corrigés, après la soustraction du modèle β à 2D. Les contours verts montrent les relics de radio.b) les régions choisies pour l'extraction du spectre sur l'image X corrigée du fond, des gaps et lissée par une Gaussienne de 25 $''$de largeur.

TAB. 9.2 – Les meilleurs ajustements du modèle β en 2D.

Parameter	Best-fitting XMM	Rosat
$R_{c1}(')$	2.46	2.76
$R_{c2}(')$	2.87	3.34
β	0.69	0.65
Pa	1.92	1.99
RA	05 :45 :29	05 :45 :28
Dec	-25 :55 :56	-25 :55 :58

keV et χ^2_{red}=1.02.

La température dans les régions différentes

Pour étudier l'influence entre le gaz et les "relic" radio, j'ai extrait le spectre dans différentes régions près des "relics". La figure 9.2 montre les régions choisies. Les résultats des températures sont présentés dans le tableau 9.3. La plus haute température a été obtenue dans les régions 6 et 4. Ces régions sont entre le centre de l'amas et les "relics" A et B, avec la température $4.6^{+0.7}_{-0.5}$, et $4.5^{+0.3}_{-0.3}$ keV, respectivement. Les spectres dans les régions 1 et 2 (sur les "relics" A et B) souffrent d'une très faible statistique (due à la position en périphérie de l'amas de ces relics). Cependant, dans la régions 1 ("relic" A) j'ai obtenu la température $6.2^{+3.4}_{-1.9}$ keV. Ce résultat confirme la possibilité d'augmentation de la température à la localisation des "relics".

Pour étudier l'influence du gaz sur le "relic" C, j'ai extrait le spectre dans les régions 7 et 3. J'ai obtenu la température $3.0^{+0.2}_{-0.2}$keV et $3.9^{+0.3}_{-0.3}$ keV, ces mesures sont très similaires de la température moyenne de cet amas à $3'$ ($3.4^{+0.1}_{-0.1}$ keV).

La carte de température (secteur, XWSM, carres)

La carte de température est le meilleur indicateur de l'état dynamique du système (voir le chapitre 10). Grâce à sa sensibilité, XMM-Newton permet de deduire des vraies cartes de température à partir de l'analyse spectrale. Cette analyse consiste à extraire des spectres dans les régions choisies (intervalle spatial), dans des carrés ou des secteurs. Après il faut ajuster chacun des spectres avec un modèle d'émission du plasma. J'ai obtenu les cartes de température par carrés ($2\ '$), par secteurs, et enfin à l'aide du logiciel "XWSM" (voir le figure 9.6). Dans tous les cas j'ai obtenu des résultats comparables. J'ai observé une

TAB. 9.3 – L'ajustement du spectre dans les régions choisies.

region	T(keV)/χ^2_{red}
1	$6.23^{+3.4}_{-1.9}$/1.06
2	$3.74^{+1.4}_{-0.8}$/0.89
3	$3.95^{+0.3}_{-0.3}$/0.80
4	$4.46^{+0.3}_{-0.3}$/0.88
5	$4.04^{+0.2}_{-0.2}$/0.88
6	$4.62^{+0.7}_{-0.5}$/0.93
7	$3.00^{+0.2}_{-0.2}$/0.91
cluster	
$2'$	$3.28^{+0.1}_{-0.1}$/0.93
$3'$	$3.37^{+0.1}_{-0.1}$/1.02
$5'$	$3.59^{+0.1}_{-0.1}$/1.09

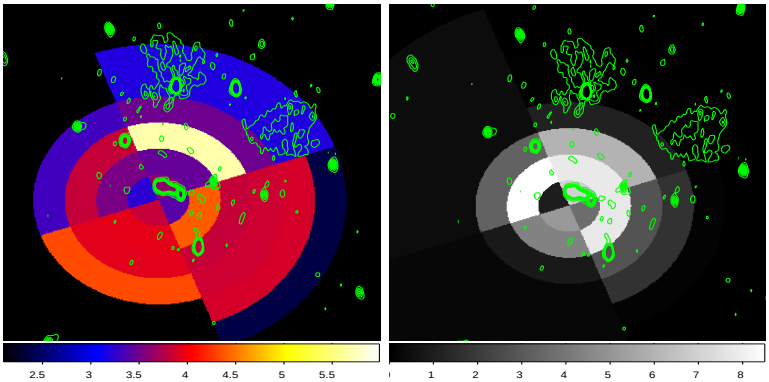

FIG. 9.5 – a) la carte de température de A548b obtenu par secteurs avec le contour des relics. b) "la carte de signification".

augmentation de température à $5'$ du centre et une diminution de température à $\sim 7'$. L'augmentation de température la plus significative a été observée dans une direction des "relic" (la direction du nord - N), de 3.2 keV jusqu'à 6 .5 keV. La figure 9.5 montre la carte de température obtenue par secteurs, où les variations de température sont plus visibles. La figure 9.5b montre la signification de détection de température. C'est la différence entre la température obtenue et la température moyenne (3.3 keV) divisée sur les erreurs de température.

$$\text{“}Significance\ map'' = \frac{T_{obs} - T_{average}}{T_{err}} \tag{9.1}$$

Les profils de température

Pour mieux comprendre les résultats précédents j'ai fait les profils de température en secteur, dans les directions différentes : N, S, E, W (voir la figure 9.2). À partir du centre de l'amas, j'ai extrait le spectre dans chaque secteur jusqu'à $10'$. La taille des secteurs a été choisie identifie a celle taille des anneaux du profil de température radial.

La figure 9.7 montre les profils de température obtenus dans chaque direction. Nous observons une augmentation significative de la températures à $5'$,dans la direction N (juste avant la localisation de "relics" A et B). Pour étudier plus précisément la direction nord j'ai sub-divisé le secteur N sur NW et

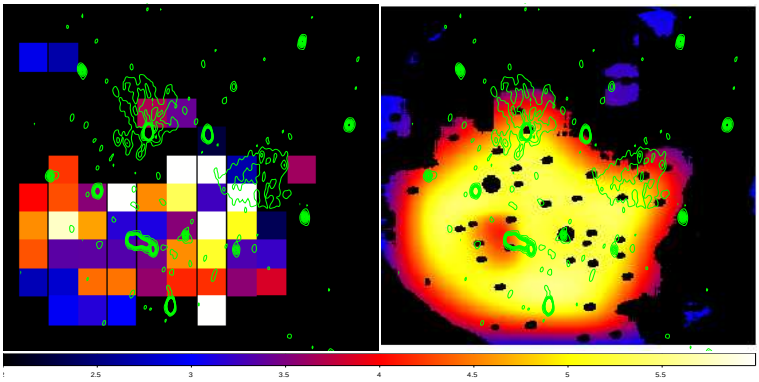

FIG. 9.6 – La carte de température d'amas A548b obtenu a) dans des carré b) avec l'algorithme de XWSM (Bourdin et al. (2004))

NE. Nous observons l'augmentation similaire, entre 4′ - 6′, avant la localisation des "relics" (voir la figure 9.7b). Les valeurs des température obtenues sont 5-6 keV.

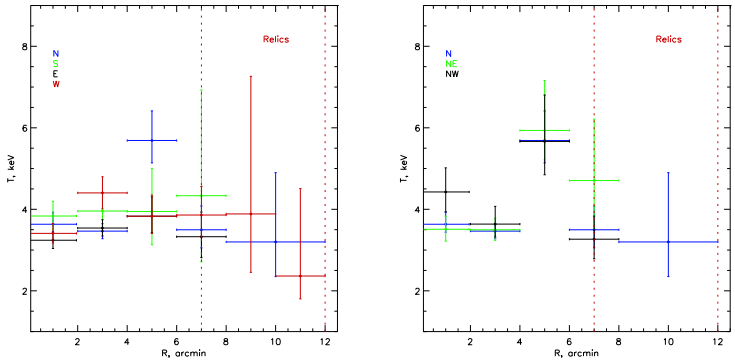

FIG. 9.7 – a) les profils de température de A548b dans les différentes directions : N,S,E,W b) les profils de température dans la direction de relics radio : N, NW, NE.

9.3.4 La détection du choc dans la direction des "relics"

La figure 9.8 montre le profil de brillance de surface et le profil de température dans la direction de "relics" A et B. Ici, nous observons une augmentation très claire de la températures à une distance de 5 ′ dans le profil de température (voir la figure 9.7b) et les perturbations dans le profil de brillance de surface dans la distance de 7 ′, juste avant de localisation des "relic". Donc, on peut utiliser le profil de brillance de surface pour estimer le choc. Le choc devrait se présenter sous la forme d'une chute brusque en densité simultanément à une élévation ponctuelle de la température. Pour améliorer la statistique, les bins en T on été adaptés pour que leur frontière correspondent aux bins en densité. En pratique, il faut faire un regroupement judicieux des profils de température et de densité. Grâce à la meilleure statistique en densité, j'ai défini la position possible du choc à partir de brillance de surface (voir la figure 9.8). Considérons la possibilité d'un choc dans la direction N ; prenons en compte le profil de température obtenu, à 7 ′ de rayon, le rapport de compression en densité $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ vaut $1.74^{+0.33}_{-0.27}$. On peut utiliser cette valeur pour estimer la cinématique de la fusion. On peut définir le nombre de Mach dans le choc par relation de Rankine-Hugoniot (voir la section 3.2.1, de plus Landau & Lifshitz 1959, Markevitch & Vikhlinin 2007) sur les sauts au choc en densité et en température :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(1+\gamma)M^2}{2+(\gamma-1)M^2} \tag{9.2}$$

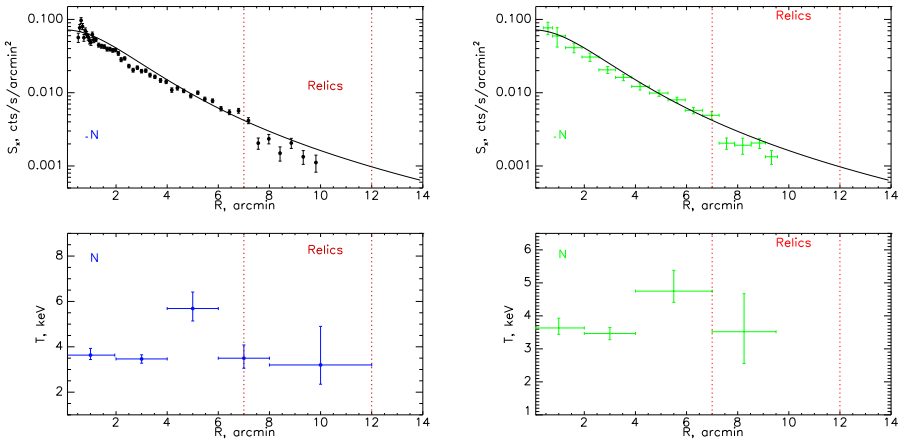

FIG. 9.8 – Les perturbations obtenues sur les données X dans la direction du relic (N) vues dans le profil de la brillance de la surface (en haut) et dans le profil de température (en bas) a) groupage standard b) regroupé pour calculer le nombre de Mach

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma)M^2 - (\gamma - 1))((\gamma - 1)M^2 + 2)}{(\gamma + 1)^2 M^2} \tag{9.3}$$

où les notations 1 et 2 correspondent aux milieux avant et après le passage de l'onde de choc. Pour le gaz (MIA) j'ai utilisé $\gamma = 5/3$. En utilisant Eq. 9.2 et la valeur de compression, j'ai obtenu un nombre de Mach M=1.5±0.1. De cette estimation, on peut prédire le saut attendu en température T_2/T_1 = 1.54. Cette valeur est très comparable avec la discontinuée de température observé T_2/T_1 = $1.4^{+0.6}_{-0.4}$, dans le radius $7'$. On peut donc raisonnablement avancer que ceci constitue une détection du choc dans la direction des "relics" A et B.

9.4 Relation entre l'émission X et radio

9.4.1 L'émission X vers radio

Les modèles théoriques actuels proposent que la fusion d'amas est l'origine des "relics". Dans notre cas, les deux "relics" de radio A et B se trouvent très loin du rayon de coeur (∼100-150 kpc) de l'amas, à une distance projetée de centre de l'émission X de 500 et 430 kpc, respectivement. La faible statistique ne permet pas d'obtenir de mesures contraignantes de température dans les régions des "relics". Cependant, j'ai détecté une augmentation de températures significative dans la région juste avant la localisation des "relics" A et B. La présence des perturbations dans la brillance de surface et dans la température sont des indicateurs clairs d'amas en fusion. Ceci renforcent les arguments à propos de la connexion entre la formation des "relics" et l'activité dynamique forte des amas. Mais, il semble qu'il n'y ait pas de connexion parfaite entre les relic et l'emission X. J'ai esquissé un scénario de projection qui pourrait expliquer ce résultat.

La petite "relic" C, localisée dans 1 $'$ de centre d'amas sur NW, se trouve à l'interieur d'un rayon de cœur. Donc il n'est associé ni avec les substructures du gaz (MIA), ni avec le choc dans la température. Cette source consiste en trois composantes : l'émission diffuse centrale et deux composantes brillantes mais plus compactes (probablement associées avec les galaxies (voir la figure 9.9de Feretti et al. (2006)). Dans cette région centrale avec une source ponctuelle proche, et une résolution angulaire en X insuffisante, on n'a probablement pas la sensibilité d'établir l'influence entre l'émission X et ce "relic" C .

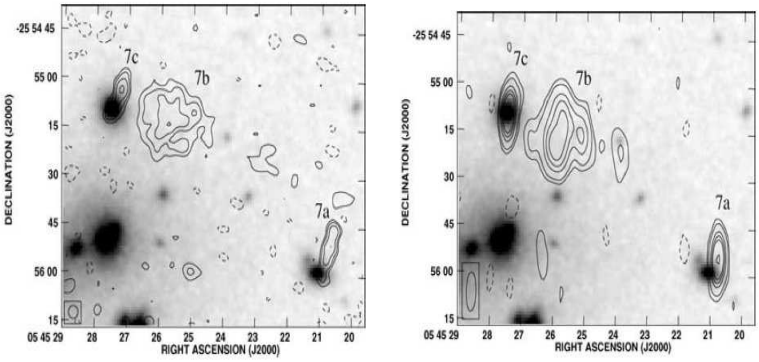

FIG. 9.9 – Le contour de radio pour le relic C étendu a) en 1.4GHz b) en 2 .5GHz (Feretti et al. (2006)).

9.4.2 Pression dans les régions des "relics" A et B.

Le nombre du Mach obtenu a été utilisé pour estimer le rapport de pression théorique : $P_2/P_1 \sim$ 3.0. Ce résultat a le bon accord avec le résultat observé. Dans la direction de "relic" A, le rapport de pression est de 2.9 ; et dans le "relic" B ce rapport vaut 2.3 ; dans la direction du Nord il vaut 2.8 et dans la direction entre les "relics" A et B il vaut 2.7. Dans les autres directions, ce rapport de pression est plus petit : dans la direction W,1.6 ; vers l'est E, 2.0 (voir le tableau 9.4). Ces résultats indiquent que, j'ai détecté le choc uniquement dans la direction des "relics".

Pour calculer la pression j'ai utilisé la densité électronique observé dans chaque direction. Cette densité électronique a été obtenue a partir de l'ajustement du model β dans le profile de brillance de surface (voir le chapitre CL0016+16).

En utilisant les données radio et la condition standard d'équipartition de l'énergie, j'ai calculé le minimum d'énergie non thermique dans les "relics". J'ai obtenu 1.6 $\times 10^{-13}$ erg cm^{-3} pour les "relics" A et B et 1.2$\times 10^{-12}$ erg cm^{-3} pour le "relic" C. Donc, la pression non thermique est 9.9$\times 10^{-14}$ erg cm^{-3} et 7.4$\times 10^{-13}$ erg cm^{-3} respectivement. Pour estimer le minimum de la densité d'énergie non- thermique dans la source C, nous avons utilisé le flux de densité totale à basse résolution après soustraction des composantes 7a et 7c (voir la figure 9.9 de Feretti et al. (2006)). Si nous comparons ces résultats avec la pression thermique estimée dans les régions des "relics", il faut noter que le minimum de pression non thermique est un facteur 10 fois plus bas par rapport à pression thermique (voir le tableau 9.4). La valeur haute de la pression dans le "relic" C confirme la localisation de "relic" au centre d'amas, et exclut un effet de projection. Les champs magnétiques estimés d'équipartition sont 0.9 μG pour les "relics" A et B et 3.6 μG pour la source C.

9.5 État dynamique de l'amas A 548b

A548b est en l' état dynamique complexe. Ces résultats observationnels ont confirmé la présence du choc juste avant de la localisation des «relic» de radio A et B. Pour expliquer ce résultat, j'ai besoin de comprendre l'histoire dynamique de l'amas (parce qu'on s'attendrait plutôt à ce que les "relics" se localisent au choc). C'est pourquoi j'ai étudié la géométrie de la fusion en utilisant des données optiques et de simulation.

9.5.1 A548b : les vitesses des galaxies et leur environnement

Pour vérifier la possibilité d'un effet de projection, nous avons obtenu l'information optique en utilisant la base des données NED. 606 galaxies se trouvent près de l'amas A548b et les 371 galaxies ont une vitesse projetée connue. Parmi elles, 193 galaxies se trouvent à l'intérieur de R_{200} $\approx$1.5Mpc (i.e. r$<$30.5$'$). La figure 9.11a montre la distribution des galaxies. L'histogramme des vitesses des galaxies est présenté sur la figure 9.10. En première approximation, nous avons obtenu l'ajustement de

TAB. 9.4 – Les paramètres du gaz dans plusieurs régions, près des relics A et B avant et après le choc probable.

region	T (keV)	n_e (10^{-3}cm^{-3})	P (10^{-12}dyn cm^{-2})
to A, in shock	5.7 ± 1.0	0.40± 0.01	3.6
to A, out shock	3.3 ±0.5	0.24 ± 0.01	1.2
to B, in shock	5.9 ± 1.0	0.33 ± 0.01	3.2
to B, out shock	4.7 ± 1.1	0.19± 0.01	1.4
N, in shock	5.7 ± 0.6	0.36± 0.01	3.3
N, out shock	3.5 ± 0.5	0.22± 0.01	1.2
W, in shock	3.8 ± 0.5	0.39± 0.01	2.4
W, out shock	3.8 ± 0.5	0.24± 0.01	1.5
E, in shock	3.7 ± 0.4	0.45± 0.01	2.6
E, out shock	3.3 ± 0.6	0.26± 0.01	1.3
relic A, 9'	6.2 ± 2.2	0.14± 0.01	1.4
relic B, 9'	3.7 ± 1.2	0.14± 0.01	0.9
between AB, in	5.7 ± 0.6	0.37± 0.01	3.4
between AB, out	3.5 ± 0.5	0.22± 0.01	1.2

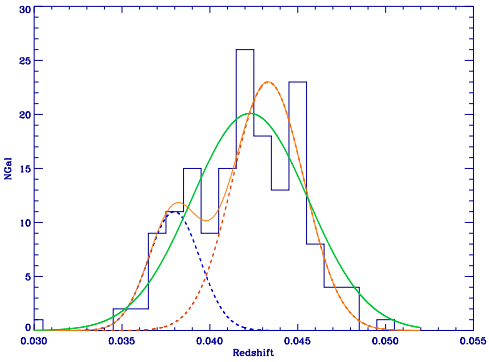

FIG. 9.10 – L'histogramme des vitesses des galaxies (obtenu de NED) projeté en R_{200} à partir du centre d'émission X. La ligne verte est l'ajustement par une gaussienne de largeur σ_v=1300 kms^{-1}). La ligne rouge et pointillée est l'ajustement avec deux gaussiennes.

l'histogramme, par une gaussienne de largeur $\sigma_V \approx 1300kms^{-1}$., ce qui est très large. Cette valeur correspondrait à un amas d'une température de $kT \sim 8$ keV, (en utilisant la relation $kT = (\frac{\sigma_V}{323.6})^{1.49}$ (Xue et al. 2000). Nous avons donc essayé d'ajuster l'histogramme des vitesses avec deux gaussiennes.

Nous avons obtenu une première composante avec un $\sigma_V \simeq$ 925 ±135kms^{-1} pour un "redshift" z = 0.0432 et une deuxième composant $\sigma_V \simeq$ 664±200kms^{-1} pour un "redshift" z = 0.038.

Il faut souvenir que l'amas de galaxies A548b (05h45m27.9s -25d56m19s V=12708 kms^{-1} z=0.042389) se trouve autour de l'amas A548-2 (05h42m18.0s -26d05m00s V=12861 kms^{-1} z=0.0429), et d'amas A548a (05h48m38.9s -25d28m12s V=11834 kms^{-1} z=0.039474). La dernière a 1000 km s^{-1} moins que deux autres, ce résultat est très comparable sur les "redshift" obtenues de la distribution des vitesses. Il est donc probable que nous observions la fusion de milieux en provenance de ces directions-là.

C'est pourquoi nous avons divisé les galaxies en deux groupes avec les «redshift» obtenus pour chaque groupe (la limite de "redshift" est 0.04). Les 39 galaxies avec $z < 0.04$ et les 96 galaxies avec le $z > 0.042$ ont été obtenues. Nous avons fait la figure des deux groupes de galaxies, par cercle rouge et bleu (voir la figure 9.11) dans le plan du ciel (RA-Dec),centré sur le maximum d'émission X. On peut voir que le groupe "rouge" est distribué partout dans l'espace alors que le groupe "bleu" est plutôt distribué dans la direction NE-SW.

Nous avons essayé d'estimer le rapport de masse entre les unités de fusion. Dans une première étape, nous avons regardé les deux unités dans le $z \simeq$0.04-0.042 et nous avons supposé que les galaxies ("bleu" et "rouge") ont la même distribution de masse. Et donc le rapport du nombre des galaxies donne une première approximation pour déduire le rapport de la masse, dans ce cas, nous avons obtenu $\simeq$2.46. D'un autre coté, on peut utiliser les résultats des ajustements gaussiens. Le rapport entre chaque composante donne une estimation $\simeq$ 2.70$\pm$0.94 . Où bien, à partir du σ_V, le rapport de masse est $\simeq$ 1.9$\pm$1.3, en utilisant la relation $M_1/M_2 \simeq (\frac{\sigma_{V1}}{\sigma_{V2}})^2$. Bien sur l'apparente cohérence de ces chiffres ne doit pas cacher la faible statistique en jeu, et donc le peu de contrainte sur cette estimation du rapport de masse.

On peut expliquer le résultat du σ_V trop large et de la distribution spatiale de galaxies par le schéma de fusion suivant. A548b est la fusion de deux unités, une composante majeure qui arriverait de A548b et une composant mineure arrivant de A548a. Il faut noter que, dans ce cas l'axe de collision est presque perpendiculaire de plan du ciel. On peut supposer les situations différentes de fusion :1) entre A548b et A548a, à partir de direction NE 2) ou le bulbe arrive de A548-2 vers A548b. Cependant, il est très probable que la direction de collision est presque perpendiculaire au plan du ciel. Pour conclure cette analyse optique je propose que l'amas A548b est un amas en fusion entre 2 amas avec le rapport de masse $\simeq$ 1 :2-3 (ce résultat a été estimé de l'histogramme de vitesse de galaxies, voir la figure 9.10). L'axe de collision de fusion est presque dans la ligne de visée. Il est très probable que, la petite unité localisé dans le SW et que nous observions l'amas après une fusion majeure. Il faut aussi noter que on n'a pas détecté de galaxies associées à la plus petite de deux unités au delà des "relics" A et B et ni dans le centre d'amas (voir figure 9.11).

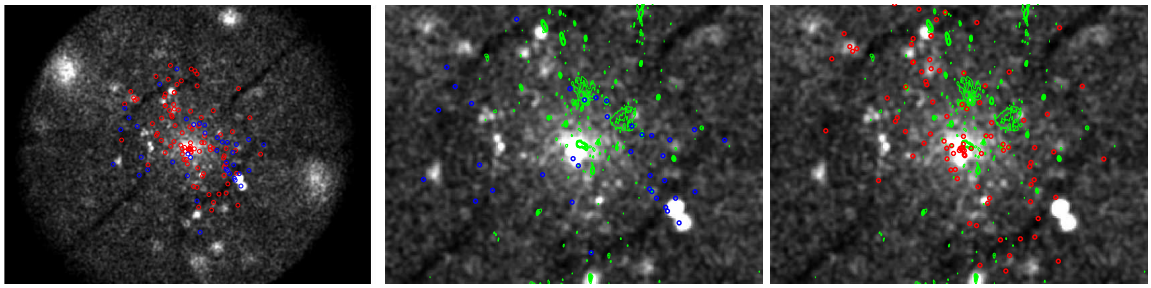

FIG. 9.11 – a) l'émission X (données ROSAT) et la distributions de galaxies, les positions des galaxies autour de centre X b) l'émission X, les données radio et les cercles "bleue" correspondants aux galaxies avec z<0.04 c) l'émission X, les données des radio et les cercles "rouge" correspondants aux galaxies avec z>0.042.

9.5.2 La comparaison avec les résultats de simulation

Pour comprendre l'histoire dynamique d'amas A548b et expliquer la connexion entre données X, radio et optique, j'ai fait la comparaison des données observées avec une simulation cosmologique à haute résolution spatiale. Cluster 6 est très intéressant pour ce travail, parce que sa température finale est 3.3 keV dans un rayon R_{200} $\approx$1.42Mpc, similaire aux paramètres de A548b. Cluster 6 a été en fusion majeure vers $z \simeq 0.6$, on peut utiliser Cluster 6 pour comparer et comprendre l'état dynamique de A548b. Le nombre de cellules AMR dans le rayon viriel est 1×10^6, le nombre des particules de matière noire est 7×10^5. J'ai fait la comparaison entre le résultat de simulation et les données X pour la densité du gaz, la température du gaz et le nombre du Mach (ce paramètre est important pour tracer la connexion entre les données de radio et l'accélération des particules).

Des simulations, j'ai choisi différents outputs autour de la fusion majeure. De plus, durant ce travail, je me suis intéressées à des projections différentes, pour trouver le cas le plus comparable à notre observation. J'ai étudié l'effet de projection sur la distribution du gaz. J'ai examiné les projections différentes (X, Y, Z), autour de la fusion majeure. Pour le même output (temps), avec le même amas, j'ai obtenu des résultats différents selon les différentes projections pour les cartes de densité et de température. Après

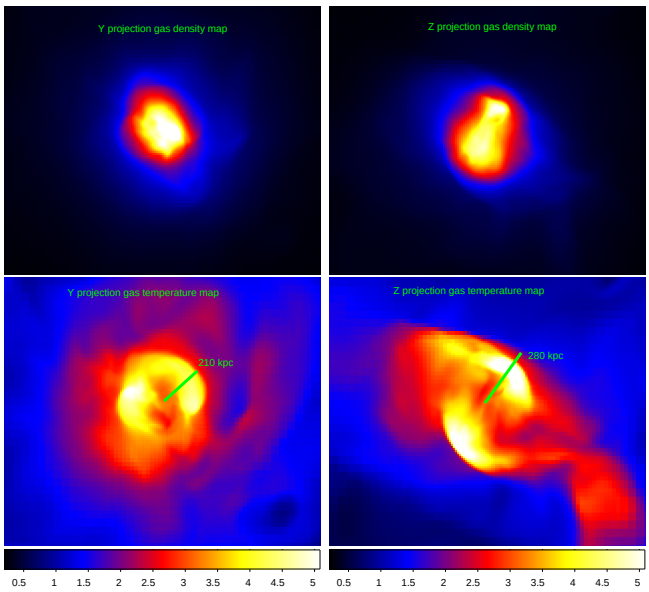

FIG. 9.12 – Les données de simulation. J'ai traité les outputs juste après le "Maximum core collapse " dans les différentes projections. La figure montre le même output pour les projections Y et Z (en particulier les cartes de densité et de température en Y et Z. Le code de couleur s'applique à la carte de température). Notons que le choc observé selon la projection Y avec le rapport T2/T1=2 (à 210 kpc) ressemble plus aux données que selon la projection Z.

l'analyse des outputs différents et la comparaison avec les données X de A548b j'ai sélectionné les outputs juste après la fusion principale. Pour ce cas, les résultats de simulation ont donnée un bon accord avec les résultats d'observation de A548b (le rapport de température et le valeur de la distance jusqu'au choc). Figure 9.12 montre les cartes de température et de densité obtenues pour les projections de Y et Z. On peut voir que les résultats sont très différents. J'ai choisi la projection Y, parce que la carte de densité a une distribution similaire à l'émission de A548b. Nous observons l'augmentation de température autour du centre de l'amas, ce résultat est très similaire de notre observation. Le maximum de température se trouve dans un anneau de rayon de 210 kpc avec la valeur entre 4.5 - 6 keV. Dans le centre de l'amas, j'observe un kT de 3.3 keV, très similaire à celui de A548b. Deux pics de température (6keV) sont présentés dans les deux régions autour de centre d'amas. Il faut noter que la position de pics dépend de la direction de ligne de visée. Après, l'analyse optique j'ai défini que A548b dans l'état de fusion avec le rapport de la masse 1 :2-3 de unité et la collision de fusion était presque perpendiculaire du plan du ciel. Pour comparer nos résultats avec les données radio, j'ai calculé la carte du nombre du Mach, dans les différentes projections, pour les outputs choisis. Ici, je n'ai pris en compte que la vitesse projetée et la vitesse du son, en particulier :

$$\Delta v = \frac{3}{4} v_s \frac{1 - M^2}{M^2}. \tag{9.4}$$

Figure 9.13 montre la carte du nombre du Mach obtenu dans les projections Y, Z, juste après la fusion majeure. Dans la projection Y, j'ai observé le choc circulaire après le choc dans la température (sur le rayon de 259 kpc), ici les particules relativistes, peuvent être accélérées.

9.6 Discussion

Pour expliquer les propriétés observationnelles de A548b j'ai besoin de comprendre l'histoire dynamique de l'amas, en particulier le scénario de collision de fusion. D'après notre analyse, j'ai obtenu les résultats suivants :

1) de l'analyse X : j'ai détecté le choc dans les profils de température et d'émission du gaz, juste

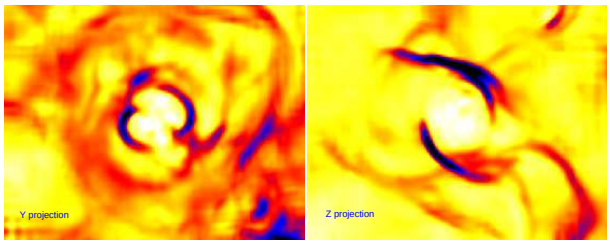

FIG. 9.13 – La carte du nombre du Mach obtenu des simulations dans les mêmes outputs, juste après le maximum core collapse dans les projections Y et Z.

avant la localisation des “relic” A et B. J’ai observé l’augmentation de la température et les perturbations dans les profils d’émission dans chaque direction de centre d’amas.

2) de l’analyse optique : je pense que nous sommes en train d’observer la fusion des deux unités, avec un rapport de masse 1 :2-3. avec une probabilité que la petite unité se trouve au SW.

3) de simulation et de l’environnement d’amas A548b : j’ai déduit que la direction de collision était presque perpendiculaire du plan du ciel.

Pour reconstruire la géométrie de fusion j’ai comparé notre observation avec la simulation. Je propose le schéma de fusion suivant : l’amas de galaxies A548b est la fusion des deux unités avec un rapport de masse 1 :2-3, et la composante principale arrive de l’amas A548b et le composant petit arrive de la direction NE (A548a). La direction de la collision est presque perpendiculaire du plan du ciel. La petite composante arrive du NE et son gaz est localisé dans la région au SW de centre de l’amas nouvellement crée. Dans le scénario, où les “relics” sont le resultat de l’onde du choc, et où les particules pourraient être accélérées, l’effet de projection joue un rôle important. Cet effet peut aider à réunifier la position des “relics” avec les perturbations de la température. A548b est dans une situation complexe (la localisation des “relics” est du même cote du centre d’amas) et le choc est observé juste avant la localisation de “relics”. Ce scénario complexe pourrait être expliqué par la géométrie de la fusion (voir la figure 9.14).

Les 2 relics A et B localisés respectivement à une distance projetée de 500 et 430 kpc du centre de l’amas, sont au bord de l’émission X, mais ceci pourrait être due à un effet de projection le long de la ligne de visée. Les 2 relics représenteraient deux régions appartenant à un même choc à grande échelle qui viendrait du centre de l’amas se déplaçant vers la périphérie. Un second choc symétrique est attendu dans les simulations, mais à cause du rapport de masse et de la géométrie de la fusion, il devrait être présent dans une partie SW à très faible densité (voir la figure 9.14). De plus on ne peut pas l’observer puisqu’il ne se trouve pas dans le champ de vue de l’observation.

Si je prends en compte le modèle actuel de formation des “relics”, on peut imaginer qu’une bulle des particules relativistes est accélérée par le choc. L’origine du choc est la fusion principale. Pendant ce choc, le champ magnétique local est compressé et amplifié, et donc ces processus donnent l’émission radio. La nature des particules relativistes est inconnue. Il faut noter que les particules relativistes ne peuvent pas être dans toute la région choquée, mais seulement dans les régions des localisations d’émission radio. Ceci suggère que les particules relativistes, peut être venant d’une activité passée d’un AGN seraient confinées seulement dans des régions discrètes (bulles flottantes).

Dans ce schéma, je observe le choc, juste avant les “relics” au cause d’un effet de projection, parce que la direction de collision est presque perpendiculaire au plan du ciel. À cause de la faible statistique, j’ai obtenu un résultat peu contraint sur la température dans les régions des “relics”, cependant je suppose que, dans ces régions aussi, il y a un choc. Dans notre scénario, les “relics” sont à la même distance de centre d’amas comme les régions à haute température. L’origine des particules responsables de l’émission radio n’est toujours pas déterminée. En effet, il semble que les particules relativistes ne soient pas présente dans toute la région choquée mais seulement dans les régions d’émission radio.

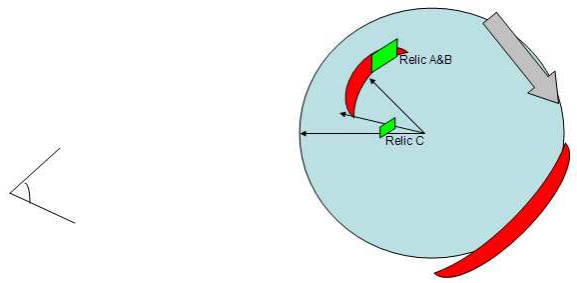

FIG. 9.14 – Le scénario de la collision dans une géométrie probable. La région rouge indique le choc et les régions verts indiquent les relics. La flèche montre la direction de la collision .

9.7 Conclusion

Voilà les résultats principaux de mon étude sur l'amas de galaxies A548b :

– L'analyse en rayons X : j'ai utilisé les données du XMM-Newton pour obtenir l'image de l'émission X et la distribution en température du gaz. J'ai obtenu de mauvais ajustements du modèle β avec les profils de brillance du surface obtenus (radial et dans chaque direction ; N,S, W, E). Dans les profils, j'ai observé des perturbations significatives à 1.5$'$, 5 $'$ et 7 $'$. La perturbation la plus significative est dans la direction des "relics" A et B. J'ai aussi observé des perturbations dans les résidus après la soustraction du modèle β à 2D, là encore, la plus importante dans la direction des "relics". J'ai étudié la dynamique de A548b à partir d'une analyse spectrale détaillée. La température de l'amas a été mesuré à l'intérieur d'un rayon de 3 $'$ a 3.4$\pm$0.1 keV. Cette étude spectrale a confirmé que cet amas n'était pas relaxé. J'ai obtenu un profil radial de température, où j'ai observé une augmentation à une distance de 5 $'$. J'ai extrait la température entre le centre d'amas et les régions des "relics" A et B, et j'ai détecté une augmentation, plus significative encore dans la direction N (la direction vers deux "relics"), mais localisé avant la position projetée des "relics".

J'ai étudié la distribution des températures par secteurs, carrés, et utilisant le logiciel "XWSM". Dans tous les cas, j'ai obtenu des résultats similaires : l'augmentation de températures dans les anneaux à 5 $'$ de centre. La plus importante augmentation de températures (3.5 keV - 6 keV) a été obtenue dans la direction des "relics". Les distributions des températures ont montrées une asymétrie similaire à la brillance de surface.

– L'analyse optique : j'ai observé une dispersion très élevée des vitesses des galaxies ($\sigma_V \simeq 1300\text{kms}^{-1}$), nous avons associé cette dispersion à deux groupes de vitesses et de dispersion différentes : "rouge"- $\sigma_V \simeq 935\text{kms}^{-1}$ and $z = 0.0432$; "bleu"- $\sigma_V \simeq 664\text{kms}^{-1}$ and $z = 0.038$. En supposant que les galaxies "rouge" ont été associées à l'amas A548b et les "bleue" au petit bulbe en fusion, nous avons déduit un rapport de la masse 1 :2-3. On peut expliquer la grande valeur σ_V et la distribution spatiale de galaxies "bleue" si nous prenons en compte le schéma de fusion suivant. Comme A548b est dans l'environnement riche de deux autre amas : A548-2 et A548a, il est possible que nous observions la fusion des deux unités avec une composante majeure et une petite qui arrive de NE (de A548a). Des données optiques, j'ai déduit que les amas de galaxies A548a, A548b et A548-2 sont localisés aux "redshifts" 0.0394, 0.0423 et 0.0429 respectivement. Dans ce schéma, l'axe de collision forme un très grand angle avec le plan du ciel.

– L'analyse de la simulation : j'ai utilisé l'amas de galaxies simulé, Cluster 6, pour construire l'histoire dynamique de l'amas A548b. La température moyenne de Cluster 6 est 3.3keV, qui est similaire à celle de A548b. J'ai comparé les résultats de simulation avec les données X, en particulier les cartes de densité, température et nombre du Mach, pendant et autour de l'époque de la fusion majeure des amas (et en particulier juste après la fusion majeure). J'ai étudié l'influence de l'effet de projection sur l'observation. Après l'analyse de la simulation, j'ai choisi les cartes de densité et de température qui ressemblaient le mieux à cette observation. Le résultat le plus comparable a été obtenu pour le cas de projection Y, où l'axe de collision était presque perpendiculaire au plan du ciel. Pour comparer ce résultat

avec les données du radio j'ai obtenu la carte du nombre du Mach à partir des simulations .

– La connexion des données X et radio : l'amas A548b est dans un état dynamique complexe. De cette l'analyse, on ne peut associer simplement le "relic" C avec un choc dans les données X. Il faudrait avoir une résolution angulaire meilleure pour analyser cette région. J'ai observé l'augmentation de température à $5'$ -$7'$ de rayon, juste avant de localisation des "relics" A et B. On peut interpréter ce résultat par un choc avec un nombre du Mach ~ 1.5 et expliquer la localisation des "relics" après le choc par un effet de projection, (si la direction de la fusion est presque perpendiculaire au plan du ciel). Ce scénario ne rejette pas la supposition que les "relics" A et B pourraient être la partie d'une structure commune (Feretti et al. 2006). Ce travail a été publié dans la revue A&A, voir le chapitre VIII.

Chapitre 10

Etude de la phase de fusion majeure

10.1 Objet de l'étude

Durant mes analyses des observations d'amas en fusion, j'ai compris qu'il est très important de pouvoir comparer ces observations avec des simulations numériques pour comprendre plus en détail ces observations souvent complexes. Ici, je présente mon dernier travail encours (je prévois une soumission dans A&A pour publications vers la fin de l'année) Aujourd'hui, il existe de nombreses simulations avec une bonne résolution spatiale. Dans ce travail, j'ai décidé d'utiliser la simulation de "Cluster 6" avec le code RAMSES (Teyssier (2002)). C'est une simulation cosmologique hydrodynamique N-corps adiabatique. Je me suis concentré sur l'analyse de l'amas pendant sa formation et en particulier autour de la fusion principale. Plutôt que d'étudier de nombreuses simulations différentes pour avoir une approche statistique, j'ai préféré n'en regarder qu'une seule au long de son histoire, et d'un point de vue strictement observationel et en tenant aussi correctement compte que possible des effets instrumentaux.

Le but principal de cette analyse est d'utiliser les simulations numériques pour mieux comprendre l'influence de l'état dynamique sur le calcul des paramètres de l'amas (sa masse en particulier), pour savoir comment, à partir des données X, on peut déterminer : l'état dynamique, la détection des chocs et l'influence des effets de projection sur notre compréhension de l'état dynamique et accessoirement de connaître les limites de détection avec XMM

Pendant les recherches précédentes, je me suis intéressé à étudier les amas de galaxies au moment de la phase de fusion principale, parce que dans cette phase, on a la possibilité de détecter les chocs les plus forts où les particules relativistes pourrait être accélérées (cf. l'émission radio des " halo " et " relic ", le chapitre 3.3).

10.1.1 Le code de simulations numériques hydrodynamique et N-corps - " RAMSES "

Le code RAMSES a été développé au CEA par Romain Teyssier (Teyssier (2002)). C'est un code N-corps et hydrodynamique à haute résolution spatiale ayant de multiples applications. Ce code a été développé pour étudier les structures à grande échelle et la formation des galaxies. Il fonctionne avec une grille à raffinement adaptatif de maillage (AMR), calcule la dynamique de la matière noire, évolue les variables hydrodynamiques qui caractérisent le gaz, et implémente les conditions initiales cosmologiques (Rasera & Teyssier (2006)) si besoin.

10.1.2 Le choix de " Cluster 6 "

Le choix de la simulation

Pour cette étude, j'ai travaillé avec les paramètres cosmologiques $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. Les propriétés de l'amas froid "Cluster 6 " à " redshift " 0 sont T=3.3keV et R_{200} = 0.98Mpc/h (1.4Mpc). Cet amas est le résultat d'une fusion violente autour de z=0.6 le long des filaments à grande échelle. J'ai suivi sa formation à partir du début en prenant en compte les conditions initiales du modèle cosmologique de concordance (voir figure 7.2). Comme la fusion est principalement conduite par la gravitation, et pour

des raisons évidentes de simplicité, j'ai choisi une simulation adiabatique. (Dans le cas adiabatique, on ne prend pas en compte ni le chauffage et ni le refroidissement). J'espére prochaînement comparer nos résultats avec une simulation contenant une physique plus complète (qui existe déjà). La confrontation de ces résultats sera très intéréssante pour évaluer l'impact de la physique non gravitationelle lors de la fusion des amas.

Le choix des outputs

J'ai voulu principalement étudier la fusion majeure (voir Ricker and Sarazin (2001)) c'est pourquoi j'ai choisi des outputs de simulation autour de cette phase. Les pas de temps 91, 93 - juste avant le fusion principale (voir le teableau 10.1) ; le pas 94 – fusion principale (le "Maximum Core Collapse") ; les pas 95, 96,- juste après la fusion principale ; le pas 103 – deuxième fusion ; l'output 111- représantent plus moins l'état relaxé. Pour cette analyse, j'ai obtenu les cartes de matière noire ; de densité, de pression et du nombre du Mach directement des simulations et après traitement via la simulation XMM/EPIC, les cartes d'émission X , et de température du gaz.

TAB. 10.1 – Les numéros des outputs de simulation choisis et le temps correspondant en années avant de la formation finale de "Cluster 6".

Output	92	93	94	95	96	97	98	99
Gyr	3.83	3.81	3.80	3.78	3.77	3.75	3.74	3.72
Output	100	101	102	103	104	105	107	111
Gyr	3.70	3.68	3.65	3.63	3.60	3.57	3.50	3.37

Le choix des extractions des données : par tranche ou la moyenne

Mon idée est de faire la comparaison des données de simulation avec les observations, donc j'ai besoin d'obtenir les cartes de température et d'émissivité. D'habitude dans le traitement des simulations, les chercheurs analysent les résultats par "tranche" - " cut " des données, ce qui permet de comprendre directement ce qui se passe au centre des amas. Cependant pour avoir des résultats plus directement comparable avec les observations, il faut intégrer ces grandeurs le long de la ligne de visée (voir la figure 7.1).

10.2 Analyse des données de simulation

Pour mieux trouver dans quel étape de la fusion se trouvent les amas observés, j'ai exhaustivement analysé une fusion simulée. Des sorties de ces simulations, on a la distribution de la matière noire et du gaz, de sa densité et sa température (voir l'analyse des films, figure 10.1). Si j'ajoute les simulations d'instruments X, on peut obtenir l'émissivité et la température X. Ce travail au pas par pas s'est révélé très utile comme outil visuel de diagnostic de l'état de la fusion de nos amas observés. Pour étudier l'état dynamique à partir des observation en rayons X, j'ai besoin principalement des cartes de température et d'émission. Cependant, dans les observations X, je n'ai parfois pas la possibilité d'obtenir la carte de température à cause d'une trop faible statistique, c'est pourquoi j'ai fait aussi l'analyse en profil radial pour la température et l'émission.

10.2.1 Les états dynamiques des amas : la fusion principale – l'analyse effectuée

Les cartes obtenues

J'ai commencé cette analyse par les cartes de température et d'émissivité. Ces cartes ont été obtenues dans un volume et moyennées dans un axe de projection (voir la figure 10.1). Au début, j'ai effectué l'analyse de la fusion principale, quand les deux unités (qui ont environ la même masse) commençaient

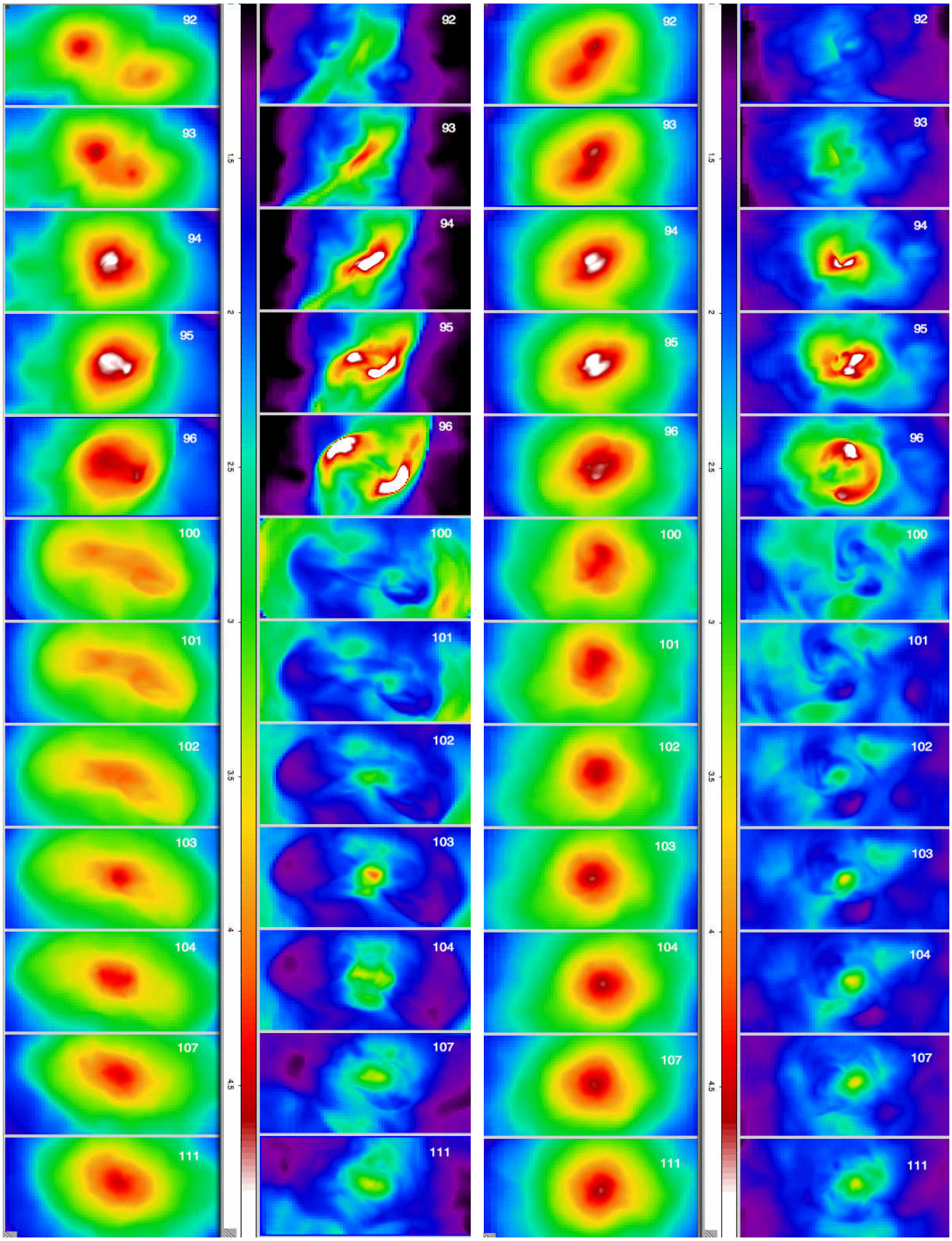

FIG. 10.1 – Le catalogue à partir des simulations : les outputs choisis pour notre l'analyse. Les cartes de densité (projection Z), de température (projection Z), de densité (projection Y), de température (projections Y). Le code de couleur s'appique à la température.

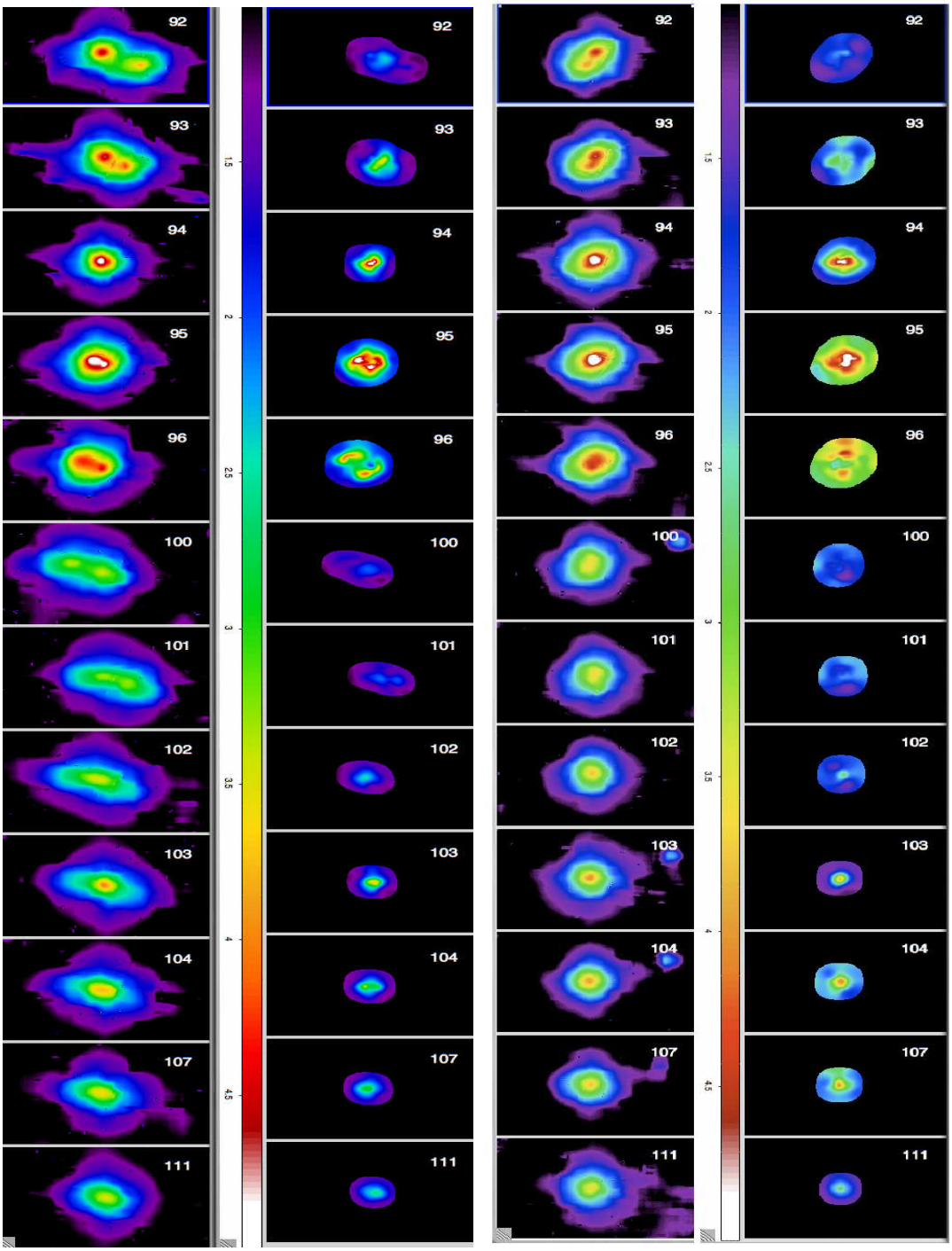

FIG. 10.2 – Le catalogue à partir des observations simulés : les outputs choisis pour notre l'analyse. Les cartes de densité (projection Z), de température (projection Z), de densité (projection Y), de température (projections Y). La bande de couleur montre le changement de la température.

leur fusion. Ce sont les outputs 094 et 103, où l'émission et la densité du gaz sont presque homogènes. Ces résultats d'émission sont très comparables avec l'émission d'un amas relaxé (ex : output 111).

Lors de la première rencontre (94), nous observons que l'émission du gaz est très sphérique, par contre lors de la deuxième rencontre (103) nous observons que l'émission est beaucoup plus allongée. Avec les cartes de température j'ai obtenu un résultat très intéressant. On observe des perturbations très fortes de la température (et donc plus de symétrie sphérique) et au centre de l'amas, une très forte augmentation de sa valeur (de 3keV jusqu'a 6keV) Il faut noter que ce résultat est très comparable de mes résultat sur l'amas CL0016+16 (voir le châpitre 8).

A la deuxième rencontre, nous observons d'autres perturbations beaucoup plus faibles dans la carte de température, de plus la valeur de la température au centre est maintenant plus petite qu'au moment de la première fusion. Il est intéressant de constater que l'émissivité du gaz dans cette phase est extrêmement elliptique ce qui pourrait être un bon élément de diagnostic. Finalement, l'état de relaxation est atteint à l'output 111. Nous observons alors une distribution de température homogène avec une symétrie sphérique. La température moyenne obtenue est beaucoup plus basse par rapport que dans les étapes précédentes.

Les profils obtenus

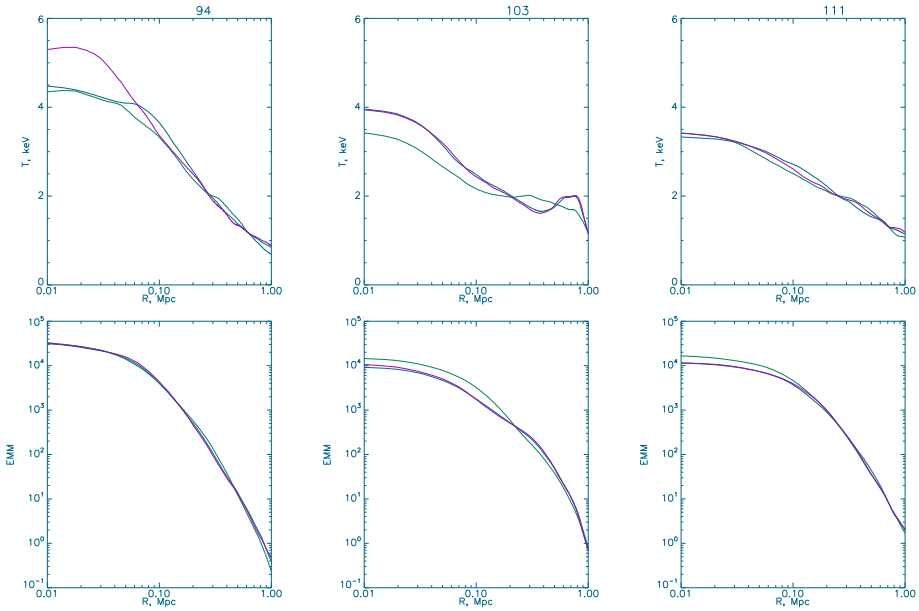

FIG. 10.3 – Les profils de température (en haut) et d'émissivité (en bas) obtenus à partir de simulations pour les outputs à symétrie sphérique : 94, 103, 111. Les différentes couleurs montrent les différentes projections : rouge –Z projection, verte – Y projections, bleu – X projection.

TAB. 10.2 – Les ajustements du modèle β avec les outputs choisis et les différentes projections.

Output	93			94 (good fit)			95			96			100		
	x	y	z	x	y	z	x	y	z	x	y	z	x	y	z
R_c, Mpc	-	0.12	-	0.07	0.07	0.08	-	0.08	0.14	-	-	-	-	-	-
β	-	0.94	-	0.81	0.81	0.87	-	0.93	1.24	-	-	-	-	-	-

Output	102			103 (bad fit)			104			107			111 (good fit)		
	x	y	z	x	y	z	x	y	z	x	y	z	x	y	z
R_c, Mpc	-	-	-	0.08	0.09	0.07	-	-	-	-	-	-	0.11	0.10	0.12
β	-	-	-	0.74	0.78	0.69	-	-	-	-	-	-	0.79	0.80	0.83

J'ai obtenu les profils de température et d'émission dans chaque projection : X,Y,Z (voir la figure 10.3). Ici, j'ai voulu comprendre comment on peut détecter la fusion principale à partir des profils radiaux. On peut voir que l'émission est très élevée à la fusion principale, par rapport aux valeurs dans les autres profils (voir le tableau 10.2). Cependant je n'ai pas détecté les perturbations dans les profils. De plus, j'ai obtenu une valeur de β, comparable à un amas relaxé (voir le tableau 10.2) A la deuxième fusion (103), nous détectons une petite perturbation dans le profil d'émission (mais attention l'amas est très elliptique, dans ce cas la projection radiale est douteuse). Pour analyser les profils de température, il faut les comparer avec les profils d'amas relaxés. La forme du profil de l'amas en fusion principale est très comparable avec la forme du profil des amas relaxés, par contre j'ai observé que la valeur de la température est beaucoup plus élevée (jusqu'à 5.5keV). Lors de la deuxième fusion, j'ai observé presque la même forme, mais la valeur de la température est moins élevée (4keV). Ce résultat est très comparable avec la valeur d'un amas relaxé, cependant j'ai observé le reste du choc, une perturbation dans le profil de température dans la région externe d'amas. Il faut noter, que ce petit choc est visible dans les données de simulation, mais qu'il ne peut être observé par XMM/EPIC simulé.

10.2.2 Les états dynamiques des amas : autour de la fusion principale

Les cartes et profils obtenues directement à partir des simulations

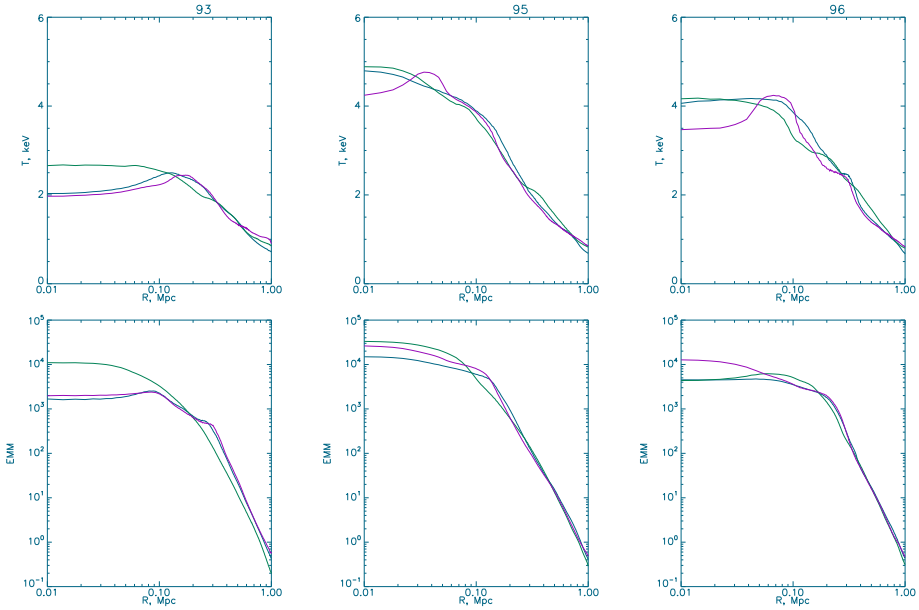

FIG. 10.4 – Les profils de température (en haut) et d'émissivité (en bas) obtenus à partir des simulations pour les outputs autour de la première fusion : 93, 95, 96. Ils montrent la possibilité de détection du choc. Les différentes couleurs montrent les différentes projections : rouge –Z projection, verte – Y projections, bleu – X projection.

Ici, je détaille l'analyse des données autour de la fusion principale. D'habitude si nous observons des amas comme celui-ci (output autour de la fusion principale), nous comprenons que ce sont des amas en fusion. À partir des données observées que, doit-on faire pour déterminer à quelle étape de son histoire se trouve notre amas ?

Le catalogue des images d'émissivité et de température obtenu autour de la fusion principale est très important pour la compréhension des observations d'amas en fusion. Par exemple, à l'output 093, cet amas apparaît en fusion à partir de la carte d'émissivité. Par contre, on ne peut pas dire s'il est avant ou après la fusion principale. Cependant, si nous regardons la carte de la température on peut comprendre que l'amas est avant la fusion, puisque nous n'observons pas de choc. Quand la statistique est insuffisante, une comparaison des projections radiales par secteur est souvent un bon indicateur pour trouver les chocs.

Maintenant, regardons les outputs après la fusion principale (095, 096, voir la figure 10.4). Dans ces cas, on devrait détecter le choc dans les observations. Déjà, à partir des cartes d'émission nous voyons des perturbations. De plus, sur la carte de température, nous détectons le choc (zone d'augmentation de la température). On peut détecter ce choc, parce qu'il est très proche du centre d'amas. Si nous regardons la chaîne des outputs : 94, 95, 96, on voit l'évolution du choc. Pour les outputs 95, 96 dans les profils de température, j'ai vu que l'augmentation de températures est plus significative dans la projection Z. Dans les profils d'émission, j'ai vu que le profil est très piqué, et donc qu'il ne s'ajuste pas bien avec un modèle β.

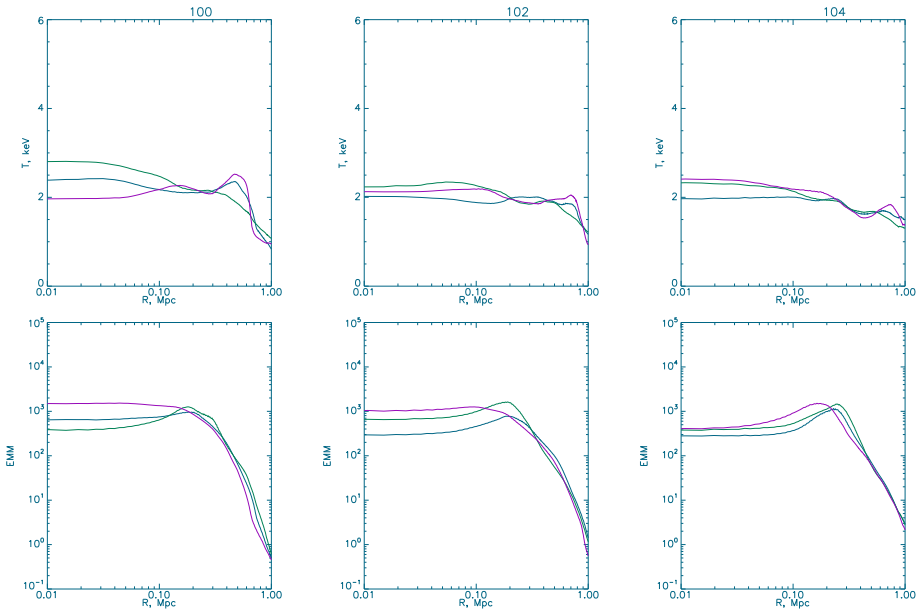

FIG. 10.5 – Les profils de température (en haut) et d'émissivité (en bas) obtenus à partir de simulations pour les outputs autour de la deuxième fusion : 100, 102, 104. Ils montrent la possibilité de détection du choc. Les différentes couleurs montrent les différentes projections : rouge –Z projection, verte – Y projections, bleu – X projection.

Maintenant regardons les outputs justes avant la deuxième fusion (100, 102). À partir des cartes d'émission, on peut déterminer l'état de la fusion. Cependant, dans les cartes de température, le choc a déjà évolué trop loin (au delà de $\approx$ 1Mpc) et donc il ne peut plus être observé à partir des données X. Vers l'output 103 la deuxieme choc du à la deuxième fusion a arrivé et donc la température a ré-augmenté. Dans les profils de température j'ai observé un petit choc, mais très loin (la température moyenne 2.5 keV)Après la deuxième fusion (outputs 104, 105) nous observons une petite augmentation de la température, et nous n'observons pas de choc fort. Cette petite perturbation de la température ne peut pas être observer à l'aide des données X, à cause des erreurs de détermination de la température liées à la statistiques des observations. On peut conclure que, dans les observations X, on ne peut pas détecter cet état dynamique et que donc on supposera probablement que l'amas est relaxé malgré les petites perturbations dans le profil d'émission (qui sont la signature de cet état dynamique).

Par exemple, pour l'amas A2440 (voir la figure 10.6), nous avions supposé que l'amas était juste avant l'état de fusion principale (94), donc on devait observer un choc entre les deux groupes dans la carte de température. Cependant, après observation nous n'avons pas observé le choc dans le centre, par contre nous avons détecté le choc autour des deux groupes. Peut être, c'est le cas apres la fusion principale (95 ou 96) . En utilisant ce catalogue, on peut déterminer l'état dynamique des amas plus facilement, et estimer combien du temps s'est écoulé après ou avant la fusion principale. Dans le cadre de ma recherche j'ai utilisé ce catalogue pour l'amas CL0016+16 (le chapitre 8) j'ai supposé après notre analyse de simulation et observation (X, optique) que cet amas est à l'état dynamique correspondant à une fusion majeure (voir l'output 94). Par contre, cet amas est plus massif que Cluster 6. Après comparaison

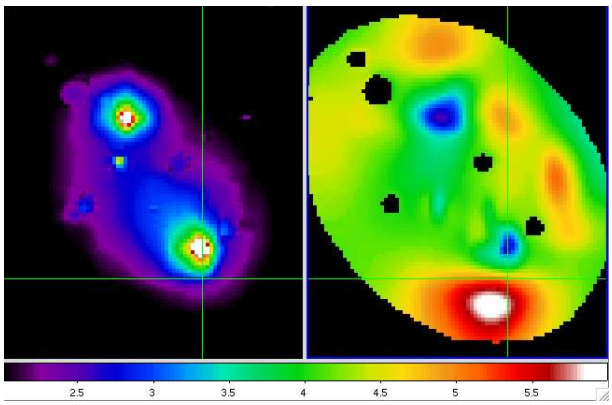

FIG. 10.6 – L' observation d'amas A2440 par XMM. a) l'émission X b) la carte de température.

du catalogue avec l'amas observé A548b (voir le chapitre 9), j'ai supposé qu'il était juste après une fusion principale (output 96) parce que il y a la possibilité de détecter le choc.

10.2.3 La détection du choc

Comme on vient de le voir, il est important de comprendre comment on peut détecter le choc à partir des données X. Pour cela il faut utiliser les cartes d'émission et température, mais aussi le profil de température. On a de plus établi la carte du nombre du mach directement des simulations voir le chapitre 7). La variation brusque du nombre du Mach localise le choc. C'est ici que les particules relativistes peuvent être accélérer. J'ai obtenu le catalogue des images du nombre du Mach, et j'ai utilisé les outputs choisis dans les différentes projections. La figure 10.7 a présenté un résultat (il y a les films du changement du nombre du Mach pour chaque projection). Nous voyons que le choc dans la carte de Mach se trouve dans la même position que l'élévation de température (puisque le choc chauffe le gaz), c'est pourquoi on peut utiliser la carte de température pour détecter la position du choc. Dans les résultats de simulation, j'ai détecté le choc sur les cartes de température dans chaque output (94,95, 96, 100). Il faut noter que ce n'est pas vrai dans toutes les observations XMM, parce que nous sommes limité par les effets instrumentaux et la statistique. La valeur de l'augmentation de la température dépend principalement de la vitesse de la collision et du rapport de masse des unités en fusion et de la projection. Dans mon cas, la température moyenne vaut : T=3 keV, et les unités sont de même masse. Notons, de plus, que le choc laisse une signature dans le profil d'émission de l'amas, où nous observons des perturbations. Donc, à partir du profil de température, la détection du choc n'est pas facile pour les groupes de la même masse, car l'augmentation dans le profil de température n'est pas tres forte. C'est pourquoi dans l'analyse des observations "vraies" il faut faire l'analyse par le secteur pour voir le plus fort changement de la température (voir 9). Ici, j'ai utilisé la fonction d'extrapolation (Vikhlinin 2006) du profil de la température pour chaque output et chaque projection. J'ai obtenu une bonne extrapolation du résultat, comparable avec les résultats de simulation. Dans le profil d'émission, j'ai vu les perturbations et les changements des paramètres de β (voir les figures 10.4, 10.5) c'est encore un critère de détection du choc.

10.2.4 L'effet de projection

À partir des simulations, on peut étudier le même output mais dans différentes projections, ce qui permet d'estimer très directement l'importance des effet de projections. Pour un pas de temps donné, l'amas se trouve dans un état dynamique donné, et en choissisant l'axe d'intégration, on peut observer des situations pourtant très différentes. Il est important d'obtenir le catalogue des ces différentes situations pour la comprehention de l'état dynamique des amas à partir des observations. C'est pour cela que j'ai établi les cartes de température, de la densité et les profils de température et d'émission dans chaque projection X,Y ou Z (voir la figure 10.7).

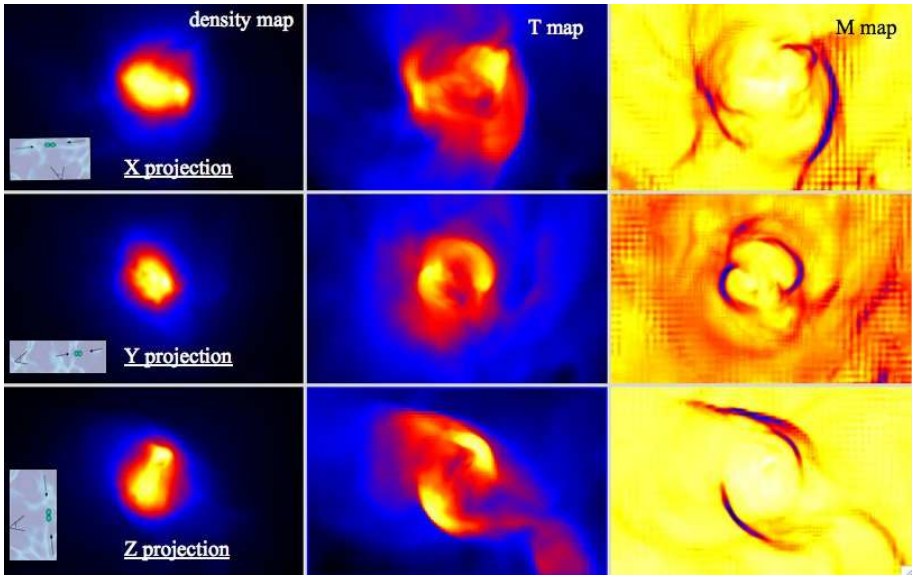

FIG. 10.7 – Cette figure illustre l'influence de la projection sur la compréhension de l'état dynamique des amas. Ici je présente l'output 96 sous différentes projections ; de la gauche à droite : la densité, la température et la carte du nombre du mach. Du haut en bas : les résultats des projections X, Y, et Z.

La figure 10.7 montre le catalogue des états dynamiques des amas obtenu : la carte de densite et la température. On peut voir que, pour un même état dynamique, nous observons des cartes bien différentes. Avec le catalogue, on peut déterminer plus exactement l'état dynamique de l'amas observé. J'ai effectué une analyse similaire pour l'étude de l'amas A548b (le chapitre 9), j'ai pris en compte le résultat des données optiques.

10.3 Les observations XMM/EPIC des simulations

Il s'agit maintenant de simuler des observations XMM/EPIC à partir des sorties des simulations numériques. Cette étape est importante pour comprendre quel état dynamique peut-on correctement détecter avec XMM et jusqu'à quel " redshift ".

10.3.1 La génération des observations XMM

La génération de photons X "idéaux"

Pour obtenir les observations de XMM-Newton on commence par générer des photons X "idéaux", c'est à dire aussi semblables que possible à ceux qui arrivent à la surface des miroirs d'XMM. Grâce aux sorties des simulations numériques, je connais la densité et la pression (donc la température) du gaz dans tout le volume de la boîte d'univers simulé. On commençe par calculer l'émissivité et la température du gaz X dans chaque cellule de l'arborescence. Puis, on fabrique, pour chaque cellule, les photons émis par l'amas à la température de la cellule (leur nombre étant déterminé par l'emissivité de la cellule). Pour calculer l'énergie des photons émis par chaque cellule, on effectue un tirage Monte Carlo qui suit la distribution spectrale de la température de la cellule (à l'aide d'une base de spectres préalablement calculée pour un amas de métallicité fixée, au " redshift " et avec une colonne densité définie). Après ce processus, j'ai obtenu une liste de photons "parfaits" émis par la boîte d'univers simulée dans la bande d'énergie 0.3-15 keV (voir le chapitre 7, la figure 7.3).

Au début de cette recherche, j'ai choisi le " redshift " z=0.1, pour avoir plus de statistique. Apres j'ai effectué la même analyse des données sur le " redshift " z=0.5, pour étudier la limite des observations de XMM-Newton. Ici, j'ai pris en compte la surface effective du télescope dans l'axe optique et un temps d'observations de 30ksec (z=0.1) et de 80ksec (z=0.5).

La génération des observations XMM

A partir de ces photons “idéaux”, j’ai fait un “tracé de rayons” à l’aide des fichiers de réponse d’XMM/ EPIC. J’ai dégradé ces photons selon les réponses des détecteurs XMM/EPIC (EMOS1,2 et pn). Dans cette création d’observations XMM/EPIC, j’ai tenu en compte l’effet de la PSF, la correction de fonction de vignetage,les masques des CCD cameras et la réponse spectrale des détecteurs.

L’addition du fond : le fond de A. Read ou le fond modélisé

J’ai maintenant ajouté les fonds instrumentaux et du rayonnement X. Il y a deux possibilités : soit ajouter un fond instrumental simulé mais qui ne prend pas en compte le CXB ; soit ajouter une fraction ajusté en fonction du temps de pose, du ficher du fond (type A. Read). Pour simuler au mieux les observations, j’ai choisi la deuxième approche (tout en testant nos résultats avec la première). Ensuite, j’ai traité ces observations simulés à la façon standard du traitement des données X.

10.3.2 L’analyse des données du XMM obtenue de simulation (z=0.1)

À partir des données obtenues, j’ai généré les images dans la bande énergies de 0.5-3keV. J’ai fait le traitement standard X (tenant en compte la fonction du vignetage, les gaps, les 3 images). Pour les outputs 94, 103, 111 j’ai utilisé la symétrie sphérique pour calculer la masse totale dans le cadre de l’équilibre hydrostatique. Pour cette analyse, j’ai obtenu les profils de la température et la brillance de surface. Pour tester l’activité de fusion, j’ai fait les cartes de température (“XWSM ”), de luminosité et des résidus après soustraction d’un modèle β.

Les profils de brillance de surface (le modèle β)

TAB. 10.3 – Les ajustements du modèle β ; après le traitement XMM ; pour les outputs à symétrie sphérique : 94, 103, 111 ; pour les projections Y et Z ; observées en z=0.1 et z=0.5.

		94		103		111	
		R_c, Mpc	β	R_c, Mpc	β	R_c, Mpc	β
Z	z=0.1	0.11	0.82	0.08	0.57	0.15	0.82
	z=0.5	0.12	0.77	0.10	0.63	0.14	0.70
Y	z=0.1	0.11	0.85	0.09	0.62	0.11	0.60
	z=0.5	0.16	0.87	0.15	0.65	0.20	0.76

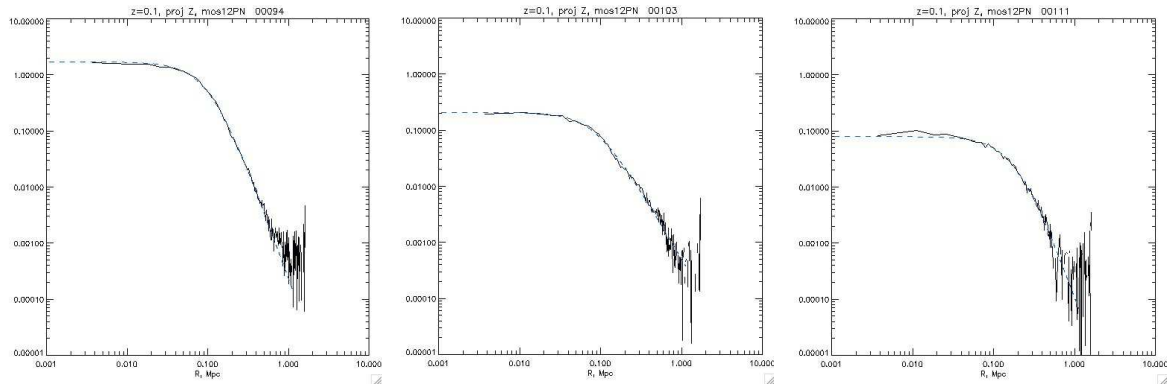

FIG. 10.8 – Les profils de brillance de surface après le traitement XMM pour les outputs 94, 103, 111. Le profil bleu – est le meilleur ajustement du modèle β.

Là encore, le traitement et les produits scientifiques extraits sont exactement les mêmes que pour de vraies observations. Il faut noter cependant que je n’ai extrait de profile de brillance que pour les outputs

94, 103, 111 (la fusion principale, la deuxième fusion, l'état relaxe) pour lesquels on peut utiliser la symétrie sphérique. La figure 10.8 présente les profils obtenus, la limite de détection de XMM est 0.6 Mpc (z=0.1) et 0.5 (z=0.5). Les profils obtenus ont été ajustés avec un modèle β (voir le tableau 10.3).

Les profils de la température

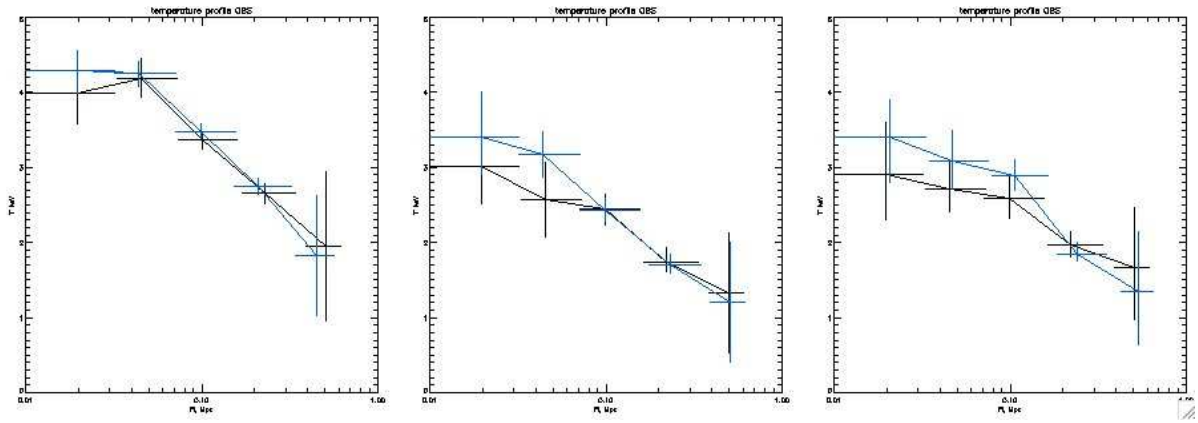

FIG. 10.9 – Les profils de température pour les outputs : 94, 103, 111 ; obtenu en utilisant le modèle APEC. Le profil bleu – l'ajustement de température avec les données des 3 caméras XMM. Le profil noir –l'ajustement de la température avec les données des 2 caméras.

J'ai traité les mêmes outputs (94, 103, 111), où on peut visuellement considérer la symétrie sphérique. J'ai obtenu les profils de la température pour les observations simulées à z=0.1 et z=0.5. Nous voyons plus loin vers la périphérie de l'amas à z=0.1 qu'à z=0.5. On en conclu que, dans un même état dynamique, un amas lointain a beaucoup plus de chance de paraître relaxé au sens des observations X qu'un amas proche (voir la figure 10.11). Le résultat est présenté sur la figure 10.9. Les profils noirs sont obtenus en utilisant deux caméras MOS1 et MOS2, et les profils bleus sont obtenus en utilisant 3 caméras : MOS1, MOS2 et pn. J'ai comparé ces résultats avec les profils de température obtenus directement des simulations. Sans l'avoir réellement compris, j'ai noté que les résultat obtenu avec 3 caméras sont plus proche de la simulation réelle que si l'on ne simule que les caméras EMOS. Les observations simulées sont en le bon accord avec le résultat de simulation direct. Cependant, on ne détecte pas la température haute dans le centre. A cause des limites du au vignetting et à la statistique, je n'ai pas détecté le choc dans l'output 103 dans la région externe. J'ai détecté le profil de température jusqu'à 0.5 Mpc dans les observations à z=0.1 et jusqu'à 0.8 Mpc dans les observations sur z=0.5 (voir le tableau 10.4). Chaque profil de température obtenu a été ajusté avec la fonction de température (voir le chapitre 8, Kotov & Vikhlinin (2005)). Notons que cette fonction donne une bonne extrapolation du profil de température observé, c'est pourquoi pour le calcul de masse j'ai utilise ce profil ajusté.

Les cartes obtenues – l'analyse par "XWSM "

Pour étudier les états des amas en fusion, j'ai extrait les cartes de la température et de l'émissivité pour chaque projection : X, Y, Z (voir la figure 10.2) sur les outputs autour de la fusion principale (92, 93, 94, 95, 96, 97, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 107 et 111).

Pour une première analyse des observations simulées, j'ai choisi la projection Z, où j'ai vu la collision quasiment dans le plan du ciel et j'ai détecté le choc plus fort (plus loin, j'ai fait aussi l'analyse de projection selon Y). J'ai obtenu les fichiers des photons observés dans la projection Z, pour chaque output et en utilisant "XWSM " j'ai obtenu les cartes de luminosité et de température. La figure 10.1 présente les résultats obtenus. J'ai fait la même échelle de température (1.2 - 5keV) que pour les cartes des simulations (voir figure 10.2). On peut voir la différence entre des données simulation et les observations XMM pour chaque output.

TAB. 10.4 – Les valeurs de température obtenu dans les anneaux pour les outputs (94, 103, 111, 95) aux redshifts z=0.1 et z=0.5.

	94		103		111		95	
radius, Mpc	MOS1,2	all	MOS1,2	all	MOS1,2	all	MOS1,2	all
z=0.1								
0-0.03	$4.0^{+0.4}_{-0.4}$	$4.2^{+0.4}_{-0.3}$	$3.0^{+0.5}_{-0.5}$	$3.4^{+0.5}_{-0.5}$	$2.9^{+0.9}_{-1.2}$	$3.4^{+0.8}_{-0.8}$	-	$3.6^{+0.5}_{-0.5}$
0.03-0.07	$4.2^{+0.2}_{-0.2}$	$4.2^{+0.2}_{-0.2}$	$3.4^{+0.5}_{-0.5}$	$3.2^{+0.3}_{-0.3}$	$2.7^{+0.5}_{-0.5}$	$3.1^{+0.4}_{-0.4}$	-	$3.8^{+0.3}_{-0.3}$
0.07-0.20	$3.4^{+0.1}_{-0.1}$	$3.4^{+0.1}_{-0.1}$	$2.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.6^{+0.3}_{-0.3}$	$2.9^{+0.2}_{-0.2}$	-	$4.1^{+0.2}_{-0.2}$
0.20-0.33	$2.6^{+0.1}_{-0.1}$	$2.7^{+0.1}_{-0.1}$	$1.7^{+0.1}_{-0.2}$	$1.7^{+0.1}_{-0.2}$	$1.9^{+0.2}_{-0.2}$	$1.8^{+0.1}_{-0.1}$	-	$3.4^{+0.2}_{-0.2}$
0.33-0.55	$1.9^{+1.5}_{-1.5}$	$1.8^{+1.0}_{-1.0}$	$1.3^{+1.1}_{-1.1}$	$1.2^{+1.0}_{-1.0}$	$1.7^{+0.2}_{-0.2}$	$1.3^{+1.1}_{-1.1}$	-	$2.1^{+1.0}_{-1.0}$
z=0.5								
0-0.22	$3.5^{+0.4}_{-0.5}$	-	$2.9^{+0.9}_{-0.9}$	-	$2.2^{+1.0}_{-0.8}$	-	$3.6^{+0.4}_{-0.7}$	-
0.22-0.55	$2.3^{+0.5}_{-0.7}$	-	$2.1^{+0.8}_{-0.6}$	-	$2.1^{+0.8}_{-0.6}$	-	$2.4^{+0.6}_{-0.5}$	-
0.55-0.92	$2.4^{+0.6}_{-0.8}$	-	$1.7^{+0.7}_{-0.5}$	-	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$	-	$3.2^{+1.4}_{-1.0}$	-

Ici, deux questions se posent :1) Comment déterminer l'état du "Maximun Core Collapse" (Effondrement maximum du coeur) à partir des données X ? et 2) A-t-on la possibilité d'observer le choc autour de fusion principale avec les données XMM ?

Comment déterminer la fusion principale ?

Pour cela, il faut étudier les outputs 94 (fusion principale), 103 (deuxième fusion) et leur comparaison avec l'état relaxé de l'amas (output 111). À partir des cartes d'émission, on ne peut pas déterminer l'état de la fusion, les cartes obtenues sont très homogènes et comparables avec la carte de l'état relaxé, nous n'observons pas de perturbations. Par contre, grâce aux cartes de température, on peut mesurer de fortes perturbations qui signent clairement un état non relaxé. Donc il faut utiliser la carte de température et peut-être la valeur de luminosité pour déterminer la fusion principale a partir des données X. Dans ma recherche, j'ai observé l'amas similaire – c'est CL0016+16 (voir le chapitre 8). Après mon analyse de simulation, il est très probable que cet amas soit en fusion principale.

Comment déterminer le choc autour de la fusion principale ?

Dans l'analyse directe des simulations, j'ai vu que l'on devrait détecter un choc dans les cartes en température. Quel choc peut-on détecter après les observations XMM/EPIC ? Comment peut-on déterminer l'état dynamique d'un amas en fusion ? À partir de l'émissivité X seule, on peut quelques fois supposer qu'un amas est en cours de fusion ou non. Mais il y a aussi une indication de fusion quand le profil de brillance n'es pas bien ajusté par un modèle β.

On peut noter aussi que la détermination de l'état de fusion à partir des observations en rayons X, dépend très fort de l'angle de projection. On peut déterminer avec plus de difficultés la fusion, quand la collision est presque perpendiculaire de la ligne de visée (voir par exemple, A548b,voir le chapitre). Cependant, si nous regardons simultanément la carte d'émission X et la carte de température, la détermination de l'état dynamique est beaucoup plus sûre. À partir de données XMM simulées, je ne suis capables de détecter le choc (du à la relaxation violente du gaz) que dans les pas de temps très prêts du Maximum Core Collapse -(noté après MCC) la fusion principale : 95, 96, 97 (voir le tableau 10.1). Il faut noter que Cluster 6 est un amas froid (3keV) donc la température du choc se situe autour de 5 keV. Si la température initiale des unités est de 6 keV le choc sera donc autour de $\approx$ 12 keV ce qui rend sa détection beaucoup plus difficile. On ne détecte le choc ni dans les autres outputs et ni après la deuxième fusion à cause des limites statistiques. Il faut noter que l'on ne détecte le choc, dans la carte de température, que pour les observations à z=0.1 et pas sur les données à z=0.5. J'ai pu établir la carte de température jusqu'à 0.55 Mpc, sur les observations de " redshift " 0. 1. Dans les observations XMM, j'ai détecté les valeurs de la température plus basse par rapport des données de simulation. On peut aussi détecter le choc dans le profil de température. Si nous regardons le profil radial, nous voyons que le choc n'est pas très marqué à cause de l'intégration dans les anneaux. Donc, pour détecter le choc, il faut ob-

tenir le profil dans des secteurs, pour choisir les secteurs on peut utiliser la carte de température. Il faut noter que seulement après la fusion principale on peut détecter le choc fort (d'habitude près du centre d'amas). A la position du choc, les particules relativistes pourraient êtres accélérées, ce que nous donne les observations des "relics" de radio (exemple les amas : A548b, A3667).

Pour déterminer exactement l'état dynamique d'un amas il faut utiliser étudier simultanément la carte d'émission et la carte en température. Par exemple, dans le cas de l'amas de galaxies A2440, à partir des observations ROSAT (i.e. sans résolutions spectrale, c'est à dire sans température) nous avions supposé que cet amas était juste avant le MCC (cf. proposal XMM). Donc on aurait du observer une augmentation de la température au centre de l'amas. Grâce à l'observation XMM-Newton nous avons établi la carte de température et maintenant nous concluons que cet amas doit, en fait, être juste après la phase de MCC, parce que nous voyons le choc autour de l'amas et non pas en son centre !

Le résidu après la soustraction du modèle β en 2 D

J'ai ajusté la carte d'émission avec un modèle β en 2 dimensions que j'ai soustrait pour obtenir la carte dite des résidus. Ces cartes des résidus peuvent être aider à la détermination de l'état dynamique (pour chaque étape de fusion j'ai vu des résidus différents). Cette méthode donne une possibilité de détecter et de quantifier les perturbations dans l'émission X. Pendant la fusion principale (094) j'ai observé des perturbations fortes dans le centre de l'amas (2.5 arcmin). Les résidus dans la fusion principale est très comparable avec le résultat de CL0016+16 (voir le chapitre 8). Autour de la fusion principale, j'ai détecté les perturbations fortes dans le résidu, mais avec une géométrie différente. Pendant la deuxième fusion, j'ai observé des perturbations alongées dans la carte des résidus.

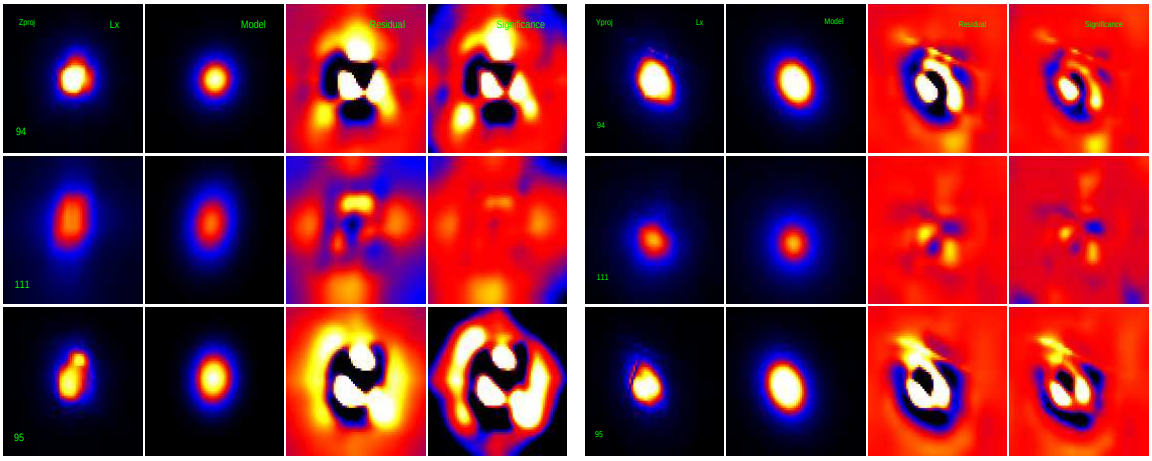

FIG. 10.10 – Les cartes a) l'émission X b) le modèle β à 2D après ajustement c) le résidu après la soustraction du modèle d) la significativité. Ces cartes ont été obtenues pour les outputs 94 (en haut), 111(au milieu), 95 (en bas) pour les projections Z (à gauche) et Y (à droite).

La figure 10.10 montre l'émission, le modèle obtenu, les résidus et la significativité. Nous voyons que les cartes de significativité sont plus élevés en output 94, 95 par rapport de 111 (d'un facteur 10). De plus, dans cette analyse j'ai obtenu les cartes de significance, c'est le rapport d'emission vers residu. Pour estimer la significativité des structures ainsi révélées on peut calculer :

$$\sigma = \frac{I_{res}}{I} * I_{norm} \tag{10.1}$$

$$I_{norm} = \frac{I_{res}}{abs(I_{res})} \tag{10.2}$$

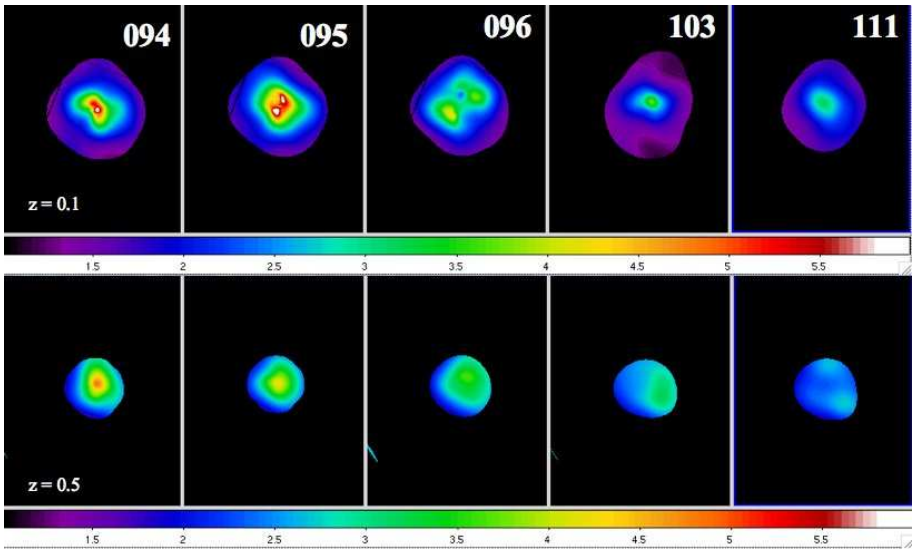

FIG. 10.11 – La comparaison des observations XMM (température) pour les outputs (94, 95, 96, 103, 111) à z=0.1 (en haut) et z=0.5 (en bas).

10.3.3 La génération des observations XMM (z=0.5)

La figure 10.11(en bas) présente les résultats des observations XMM de temperature pour Cluster 6 à z=0.5. Nous voyons immédiatement qu'on ne peut pas établir l'état dynamique d'un amas si froid (3keV) à un z si grand. A cause de la faible statistique, pour obtenir une carte de température significative, je suis obliger d'intégrer sur de grandes régions spatiales ce qui a immédiatement pour effet de rendre la distribution de température homogène. Il faut noter que, pour cette observation, j'ai mis un temps exposition 3 fois plus grand que pour l'amas à z=0.1 (80 ksec par rapport de 30 ksec), cependant je n'ai pas obtenu des résultats satisfaisants.

La limite d'observation du XMM

À partir de cette analyse, j'ai vu que les données XMM sont très limitées par la statistique, par le fond (j'ai vu la limite des observations pour les amas proches de température $\propto$ 3keV est 0.5 Mpc (environs R_{500}) ; pour les amas lointains, la limite est 0.8 Mpc) .

La limite des observations XMM dépend principalement du "redshift ", de la température de l'amas, mais aussi de l'état dynamique puisque, pendant le MCC, la température et l'émissivité sont plus hautes.

10.3.4 L'analyse de la masse totale

La symétrie sphérique (choix outputs : 91, 103, 111)

Les outputs 94, 102 et 111, montrent une émission homogène comme dans le cas d'un amas relaxé. En cas d'observation d'une situation similaire, les observateurs utiliseraient immédiatement la symétrie sphérique pour l'analyse X. C'est pourquoi, j'ai calculé la masse totale en utilisant la symétrie sphérique et l'équilibre hydrostatique. Pour chaque output, j'ai obtenu les profils de température et la brillance de surface (les paramètres du modèle β (voir figure 10.8 et tableau 10.3).

Détermination de la masse totale

Pour comparer la masse totale obtenue des observations, avec la "vraie" masse contenu dans la simulation j'ai calculé la masse totale à partir des simulations pour chaque output choisi. La valeur de la masse totale a été obtenue par intégration de la masse de la matière noire et de la masse du gaz dans chaque cellule (voir le figure 10.12 le profil verts).

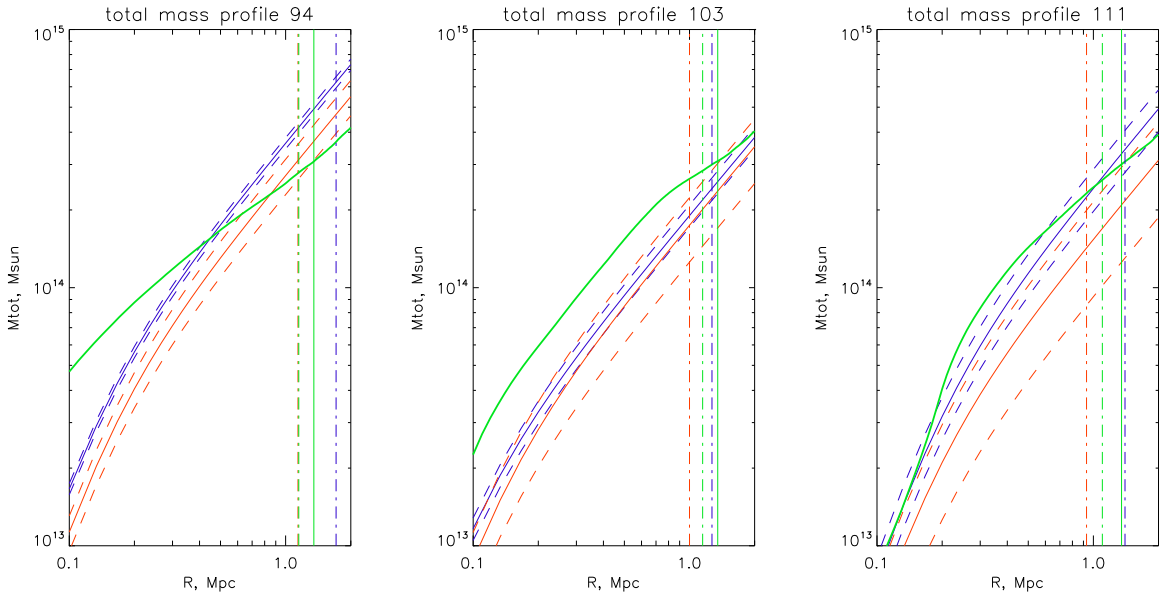

FIG. 10.12 – Les profils de masse totale obtenus pour les outputs :94, 103, 111. En vert, à partir des données de simulation ; En bleu à partir de l'équilibre hydrostatique (HE) et avec la température moyenne de l'amas à z=0.1, en rouge pour z=0.5 selon la projection Z. Les lignes verticales représentent le paramètre R_{200} : en vert :déduit des simulations (1.35Mpc), en bleu poinillé, déduit des observations à l'aide de l'Equilibre Hydrostatique pour z=0.1, (en rouge pour z=0.5). Il faut noter que R_{200} déduit strictement des observations , change avec l'output choisi (94, 103, 111) !

A partir des observations, on peut calculer la masse totale en utilisant la méthode standard de calcul de masse à partir d'équilibre hydrostatique (voir le chapitre 6, Eq. 6.14)

Et en prenant en compte le profil de température (ou la température moyenne) et les paramètres du modèle β des outputs choisis, j'ai obtenu le profil de masse totale (voir la figure 10.12). Pour déduire la masse, j'ai utilisé la méthode avec la temperature moyenne et aussi la methode avec le Monte-Carlo (Neumann & Böhringer (1997)), (voir le chapitre 6). La figure 10.12 présente le résultat du profil de masse obtenu avec la température moyenne, les profils bleus (les observations en z=0.1) et les profils rouges (en z=0.5). Pendant ce calcul, j'ai utilisé seulement l'erreur sur la température (et non les paramètres du modele β), donc l'erreur réelle devrait être supérieure. Les paramètres de la masse totale en R_{200} "vrai" (1.35Mpc, déduit des simulations) sont présentés dans le tableau 10.5

TAB. 10.5 – Les valeurs de la masse totale obtenues à R_{200} (1.35Mpc), à partir de simulations et des observations avec la température moyenne.

Output	94			103			111		
	z=0.1	z=0.5	sim	z=0.1	z=0.5	sim	z=0.1	z=0.5	sim
T mean									
$M_{200}\times10^{14}M_{\odot}$	$4.05^{+0.5}_{-0.5}$	$3.35^{+0.8}_{-0.8}$	3.08	$2.54^{+0.3}_{-0.3}$	$2.33^{+0.6}_{-0.6}$	3.09	$3.26^{+0.6}_{-0.6}$	$2.06^{+0.8}_{-0.8}$	3.00

Pour chaque output, le profil de masse change un peu du "vrai" profil. A l'output 94 on a calculé une masse supérieure à la masse réelle, à l'output 103 on a calculé une plus petite masse, et à l'output 111 on a obtenu un bon accord. Il faut noter qu'au redshift z=0.5 j'ai obtenu un bon accord avec le profil "vrai" de simulation.

En intégrant jusqu'au rayon viriel, R_{200} , j'ai obtenu un bon accord pour chaque output choisi (voir le tableau 10.5) R_{200} est 1.35Mpc, dans la figure c'est ligne verticale (verts, obtenu des simulations). En utilisant le profil de température j'ai obtenu le valeur du masse comparable avec la "vraie" masse dans les barres d'erreur, pour les outputs 94 et 111 ($2.6^{+0.4}_{-0.4}\times10^{14}M_{\odot}$ et $2.4^{+0.5}_{-0.5}\times10^{14}M_{\odot}$). Cependant, à partir

de cette analyse j'ai constaté un problème dans la détermination de R_{200}, c'est pourquoi pour l'analyse correcte de la masse totale, il faut regarder les profils de masse.

TAB. 10.6 – Les valeurs de R_{200} et M_{200} obtenu des observations par l'aide HE dans les différentes outputs et projections. Le valeurs du masse a ete presente en $\times 10^{14} M_{\odot}$.

	94				103				111			
	Z		Y		Z		Y		Z		Y	
	z=0.1	z=0.5	z=0.1	z=0.5	z=0.1	z=0.5	z=0.1	z=0.5	z=0.1	z=0.5	z=0.1	z=0.5
R_{200}	1.71	1.14	1.74	1.21	1.27	0.94	1.29	0.95	1.40	0.93	1.22	0.96
R_{vir}	2.36	1.26	-	-	1.77	1.05	-	-	1.59	0.58	-	-
M_{200}	6.24	2.93	6.59	2.58	2.58	1.65	2.66	1.69	3.45	1.57	2.28	1.72
M_{vir}	3.62	1.69	-	-	2.36	1.24	-	-	1.89	0.99	-	-

La probleme de determination de R_{200}

A partir des observations X, pour déduire R_{200}, on utilise l'equilibre hydrostatique avec la température moyenne et les paramètres du modele β obtenu. Cependant, si l'amas n'est pas à l'équilibre, notre détermination n'est pas correcte (on fait l'intégration de la masse dans un trop grand volume). Le tableau 10.6 présente la gamme des valeurs de R_{200} en fonction de l'output, du redshift et de la projection. Il faut noter que la plus grande erreur est pour le pas de temps 94 (MCC) à z=0.1 (où les contraintes sur T sont les plus faibles mais aussi où l'amas est le plus loin de l'équilibre), cependant pour le même pas de temps à z=0.5 et pour les outputs 103 et 111 j'ai obtenu des valeurs à peu près correctes de R_{200} (à comparer avec le 1.35Mpc à z=0.1 et le 1.15Mpc à z=0.5 des simulations).

De plus, on peut déterminer la masse totale et le rayon viriel à partir de l'auto-similarité (voir la chapitre 2), en utilisant l'équation 2.9 et en prenant en compte la cosmologie de lambda CDM au " redshift " de l'amas. J'ai déduit la masse totale sur R_{vir} (Bryan & Norman (1998)). Les résultats sont présentés dans le tableau 10.6. De plus, j'ai déduit la masse virielle en utilisant les données observées température et "redshift". On voit que pour les observations à z=0.5 j'ai obtenu une valeur de la masse très loin de la réalité (à cause d'une mauvaise détermination de la température).

Il faut noter que la valeur de la masse (ou du profil de la masse) devrait être dans les barres d'erreurs que la masse soit déduite à l'aide HE, avec la température moyenne, avec le profil de température ou par auto-similarité (si nous utilisons les mêmes valeurs de la température, de R_{200}, des paramètres β et "redshift").

Après mon étude, j'ai conclu qu'il y a possibilité d'utiliser l'équilibre hydrostatique pour obtenir le profil de la masse totale même pour les observations d'amas en fusion principale. Par contre, ignorer l'état dynamique de l'amas conduit à des erreurs importantes sur la masse totale via l'erreur sur R_{200}

10.4 Conclusion

J'ai étudié l'impact de l'état dynamique des amas autour de la MCC, cette recherche peut être utiliser pour la détermination d'état dynamique à partir des observations. Pour cela il faut utiliser le catalogue des outputs : les différentes projections, les cartes d'émission et température. A partir des simulations des fusions majeures j'ai détecté le choc dans la carte de température et dans les profils de température et de brillance, cependant dans les observations XMM nous sommes limités par le fond , c'est pourquoi on ne peut détecter le choc dans les outputs seulement après le MCC (95, 96) et pas après (à z=0.1). Dans les observations à z=0.5 et avec un très long temps pose (80ksec) je n'ai pas la possibilité d'observer la dynamique de cet amas froid, et tous les outputs montrent l'amas comme relaxé avec une température homogène. Ceci peut avoir un impact important pour les lois d'échelle et en particulier pour leur évolution à grand redshift. D'autre part, si l'on s'intéresse à la dynamique des amas, on est condamné à s'intéresser aux amas proches avec les instruments dont on dispose actuellement.

J'ai aussi étudié la possibilité de détecter les chocs dans les amas en fusion. C'est pourquoi à partir des simulations, j'ai obtenu les cartes du nombre du mach pour les différentes projections et pas de temps, dans le zone de changement du nombre du Mach les particules relativistes peuvent être accélérées (ce qui peut donner de l'émission radio synchrotron). On note qu'indépendamment des projections, la carte de température suit les mêmes perturbations que la carte du nombre du Mach et peut donc être utilisée pour la détection du choc.

Pour déterminer l'état dynamique de l'amas (en particulier au MCC), rien ne doit être négligé. Il faut comparer les cartes et les profils de température, d'émisson et de résidus avec mon catalogue. Il faut aussi calculer Lx et placer l'amas dans le plan Lx-T.

J'ai effectué l'analyse du profil de masse totale pour les outputs à symétrie sphérique et j'ai obtenu les valeurs comparables pour l'amas en MCC avec la masse réelle.

Il semble que le profil de masse intégré déduit des observations X (dans le cadre de l'HE) conduise à une estimation de la masse correcte dans les régions exérieures mais que la déterminaion de R_{200} nécéssite de s'assurer de la relaxation de l'amas sous peine d'erreurs importantes .

Ce travail n'est pas encore achevé, je voudrais aussi faire l'analyse des mêmes outputs avec des simulations contenant plus de physique interne afin d'estimer son impact. Ce travail devrait être soumis pour publication dans A&A avant la fin de l'année.

Sixième partie

Conclusion Générale

10.5 Conclusion Générale

Dans le cadre de ce travail, je me suis concentré sur l'étude de l'état dynamique du gaz et sa détection à partir des données XMM-Newton. Les amas en fusion au moment de leur première coalescence maximum, ont la particularité d'être, à la fois, très loin de l'équilibre hydrostatique et pourtant de montrer une scène en rayons X extrêmement trompeuse, puisqu'ils présentent à cet instant, une symétrie très sphérique. C'est pourquoi j'ai étudié deux observations d'amas autour de cette phase, et comparées ces données X et optiques avec une simulation numérique.

J'ai aussi exhaustivement analysé, d'un point de vue observationel, un amas simulé (Cluster 6) autour de la fusion majeure. Pour que cette étude soit aussi comparable que possible avec de "vraies" observations, j'ai simulé l'observation XMM/EPIC de chaque pas de temps de simulations numériques. Dans ce travail, j'ai cherché des éléments de réponses aux questions suivantes :

1) Comment peut-on détecter la fusion et en particulier la fusion principale ? il faut faire l'analyse X détaillée (carte de température, d'émission , résidus) et en multi longueur d'onde (données X, optique, radio) et faire une comparaison avec les simulations.

2) Quelle est la capacité de détection d'amas en fusion majeure avec XMM ? La capacité de détection de fusion par XMM dépend de température et du "redshift" de l'amas. Par exemple : pour l'amas CL0016+16, lointain (z=0.5) mais chaud (9keV), on a pu détecter les petites perturbations de température et on a pu détecter l'émission jusqu'à R_{200} grâce à sa forte luminosité et z lointains ; pour l'amas A548b très proche (z=0.04) et faible (3keV) j'ai étudié la dynamique, mais pas la détection jusqu'à R_{200} ; pour un amas simulé (Cluster6) lointain (z=0.5) et faible (3keV), avec un temps d'exposition de 80ksec, on ne peut pas détecter les effets de la dynamique.

3) Quelle est l'influence de la fusion principale (MCC) sur le calcul des paramètres physiques ? Pour le calcul de la masse totale, nous utilisons toujours l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique (qui n'est pas atteint dans le cas d'une fusion !). Grâce aux simulations numériques, on peut calculer exactement le profil de masse et aussi déterminer la masse à partir des observations X. J'ai noté que les observations majorent la masse au MCC mais dans les barres d'erreur ; et moins dans la deuxième fusion. Cependant, j'ai constaté un problème sérieux dans la détermination de R_{200} à partir des observations pendant le MCC (à cause de la détermination température plus élevée).

4) Quelles sont les relations entre les "relics" et "halo" radio et les données X (gaz et champ magnétique) ? On note que la présence des "halo" ou "relic" semble être une signature de fusion (CL0016+16 a radio halo, A548b a des radio relics). Pour aborder cette question, j'ai étudié l'amas A548b, j'ai détecté un choc juste avant la localisation des relics, et j'ai expliqué ce résultat par une géométrie possible de fusion. D'autre part, dans l'analyse des simulations de "Cluster 6", j'ai obtenu les cartes du nombre du Mach. J'ai constaté que les dégradations apportées par les instruments dans la détermination des cartes de températures, permettent quand même de détecter correctement les chocs pourvu que l'observation ne souffre pas trop d'effets de projection. Cependant pour comprendre mieux le lien X - Radio, il faut étudier plus avant les simulations et y inclure plus de physique. On peut aussi injecter des bulles des rayons cosmiques et suivre leur évolution dans le temps.

5) Comment comprendre l'état dynamique et la géométrie de la collision d'un amas observé ? Pour cela il faut faire l'analyse X détaillée, puis faire la comparaison avec les données optiques, radio et les simulations, étudier l'environnement (amas voisins, distributions des galaxies). Dans cette analyse, on peut utiliser notre catalogue obtenu des amas pendant la fusion majeure.

10.6 Perspectives

Dans la physique des amas, il reste bien des questions ouvertes. Petit à petit, avec les instruments et simulations numériques de dernières générations, nous découvrons mieux ces objets, merveilles de notre Univers.

Pour comprendre mieux la physique et la dynamique des amas, il faut faire un catalogue des amas observés : relaxé, en fusion, MCC, redshift et autres. Bref il faut faire une étude statistique d'un ensemble de collisions différentes avec des analyses en multi-longueur d'onde : optique, X, radio , SZ. Pour chaque

observation d'amas en fusion, il faut faire la comparaison avec la simulation pour la détermination de la géométrie. Tout cela doit former une base de données (catalogue) pour effectuer une étude statistique. Si la physique est juste dans les simulations, alors on comprendra mieux les observations, sinon... il faudra améliorer les simulations. La simulation numérique est, en effet, un très bon instrument pour comprendre l'état et la physique des amas ; par contre il faut toujours faire une comparaison correcte avec les observations parce qu'elles sont la réalité (alors que les simulations ne sont que nos suppositions). En comparant les simulations et les observations et en ajoutant plus de physique dans les simulations nous pouvons comprendre mieux la réalité. Par exemple, la question de la nature des radio halo ou relic dans les amas est ouverte. En ajoutant des bulles de rayons cosmiques dans les simulations, on devrait voir ce qu'elles deviennent pendant la fusion. La question de la formation déclenchée d'étoiles durant la fusion est toujours débattue. En ajoutant cette physique dans les simulations on pourrait vérifier cette hypothèse.

La théorie de l'auto-similarité est une théorie simple de la formation des structures. Ses prédictions ne sont pas toujours parfaites, c'est pourquoi il faut ajouter plus de physique interne (fusion, refroidissement, chauffage) dans les amas et vérifier leur impact sur les lois d'échelles. On peut aussi tester l'auto-similarité pour les groupes.

A l'aide de l'observatoire "Planck" on va déterminer les paramètres cosmologique avec une très grande précision, on pourra étudier les amas de galaxies à l'aide de l'effet SZ.

Il y a beaucoup des autres questions ouvertes dans les amas....

Septième partie

Article : The distant galaxy cluster CL0016+16 : X-ray analysis up to R_{200}

Astronomy & Astrophysics manuscript no. artCL0016˙20070907
February 2, 2008
© ESO 2008

arXiv:0709.4560v1 [astro-ph] 28 Sep 2007

The distant galaxy cluster CL0016+16: X-ray analysis up to R_{200}

L. Solovyeva[1], S. Anokhin[1], J.L. Sauvageot[1], R.Teyssier[1] and D.Neumann[1]

CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, L'Orme des Merisiers, Bat.709, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received May 15, 2007; accepted ,

ABSTRACT

Aims. To study the mass distribution of galaxy clusters up to their Virial radius, CL0016+16 seems to be a good candidate, since it is a bright massive cluster, previously considered as being dynamically relaxed.
Methods. Using XMM-Newton observations of CL0016+16, we performed a careful X-ray background analysis, and, we detected convincingly its X-ray emission up to R_{200}. We then studied its dynamical state with a detailed 2D temperature and surface brightness analysis of the inner part of the cluster.
Results. Using the assumption of both spherical symmetry and hydrostatic equilibrium (HE) we can determine the main cluster parameters: total mass, temperature profile, surface brightness profile and β-parameter. We also build a temperature map which clearly exhibits departure from spherical symmetry in the centre. To estimate the influence of these perturbations onto our total mass estimate, we also compute the total mass in the framework of the HE approach, but this time with various temperature profiles obtained in different directions. These various total mass estimates are consistent with each other. The temperature perturbations are clear signatures of ongoing merger activity. We also find significant residuals after subtracting the emissivity map by a 2D β-model fit. We conclude that, although CL0016+16 shows clear signs of merger activity and departure from spherical symmetry in the centre, its X-ray emissivity can be detected up to R_{200} and the corresponding mass M_{200} can be computed directly. It is therefore a good candidate to study cosmological scaling laws as predicted by the theory.

Key words. galaxies:cluster:individual: CL0016+16: observation-X-rays

1. Introduction

In the hierarchical scenario of structure formation, clusters of galaxies are the largest and youngest *virialized* objects in the Universe. This makes them ideal targets for cosmological studies. Clusters of galaxies are self-similar in shape, and the cluster population obeys scaling laws for various physical properties : total mass, temperature and luminosity. The evolution of these properties with redshift gives also complementary information that shed light on cluster physics. X-ray observations of galaxy clusters allow us to study the hot intra cluster medium (ICM), which is the main baryon reservoir in galaxy clusters. In the era of XMM-Newton and Chandra observations, we can obtain detailed information on the density and temperature distribution of the ICM, and study their internal structure with unprecedented accuracy.

This paper reports a detailed study of CL0016+16, a very massive, luminous and distant (z = 0.54) galaxy cluster. CL0016+16 is one of the most extensively studied cluster of galaxies in different wavelengths, in particular in the optical (Tanaka et al., 2005), radio (Giovannini & Feretti, 2000) bands and for Sunyaev-Zel'dovich effect (Birkinshaw et al., 1981), (Bonamente et al., 2006). It has been also studied using weak lensing Clowe et al. (2000) and X-rays from ROSAT (Neumann & Bohringer, 1997) and XMM-Newton (Kotov & Vikhlinin, 2005), (Worrall & Birkinshaw, 2003).

The question about the dynamical state of this cluster is still open. Previous X-ray analysis concluded that the cluster might be relaxed (Kotov & Vikhlinin, 2005). But we know that this cluster has a radio halo from Giovannini & Feretti (2000), which can be a signature of merger activity. Since the total mass is computed using the hydrostatic equilibrium approach, we need to have a better idea on the dynamical state of the cluster.

In this paper, we present a detailed spectro-imaging study of the galaxy cluster CL0016+16. We first assumed that the cluster is relaxed and spherically symmetric. We obtained high quality surface brightness profiles using different backgrounds subtraction methods and demonstrated that we can detect the cluster emission up to R_{200}. This specific radius was first used by theoreticians to define dark matter halos, for which the mean density is 200 times the critical density of the universe. N body and hydrodynamics numerical simulation have shown that within this radius, the gas and dark matter halo can be reasonably considered as being in dynamical equilibrium (Cole & Lacey, 1996). To compute R_{200}, we use the standard definition:

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200 \rho_{crit}(z) R_{200}^3 \quad (1)$$

where $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$ is the critical density, our cosmological parameters $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 70$ km s^{-1}Mpc^{-1}. Most theoretical predictions (mass function, density profiles, scaling laws) are computed within this radius, while most X-ray observations are limited to much inner regions, such as R_{1000}. The purpose of this paper is

Send offprint requests to: L. Solovyeva,
e-mail: lilia.solovyeva@cea.fr

to compute the observed properties of a large X-ray cluster within R_{200}. Using the hydrostatic equilibrium and first guesses of the β-model parameters and mean temperature of 8.9 keV taken from Kotov & Vikhlinin (2005), we estimated using Eq.1 that $R_{200} = 1.92$ Mpc or $5'$ for z=0.54. We, then verify that our measurement of temperature at R_{200} is very similar to the used value. In a second step, we performed a detailed spectral analysis of CL0016+16, and deduce its average temperature, its temperature profile and a high quality temperature map. To estimate the influence of temperature variations on the total mass estimate, we calculated the mass profile using the hydrostatic equilibrium equation and different temperature profiles in different directions. Finally, using the ΛCDM cosmological model, we have tested how CL0016+16 fits into cosmological self-similarity theory. All errors on the cluster parameters were obtained at the 68% confidence level.

2. Data analysis

We studied the physical parameters and ICM dynamics of CL0016+16 up to R_{200}. The cluster emission is weak in the external region, so the astrophysical background can play the main role in the outer region, that is why the treatment of background is very important. To obtain the best result we used three different backgrounds for subtraction in the data analysis. These were the background of A. Read without "flare" rejection, the background of J. Nevalainen with "flare" rejection and the modelling of background using the observation data.

The method of double background subtraction from Arnaud et al. (2002) was used. For analysis we used the XMM- Newton data from EPIC cameras (MOS 1,2 and pn) and the XMM-Newton Science Analysis System (SAS) for data reduction. In the MOS 1,2 data set we took into account event patterns 0 to 12 and in pn data - patterns 0 to 4, flag = 0.

The sky coordinates of background observation in the event files were modified using the aspect solution of CL0016+16 observation.

From count rate of the observation data we detected and excluded the periods of "flare". Using the count rate of the observation in the high energy bands (10-12 keV) and exposure time of the observation we normalized the background.

The effective area of the XMM-Newton mirrors is a function of the off-axis angle and energy of the photons. One could manage it through a weight function directly computed for each event (Majerowicz et al., 2002) or through exposure map. The vignetting is a geometrical effect, both approaches lead to similar results. All along of this work we have used the weight method.

We excluded all detectable point sources from the data observation in our spectral and spatial analysis. The sources were detected in the 0.3-4.5 keV energy bands. Detected point sources were masked with circles of 70% point spread function power radii.

2.1. Double subtraction

After cleaning the flare events, the XMM background is dominated by the Cosmic X-ray background (CXB) and non X-ray background (NXB) induced by high energy particles. In our analysis we used the double-subtraction method by Arnaud et al. (2002) for background subtraction.

The background subtraction for profile and spectrum consists of two steps. Firstly we subtract the normalized blank field obtained using the same spatial and energy selection (NXB component) and then we subtract the residual components using the data in the outer part of the cluster emission (CXB component).

2.2. Background subtraction (blank field of A. Read)

The background of A. Read is a blank field without the any "flare" rejection (Read & Ponman, 2003). We excluded the "flare" period using the similar method for the observation and background. We suggested that the residual "flare" background could play a role in each energy band. That is why for the observation and background data we performed the "flare" rejection in the standard selection (Majerowicz et al., 2002) and for each energy band (10-12 keV, 0.3-12 keV, 2-5 keV, 0.3-2 keV). To determine the best limit of "flare" background we used the light curve, we compared the histograms obtained from the images in the external regions. Using different energy bands for the "flare" rejection we obtained the same results and the same exposure times.

2.3. Background subtraction (blank field of J. Nevalainen)

To obtain the best result from the image analysis, to detect the cluster emission up to R_{200} with the XMM-Newton data we also performed the image analysis with the background of J. Nevalainen (Nevalainen et al., 2005). The background data of J. Nevalainen is cleaned for "flares", has better statistic, less sources, no artefacts in the centre of FOV. In this analysis for observation we excluded the "flare" rejection in the standard selection using the Poisson filter the flares were detected as $> 3\sigma$ deviation from the mean.

3. Image analysis

3.1. Surface brightness profile

The surface brightness profile was fitted with the β-model (Cavaliere and Fusco-Femiano, 1976) in which the surface brightness $S(r)$ is defined as:

$$S(r) = S_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta+0.5} \tag{2}$$

where S_0 is the central intensity, r_c is the core radius, β is the slope parameter. The best fit β-model was used to compute the total mass. The β-model is a model that allows us to project easily the surface brightness of the ICM which emits via thermal bremsstrahlung into the following gas density profile:

$$n(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta/2} \tag{3}$$

3.1.1. Surface brightness profile with blank field of A. Read

To obtain the surface brightness profile using the background of A. Read we created the images in the 0.3-4.5

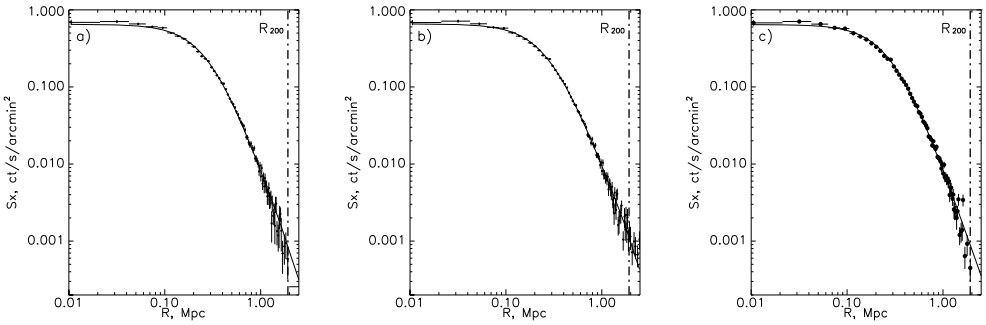

Fig. 1. The surface brightness profiles combined MOS1,MOS2 and pn cameras obtained using different backgrounds a) the background of A. Read, b) the background of J. Nevalainen, c) the background model from observation data. Solid line is the best fit β-model.

keV and calculated the corresponding exposure maps taking into account the detector geometry for the observation and background data for three cameras of XMM-Newton. The radial surface brightness profiles were created from these images and three profiles were summed. Significant cluster emission was detected up to R_{200} with the limit of detection 3σ. The β-fits of cluster profile are given in the Table 1 and the convolved best fit β-model is plotted in Fig. 1a.

3.1.2. Surface brightness profile with blank field of J. Nevalainen

To obtain surface brightness profile using background of J. Nevalainen we extracted the surface brightness profile of the cluster in the 0.3-4.5 keV energy band. This band was chosen to optimise the signal-to-noise ratio. We binned the photons into concentric annuli with a size of 1.65″ centred on the maximum of the X-ray emission for each camera. The three profiles were then summed. The resulting surface brightness profile S_0 is shown in Fig. 1b. The cluster emission is clearly detected up to R_{200}, with limit of the detection 3σ. We fitted S_0 with β-model, without the first three points and including the PSF deconvolution (see the results in Table 1). The same results of the β-model fit parameters were obtained using the all points for the fits, $\beta = (0.73 \pm 0.02)$ and $r_c = (0.27 \pm 0.02)$ Mpc. This result is in a good agreement with the result of Kotov & Vikhlinin (2005).

3.1.3. Surface brightness profile using the modelling of background from observation data

The astrophysical background plays a very important role in the data analysis of the outskirts of galaxy clusters so we assumed that would be better to use the observation data for the background modelling. Using observation data we modelled the CXB and NXB components of the background. The CXB component of background is vignetted by X-optics, but the NXB component is not (Arnaud et al., 2002). In this analysis we did the following: selection of the "flare" events in the observation data, the surface brightness profile creation from observation data, using the vignetting function we searched the CXB and NXB components of the background by minimising χ^2 in the outer regions. Finally we subtracted the CXB and NXB components from the observation. We obtained cluster emission up to R_{200}. After rebinning the surface brightness profile was fitted with β-model, see Fig.1c. The fit of the cluster profile is given in Table 1.

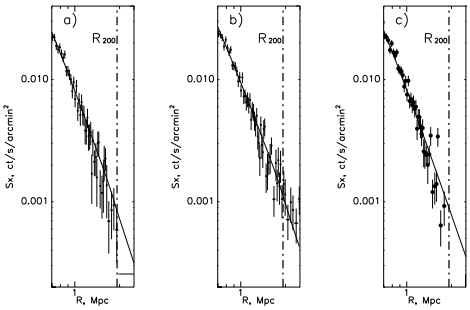

Fig. 2. The combined (MOS1,MOS2, pn) surface brightness profiles in the external region obtained using different backgrounds a) the background of A. Read, b) the background of J. Nevalainen, c) the background modelling from corresponding observation data. Solid line is the best-fit β-model.

3.2. Summary of image analysis

In our image analysis, the same results were obtained using different backgrounds for subtraction. The surface brightness profile of CL0016+16 was detected up to R_{200}, this is important for studying the cluster physics in the outskirts.

In all samples the β-model is in a good agreement with the surface brightness profiles using the method of double background subtraction. The different results of the fitting

Table 1. The comparison of the β-model fitting results for the galaxy cluster CL0016+16.

	β-fit	(0.01-2.5 Mpc)		β-fit by region extern	(0.3-2.5 Mpc)	
data source	β	r_c(Mpc)	$\chi^2_{reduced}$	β	r_c(Mpc)	$\chi^2_{reduced}$
Kotov and Vikhlinin 2005	0.76 ± 0.01	0.27 ± 0.01	1.38			
Worrall and Birkinshaw 2003	0.70 ± 0.01	0.23 ± 0.01	1.35			
Neumann and Bohringer 1996	0.68 ± 0.3	0.28 ± 0.14	1.02			
Using background by A.Read	0.77 ± 0.01	0.31 ± 0.01	1.56	0.80 ± 0.02	0.34 ± 0.02	1.35
Using background by J.Nevalainen	0.76 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.15	0.72 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.02
Using the modelling of background from observation	0.76 ± 0.01	0.38 ± 0.01	1.57	0.81 ± 0.02	0.38 ± 0.02	1.21

β-model for CL0016+16 are shown in Table 1, a good agreement with other authors was obtained.

We obtained worse reduced χ^2 using the background of A. Read and the modelling of background. It may be because background of A. Read has artefacts in the centre of FOV so the surface brightness profile of the cluster does not fit well in the centre with β-model. Also in this case the variation of reduced χ^2 depends on the second background subtraction.

We established that the β-fit had problems in fitting the core radius, so we fitted the β-model with the surface brightness profile in the external region and obtained the better values of reduced χ^2. Also, using the template of simulated cluster we tested the possibility of detection up to R_{200} with XMM-Newton data (see Appendix A).

With XMM-Newton data we detect cluster emission of CL0016+16 up to R_{200} then it was possible to determine the cluster total mass and physical parameters more precisely, to study physics near the virial radius and to test self similarity theory. For our spectral analysis we decided to use the background of Nevalainen, because using this background we obtained a better result with the β-model fit.

4. Spectral analysis

We needed to study the ICM dynamics of CL0016+16 and to calculate more precisely the total mass profile up to R_{200} using the equilibrium approach.

From the spherical brightness emission, CL0016+16 looks as a relaxed cluster without any cool core. On the other hand CL0016+16 has the companion cluster RX J0018.3+1618 (Worrall & Birkinshaw, 2003) and halo radio (Giovannini & Feretti, 2000). It is very important to check the equilibrium of this system.

To test the equilibrium we performed a detailed spectral analysis. The mean temperature, temperature profile, temperature map, temperature in the regions and the temperature profiles in different directions were obtained. In our spectral analysis we used three cameras of XMM-Newton, the background from J. Nevalainen and the method of double background subtraction by Arnaud et al. (2002). We fitted the spectra with XSPEC using the redshifted APEC plasma emission model with the absorption $N_H = 4 \cdot 10^{20}$ cm^{-2} and free abundances. In our research we are more interested in temperature variations, at same time we fitted temperature with free and fixed abundance (0.18 solar unit, obtained from the best fit of the mean temperature in 6.4′ radius). For each spectrum similar temperatures were obtained in both case but sometimes we cannot determine reliably the abundances due to weak statistics.

4.1. Mean temperature

The overall MOS1, MOS2 and pn spectra extracted from the event file are shown in Fig. 3. The spectra were corrected for the vignetting and the background. The integration region for the cluster was restricted to 5′ (R_{200}), this region was chosen to test the self similarity theory. The temperature values were estimated for all EPIC cameras MOS1, MOS2 and pn. The best fit gives $kT = 8.81 \pm 0.35$ keV and an abundance of 0.18 ± 0.05. The reduced χ^2 of 0.93. We also estimated the mean temperature in 6.4′ radius, the best fit gives $kT = 8.83 \pm 0.36$ keV with reduced χ^2 of 0.93 and an abundance of of 0.19 ± 0.05 solar units.

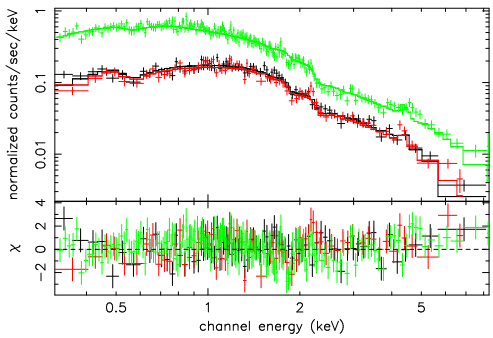

Fig. 3. CL0016+16 extracted spectra, in the region 5′, from the XMM-Newton data. Black, red, green points are the data from the corresponding EPIC/ MOS1, MOS2 and pn data. The solid lines is the best fit of the isothermal model with kT = 8.81 keV and abundance of 0.18 solar units.

4.2. Temperature profile

For a more exact determination of the total mass profile it is better to use the temperature profile. We supposed that CL0016+16 was a relaxed cluster and assumed that the temperature structure of this cluster was spherically symmetric. The spectra were extracted in the five concentric annuli centred on the cluster X-ray emission peak and we fitted the data as described above. The sizes of the annuli were chosen to optimise the signal-to-noise in each annulus. Note, we fitted spectra for temperature profile with frozen

Table 2. The spectral fits results of the temperature profile with frozen and free abundances for all EPIC cameras, the abundance fits, the temperature for MOS1 and MOS2 cameras, pn camera.

annulus r_1-$r_2(')$	$T(keV)/\chi^2_{red}$ Z = $0.18Z_\odot$ mos1+mos2+pn	$T(keV)/\chi^2_{red}$ free Z mos1+mos2+pn	Z ($Z_\odot$) mos1+mos2+pn	$T(keV)/\chi^2_{red}$ free Z mos1+mos2	$T(keV)/\chi^2_{red}$ free Z pn
0.0-0.5	$10.63^{+0.57}_{-0.47}/0.92$	$10.27^{+048}_{-0.47}/0.91$	0.42 ± 0.11	$11.45^{+1.25}_{-0.95}/0.88$	$9.58^{+0.62}_{-0.61}/0.93$
0.5-1.0	$9.31^{+0.42}_{-0.42}/1.01$	$9.34^{+0.43}_{-0.43}/1.01$	0.15 ± 0.06	$9.80^{+0.68}_{-0.67}/1.02$	$9.05^{+0.57}_{-0.56}/1.00$
1.0-2.0	$9.17^{+0.51}_{-0.51}/0.92$	$9.33^{+0.55}_{-0.54}/0.91$	0.11 ± 0.07	$10.23^{+1.19}_{-0.88}/0.94$	$8.77^{+0.68}_{-0.63}/0.89$
2.0-4.0	$6.45^{+0.88}_{-0.62}/1.03$	$6.32^{+0.75}_{-0.61}/1.03$	0.38 ± 0.17	$8.06^{+1.96}_{-1.36}/1.03$	$5.19^{+0.88}_{-0.56}/1.02$
4.0-6.4	$4.14^{+2.18}_{-1.27}/0.87$	$4.07^{+2.21}_{-1.30}/0.85$	...	$1.99^{+2.43}_{-0.55}/0.89$	$4.98^{+2.49}_{-2.51}/0.82$

and free abundances we obtained a similar values of the temperature and error bar (see Table 2).

We obtained the total temperature profile up to R_{200} (see Fig.4). The temperature profile is in good agreement with spectral fit results of Kotov & Vikhlinin (2005). The solid line profile is that from our analysis and the dotted line profile is the profile by Kotov & Vikhlinin (2005). Note, that temperature was detected up to R_{200} and obtained points are in a good agreement with the function of temperature profile by Kotov & Vikhlinin (2005).

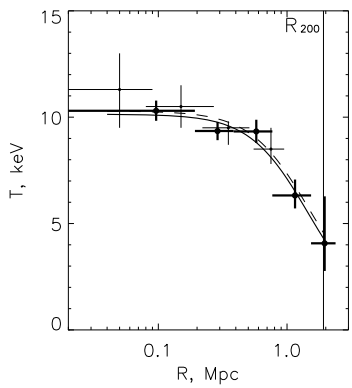

Fig. 4. The solid points are the total temperatures best fit, the solid line is the fitting of the temperature profile with the function from Kotov & Vikhlinin (2005), the thin points are the total temperatures best fit of Kotov & Vikhlinin (2005) and dotted line are the obtained total temperatures profile of Kotov & Vikhlinin (2005).

4.3. Temperature map

To understand the ICM dynamics of CL0016+16 it is necessary to obtain a temperature map, which is the best accessible measurable indicator of a system equilibrium. The temperature map was obtained by X-ray wavelet spectral mapping algorithm (XWSM). The spatial temperature variations are coded at different scales in the wavelet space using the Haar wavelet and denoised by thresholding the wavelet coefficients. For a complete description of the algorithm, see Bourdin et al. (2004).

The CL0016+16 temperature map was computed using three cameras of XMM-Newton. This algorithm fitted the temperature with the APEC plasma emission model. The resulting temperature map shown in Fig.5 was obtained from a wavelet analysis performed on 5 scales corresponding to a structure of a minimum size of 45″ using the mean temperature of 9 keV and with the same absorption and abundance.

The temperature map was obtained up to 2.5′ (1 Mpc) with a 68% confidence level for all detected structures. The overall appearance of the temperature structure is strongly asymmetric. The maximum of the temperature is 12.52 keV and in the cold region of the cluster it is 8.7 keV. We observed the maximum of temperature on the south-west from the cluster emission centre, and minimum of temperature on north-east from cluster emission centre. Fig. 5 shows the hot regions to south-east and to north-west and two cold regions in other directions. Note, that the maximum of the temperature is not superimposed onto the maximum emission. The peak of the temperature is displaced by the 0.5′ (190 kpc) from the cluster emission peak.

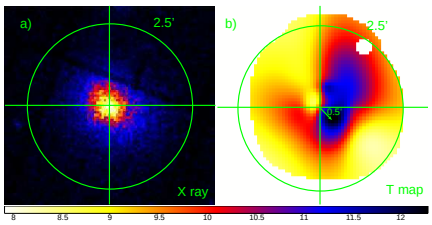

Fig. 5. a) the X-ray emission from EPIC/MOS1, MOS2 &pn in the energy band 0.3-4.5 keV. b) the temperature map obtained by wavelet algorithm described in Bourdin et al. (2004).

4.4. Temperature in selected regions

To check the temperature map obtained with XWSM we computed the hardness ratio map and we observed the same variation in the cluster centre, in the direction of the tem-

perature map elongation from south-east (SE) to north-west (NW). To assess the significance of the temperature variations found in the temperature map, we focused on the spectral fits in specific regions, see Fig. 6. The regions were chosen from temperature map. These results are shown in Table 3. The temperature obtained for the regions is in a good agreement with that from spectral wavelet analysis. More interesting results were obtained for the regions 9, 10 and 3, where the temperatures are $7.81^{+1.01}_{-0.93}$ keV, $12.01^{+1.45}_{-1.34}$ keV and $6.16^{+1.14}_{-0.87}$ keV, respectively. The regions 9 and 3 are the temperature minima and the region 10 has the highest of temperature. The temperature peak does not coincide with the maximum of cluster emission. From our spectral analysis we established that the temperature variations are approximately 4 keV in the cluster center. It is important to understand whether these variations of temperature would give any significant effect on the total mass.

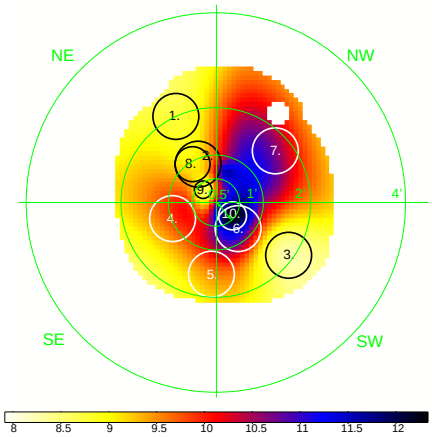

Fig. 6. The white contours illustrated the chosen regions from which spectra were extracted. The regions were defined on the basis of temperature map. The green contours are the chosen sectors, to extract the spectra for four temperature profiles.

4.5. Temperature profiles in different directions

To determine the influence of these variations on the total mass we extracted the temperature profiles in the four different directions. The SE and NW profiles show high temperatures whereas in the SW and NE direction they are lower. Fig. 6 shows the sectors and directions. The reference point of sectors was chosen at the cluster emission centre. The spectra were extracted in each sector up to $4'$ (1.54 Mpc). The widths of the annuli were chosen similar to that of the total temperature profile. We obtained the temperature profiles in each direction. Fig. 7a shows the total temperature profile and two 'hot' temperature profiles. Fig. 7b shows the total and 'cold' temperature profiles.

Table 3. The spectral fits results in the chosen regions, with free abundances. Three EPIC cameras were used.

region	T(keV)/χ^2_{red}
1	$6.60^{+3.14}_{-1.50}$/0.77
2	$8.87^{+0.87}_{-0.69}$/0.95
3	$6.16^{+1.14}_{-0.87}$/0.69
4	$10.28^{+1.64}_{-1.16}$/0.80
5	$9.63^{+2.47}_{-1.90}$/1.04
6	$11.12^{+1.11}_{-0.74}$/0.90
7	$13.77^{+3.99}_{-4.11}$/0.66
8	$9.25^{+1.09}_{-1.31}$/1.01
9	$7.81^{+1.01}_{-0.93}$/0.77
10	$12.01^{+1.45}_{-1.34}$/0.84

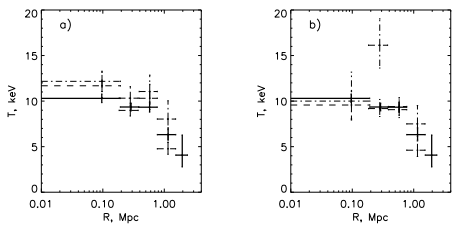

Fig. 7. The solid points are the total temperature profile. The dotted points are the obtained temperature profiles from sectors: a) the 'hot' temperature profiles (the SE and NW directions) b) the 'cold' temperature profiles (the SW and NE directions) correspondingly. The 'cold' temperature profile (SW) in panel b) displays a local peak because of the offset of the temperature peak visible in Fig.6

We observed the increase in temperature profile compared with the total temperature profile in the directions of SE and NW and the decrease in SW and NE directions. The maximum temperature variations were observed in the cluster centre. We used these temperature profiles to determine the variation on the total mass profiles.

5. Mass analysis

To calculate more precisely the total mass profile up to R_{200} we used the temperature and density profiles obtained above assuming hydrostatic equilibrium. To estimate the influence of the temperature variations on the total mass, we computed the total mass obtained with the different temperature profiles presented in Fig.9 and corresponding β- parameters. So we performed a surface brightness analysis in each chosen direction and we obtained β-model for each profiles (see Table 4).

Fig. 8 shows the obtained surface brightness profiles. We observed the different perturbation for each direction more significantly in NW and SW direction from cluster centre to 500 kpc.

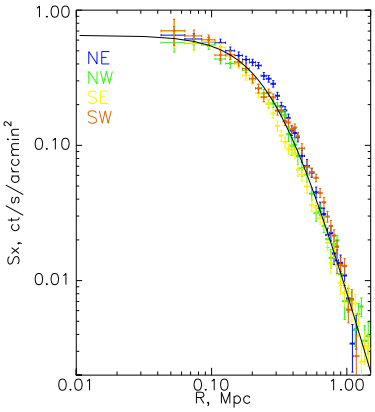

Fig. 8. The surface brightness profiles in different directions. Solid line is the best fit of the total radial profile.

Table 4. The β-model fitting results in different directions

direction	β-fit	r_c(Mpc)	$\chi^2_{reduced}$
NE	0.94 ± 0.01	0.35 ± 0.01	1.05
SE	0.65 ± 0.01	0.18 ± 0.01	1.22
NW	0.72 ± 0.01	0.25 ± 0.01	1.68
SW	0.77 ± 0.01	0.31 ± 0.02	2.3

5.1. Cluster gas mass

Using the electron density, we calculated the total gas density of the ICM and the ICM mass by integrating Eq.(3). We obtained a central electron density of $n_{e0} = (7.85 \pm 0.01 \cdot)10^{-3}\mathrm{cm}^{-3}$ assuming a temperature of 8.85 keV and using the β-model parameters obtained from the Nevalainen's background subtraction, given in Table 1. The total gas mass is shown in Table 5.

5.2. Cluster total mass

Assuming the spherical symmetry and the hydrostatic equilibrium we calculated the gravitational mass of the cluster CL0016+16.

In the first step of the mass analysis we assumed that CL0016+16 is isothermal with the temperature of 8.85 keV and took into account error bars on the temperature profile, β and R_c parameters. The results are presented in Fig.9.

In the second step of the total mass determination we used obtained temperature profiles. Using the hydrostatic equilibrium approach, the β parameters obtained with the subtraction Nevalainen's background and the temperature profile we calculated the cluster total mass with:

$$M_{tot}(<r) = -\frac{k}{G\mu m_p} r^2 \left(\frac{dT}{dr} - 3\beta T \frac{r}{r^2 + r_c^2} \right) \quad (4)$$

The mass profile was calculated using the Monte Carlo method, which takes the obtained parameter for the gas density profile and the measured temperature profile as an input. The method of Neumann & Bohringer (1997) was used, which allows a transformation of the error bars of the temperature profile into error bars of the mass profile.

Table 5 shows the results of our total mass determination. Fig.9 shows the total mass profiles obtained using the constant temperature and assumption temperature profiles.

Using a similar approach of Kotov & Vikhlinin (2005) we find the same result on the total mass. We extrapolated the temperature profile of Kotov & Vikhlinin (2005) to R_{200}, obtaining total mass of $(11.7 \pm 1.7) \cdot 10^{14} M_\odot$, which

Table 5. The results of CL0016+16 mass analysis using different temperature profiles and cluster parameters.

parameter	M($< R_{200}$) ($\times 10^{14} M_\odot$)	M($< R_{500}$) ($\times 10^{14} M_\odot$)
M_{gas}	2.24 ± 0.06	1.41±0.04
M_{tot},T=8.81 keV	14.0±0.6	8.4±0.3
M_{tot},T(r)	11.9±2.0	8.0±1.0
M_{tot},$T(r)NW$ hot	11.2±2.6	8.0±2.1
M_{tot},$T(r)NE$ cold	11.1±2.4	8.1±1.9
M_{tot},$T(r)SE$ hot	14.0±2.8	8.5±1.8
M_{tot},$T(r)SW$ cold	12.0±2.5	9.0±2.0
VT		
M_{tot},T = 8.85 keV	14.42	
$n_{e0}(\times 10^{-3}\mathrm{cm}^{-3})$	7.85±0.01	
f_{gas}	0.16±0.01	
$L_X(\times 10^{45}\mathrm{erg/s})$	5.1± 0.1	

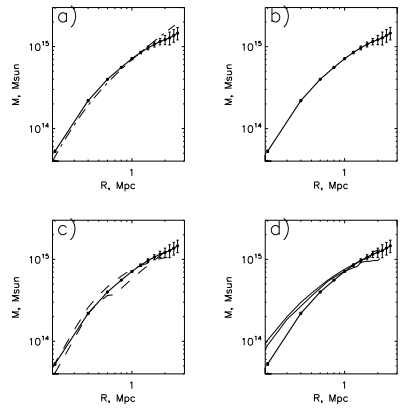

Fig. 9. The integrated total mass profile of CL0016+16. a) The bold solid line, showing the total mass profile, was obtained using the total temperature profile. The dot-dashed line is the total mass profile obtained using constant temperature. b) The bold solid line is the total mass profile obtained using the total temperature profile. c) The solid line is the total mass profile obtained using the 'cold' temperature profiles. d) The dotted line is the total mass profile obtained using the 'hot' temperature profiles.

compare very well with the value of $(11.9 \pm 2.0) \cdot 10^{14} M_{\odot}$ using our total temperature profile.

In order to check the influence of temperature variations in the cluster centre on the total mass profiles, we determined four temperature profiles in each direction and the total temperature profile. Using the equilibrium approach and the obtained β parameters the total mass was calculated for each temperature profile. The values of the total mass for each temperature profile are shown in the Table 5 up to R_{200} and R_{500}. These temperature variations does not significantly affect the total mass, $\Delta M < 20\%$ at the R_{200} in comparison with the total temperature profile. The main contribution to the mass errors in these profiles came from the determination of temperature, which is less constrained in sectors than in the full annuli. It is noticeable anyway that the total mass estimates in sectors are all within 1 σ errors.

The total mass profiles for each temperature profile and total temperature profile are shown in Fig.9. We found that in the cluster's central parts the total mass profiles obtained with the 'cold' temperature profiles are lower than the total mass profile obtained with the total temperature. At R_{200} we found the predominance of the total mass in the southern part of cluster.

We calculated also the gas mass fraction of 0.16 ± 0.01 which it is simply the ratio of the ICM mass to the total mass.

5.3. Total mass from self similarity

Also, the total mass was estimated from $M - T$ scaling relation using the best fit of the mean temperature in $5'$ radius at the cluster redshift, and in ΛCDM cosmology. Assuming structural similarity and the virial theorem, we provide a scaling relation between virial mass, radius and the overall X-ray temperature Tx: $M_{VT200}/R_{VT200} \propto T_X$. This relation corresponds to a fixed density contrast at redshift z and is derived using the virial theorem: $M_{VT200}/(4/3\pi\rho_c R^3_{VT200}) = 200$. This leads to the well known scaling relation:

$$M_{VT200} \propto (1+z)^{-3/2} T^{3/2} \quad (5)$$

To compute the scaling total mass M_{VT200} we used the normalization factor obtained from numerical simulations of Bryan & Norman (1998), rescaled at R_{VT200}. The result for M_{VT200} is in the Table 5. From the virial theorem Eq.(6) and from the hydrostatic equilibrium Eq.(4) we obtained similar results on the total mass.

6. Scaling properties

6.1. Cluster profile

To study the influence of the cluster properties on the self-similarity we compared the scaling and structural properties of distant 'hot' galaxies cluster CL0016+16 with the scaling properties obtained from nearby galaxies clusters.

The self similarity model is based on the simple assumptions for the cluster formation, derived from the top-hat spherical collapse model (Bryan & Norman, 1998). The virialised part of a cluster present at a given redshift corresponds to a fixed density contrast as compared to the critical density of the universe at that redshift. This model makes the definitive predictions in terms of the evolution of cluster properties. We considered the scaled emission measure profiles and the $L_X - T$ relation.

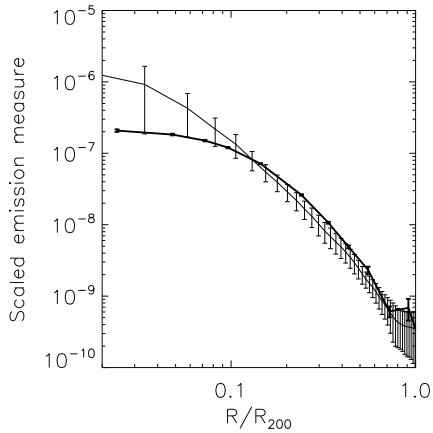

Fig. 11. a) The dotted lines are the scaled emission measure (ScEM) profiles of the nearby clusters. The radius is normalized to R_{200}. The bold solid line shows the ScEM profile of CL0016+16. b) The solid line is the mean dispersion from ScEM profiles of the nearby clusters. The bold solid line is the SEM profile of CL0016+16.

We used R_{200} for the normalization on the radius.The self-similarity of cluster implies that the scaled emission measure profile (ScEM) should be identical for all clusters:

$$ScEM(r/R_{200}) = \frac{4\pi(1+z)^4 S(r/R_{200})}{\Lambda(T,z)\sqrt{T}(\sqrt{\Delta_c}E(z))^3} \quad (6)$$

$ScEM(r/R_{200})$ were calculated directly from the observed surface brightness distributions, $S(r)$ is the obtained surface brightness profile. We applied Eq.(7) to all cluster profiles using the best fit temperature, corresponding redshift, and the emissivity $\Lambda(T,z)$.

Using ΛCDM cosmology, we compared the ScEM profile of CL0016+16 observed with XMM-Newton in the 0.3-2 keV band with the ScEM profiles of twelve nearby galaxy clusters observed with ROSAT in the 0.5-2 keV band (Neumann, 2005). The nearby galaxy clusters were obtained in the temperature range ($1.7 < kT < 8.5$) keV (but most of them in the 5-6 keV range). The relative error in the calibration of XMM/EPIC and ROSAT/PSPC can be neglected (Arnaud et al., 2002). Fig.11 shows the average ScEM profiles of nearby galaxy clusters and the ScEM profile from CL0016+16.

We confirm that, in the cluster centre, the ScEM profiles show a large dispersion, which are commenly be explained by the non-gravitational processes. The ScEM profile of CL0016+16 is lower in the centre in comparison with average ScEM profile, which is the consequence of the absence of a cooling core. In outer regions ($r > 0.2R_{200}$) the ScEM profile of CL0016+16 is higher than the average ScEM pro-

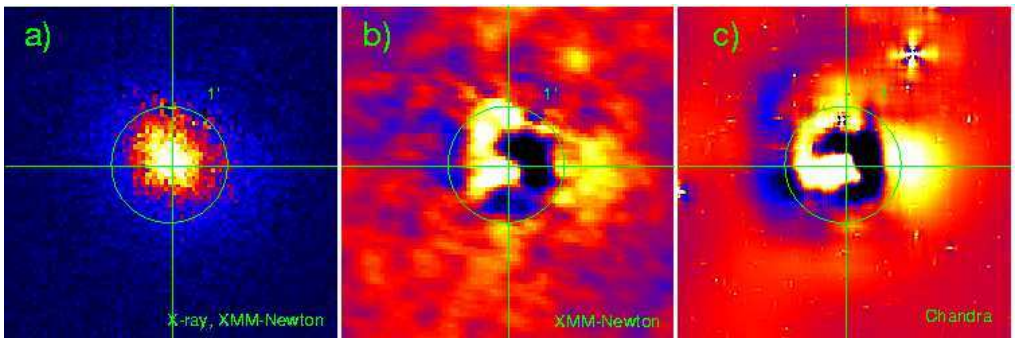

Fig. 10. a) The X-ray emission from the XMM-Newton data b) The X-ray residual from the XMM-Newton data in the cluster centre, was obtained with the help of 2D β-model and c) The obtained X-ray residual from the Chandra data.

file of nearby galaxy clusters. We compared the total emission from CL0016+16 and from nearby galaxy cluster at the radii $0.2R_{200} > r > R_{200}$. The total scaled emission of CL0016+16 is by a factor of 1.6 stronger than the total emission from nearby galaxy clusters.

Finally, these results can be explained by cluster properties of CL0016+16, in particular by the absence of cooling core and high luminosity which in merge activity.

6.2. $L_X - T$ relation

We tested the scaling $L_X - T$ relation for distant luminous galaxy cluster with possibility of merger. We computed the bolometric luminosity L_X within the R_{200} (see Table 5). The observed count rate in the 0.3-4.5 keV band was obtained. The integrated surface brightness profile was converted to bolometric luminosity using the best fit β-model from Nevalainen's background subtraction and the instrumental response. The error in L_X includes the statistical errors on the count rate and temperature. We tested the $L_X - T$ using scaling relation from Arnaud and Evrard (1999), $L_X \propto T^{2.88}$. This relation was obtained for sample clusters with weak or absent cooling flow signatures, so it can be used for CL0016+16. Taking the simple mean temperature, scaling relation by Arnaud and Evrard (1999) for our cosmology, and normalization evolution factor to our distant cluster. We found that CL0016+16 is more luminous by a factor of 2.1 for this temperature. These results confirmed the possibility of merger in maximum core collapse for CL0016+16, because the numerical simulation (Randall et al., 2002) suggest that the effect of the merger is to boost the luminosity and the temperature for a short time and this can have an obvious effect on scaling relation.

6.3. 2D β-analysis, X-ray residuals

To better understand the status of the cluster dynamics in the centre we performed a two-dimensional fit to the cluster surface brightness, using a modified β-model that allows for two different core radii along the two principal axes of cluster image ellipse. We fited the surface brightness distribution of CL0016+16 obtained from XMM-Newton data with a 2D β-model and we quantified the deviation from this model.

For the XMM-Newton data we used three cameras, with the modelling and subtraction of background from image (same method were used in section 3.1.3) and with point sources and gap corrections.

To confirm XMM/Epic 2D β analysis, we used also the Chandra data to compare the residuals at better spatial resolution. We are confident of the reality of these residuals since we found very similar results with XMM/EPIC and Chandra/ACIS. Reduced cleaned ACIS event list was downloaded directly from Chandra X-ray Center (CXC). The analysis was performed with CIAO software. The images were smoothed with Gaussian filter before fitting. We fitted 2D β-model in the region $2'$ (0.8 Mpc $\approx R_{500}$). The best-fit parameters are listed in Table 6. All parameters were assumed free in the fit.

The residuals are shown in the Fig. 10. From the XMM-Newton and Chandra data we obtained very similar results. But we obtained a different core radius because we used a different satellite, with a different PSF. Notice, that we do not take the PSF into account, this explain the different in the core radii. Two very similar residual maps established the perturbations at the centre over at least $1'$ radius (0.4 Mpc). In both case the perturbations in the cluster centre were observed with 20% deviation from the maximum cluster emission.

After radial projection, we obtained a rather good β fit for total surface brightness profile, but we observe perturbations in 2D. At first glance, CL0016+16 looks rather homogeneous in brightness and not in temperature. We now, after the 2D β subtraction, enhance the brightness structures in the inner core. We do observed perturbations in the temperature and in the surface brightness distributions in the cluster centre. Quantitatively, these 2D β- model residuals do not lead to strong variations in density profiles (thus in the mass estimate in the HE scheme), but they are of importance to qualify the relaxation status of the inner core of CL0016+16 and thus the limit of the hydrostatic equilibrium hypothesis.

If CL0016 is at the maximum core collapse phase, it will present very similar residuals as observed in numerical simulations around this phase. See, for example, figure 4

in Ricker and Sarazin (2001), where they present a 1 to 1 mass ratio collision with high impact parameter. Following that scheme, we can estimate the time since core collapse passage by more precise comparison with these simulations. CL0016+16 is 2 time too luminous as what the simulation found for a cluster at 0.01 Gyr around its maximum core collapse (see figure 5 in (Ricker and Sarazin, 2001)).

Table 6. The best-fitting results of the 2D β-model, from the XMM-Newton and Chandra data

Parameter	Best-fitting XMM	Chandra
R_{c1}(Mpc)	0.291	0.237
R_{c2}(Mpc)	0.364	0.295
β	0.79	0.79
Pa	2.24	2.33
RA	00:18:33	00:18:33
Dec	16:26:06	16:26:11

7. Discussion

In previous works, CL0016+16 was always considered as a very massive *relaxed* cluster. In our present analysis, we found the strong evidence that, at least in the centre, the cluster is not relaxed. From the weakest to the strongest argument favouring the merger scenario, we found:

- CL0016+16 was about a factor of 2 too bright, when compared to the expected luminosity of the $L_X - T$ relation.
- We detected similar significant residuals after subtraction of a 2D β-model fit using both XMM-Newton and Chandra observations, especially in the inner region ($r < 1' \approx 400$ kpc). Notice that the X-ray maximum was not onto the centre of the D β-model fit.
- The temperature map of the $2.5'$ region (i.e. up to 1 Mpc) clearly looks like an equal mass merger at first maximum core collapse showing significant azimuthal variations.

In addition, CL0016+16 is also well known to host a strong radio halo which also argues in favour of a merging cluster (Giovannini & Feretti, 2000). Also we obtained a high velocity distribution of galaxies for this cluster. Using NED data, we obtained a $\sigma_v = 1800$ km s^{-1} for the 150 galaxies at CL0016+16 redshift. The maximum of this map is offset by $0.4'$ (141 kpc) with the X-ray one. We tried to quantify the impact this could have onto the total mass estimation and found that depending on the adopted temperature profile. (but always in the framework of Hydrostatic Equilibrium), the total mass may vary by something like 20%, which is much bigger than the quoted error which are around 5% (the errors in the temperature profile is the main contributor to this error budget).

The main results of our detailed analysis of the galaxy cluster CL0016+16 from the XMM-Newton data can be summarized as follows.

We performed a detailed image and spectral analysis of the XMM-Newton data using three different backgrounds. In all cases we detected the cluster emission up to R_{200} with the XMM-Newton data. Also using the template of simulated cluster we checked the possibility of detection with XMM-Newton data up to R_{200} (see Appendix A). All obtained surface brightness profiles give a good fit with the β-model.

We studied the dynamics of CL0016+16 from the detailed spectral analysis. The global temperature estimated in $5'$ is 8.81 keV, but the spectral study shows that this cluster is not isothermal. We obtained the temperature profile which decreases in the outer regions, our results are in a good agreement with results from Kotov & Vikhlinin (2005). The temperature map shows the asymmetry in the radius $1'$, the temperature maximum (T = 12.0 ± 1.5 keV) is not superposed on the centre X-ray cluster emission and is located to south-western direction; also we observed the cold regions (T = 6.2± 1.2 keV) to north-east. To study the dynamics of CL0016+16 more precisely, we chose several regions using the temperature map. We extracted temperature in the regions, found no spherical symmetry in temperature and the presence of the 'cold' and 'hot' regions in the cluster centre.

We tested the influence of the temperature variations on the cluster total mass using the obtained 'cold' and 'hot' temperature profiles. We calculated total mass within R_{200} and R_{500}, the temperature variations do not significantly impact on the total mass, $\Delta M < 20\%$ at R_{200}. But the temperature variations in the centre influence mainly on the inner part of total mass profile. To better understand the possible dynamics in the cluster centre we calculated 2D β-model from XMM-Newton and Chandra observations. The same residuals were obtained in the cluster centre, which may be an indication of merging.

We tested CL0016+16 on the self similarity theory. ScEM of distant galaxy cluster CL0016+16 is higher than the mean ScEM profile of nearby cluster in external regions. In the centre we saw larger dispersion, which can be explained by non-gravitational processes. We tested $L_X - T$ relation using scaling relation from Arnaud and Evrard (1999) and concluded that CL0016+16 is more luminous by factor of 2 for this temperature. It is also the argument for maximum core collapse in CL0016+16.

Acknowledgements. We would like to thank Dominique Aubert for performing the numerical simulations of Cluster 6 and making the simulated data available for us to test the possibility of detection up to R_{200} with XMM-Newton. We also would like to thank Herve Bourdin for making available to us the XWSM code.

References

Arnaud, M., Majerovwicz, S., Lumb D., et al, 2002, A&A, 390, 27
Arnaud, M., Neumann, D.M., Aghanim, N., et al, 2001, A&A, 365, L80
Arnaud, M., Aghanim, N., Neumann, D.M., 2002, A&A, 389, 1
Arnaud, M. and Evrard, E.A., 1999, MNRAS, 305, 631
Baumgartner, W. H., Loewenstein, M., Horner, D. J., & Mushotzky, R. F., 2005, ApJ, 620, 680
Birkinshaw, M., Gull, S.F. and Moffet, A.T., 1981, ApJ, 251, L69

Belsole, E., Sauvageot, J.L., Pratt, G.W., & Bourdin H., 2005, A&A, 430, 385
Belsole E., Pratt, G.W., Sauvageot, J.L., & Bourdin H., 2004, A&A, 415, 821
Bourdin, H., Sauvageot, J.L., Slezak, E., et al, 2004, A&A, 414, 429
Bonamente, M., Joy, M., La Roque, S., et al, 2006, ApJ, 647, 25
Bryan, G.L. & Norman M.L., 1998, A&A, 495, 80
Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R., 1976, A&A, 49, 137
Clowe, D., Luppino, G.A., Kaiser, N. and Cioia, M.I., 2000, ApJ, 539, 540
Comerford, J.M., Menegnetti, M.,Bartelmann, M., & Schirmer, M., 2006, ApJ, 642,39
Cole, S.,& Lacey, C., 1996, MNRAS, 281,716
Evrard, A.E., Metzler, C.A., Navarro, J.F., 1996, ApJ, 469, 494
Giovannini, G., Feretti, L., 2000, New Astronomy 5, 335
Hughes, J.P. & Birkinshaw, M., 1998, ApJ, 497, 645
Kotov, O. & Vikhlinin, A., 2005, ApJ, 633, 781
Majerowicz, S., Neumann D. & Reiprich, T., 2002, A&A, 394, 77
Majerowicz, S., Neumann, D.M., Romer, A.K., et al, 2004, A&A, 444, 673
Neumann, D.M. & Bohringer H., 1997, MNRAS, 289, 123
Neumann, D., 2005, A&A, 439, 465
Neumann, D. & Arnaud M., 1999, A&A, 348, 711
Nevalainen, J., Markevitch, M., Lumb, D., 2005, ApJ, 629, 172
Randall, S.W., Sarazin, and G.L., Ricker, P.M., 2002, ApJ, 577, 579
Read, A. & Ponman, T., 2003, A&A, 409, 395
Ricker, P.M. and Sarazin, G.L., 2001, ApJ, 561, 621
Sauvageot, J.L., Belsole, E., & Pratt, G.W., 2005, A&A, 444, 673
Vikhlinin, A., Forman W., Jones, C., 1999, ApJ, 525, 47
Tanaka, M., Kodama,T., Arimoto, N., et al, 2005, MNRAS, 362, 268
Teyssier, R., 2002, A&A 385, 337
Worrall, D.M. & Birkinshaw, M., 2003, MNRAS, 340, 1261

Appendix A: Possibility of detection up to R_{200} with XMM-Newton

In order to check the possibility of the cluster emission detection up to R_{200} with XMM-Newton data we decided to treat a template of similar cluster from the Hydro N-body cosmology simulation, code RAMSES (Teyssier, 2002).

The leading idea to use numerical simulation was only to check the ability of XMM/EPIC to detect such a massive cluster at this redshift up to its virial radius taking as precisely as possible all the observational effects into account in particular, the relationship between the background, the instrumental response and the hot temperature of this cluster. The scaling applied onto Cluster6 directly follow the M-T relation and allow to properly study the instrumental effect and limits.

We want to obtain similar cluster using the adaptive mesh refinement 3-D hydrodynamical cosmology simulation of structure formation (Teyssier, 2002). Cluster 6 was formed at a temperature of 3.4 keV.

Using the self-similarity theory from Cluster 6 we scaled its temperature and mass to those of CL0016+16 without changing the radial profile (below, we refer to this cluster as simulated cluster). To obtain the cluster emission from the simulation, we created the photons using the Monte Carlo approach. We calculated emission measure per cell using the cell size, density and the solid angle which depends on the used cosmology (Bourdin et al., 2004).

The photons were obtained from cosmology simulation for the simulated cluster. We convolved these photons with XMM-Newton response. In our analysis we took into account the PSF effect, vignetting correction function, mask of CCD cameras (gap) and added the randomly selected events from background data of A. Read. The same data reduction was performed as for CL0016+16. Fig.4 shows the resulting surface brightness profile for the simulated cluster. Notice that Cluster 6 is more cuspy than CL0016+16, its β-model parameters are $\beta = 0.99$ and the core radius $r_c = 0.24$ Mpc. We still detect the emission of simulated cluster up to R_{200} but with less significance, see Fig.A.1. This is a rather robust confirmation that XMM-Newton can detect the bright cluster emission up to R_{200}.

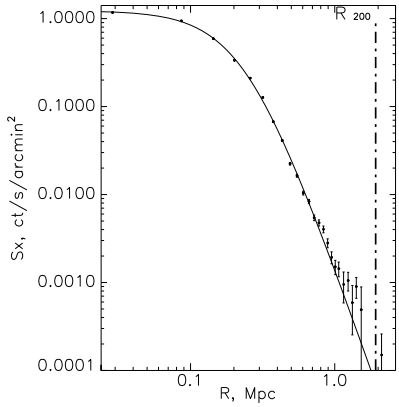

Fig. A.1. The surface brightness profile for similar cluster of CL0016+16 obtained from the Hydro N-body cosmology simulations.

Huitième partie

Article : The dynamical state of A548 from XMM-Newton data : X-ray and radio connection

Astronomy & Astrophysics manuscript no. 9445
May 2, 2008
© ESO 2008

arXiv:0804.3607v2 [astro-ph] 2 May 2008

The dynamical state of A548 from XMM-Newton data: X-ray and radio connection

L. Solovyeva[1], S. Anokhin[1], L. Feretti[2], J.L. Sauvageot[1], R. Teyssier[1], G. Giovannini[2,4], F. Govoni[3], and D. Neumann[1]

[1] CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique,L'Orme des Merisiers, Bat.709, 91191 Gif-sur-Yvette, France

[2] INAF Istituto di Radioastronomia, via P.Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy

[3] INAF - Osservatorio Astronomico di Cagliari, Loc. Poggio dei Pini, Strada 54, 09012 Capoterra (CA), Italy

[4] Dipartimento di Astronomia, Universita' di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy

Received January 15, 2008; accepted March 20, 2008

ABSTRACT

Context. We present a detailed study of the X-ray properties of the galaxy cluster Abell 548b (z=0.04), using XMM-Newton data, and discuss the connection between the thermal properties and the presence of two extended relic radio sources located at the cluster periphery.
Aims. We wish to analyze the dynamical state of the cluster and confirm the presence of a major merger. We will discuss the merger effects on the extended nonthermal emission.
Methods. We analyzed the X-ray brightness distribution, the surface brightness profiles in different directions, and the spectral properties in several cluster regions. Moreover, to better understand the dynamical history of this cluster, we performed an optical analysis of the cluster galaxies.
Results. From the analysis of the temperature distribution and of the surface brightness profiles, we find evidence of a shock in the northern cluster region, just before the location of the two extended peripheral relics. From the optical analysis, we find that the cluster galaxies show a large σ_V, and two components are needed to fit their velocity distribution. Observational results were compared with a cluster simulation. The maps of gas temperature and density distribution from the simulation agree with the observational data in the case of a cluster merger nearly perpendicular to the plane of the sky and in the state after the maximum core collapse.
Conclusions. We conclude that we are observing a galaxy cluster in a major merger phase, just after the maximum core collapse. The mass ratio is about 1:2, and the merger collision is nearly perpendicular to the plane of the sky. A shock is present in the northern cluster region, and it is very likely responsible for the electron reacceleration and the magnetic field amplification that will give cause the cluster relics. The relative position of the shock and the relics is strongly affected by projection effects.

Key words. galaxies:cluster:individual: Abell 548b observation -X ray

1. Introduction

Cluster formation is a still active process in the local Universe. Galaxy clusters exhibit small-and large-scale substructures that clearly indicate of merging activity with other clusters or groups of galaxies. The X-ray observations of the thermal gas in galaxy clusters allow us to study the hot intra cluster medium (ICM), which is the main baryon source in the Universe. Thanks to the XMM-Newton and Chandra observations, we can obtain detailed temperature distributions of the ICM and understand the influence of the cluster's formation history on the thermodynamics of the IGM.

The galaxy cluster Abell 548b (z =0.04) is a merging cluster with two extended radio relics (A and B), located in a cluster peripheral region, on the same side with respect to the cluster center, and another possible relic source of small size (C), near in projection to the cluster center (Feretti et al. 2006). These diffuse radio sources have no obvious connection to cluster galaxies, but are rather associated with the ICM.

Diffuse cluster radio sources appear to fall into two categories: halos, which are centrally located in the cluster, relatively regular in shape, and unpolarized, and relics which are peripherally located, fairly elongated, irregular and often highly polarized. The presence of these large regions (300-600kpc), which show a diffuse synchrotron emission, reveal the existence of a large-scale magnetic field and of relativistic particles in the cluster volume. These nonthermal components have earned a lot of attention in the last years since their formation and evolution is connected to the cluster's dynamical history, and therefore they are important for a complete description of the ICM.

Send offprint requests to: L. Solovyeva,
e-mail: lilia.solovyeva@cea.fr

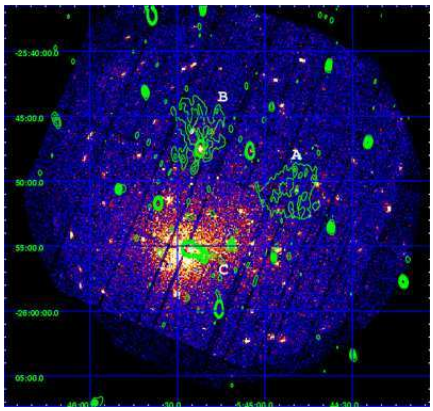

Fig. 1. X-ray image from XMM data in the 0.3 - 4.5 keV energy band, from EPIC cameras. Green contours are the radio emission at 1.4 GHz; A, B, and C indicate the radio relics.

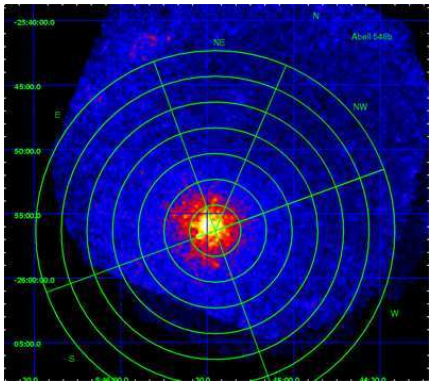

Fig. 2. X-ray corrected image from XMM data with chosen sectors, smoothed with a Gaussian with FWHM = 25″. Superimposed are sectors discussed in Sect. 3.3.3

Present models of the origin of relics suggest that they are tracers of merger shocks. Relativistic particles are accelerated by shocks either by diffusive shock acceleration or adiabatic recompression of fossil radio plasma (Ensslin and Bruggen 2002;Hoeft & Bruggen 2007). The production of outgoing shock waves at the cluster periphery is indeed observed in numerical simulations of cluster merger events (Schindler 2002).

The cluster A548b is located in the cluster system A548, which includes several substructures: A548a, A548b, and A548-2 associated with optical condensations (Davis et al. 1995). The combination of X-ray and optical data show that A548 is a cluster that is still in a formation phase and that has a complex morphology. The ROSAT data, presented by Davis et al. (1995) and by Neumann & Arnaud (1999), indicate that this cluster is in a merging phase, hence not yet dynamically relaxed. A cooling core is clearly not present (White et al. 1997).

In this paper we present a study of the dynamical state of the galaxy cluster A548b by detailed X-ray analysis with new XMM-Newton data to understand the connection between X-ray properties and the presence of radio relics. In Sect. 2 we present a summary of the radio properties. In Sect. 3 we present the new data, their reduction, and the results of the detailed image and spectral analysis (surface brightness profiles, 2D β-model analysis using XMM-Newton and ROSAT data, total temperature profile, temperature profiles in different regions, temperature map). Section 4 gives the relationship between X-ray and radio data. In Sect. 5 we compare our results with optical data and simulations to analyze the dynamical status of the cluster. Results are discussed in Sect. 6, and conclusions are found in Sect. 7.

We assume a concordance cosmology with $H_0 = 70\mathrm{kms}^{-1}\mathrm{Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. At the redshift of the Abell 548b cluster (z = 0.04), the angular scale of 1′ corresponds to a linear size of 47 kpc.

2. Summary of radio properties

Figure 1 shows the contours of the radio emission at 1.4 GHz, obtained and discussed by Feretti et al. (2006). We concentrate here on the extended diffuse radio sources. A diffuse source, named A, was detected in the western cluster region. This extended source has quite a regular morphology and is not associated with any galaxy. Also diffuse emission, named relic B, was detected in the northern cluster region, around a strong point-like radio source. This extended emission is filamentary and irregular. The embedded radio galaxy is not at the center of the diffuse radio emission, but located at its southern boundary. The two diffuse radio sources A and B are strikingly similar in the total flux density at 1.4 GHz and with similar size. The relics A, B are polarized at a level of 30 per cent. No information about Faraday rotation is available. They have steep spectra, with a spectral index value of ∼-2± 1.

Another apparently diffuse source (labeled C) was detected closer to the cluster center, to the northwest, at about 1′ from the galaxy triplet VV 162, classified in the literature as a dumbbell galaxy and coincident with the X-ray centroid. The diffuse radio source C is elongated with no obvious optical identification, and it is polarized at a 7% level. At high resolution, it shows a central diffuse emission and two brighter and more compact spots possibly identified with cluster galaxies. No sign of a radio source coincident with the brightest cluster galaxy is detected. The total flux density of this complex in the high-resolution image is only about 1/3 of that in the image at lower resolution, thus indicating a diffuse structure of lower brightness. Therefore, this source has been classified by Feretti et al. (2006) as a relic.

3. X-ray analysis

3.1. Observations and data reduction

Abell 548b was observed on 2006 February 17 with 70 ksec for EPIC MOS cameras and 64 ksec for pn camera. Figure 1 shows the A548b observation of XMM-Newton with the

radio relics contours (A,B,C). The pointing position was chosen to be between the cluster center and the position of radio relics to have information on the cluster peripheral region and to study the connection between the X-ray and radio emission. For the data analysis we used the background of J. Nevalainen (Nevalainen et al. 2005). We also checked our results using the background of Lumb et al. (2002) and obtained similar results for temperature and surface brightness profiles. We used the method of double background substraction by Arnaud et al. (2002) (see next section). For the analysis, we used the XMM-Newton data from EPIC cameras (MOS 1,2, and pn) and the XMM-Newton Science Analysis System (SAS) for data reduction. In the MOS 1,2 data set we took into account event patterns 0 to 12 and in pn data – patterns 0 to 4, flag=0. In the spectral analysis, we used the data from three EPIC cameras, while we used only the EPIC cameras MOS2 and pn in the image analysis and 2D beta analysis, because we did not have any statistics in CCD6 for camera MOS1. For background observation, the sky coordinates in the event files were modified using the aspect solution of the cluster observation. From the data counts, we detected and excluded the periods of "flares". The final observing time after flare subtraction was 45 and 33 ksec respectively. We normalized the background with the count rate of observation in the high energy bands and exposure time of observation. For correction of the vignetting effect in observation and background data, we used the weighted function (Majerowicz et al. 2002). The extended cluster emission was clearly detected, and we analyzed the data in the 0.3-4.5 keV energy band to optimize the signal-to-noise ratio. Visible point-like sources were masked with circles, and excluded from the observational data in our spatial and spectral analysis. We filled these gaps with the mean value of surrounding environment by multiplying by random values from Poisson distribution.

3.2. Double background subtraction

After cleaning the flare events, the XMM background is dominated by the cosmic X-ray background (CXB) and non X-ray background (NXB) induced by high-energy particles. The background subtraction is very crucial when reducing extended diffuse sources. To properly remove it, we used the double-subtraction method by Arnaud et al. (2002). It consists of two steps: (i) we subtracted the corresponding normalized blank field obtained using the same spatial and energy selection (NXB component), and (ii) then we subtracted the residual components using the data in the outer part, outside the cluster (CXB component). The CXB component of the background is affected by vignetting of the X-optics. In the first step we used the background of Nevalainen et al. (2005). In the second step, we minimized the χ^2 in the outer regions. The background counts were normalized using the count rate of our observation in the high-energy bands and taking the observation exposure time into account.

3.3. X-ray brightness distribution analysis

3.3.1. X-ray image

In Fig. 1 we show the A548b XMM-Newton image (colors) uncorrected for background or exposure. The superposed contour represents the radio emission. The radio relics are named A, B, and C according to Feretti et al. (2006). From this image, it is clear that the cluster emission it extend out to $4' - 5'$ from the central region in north direction (N) and up to $3' - 4'$ in south direction (S). The pointing position (see Sect. 3.1) is far from the X-ray peak in the XMM image, and the cluster center is strongly affected by the vignetting effect. For this reason we used the position from the ROSAT image (Bohringer et al. 2004) as the cluster center.

3.3.2. Corrected X-ray image with modeling of background from observation data

In the data analysis of extended X-ray emission from clusters of galaxies, the background estimate and subtraction is very important. In our case we also have the problem that the vignetting effect can seriously affect our data because of the peripheral pointing center.

For all the 2D analysis, we needed to obtain a vignetting-corrected and background-subtracted image. This is specially important since A548b was observed in the border of the field of view where vigneting effects is more significant. Since one component of the background, the CXB, is vignetted by the X-rays optics when the other, the NXB, is not, we need to estimate their relative contribution to be able to subtract them correctly. In the outer region, where the cluster contribution could be neglected, we can model the observation by $BKG = CXB * VF + NXB$. Since the vignetting function, VF, is known from calibration, one can disentangle the CXB from the NXB contribution by fitting this model to the background data in this external region. From this model and our outer region profile, we minimize the χ^2 to achieve the two components (Solovyeva et al. 2007).

The obtained image of background was subtracted, and we finally corrected our image for the gap and the presence of point sources. We filled the regions where the mask value is zero with the mean value of the surrounding environment by multiplying by random values from Poisson distribution. We then summed the images for cameras MOS2 and PN, excluding the MOS1 camera because of the absence of CCD6. Figure 2 shows the cluster image after the background subtraction, with vignetting, gap, and point sources correction. This image also shows the chosen direction of sectors for study, and the image is smoothed with a Gaussian filter of $\sigma = 7\ ''$.

3.3.3. Surface brightness profile

Abell 548b is a non relaxed cluster (Davis et al. 1995), so we did not expect it to show a gas distribution consistent with a single β-model. We thus obtained fits with a β-model in different directions. We performed a PSF convolution on the beta-model in the fit of the surface brightness profile. In the obtained image for each XMM camera (using standard data reduction, with the background of J. Nevalainen), we summed and rebinned the photons into concentric annuli with a size of $\sim 3.3\ ''$, centered on the center of the X-ray emission given by Bohringer et al. (2004) (see sect. 3.3.1) for each camera. In Fig. 3a we show the total radial surface brightness profile and the obtained β-model fit.

We also derived the surface brightness profiles' averaging data in three sectors: N, Western (W), and Eastern

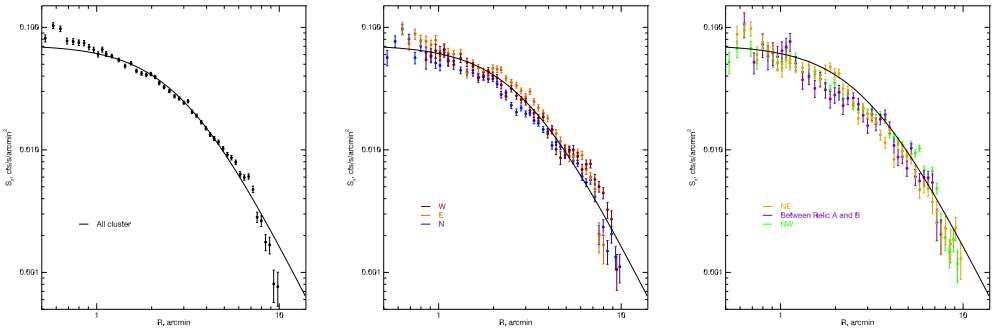

Fig. 3. a) Total surface brightness profile and β-model fit. b) surface brightness profile in a different direction from the center cluster N, W, E and comparison with β-model fit obtained from radial surface brightness profile. c) surface brightness profile only in north direction from center cluster in particular: NE, NW and between relics A and B and comparison with β-model fit obtained from radial surface brightness profile.

(E), defined as in Fig. 2. The results are in Fig. 3b. As a second step to obtain more detailed information in the relic's direction, we obtained surface brightness profiles in sectors NE, NW, and in between the two relics (Fig 3c). The different sectors, except those between the two relics, are shown in Fig. 2. (Note the sector between relics A and B is the angle 45-70 degree if the sector N is the angle 10-110 degree.) We fitted each surface brightness profile with a β-model (Cavaliere and Fusco-Femiano 1976). We did not use the first ten points to avoid contamination from the galaxy triplet VV 162, present at the cluster cluster. We note that the brightest cluster galaxy is not identified with any discrete radio source and that no optical counterpart is associated with the extended emission identified as relic C (Feretti et al. 2006 and Sect. 2).

The results of the β-model fit are given in Table 1. All the fits at any position angle are poor, as indicated by the high values for the reduced χ^2. This agrees with the fact that A548b is a non relaxed cluster. We also compared our results with those of Neumann & Arnaud (1999) obtained from ROSAT, and the comparison confirms that the region where data show the more significant perturbation is at $\sim 1.5'$ and at $\sim 5'$, in each of the directions for our research.

Table 1. A548b, β-model fit in different directions

direction	β	r_c(arcmin)	χ^2/d.o.f
total	$0.67^{+0.08}_{-0.02}$	$3.01^{+0.13}_{-0.20}$	171/40
West	$0.56^{+0.03}_{-0.03}$	$2.52^{+0.44}_{-0.45}$	96/33
East	$0.80^{+0.06}_{-0.07}$	$3.91^{+0.40}_{-0.41}$	78/34
North	$0.62^{+0.03}_{-0.03}$	$2.74^{+0.20}_{-0.21}$	134/40
North-West	$0.72^{+0.06}_{-0.07}$	$3.79^{+0.42}_{-0.47}$	161/39
North-East	$0.60^{+0.03}_{-0.03}$	$2.22^{+0.22}_{-0.25}$	65/38
Between relics A B	$0.717^{+0.10}_{-0.15}$	$3.65^{+0.45}_{-0.47}$	50/32
Neumann&Arnaud	0.52±0.06	2.82±0.04	1.35
from 1' to 5'	$0.54^{+0.02}_{-0.04}$	$2.21^{+0.14}_{-0.14}$	43/30

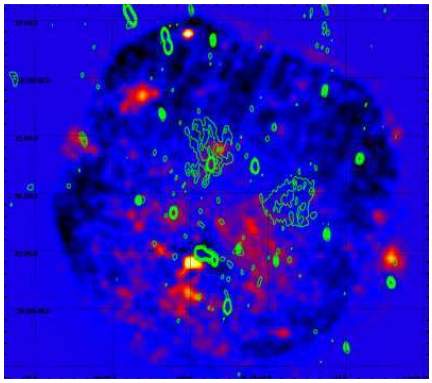

Fig. 4. Residual image obtained from corrected XMM-Newton image, after subtraction of the 2D β model.

Table 2. Best-fitting results of the 2D β-model

Parameter	Best-fitting XMM	Rosat
$R_{c1}(')$	2.46	2.76
$R_{c2}(')$	2.87	3.34
β	0.69	0.65
Pa	1.92	1.99
RA	05:45:29	05:45:28
Dec	-25:55:56	-25:55:58

3.3.4. 2D-β analysis, X-ray residuals

To better analyze the brightness distribution in the cluster, we performed a two-dimensional fit to the cluster brightness using a modified 2D- β-model that allows for two different core radii along the two principal axes of the cluster im-

age ellipse. We estimated the deviations from the model, in the inner $6'$. Figure 4 shows the residuals after the model subraction from the XMM-Newton Gaussian-smoothed image. The residual map is smoothed with a Gaussian of 25 $''$ FWHM. If one computes the significance of the structures of this size, we found roughly 10 σ for each structure inside a 10 arcmin distance from the cluster center.

The same analysis was performed in the ROSAT data and we obtained similar results. In particular from both data sets we obtained a very similar residual map showing a clear decrease in the emission at $1.2'$, and $7'$, and an increasing emission at $4.5'$ around the cluster center, in the relic direction (N and W). This result agrees with the surface brightness profiles obtained at the different directions (Sect. 3.3.2). The best fitting parameters are listed in Table 2. Note that XMM data give better results then ROSAT data since the XMM image was obtained after a more careful subtraction of the background (CXB and NXB components).

The present profile analysis confirms that A548b is a perturbated cluster, with a complex dynamical history. Moreover, we observe an asymmetrical perturbation from the 2D- β-model displaced from the cluster center. To better understand the dynamical state of A548b, we need to perform a spectral analysis now.

3.4. Spectral analysis

To perform the spectral analysis of the XMM-Newton data, we used three cameras of XMM-Newton, the background from J. Nevalainen, and the method of double background substraction by Arnaud et al. (2002), and we fitted the spectrum with XSPEC using a redshifted MEKAL plasma emission model with absorbtion $N_H = 2 \cdot 10^{20} cm^{-2}$ (Davis et al. 1995) and abundance = 0.3. Reported errors in the text and tables are at a 68% confidence level.

The best fit to the mean cluster temperature in the inner $3'$ gives a central cluster temperature $kT = 3.4 \pm 0.1$ keV and a reduced $\chi^2 = 1.02$.

We checked our results using models with free abundance, and obtained similar results and, in particular, same temperature values.

3.4.1. Temperature in different regions

To study the influence of the ICM gas on the radio relics, we extracted the X-ray spectrum in different regions near the radio relics. Chosen regions are shown in Fig. 5. The results are shown in the Table 3. A temperature higher than the cluster average derived in the previous subsection was found in regions 6 and 4, located between the cluster center and relics A and B, with temperatures of $4.6^{+0.7}_{-0.5}$, and $4.5^{+0.3}_{-0.3}$ keV, respectively. The fits in the regions 1 and 2, i.e. in the relic regions A and B, are not conclusive because of the poor statistics in this peripheral cluster area. However, in region 1 (relic A) we obtained a temperature of $6.2^{+3.4}_{-1.9}$ keV, suggesting a possible temperature increase in the relic location. To study the influence of the ICM on relic C, we extracted the spectra in the regions 7 and 3. The obtained temperatures are $3.0^{+0.2}_{-0.2}$keV and $3.9^{+0.3}_{-0.3}$ keV, respectively, so very close to the cluster average temperature in the inner $3'$ ($3.4^{+0.1}_{-0.1}$ keV).

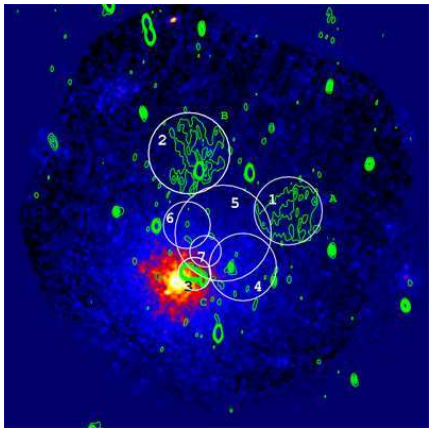

Fig. 5. Chosen regions of A548b for spectrum extraction

Table 3. Spectral fits results by regions

region	T(keV)/χ^2_{red}
1	$6.23^{+3.4}_{-1.9}$/1.06
2	$3.74^{+1.4}_{-0.8}$/0.89
3	$3.95^{+0.3}_{-0.3}$/0.80
4	$4.46^{+0.3}_{-0.3}$/0.88
5	$4.04^{+0.2}_{-0.2}$/0.88
6	$4.62^{+0.7}_{-0.5}$/0.93
7	$3.00^{+0.2}_{-0.2}$/0.91
cluster	
$2'$	$3.28^{+0.1}_{-0.1}$/0.93
$3'$	$3.37^{+0.1}_{-0.1}$/1.02
$5'$	$3.59^{+0.1}_{-0.1}$/1.09

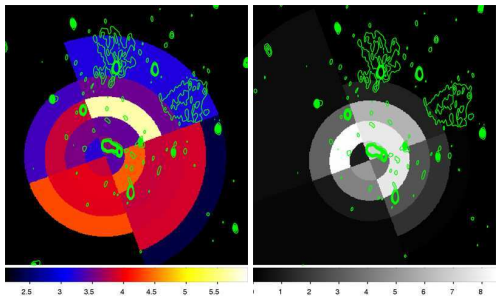

Fig. 6. a) Temperature map of A548b obtained by sectors with contours of relics. b) "Significance map" = $\frac{T_{obs} - T_{average}}{T_{err}}$

3.4.2. Temperature Map

The temperature map is the best measurable indicator of equilibrium in a system. We obtained temperature maps by integrating by sectors or boxes ($2'$ in size) and by an X-ray wavelet spectral mapping algorithm. In all three cases we obtained similar results and find a clear temperature increase at $\sim 5'$ from the cluster center followed by a temperature decrease at $\sim 7'$. The most significant temperature increase was from 3.2keV to 6.5 keV, obtained in the relic direction on the 2-3 keV. Figure 6 we show the temperature map obtained in different sectors where the temperature trend is more visible. In Fig.6b we have the 'significance map' that shows the difference between observed and average temperature divided on temperature error, where average temperature is 3.3 keV through the whole the cluster.

3.4.3. Temperature profiles in sectors

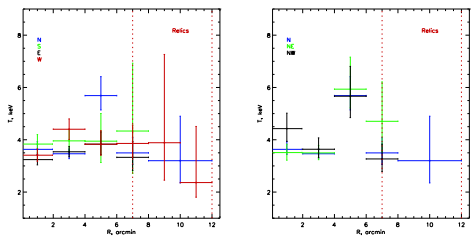

Fig. 7. a) temperature profiles of A548b in different directions: N, S, E, W b) temperature profiles of A548b in relic directions: N, NW, NE.

For a better understanding of the previous result, we derived temperature profiles in the different sectors for the directions: N, S, E, W (as in Fig. 2). We extracted spectra in each sector up to $10'$ from the cluster center, and the size of sectors was chosen similar to the size annuli used to derive the radial temperature profile .

Figure 7a shows obtained temperature profiles in each direction. A significant increase in the temperature at about $5'$, for the N direction, (in the region just before relics A and B), is clear. By splitting the N sector in the two subsectors NW and NE, we observed the same increase of the temperature in the region between $4'$ - $6'$, before the relic location (see Fig. 7b). The highest temperatures are about 5-6 keV .

3.5. Do we detect shocks toward the relics?

Figure 8 shows the surface brightness and temperature profiles in the direction of the radio relics A and B. We clearly observe an increase at $5'$ in the temperature profile (see Fig. 7b) and a significative drop at $7'$ in surface brightness, just before the relic location. On one hand, if one considers that statistics are much better in brightness and that surface brightness is less affected by the averaging along the line of sight, one should use this profile to estimate the shock position and its mach number. On the other hand, the detection of a clear jump in the temperature could also be interpreted as a shock signature. That the projected positions of the shock are different in the two profiles should then be interpreted as different projection/averaging effect for surface brightness and temperature (also taking into account that we need a larger bin to estimate the temperature and then suffer stronger effects). Due to these statistical considerations, it seems better to define the shock position using the surface brightness profile. We, thus compute the temperature profile again so as to have bins just before and after the shock (see Fig. 8).

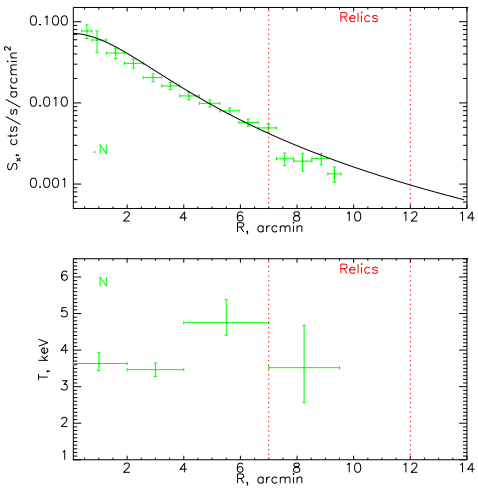

Fig. 8. Obtained perturbation from X-ray data in the surface brightness profile and in the temperature on the N direction to relics A and B.

Considering a possible shock in the N direction and taking the surface brightness profile into account(see Fig. 8), the density compression given by $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ is $1.74^{+0.33}_{-0.27}$ at $7'$. We can use this value to constrain the kinematics of the merger: the Mach number M of the shock can be derived by employing the Rankine-Hugoniot shock relations (Landau & Lifshitz 1959, Markevitch & Vikhlinin 2007) for density or temperature jumps of

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(1+\gamma)M^2}{2+(\gamma-1)M^2} \quad (1)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma)M^2-(\gamma-1))((\gamma-1)M^2+2)}{(\gamma+1)^2M^2} \quad (2)$$

where the subscript 2 denotes material behind the shock (the "postshock" region), and 1 denotes material ahead of the shock (the "preshock" region). For the intracluster gas, we used $\gamma = 5/3$.

Using the above compression value and Eq. 1, the data agree with the presence of a moderately supersonic outflow with a Mach number M=1.5±0.1. This result implies a temperature jump of $T_2/T_1 = 1.54$, in very good agreement

with the measured discontinuity, at $7' : T_2/T_1 = 1.4^{+0.6}_{-0.4}$. In a first conclusion, keeping in mind both the different averaging and projection effect along the line of sight for temperature and density and the fact that both jumps lead to similar mach number, we think that we probably detect a relatively mild shock toward the relics.

4. Relationship between X-ray and radio data

4.1. X-ray versus radio emission

Current models propose that merger shocks are at the origin of relics. In our case, the two radio relics A and B are well outside the cluster core radius (∼100-150 kpc), at projected distances of 500 and 430 kpc from the cluster center, at the boundary of the detected X-ray emission. The poor statistics do not allow us to derive conclusive information on the temperature in the relic regions, whereas a significant temperature increase is detected in the region before the relics. The presence of perturbations in the X-ray brightness distribution and of variations in the cluster temperature is a clear indication of a disturbed cluster, thus supporting the connection between the formation of relics and a strong cluster dynamical activity. On the other hand, it seems that there is no point-to-point coincidence between the radio regions and the shocked region. We show that it is possible to explain the link between the radio emission and the X-ray properties by invoking projection effects.

The small relic C, located at about $1'$ from the cluster center, i.e. within the cluster core radius, in the NW direction, is not associated with any obvious X-Ray substructure or temperature jump. This source consists of three components: a central diffuse emission and two brighter and more compact spots possibly associated with cluster galaxies (see Figs. 6 and 7 and the discussion in Feretti et al. 2006). The total flux density present in the high-resolution images is only about 1/3 of the flux density measured in the lower resolution image (77 mJy), thus indicating the presence of a diffuse structure of low brightness that, according to Feretti et al. (2006) we associate to the relic structure. Because of the low flux density of discrete sources (6.9 and 4.2 mJy, respectively), the flux density and size of source C are only marginally affected by the presence of these possibly unrelated sources. This source could belong to the subclass of small-size relics like those in A13, A85, A133, and A4038 (Giovannini and Feretti 2004, Feretti and Giovannini 2007) located near the central brightest cluster galaxy. A proper study of this central region is prevented by the presence of nearby discrete sources and the insufficent angular resolution of the X-ray data.

4.2. Pressure in relic regions

The Mach number obtained in the previous subsection can be used to estimate a theoretical pressure ratio $P_2/P_1 \sim 3.0$. This is consistent with the observations: indeed in the direction relic A the pressure ratio is 2.9, of relic B it is 2.3, toward the N direction it is 2.8, and between A and B it is 2.7. In the other directions the pressure ratio is much lower: to the W it is 1.6, and to the E it is 2.0 (see Table 4). These results confirm that the shock region is only in the relic direction. Note that to calculate the pressure, we used the observed electronic density in each direction obtained from β-model fits of the surface brightness (Neumann 2005).

We computed the minimum nonthermal energy density in the relic sources from the radio data under equipartition conditions, with standard assumptions. We obtained about 1.6×10^{-13} erg cm^{-3} for relics A and B and 1.2×10^{-12} erg cm^{-3} for C. The nonthermal pressure is 9.9×10^{-14} erg cm^{-3} and 7.4×10^{-13} erg cm^{-3}, respectively. To estimate the minimum nonthermal energy density in the source C, we used the total flux density at low resolution, after subtracting components 7a and 7c (see Sect. 4.1). If we compare these results with the thermal pressure estimated in the relics region, we note that the minimum nonthermal pressure is about a factor 10 lower (but still in agreement with present uncertainties) than the thermal pressure. (From X-ray analysis we obtained 3.5×10^{-12} erg cm^{-3} in the shock near relics A and B, and $\sim 10^{-12}$ erg cm^{-3} in the relic region.) This result confirms our general analysis of the gas pressure in this region. The higher value for relic C agrees with locat at the cluster center, and not simply projected onto it. The equipartition magnetic field is 0.9 μG in relics A and B, and 3.6 μG in source C.

Table 4. Gas parameters in several regions, near the A, B relic location, inside and outside the probable shock.

region	T (keV)	n_e (10^{-3}cm^{-3})	P (10^{-12}dyn cm^{-2})
to A, in shock	5.7 ± 1.0	0.40± 0.01	3.6
to A, out shock	3.3 ±0.5	0.24 ± 0.01	1.2
to B, in shock	5.9 ± 1.0	0.33 ± 0.01	3.2
to B, out shock	4.7 ± 1.1	0.19± 0.01	1.4
N, in shock	5.7 ± 0.6	0.36± 0.01	3.3
N, out shock	3.5 ± 0.5	0.22± 0.01	1.2
W, in shock	3.8 ± 0.5	0.39± 0.01	2.4
W, out shock	3.8 ± 0.5	0.24± 0.01	1.5
E, in shock	3.7 ± 0.4	0.45± 0.01	2.6
E, out shock	3.3 ± 0.6	0.26± 0.01	1.3
relic A, 9'	6.2 ± 2.2	0.14± 0.01	1.4
relic B, 9'	3.7 ± 1.2	0.14± 0.01	0.9
between AB, in	5.7 ± 0.6	0.37± 0.01	3.4
between AB, out	3.5 ± 0.5	0.22± 0.01	1.2

5. Cluster dynamical state

A548b is a cluster with complex dynamical state. Observational evidence suggests the presence of a shock structure before the radio relics A and B. To explain this result, we need to understand the cluster's dynamical history better since radio relics would generally be expected to coincide with the shock region.

We therefore performed a study of the geometry of the merger from optical analysis and from simulations. In this study, we need to take into account the projection effects.

5.1. A548b galaxies velocities and environment

To estimate possible projection effects, we retrieved optical information on the galaxies of A548 from the NED database. Among 606 galaxies found in NED near the A548b cluster, 371 have a velocity measurement. Among these galaxies, 193 lie at a projected distance less than $R_{200} \approx$1.5Mpc (i.e. r<30.5$'$) from the A548b cluster X-ray center. In Fig. 9, we present the histogram of the

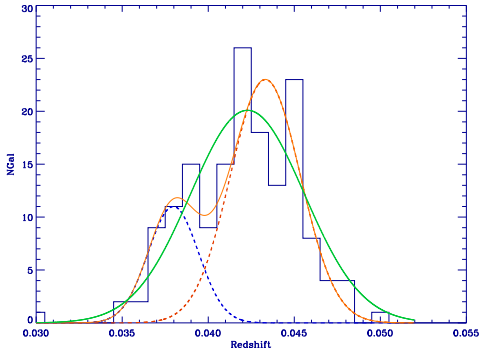

Fig. 9. Histogram of the NED galaxies with known velocity at a projected distance less than R_{200} from the X-ray center.The light green line is the Gaussian fit. A large σ_V = 1300 kms^{-1} is necessary to fit a single Gaussian to the data. If one tries with two Gaussians (red continuum and dashed lines), the σ_V of the major component drops to $\approx$ 925 kms^{-1} and the two velocity centers found are very close to the velocity of A548-2 and A548a

velocities of these galaxies. First, we obtained a fit to this histogram using a single Gaussian. The fit result implies a large σ_V value of nearly 1300kms^{-1}. Using this value, the expected cluster average temperature should be $kT \sim 8$ keV more than twice the observed value in the relation $kT = (\frac{\sigma_V}{323.6})^{1.49}$ (Xue et al. 2000). Therefore, even if statistics are relatively poor, we have tried to fit the galaxy velocity histogram with two Gaussians. In this case, we found the major component with $\sigma_V \simeq$ 925 $\pm$135kms^{-1} and $z = 0.0432$, whereas the second component has $\sigma_V \simeq$ 664$\pm$200kms^{-1} and $z = 0.038$.

Remembering that A548b (05h45m27.9s -25d56m19s V = 12708 kms^{-1} z = 0.042389) belong to a structure containing A548-2 (05h42m18.0s -26d05m00s V = 12861 kms^{-1} z = 0.0429), probably in the same plane of the sky and A548a (05h48m38.9s -25d28m12s V = 11834 kms^{-1} z = 0.039474), some 1000 km s^{-1} less than the two others, the velocities found in the fit with two Gaussians, compare quite well with these redshifts (see Fig. 9).

We then divided the galaxy data set in two groups at a redshift limit of 0.04. We have 39 galaxies with $z < 0.04$ and 96 galaxies with $z > 0.042$. In an Ra-Dec plane centered on the X-ray center, we plotted (Fig. 10a) these two velocities groups as blue and red circles. One can see that the "red" group gently fills the whole space, while the "blue" one seems to be more distributed along the NE – SW direction.

We now try to estimate the mass ratio of the merging units. On one hand, if we split the histogram in two parts at $z \simeq$0.04-0.042 and consider identical galaxy mass distributions for the"blue" and "red" samples, then the number ratio is a first approximation of the mass ratio. In this way, we find $\simeq$2.46. On the other hand, if we use the fit results, the ratio between the areas of each component gives an estimate of $\simeq$ 2.70$\pm$0.94 or, if we try with σ_V, and $M_1/M_2 \simeq (\frac{\sigma_{V1}}{\sigma_{V2}})^2$, we find a mass ratio $\simeq$ 1.9$\pm$1.3. If we remember the poorf statistics, these three estimates are fairly coherent even if not strongly constraining.

We can thus explain the apparently large σ_V and the spatial distribution of the "red" galaxies if we consider the following merging scheme: A548b would be the merger of two units, the major component being A548b, and a smaller one from the direction of A548a. Notice that, in this scheme, the collision axis forms a relatively small angle with respect to the line of sight.

Different situations are possible as a merger between A548b and A548a, from the NE or clump arriving from A548-2 to A548b but it is very probably so that the merger collision is nearly perpendicular to the plane of the sky.

In conclusion, from this optical analysis, we propose that we are observing a merger between two clusters with $\simeq$ 1:2-3 mass ratio (estimated from the velocity histogram of galaxies as shown in Fig. 9). The merger's collision axis is nearly on the line of sight. The smaller cluster probably is located in the SW from the cluster emission center and we are observing the merger just after the core collapse. It should be noted that we detected no galaxy associated with the second component ("blue" circles), behind the radio relics A and B, and in the cluster center (see Fig. 10).

5.2. Comparison with simulations

To understand the dynamical history of A548b and to explain the connection between X-ray, radio, and optical data, we found it useful to compare observational data to the theoretical predictions of a high–resolution cosmological simulation. For that purpose, we considered the 6th most massive halo (hence the name Cluster6) in the $z = 0$ snapshot of a dark matter only simulation of a ΛCDM universe with a periodic box size of 80 h^{-1}Mpc. We then resimulated the same box this time using the N body and hydrodynamics AMR code RAMSES (Teyssier 2002), with a much higher resolution in a region of 20 h^{-1}Mpc around the cluster, and with a much lower resolution outside this radius, just enough to get the correct large-scale tidal field. This now rather standard simulation technique is usually called "zoom simulation" or "re-simulation", and it is used in cosmology to focus computational resources on one specific object. Cluster6 is very interesting for this paper, since its final Virial temperature is close to 3.3 keV and R_{200} $\approx$1.42Mpc, in striking agreement with A528b. Last but not least, Cluster6 experienced a major merger around $z \simeq 0.7$, and at this redshift Cluster6 should be close to the assumed dynamical state of A548b. The simulation was initialized using a 512^3 Cartesian grid to cover the whole box, and then derefined outside the central 20 h^{-1} sphere. We then progressively and dynamically increased the level of refinement *only in the high-resolution region*, using a quasi-Lagrangian refinement strategy, until we reached 7 additional levels of refinement. Our finest cell size is therefore close to 1 h^{-1}kpc, comfortabily smaller than the observational resolution. The number of AMR cells in the Virial radius is almost 1×10^6, while the number of dark matter particles is slightly above 7×10^5.

We performed the comparison between simulation results and X-ray data for gas density, gas temperature and, Mach number. These parameters are important for tracing the connection with radio data and particle acceleration.

We chose the different outputs obtained from simulation around the maximum core collapse. We focused on the epoch when two clumps merge along a large-scale filament and consider different projection axes. At the same time,

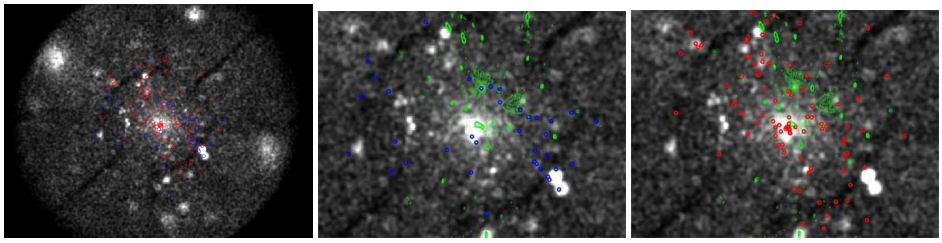

Fig. 10. a) X-ray from ROSAT data and distribution of galaxies, the positions of the galaxies around the X-ray center. b) X-ray, radio data and "blue" circle correspond to galaxies having $z < 0.04$. c)X-ray, radio data, and "red" circles correspond to galaxies with $z > 0.042$.

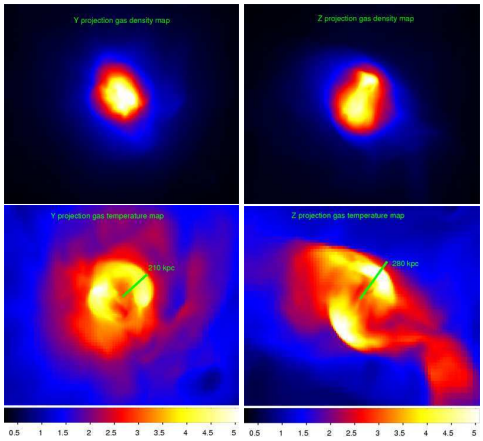

Fig. 11. Simulation data. We treated outputs just after maximum core collapse, in different projections. The figure shows the same output for Y projection and for Z projection, in particular Y gas density map, Y gas temperature map with color scale, Z gas density map, Z gas temperature map with color scale. We observed the shock in 210 kpc with ratio T2/T1 = 2 in Y projection.

we studied the effect of projection on the gas distribution. We examined the different projection X, Y, Z of the merger to have a complete scenario of all the merger situations. We obtained different results for the gas density, gas temperature map with a the same outputs, from the same cluster at the same time. After our analysis of different outputs from simulation and comparison with X-ray data of A548b, we selected the output results just after the maximum core collapse. In this case simulated results for the temperature ratio and distance to the shock agree with observational results of A548b.

Figure 11 shows the temperature and density maps obtained from the Y and Z projections. The results are very different, and we select the Y projection, because the density map has the same distribution of the A548b emissivity map. Moreover, the temperature map obtained from the simulation has a temperature increase around the cluster center, similar to the observed one. The maximum of the temperature is in the annulus at 210 kpc, with values between 4.5 and 6 keV. The same temperature of A548b (3.3 keV) was obtained at the cluster center. Two peaks in temperature (6 keV) are present in the two regions around the cluster center. Note that the position of the peaks depends on the line-of-sight direction. After the optical analysis, we derived that A548b is in the state of merging, with 1:2-3 mass ratio of the units, and the merger collision direction nearly perpendicular to the plane of the sky.

To compare our results with radio data, we calculated the Mach number map for different projections of chosen outputs, using the projected velocity distribution and the projected speed of sound, in particular (Vazza Brunetti & Gheller 2008):

$$\Delta v = \frac{3}{4} v_s \frac{1 - M^2}{M^2}. \quad (3)$$

Figure 12 shows the obtained Mach number maps for Y, Z projection, just after maximum core collapse. In Y projection we observed a circular shock after temperature shock in the radius 250kpc, where the relativistic particles can be accelerated.

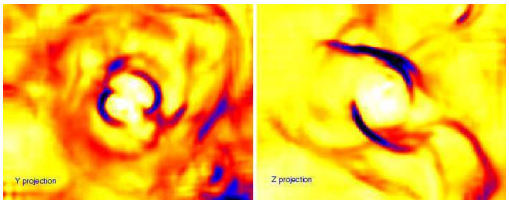

Fig. 12. Obtained Mach number from simulation at the same output, just after maximum core collapse for the Y and Z projection.

6. Discussion

To explain the observational properties of A548b we need to understand the cluster dynamical history, in particular

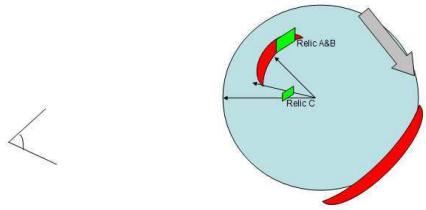

Fig. 13. Probable geometry and merger collision scenario. Red regions indicate the shocks, green regions indicate the relics. The arrow indicates the merger direction.

the merger collision scenario. After our analysis we found the following main facts:

- From the X-ray analysis, we observed the shock in the ICM temperature and emission just before the relic's location, and the increase in the temperature and highly perturbed emissivity profiles in all cluster sectors.
- From the optical analysis, we found that we very likely observed a merger of two units with 1:2-3 mass ratio, with the smaller unit located in the SW.
- From our simulations and from A548b environments, we found that the merger collision should be nearly perpendicular to the plane of the sky.

To reconstruct the geometry of the merger, we compared the observations with simulations. We propose the following merging scheme: A548b would be the merger of two units, with a 1:2-3 mass ratio, a major component coming from A548b, and a smaller one coming from the NE direction (i.e. from A548a). The merger collision is nearly perpendicular to the plane of the sky, the small clump arrived from the NE, merged with the large clump, and now the gas from the small clump is located in the SW region, with respect to the cluster emission center.

In the scenario that radio relics should be recently triggered by a shock wave for an efficient particles acceleration mechanism, the projection effects could help us to reconcile the relic position with the apparent position of the temperature enhancement. The A548b complex scenario, i.e. the relic's location (on the same side with respect to the cluster center) and the shock just before the relic's location, can be explained by the merger geometry sketched in Fig. 13. The two radio relics A and B, located at projected distances of 500 and 430 kpc from the cluster center, lie at the boundary of the X-ray brightness distribution, but this is due to strong projection effects of a merger along the line of sight.

The two relics represent two enhanced regions belonging to a large-scale shock, originated at the cluster center and moving to the peripheral region. A second symmetrical shock is expected by simulations, but because of mass ratio and merging geometry, it should be present in a peripheral region in SW direction (see Fig. 13) with a very low density. It cannot be present in our observation because of the chosen pointing center, but we do not expect that it could also be seen in a pointed XMM observation. According to present models of the formation of radio relics, we can imagine that a bubble of relativistic particles is accelerated by the shock originated by the major merger, the local magnetic field is compressed and amplified, originating the radio emission. The origin of relativistic particles is unknown. We note that relativistic particles should not be present in the whole shocked region, but only in the region where we see the extended radio emission. This suggests that these relativistic particles, possibly originating in past AGN activity, were confined in floating discrete bubble regions.

In this scheme, we observe the shock before the relic location due to the projection effects, because the merger collision is nearly perpendicular to the plane of the sky. Due to the poor statistics, the temperature in the relic regions is poorly constrained, but we expect these regions also to be shocked regions. In this scenario, the relics are at the same distance from the cluster center as the detected hot region, although the projected distance is smaller. The origin of relativistic particles responsible for the relic radio emission is puzzling. Indeed, it seems that the relativistic particles are not present in the fully shocked region, but only where radio emission is detected.

7. Conclusions

The main results of our study of the galaxy cluster Abell 548b from XMM-Newton observations can be summarized as follows:

$X-ray$ analysis. We used XMM-Newton data to obtain X-Ray images and temperature distribution of the thermal ICM in A548b. We found that the β-model is not a good fit of the data for the whole radial surface brightness profile in different sectors towards the N, S, W and E. Moreover we observed significant perturbations at $1.5'$, $5'$, and $7'$ from the cluster center in all the surface brightness profiles we obtained in different sectors and directions. The most significant perturbation is present towards relics A and B. Perturbations are also present in the residual image after subtraction of a 2D β model, and here the most relevant perturbations are in the region towards the relics.

We studied the dynamics of A548b from a detailed spectral analysis. The central cluster temperature estimated in the inner $3'$ is $3.4\pm$ 0.1 keV. The spectral study confirms that this cluster is not relaxed. We obtained a radial temperature profile, which shows a clear temperature increase at $5'$ from the cluster center. We extracted spectra in the regions between the cluster center and the relics A and B, and found that the most significant increase in temperature is present in the N (in direction of the two relics), but definitely before the relic location. We studied the temperature distribution in sectors, in boxes, and with the X-ray wavelet spectral mapping algorithm. In all cases we obtained similar results: a temperature increase in the annulus at $5'$ from the cluster center. The most significant increase in the temperature (from 3.5 keV to 6 keV) was observed towards the relic's direction. The temperature distribution shows a similar asymmetry to the brightness distribution.on.

Optical analysis. From an optical analysis we observed a large galaxy velocity dispersion of $\sigma_V \simeq 1300\mathrm{kms}^{-1}$, which is likely to be derived from two groups of galaxies with different velocities and velocity dispersions: "red"- $\sigma_V \simeq 935\mathrm{kms}^{-1}$ and $z = 0.0432$; "blue"- $\sigma_V \simeq 664\mathrm{kms}^{-1}$ and $z = 0.038$. Assuming that the "red" galaxies are associated with the cluster A548b, the "blue" galaxies are associated with a merging clump, with a 1:2-3 mass ratio. We can explain the apparent large σ_V and the spatial distribution of the "blue" galaxies if we consider the following merging

scheme. Since A548b is in a rich environment with two other clusters A548-2 and A548a, it would be the merger of two units, a major component and a smaller one coming from the NE (from A548a). From the optical data we know, that A548a, A548b, and A548-2 are located at redshift 0.0394, 0.0423, and 0.0429, respectively. In this scheme, the collision axis forms a relatively large angle with the plane of the sky.

Simulation analysis. We used Cluster 6, obtained from the hydro N-body cosmology simulation, code RAMSES (Teyssier 2002), to draw the dynamical history of A548b. The mean temperature obtained from simulations is 3.3 keV, consistent with the temperature observed in A548b. We compared simulations and X-ray data for density, temperature, and Mach number maps at epochs around the maximum core collapse, in particular just after the maximum core collapse. We also studied the influence of projection effects on the observations. After this simulation analysis, we selected the output where density and temperature simulated maps were very similar to images obtained from our observation. The better agreeement was found under Y projection, i.e. with the merger axis nearly perpendicular to the plane of the sky, and at the epoch just after the first maximum core collapse. To compare our results with the radio data, we also derived the Mach number map from the previous simulations.

$X-ray$ and radio connection. A548b is a cluster in a complex dynamical state. From the current data, it is not possible to establish if the central relic C is associated with any shock or X-ray feature. Higher angular resolution data are needed to analyze this cluster region. We observed an increase in the temperature at $5'$-$7'$ from the cluster center, i.e. before the radio relics A and B. This is interpreted as being caused by a shock with Mach number $\sim$1.5. We can explain the relative location of the relics with respect to the shocks by strong projection effects due to a merger occurring nearly perpendicularly to the plane of the sky (see Fig. 13). This scenario agrees with the suggestion that relics A and B could be part of a common structure (Feretti et al. 2006).

Acknowledgements. We would like to thank Franco Vazza for useful discussions. R.T. would like to thank Stefan Gottloeber for providing the Cluster 6 initial conditions. The simulation work was done with the support of the Horizon project. This research also made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the JPL, CalTech, under contract with NASA.

References

Arnaud, M., Neumann, D.M., Aghanim, N., et al, 2001, A&A, 365, L80
Arnaud, M.,Majerowicz, S., Lumb D., et al 2002, A&A, 390, 27
Belsole, E., Sauvageot, J.L., Pratt, G.W., & Bourdin H. 2005, A&A, 430, 385
Berrington, Robert C., Lugger, P. M., Cohn, H. N., 2002, AJ, 123, 2261
Bohringer, H., Schuecker, P., Guzzo, et al 2004, A&A, 425, 367
Briel, U. G., Finoguenov, A., Henry, J. P., 2004, A&A, 426, 1
Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R. 1976, A&A, 49, 137
Chatzikos, M., Sarazin, C. L., Kempner, J. C., 2006, ApJ, 643, 751
Clarke, T. E., Ensslin, T. A., 2006, AJ, 131, 2900
Ensslin, T. A., Bruggen, M., 2002, MNRAS, 331,1011
Davis, D., Bird, C., Mushotzky, R., Odewahn, S., 1995, ApJ, 440, 48
Dolag, K., 2006, AN, 327, 575
Feretti, L., Bacchi, M., Slee, O. B., Giovannini, G., Govoni, F., Andernach, H., Tsarevsky, G., 2006, MNRAS, 368, 544
Feretti, L., Neumann, D. M., 2006, A&A, 450L, 21
Feretti, L., 2003, ASPC, 301, 143
Feretti, L., Giovannini, G., 2007, Springer Lecture Notes in Physics, Ed. M. Plionis et al., in press (arXiv:astro-ph/0703494)
Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., et al, 2005, A&A, 430, 19
Ferrari, C., Arnaud, M., Ettori, S., Maurogordato, S., Rho, J., A&A, 446, 417
Fujita, Y., Sarazin, C. L., Sivakoff, G. R., 2006, PASJ, 58, 131
Giovannini, G. , Feretti, L., 2000, New Astronomy 5, 335
Giovannini, G. , Feretti, L., 2004, JKAS 37, 323
Govoni, F., Feretti, L., 2004, IJMPD, 13, 1549
Henriksen, M., Hudson, D., 2004, JKAS, 37, 299
Henry, J. P., Finoguenov, A., Briel, U. G., 2004, ApJ, 615, 181
Hoeft, M., Brggen, M., Yepes, G., 2004, MNRAS, 347, 389
Kempner, J., Sarazin, C., Markevitch, M., 2003, ApJ, 593, 291
Kempner, J. C., David, L. P., 2004, MNRAS, 349, 385
Landau, L. D., & Lifshitz, E.M., 1959, Fluid Dynamics
Lumb, D.H., Warwick, R.S., Page, M., and De Luca, A., 2002, A&A 389, 93-105
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., Vikhlinin, A., 2007, Phys. Rep., 443, 1
Majerowicz, S., Neumann D. & Reiprich, T. 2002, A&A, 394, 77
Majerowicz, S., Neumann, D.M., Romer, A.K., et al 2004, A&A, 444, 673
Mazzotta, P., Fusco-Femiano, R., Vikhlinin, A., Markevich, M, 2002, ApJ, 569L, 31
Mazzotta, P., Brunetti, G., Giacintucci, S., Venturi, T., Bardelli, S., 2004, JKAS, 37, 381
Neumann, D., 2005, A&A, 439, 465
Neumann, D. & Arnaud M. 1999, A&A, 348, 711
Nevalainen, J., Markevitch, M., Lumb, D. 2005, ApJ, 629,172
Ricker, P.M. and Sarazin, G.L. 2001, ApJ, 561, 621
Sauvageot, J.L., Belsole, E.,& Pratt, G.W. 2005, A&A, 444, 673
Schindler, S., Mergers of Galaxy Clusters in Numerical Simulations, 2002, 229
Solovyeva, L., Anokhin, S., Sauvageot, J. L., Teyssier, R., Neumann, D. 2007, A&A, 476, 63
Vazza F., Brunetti G. & Gheller C., 2008, submitted to MNRAS
Venturi, T., Giacintucci, S., Brunetti, G., Cassano, R., Bardelli, S., Dallacasa, D., Setti, G., 2007, A&A, 463, 937
Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., 2001, ApJ, 551, 160V
Teyssier, R., 2002, A&A 385, 337
White, D.A., 2000, MNRAS, 312, 663

White, D.A., Jones, C., Forman, W., 1997, MNRAS, 292, 419
Xue, Y.-J., Wu, X.-P., 2000, ApJ, 538, 65X

Neuvième partie

Article : Possibility to detect the cluster emission up to R_{200} with XMM-Newton data

Author's personal copy

Available online at www.sciencedirect.com
ScienceDirect
Advances in Space Research 42 (2008) 572–575
ADVANCES IN SPACE RESEARCH (a COSPAR publication)
www.elsevier.com/locate/asr

Possibility to detect the cluster emission up to R_{200} with XMM-Newton data

L. Solovyeva *, S. Anokhin, J.-L. Sauvageot

CEA/DSM/DAPNIA, SAp, L'Orme des Merisiers, Bat.709, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 7 November 2006; received in revised form 13 July 2007; accepted 27 October 2007

Abstract

We present the results of analysis XMM-Newton data of galaxy cluster CL0016+16, which enables us to trace X-ray emission and temperature profile up to the virial radius. We obtained similar results using three different backgrounds. We checked the possibility of detection of cluster emission up to the virial radius with XMM-Newton data with hydrodynamical cosmology simulation from the Adaptive Mesh Refinement technique, code RAMSES by Teyssier [Teyssier, R. Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. A&A 385, 337, 2002], convolution with XMM-Newton and the data base of the spectra by Sauvageot et al. [Sauvageot, J.-L., Belsole, E., Pratt, G.W. The late merging phase of a galaxy cluster: XMM EPIC observations of A 3266. A&A, 444, 673, 2005]. For the first time we were able to compute the mass of CL0016 up to R_{200}, we found, assuming hydrostatic equilibrium framework, $M_{200} = (1.15 \pm 0.11) \times 10^{15} M_{\odot}$.
© 2007 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Galaxies; Cluster; X-ray; Intra-cluster medium

1. Introduction

In the hierarchical scenario of structure formation based on gravitation, clusters of galaxies are the largest and youngest objects in the universe which are virialized. Because of their relatively young age, internal physical processes in a cluster did not have time to erase information on the initial overdensity and collapse from which they originate. This allows us to use galaxy cluster as cosmological probes. X-ray observation of clusters of galaxies allows us to study it by using the hot gas intra-cluster medium (ICM), which is the main baryon source in the cluster. For better understanding of the physics and dynamics near the virial radius, for more exact determination of the physical parameters of galaxy clusters and for testing the cosmology, it is better to obtain cluster emission up to the virial radius. At the same time it is important to check the possibility of the detection of cluster emission up to the virial radius with XMM-Newton data. Here we present a spectra-imaging study of the galaxy cluster CL0016+16, which is a very massive luminous distant ($z = 0.54$) galaxy cluster. We supposed that it is a relaxed cluster with spherical symmetry. To determine the virial radius we assume that the cluster is virialized up to R_{200}, the radius to which the mean density of the cluster is 200 times the critical density of the universe. To calculate R_{200} we used its definition:

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200 \rho_{\text{crit}}(z) R_{200}^3 \tag{1}$$

where critical density $\rho_{\text{crit}} = 3H_0^2/8\pi G$, $E(z) = \rho_{\text{crit}}(z)/\rho_{\text{crit}}(z=0)$, our cosmological parameters $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and in the hydrostatic equilibrium approach supposing the cluster is isothermal with a mean temperature of 8.9 keV (Kotov and Vikhlinin, 2005); we found $R_{200} = 1.92$ Mpc.

2. Data analysis

We used the data of the satellite XMM-Newton from EPIC cameras (MOS1, MOS2, and pn). We detected and

* Corresponding author.
E-mail address: lilia.solovyeva@cea.fr (L. Solovyeva).

0273-1177/$34.00 © 2007 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.asr.2007.10.026

Author's personal copy

excluded the periods of flaring background. For this we extracted light curves for each camera. In our research we want to detect the ICM up to the virial radius. The cluster emission is weak in the external region, so the astrophysical background can play the main role in the outer region, that is why the treatment of background is very important. For data analysis we decided to use three different backgrounds for subtraction, we used the background of Read without "flare" rejection, the background of Nevalainen with "flare" rejection and the modeling of background using observation data. In our image and spectral analysis we used the method of double background subtraction of cosmic X-ray background (CXB) and the non-X-ray background components (NXB) by Arnaud et al. (2002).

The background of Read is the background without "flare" rejection (Read and Ponman, 2003). We did the "flare" rejection using a similar method for observation and background, so we suggest that the residual "flare" background could play a role in each energy band. That is why for observation and background data we have done the "flare" rejection in the standard selection (Majerowicz et al., 2002) for each energy bands. For observation and background data we obtained images of the external regions in each energy band, compared the histograms of light curves to get the best parameters to exclude "flares" for each energy band. Using different energy bands for "flare" rejection we obtained similar results and exposure times.

To test our results of detection of cluster emission up to the virial radius with XMM-Newton data we performed images and spectral analysis with the background of Nevalainen (Nevalainen et al., 2005). The background data of Nevalainen are cleaned for "flares", have good statistic, fewer sources, and no artefacts in the center of FOV. In this analysis we have applied the "flare" rejection with the standard selection.

3. Image analysis

We fitted surface brightness profile with a β-model (Cavaliere and Fusco-Femiano, 1976) in which the surface brightness $S(r)$ is defined as:

$$S(r) = S_0\left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta+0.5} \tag{2}$$

where S_0 is the central intensity, r_c is the core radius, and β is the slope parameter. The best fit β-model was used to compute the total mass.

To obtain a surface brightness profile using the background of Read we created an image and calculated the corresponding exposure maps taking into account the detector geometry for observation and background data. From these images we created radial surface brightness profiles. The cluster emission is significantly detected up to R_{200} with limit of detection 3σ. The β-fits of the cluster profile gives $\beta = 0.76 \pm 0.01$ and a core radius $r_c = 0.30 \pm 0.06$ in this case, the reduced χ^2 is 0.98.

To obtain the surface brightness profile using the background of Nevalainen we extracted the surface brightness profile of the cluster in the 0.3–4.5 keV energy band. This band was chosen to optimize the signal-to-noise ratio. The resulting surface brightness profile S_0 is shown in Fig. 1. The cluster emission is clearly detected up to R_{200}, with limit of detection 3σ. We fitted S_0 with β-model. The fit of the cluster profile gives $\beta = 0.75 \pm 0.01$ and a core radius of $r_c = 0.28 \pm 0.07$ Mpc. The reduced χ^2 is 1.12. This result is in a good agreement with the result of Kotov and Vikhlinin (2005).

The astrophysical background plays a very important role in the data analysis of the outskirts of galaxy clusters so we supposed that it is better to use the observation data for modeling of the background. We consider the CXB to be constant before the observation and only vignetted by the mirror, its contribution could be recovered by one constant plus the vignetting function. Since particles arrive from all directions, and ignoring mirrors, one constant NXB is enough to represent their contributions. The CXB component of background is vignetted by X-optics, but the NXB component is not. In this analysis we did the following: selection of the "flare" events in the observation data, creation of the surface brightness profile from observation data, using of the vignetting function for defining the CXB and NXB components of the background by minimizing χ^2 in the outer regions. Finally, we subtracted the obtained CXB and NXB components from surface brightness profile and afterwards we corrected this profile with the vignetting function. We obtained cluster emission up to R_{200} and fitted the surface brightness profile with

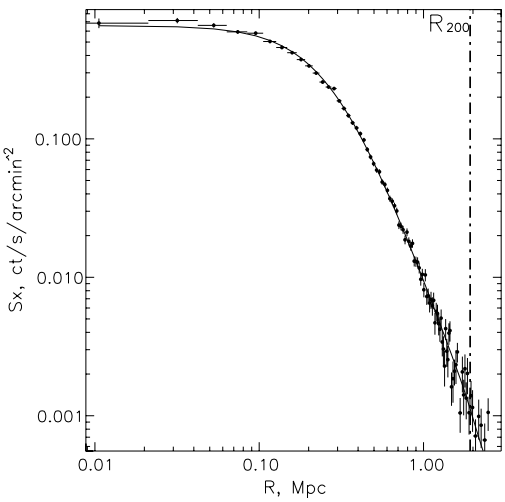

Fig. 1. Combined MOS1, MOS2, and pn surface brightness profile obtained using background of Nevalainen. Solid line: best fit β-model.

Author's personal copy

β-model. The fit of the cluster profile gives $\beta = 0.74 \pm 0.01$ and a core radius of $r_c = 0.30 \pm 0.05$ Mpc, the reduced χ^2 is 1.2.

With the Nevalainen background, we found a very good fit with a single β-model up to R_{200}. But, if we use our background modeling, then we can clearly detect a steepening in the outer regions as Vikhlinin et al. (1999) ($\beta = 0.81 \pm 0.02$) and thus the global fit with this procedure is less good than using the Nevalainen background. This does not allow us to rule out the existence of the steepening even if we think that our modeling is probably more specific to the local background than the average done in the Nevalainen case.

In order to check the possibility of the detection the cluster emission up to the virial radius with XMM-Newton we decided to treat a similar cluster from Hydro N-body cosmology simulation, code RAMSES Teyssier (2002). We obtained a similar cluster using the adaptive mesh refinement 3-D hydrodynamical cosmology simulation of structure formation, in particular we obtained the Cluster 6. Using the self-similarity theory we scale temperature and mass to CL0016+16 without changing the radial profile of Cluster 6. To obtain simulated photons we used a Monte Carlo approach, which fully described in Bourdin et al. (2004). After the creation of the photons we convolved them with XMM-Newton response and added a number of randomly selected events from background data of Read, corresponding to the attempted number of background events (Sauvageot et al., 2005). Noticing that Cluster 6 is more cuspy than CL0016 its β-model parameters are $\beta = 0.99$ and $r_c = 0.24$ Mpc. We still detect the Cluster 6 up to R_{200} but with less significance a bit , see Fig. 2.

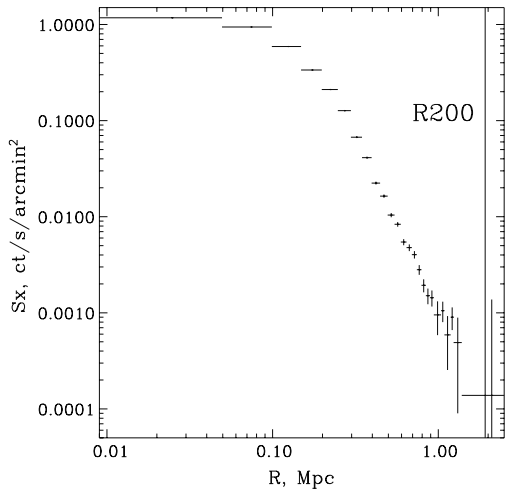

Fig. 2. Surface brightness profile for a cluster similar to CL0016+16 obtained from the Hydro N-body cosmology simulations.

4. Spectral analysis

In spectral analysis we used three cameras of XMM-Newton, the background of Nevalainen, the method of double background subtraction (Arnaud et al., 2002) and we fitted the spectrum with XSPEC using a redshifted MEKAL plasma emission model with absorption $N_H = 4 \times 10^{20}$ cm^{-2} and abundance = 0.18. For obtaining the temperature profile we assumed that CL0016+16 is a relaxed cluster therefore we assumed that the temperature structure of this cluster was spherically symmetric. We extracted the spectra in five concentric annuli centered on the cluster X-ray emission peak and fitted the data as described above. The size of the annuli were selected by the number of the source counts required for sufficient statistics. We obtained a temperature profile up to R_{200}. The corresponding temperature profile is shown in Fig. 3. It is in good agreement with spectral fit results from Kotov and Vikhlinin (2005).

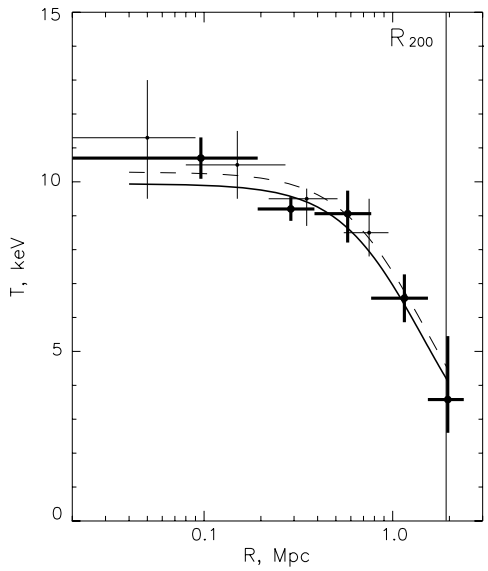

Fig. 3. Solid data points are best fit radial temperature profile when thin points are radial temperature profile of Kotov and Vikhlinin (2005); lines are the best fit function also taken in Kotov and Vikhlinin (2005).

5. Conclusion

We can detect the surface brightness profile of CL0016+16 up to the virial radius with XMM-Newton data. Using different backgrounds of subtraction we obtained similar results. The β-model parameters are in good agreement with all treatments using the double

Author's personal copy

background subtraction method. We obtained a temperature profile up to R_{200}. The temperature profile is in good agreement with spectral fits from Kotov and Vikhlinin (2005) obtained up to R_{500}. From similar cluster of CL0016+16 obtained with Hydro N-body cosmology simulations we can detect cluster emission up to R_{200} with XMM-Newton. We can detect cluster emission up to the virial radius because CL0016+16 is very massive. In the framework of hydrostatic equilibrium we estimate the total mass up to R_{200} using obtained temperature profile and best fit of β-model using the Nevalainen background, we found $M_{200} = (1.15 \pm 0.11) \times 10^{15} M_{\odot}$ (not extrapolated).

Acknowledgement

We acknowledge R. Teyssier for numerical cosmology simulations data of Cluster 6 which have allowed us to test the possibility of detecting cluster emission up to R_{200} with XMM-Newton.

References

Arnaud, M., Majerovwicz, S., Lumb, D., et al. XMM-Newton observation of the distant ($z = 0.6$) galaxy cluster RXJ1120.1+4318. A&A 390, 27, 2002.

Bourdin, H., Sauvageot, J.L., Slezak, E., et al. Temperature map computation for X-ray clusters of galaxies. A&A 414, 429, 2004.

Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. A&A 49, 137, 1976.

Kotov, O., Vikhlinin, A. XMM-Newton observations of evolution of cluster X-ray scaling relations at $z = 0.4$–0.7. ApJ 633, 781, 2005.

Majerowicz, S., Neumann, D., Reiprich, T. XMM-Newton observation of Abell 1835: temperature, mass and gas mass fraction profiles. A&A 394, 77, 2002.

Nevalainen, J., Markevitch, M., Lumb, D. XMM-Newton EPIC background modeling for extended sources. ApJ 629, 172, 2005.

Read, A., Ponman, T. The XMM-Newton EPIC background: production of background maps and event files. A&A 409, 395, 2003.

Sauvageot, J.-L., Belsole, E., Pratt, G.W. The late merging phase of a galaxy cluster: XMM EPIC observations of A 3266. A&A 444, 673, 2005.

Teyssier, R. Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. A&A 385, 337, 2002.

Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C. Outer regions of the cluster gaseous atmospheres. ApJ 525, 47, 1999.

Dixième partie

Annexe : XMM-Newton

Chapitre 11

Satellite XMM-Newton

11.1 Les satellites X et leur comparaison

Les rayons X émis par les objets astrophysiques sont absorbés dans la haute atmosphère. C'est pour cela qu'il faut lancer des satellites pour étudier l'émission X des objets célestes. L'histoire des satellites X commence avec le lancement du satellite " Uhuru " en décembre 1970, qui a effectué le premier relevé complet du ciel en rayons X. D'autres satellites ont continués ce travail de pionniers : " Ariel V " (1974), " Einstein " (1978), " EXOSAT " (1983), " Ginga " (1987), " ROSAT " (1990), " ASCA " (1993) et " Beppo-SAX " (1996). ROSAT a effectué la première couverture du ciel avec une résolution spatiale d'environ 30 arcsec. Cet échantillonnage a fourni un catalogue de plus de 100000 nouvelles sources. Les satellites les plus récents sont " Chandra " et " XMM-Newton " lancés en 1999 et " Suzaku " lancé en 2006. À propos de " Chandra " et " XMM-Newton " , les deux observatoires ont des détecteurs type " CCD " (charge coupled device) qui fournissent à la fois une information spatiale et spectrale. Il est donc, possible, avec ces satellites, d'étudier des variations spectrales dans l'émission X des objets étendus. La spécificité de " Chandra " est d'avoir une résolution spatiale excellente dans ce domaine d'énergie (autour d'une seconde d'arc). " XMM-Newton " apporte lui la combinaison d'une très grande surface collectrice avec une bonne résolution spatiale (4-6 arcsec FWHM). Cette grande surface collectrice est assurée par trois télescopes, ce qui permet d'obtenir des données de grande sensibilité. Les photons X sont très énergétiques. À la différence des photons optiques, un photon X absorbé ionise le silicium de l'élément détecteur. Le nombre d'électrons produits est proportionnel à l'énergie du photon incident, le comptage précis de ces électrons permet la détermination de l'énergie du photon X. Cette technique permet de mesurer à la fois la position et l'énergie du photon : c'est la spectro-imagerie. Les satellites X précédents avec des capacités de spectro-imagerie, tel que ROSAT ou Einstein étaient équipés de compteurs proportionnels, qui avaient une très modeste résolution spectrale. Aujourd'hui, les détecteurs à bord des télescopes X sont souvent des CCD's qui fournissent une bien meilleure spectroscopie que les compteurs proportionnels.

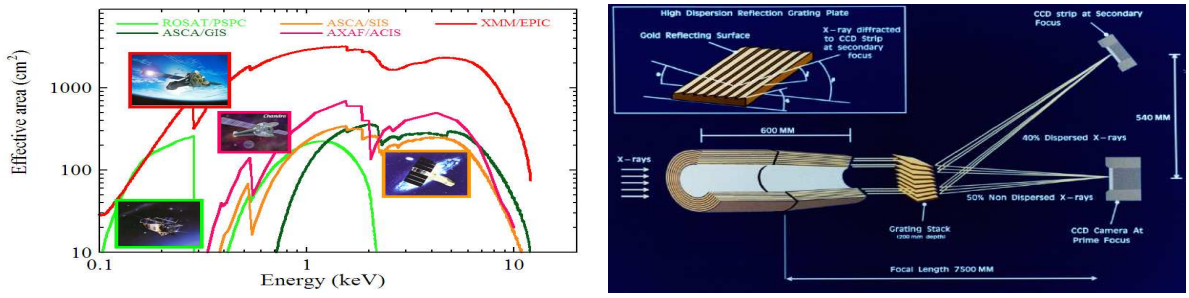

FIG. 11.1 – a) La comparaison de la surface effective des satellites X b) l'optique de XMM, la deuxième télescope.

11.2 Satellite XMM-Newton : l'introduction

Le satellite " XMM-Newton " est notre principale source de données. Le nom du satellite signifie " X-ray Multi-mirror Mission ". Ce satellite a été lancé le 10 décembre 1999 à 14 :32 par une fusée Ariane 5. Après l'étalonnage et les tests, il a commencé son travail en Fevrier 2000. Ce satellite de l'Agence spatiale européenne a coûté 689 million d'euros. Le European Space Operations Centre (ESOC, Darmstadt Germany) contrôle ce satellite via les stations terrestres de Perth (Australia), Kourou (Guyane français) et Santiago (Chili). Le centre des opération scientifiques d'XMM-Newton (XMM-SOC) se trouve à VILSPA à Villafranca, en Espagne. Le " XMM-Newton Survey Science Centre " (SSC), à Leicester University UK –traite et archive les données.

XMM est un observatoire dont le but est l'étude des objets de l'Univers dans la gamme des rayons X (1-120 A ou 0,1 keV-12 keV). Avec ce satellite, nous pouvons observer beaucoup d'objets astrophysiques, des étoiles situées à quelque parsecs jusqu'aux des quasars situés à un redshift de 6. Mais, plus intéressant pour nous, nous pouvons observer le gaz chaud du milieu intra amas (MIA). Ce satellite possède trois télescopes à rayons X, EPIC-MOS1/RGS (European Photon Imaging Camera, Metal Oxide Semi-conductor), EPIC-MOS2/RGS, EPIC-pn et un télescope optique OM (Optical Monitor). Les quatre télescopes observent simultanément dans la même direction. De plus, dans chaque télescope EPIC-MOS, il y a un spectromètre à haute résolution spectrale RGS (Reflection Grating Spectrometer). Par comparaison, le satellite Chandra a une surface effective plus petite mais un télescope de meilleure résolution spatiale. Voilà le tableau des caractéristiques des paramètres de deux satellites, pour faire la comparaison :

TAB. 11.1 – Les caractéristiques des paramètres des deux satellites.

Satellite	Grandeur PSF FWHM , $''$	Diapason d'energie E, keV	La surface effective des miroires sur 1 keV, cm
XMM-Newton	6	0.15 - 15	4300
Chandra	0.5	0.1-10	800

Les avantages du satellite XMM sont sa sensibilité, la spectroscopie à réseau avec une bonne résolution (RGS), EPIC qui permet la spectro- imagerie.

Le système optique est constitué de 58 miroirs concentriques. Le diamètre de ces coquilles varie entre 0,3 et 0,7 mètre et la longueur est de 0,6 mètre. La surface collectrice totale des miroirs est de $4300cm^2$ à 1,5 keV et de $1800cm^2$ à 8 keV. La distance focale est de 7,5 mètres. La résolution spatiale varie entre 5 et 14 arcsec. Chaque module de télescope pèse 500 kg.

11.3 Les instruments principaux du satellite XMM-Newton

À bord du satellite il y a trois instruments principaux, qui sont : 1.European Photon Imaging Cameras (EPIC). Ces caméras sont, dédiées à la spectro - imagerie, c'est-à-dire qu'elles sont capables de résoudre le flux de photons incidents spatialement et spectralement. Pour cela, une technologie à base de détecteurs CCDs est utilisée. Avec la caméra EPIC nous pouvons faire des observations très sensibles dans un champ de vue (" field of view" - FOV) de 30 arcmin et dans une gamme d'énergie à partir de 0,15 jusqu'à 15 keV, avec une résolution spectrale $E/\Delta E \propto$20-50 et une résolution angulaire de 6 $''$ (PSF, 6 $''$ FWHM). Depuit EPIC il y a la generation de " event list " - c'est le tableau, où chaque ligne est un événement (temps, position, énergie, attributs, etc.). La caméra EPIC a été construite par un consortium de laboratoires en France, Angleterre, Italie et Allemagne. Le principal investigateur de la caméra EPIC est le Prof. Martin Turner, du groupe " X-ray Astronomy Group" de Leicester University, UK. Une caméra PN utilise un nouveau type de CCD, construit à l'institut Max Planck Institute à Garching, en Allemagne. 2. Le RGS ou Reflecting Grating Spectrometer est donc comme son nom l'indique, un spectromètre dont le flux de photons X incident est préalablement dispersé par un réseau opérant par réflexion : c'est le concept de spectroscopie dispersive. 3. Le télescope optique " Optical Monitor " (OM). C'est un télescope optique dont le miroir primaire est de 30 cm de diamètre pour une distance focale de

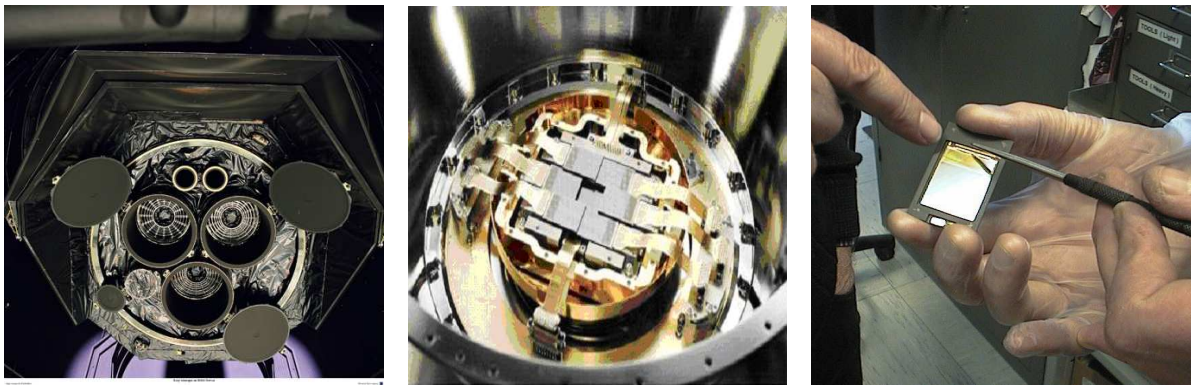

FIG. 11.2 – a) Les Entrées des quatre télescopes XMM b) la camera MOS de XMM c) le CCD du camera MOS.

3.8 m. Il est sensible des UV aux IR grâce aux différents filtres utilisables entre 170 et 600 nm. Il regarde dans la même direction que le télescope X.

11.4 Charge-coupled devices (CCD)

EPIC consiste en trois caméras et dans le cœur de chaque caméra se trouve l'instrument " charge-coupled devices (CCD) ". Cet instrument enregistre l'énergie de chaque photon X. Deux caméras –MOS1 et MOS2 construites avec un semi-conducteur d'oxyde métallique et une troisième PN d'un nouveau type.

On voit que l'efficacité quantique du détecteur PN est plus élevée que celle des détecteurs MOS. La dimension du pixel MOS est de 300 microns. Pour la protection des détecteurs il y a un corps d'aluminium de trois cm, toutes les caméras ont un grand radiateur, qui les refroidi jusqu'à $-100°$ C. Chaque cameras MOS a sept puces de silicium. Chaque puce a une matrice de 600x600 pixels. Chaque CCD lit cette information toutes les deux secondes et on traite, on compresse les données sur l'image dans la mémoire électronique et on envoie à la station terrestre.

11.5 La surface efficace des télescopes X

Une caractéristique très importante d' XMM – est la surface de ses miroirs et ses variations. Elle donne la probabilité de détecter les photons en fonction de leurs énergies et de leur distance au centre du champ de vue. On peut voir que la détection est plus efficace à basse énergie et meilleure dans l'axe qu'en dehors de l'axe. Le maximum de surface correspond à des photons d'environ 1.5 keV sur l'axe optique. Cette variation de la surface avec l'énergie et la distance hors-axe s'appelle le " Vignetting ".

11.6 Le filtrage des événements

11.6.1 Le paramètre " pattern "

Pour utiliser scientifiquement les observations d'XMM, un certain nombre de filtrages doivent être exécutés. La caméra EPIC permet d'obtenir des informations sur la forme du nuage d'électrons crée par l'interaction avec le photon X incident. Pour optimiser la réponse spectrale, certains de ces évènements doivent être supprimés. C'est la selection dite des "patterns" . Pour plus d'information sur ce filtrage nous referons au " XMM-Newton Users' Handbook ".

11.6.2 Le paramètre “ flag ”

A l’issue du premier traitement des observations, un système de drapeaux (“flag”) a été calculé pour chaque évènement. Il permet de faire une sélection fine selon les besoins scientifiques. La sélection la plus stricte consiste a ne prendre que les flag=0 (ce qui est toujours notre cas). Si le flag n’est pas égal à zéro on peut comprendre pourquoi le système de traitement décide que cet événement est mauvais : le photon arrive hors du système optique ; l’évènement passe près du bord du CCD ; l’évènement passe près de ou sur d’un mauvais pixel ; l’évènement passe sur une mauvaise colonne. etc...

11.6.3 L’événement “out of time events”

Les CCDs PN sont lus en permanence à la vitesse maximale (qui ne dégrade pas la résolution spectrale). Comme il n’y a pas d’obturateur, les photons tombent sur des lignes en cours de déplacement. Pour une fraction des photons, l’information selon les lignes est donc perdue, ce sont les événements dit “Out of Time”. Dans le détecteur MOS il n’y a pas cet effet parce que le mode de lecture est différent. Il y a une phase de pose, suivi d’un transfert rapide vers une zone mémoire, d’où la lecture lente est faite. Cette zone mémoire ne voit pas le ciel et agit comme un obturateur.

11.7 Les filtres

Les détecteurs CCDs embarqués à bord des satellites X sont aussi sensibles en visible. Or, les objets astrophysiques émettent presque toujours à la fois en X et en visible. Les photons visibles qui tombent sur les pixels faussent la mesure d’énergie des photons X..et dégradent donc la résolution spectrale de l’instrument. Il faut donc interposer un filtre entre le ciel et le détecteur qui stoppe la contamination visible tout en absorbant le moins d’X possibles. D’où l’existence d’une roue à filtre qui contient trois filtres différents : un mince, un moyen et un épais dont la réponse spectrale de chacun est présentée.

On sait que le pouvoir de pénétration du photon incident augmente avec l’énergie. Sur ces courbes, des raies d’absorption dues aux matériaux constituant ces filtres sont clairement identifiables. Les filtres diminuent l’efficacité globale du détecteur à basse énergie. Le choix d’un filtre est déterminé par le flux de la source la plus brillante en optique et/ou en X présente dans le champ de vue observationnel. L’observation des amas de galaxies est généralement effectuée avec un filtre mince, puisque ces sont des objets avec une faible brillance de surface.

Onzième partie

Annexe : l’algorithme “XWSM”

11.8 L'algorithme " XWSM "

On peut obtenir la carte de température en utilisant l'algorithme XWSM " X-ray Wavelet Sapectral Mapping ". Cet algorithme a été devellopé par Hervé Bourdin (Bourdin et al. (2004)). Il est basé sur une transformation en ondelettes. Cet algorithme prend en compte le modèle d'émission du plasma, il fait la modélisation du spectre du fond et la soustraction, donc à la fin, nous obtenons la carte de température optimisé en resolution spatiale.

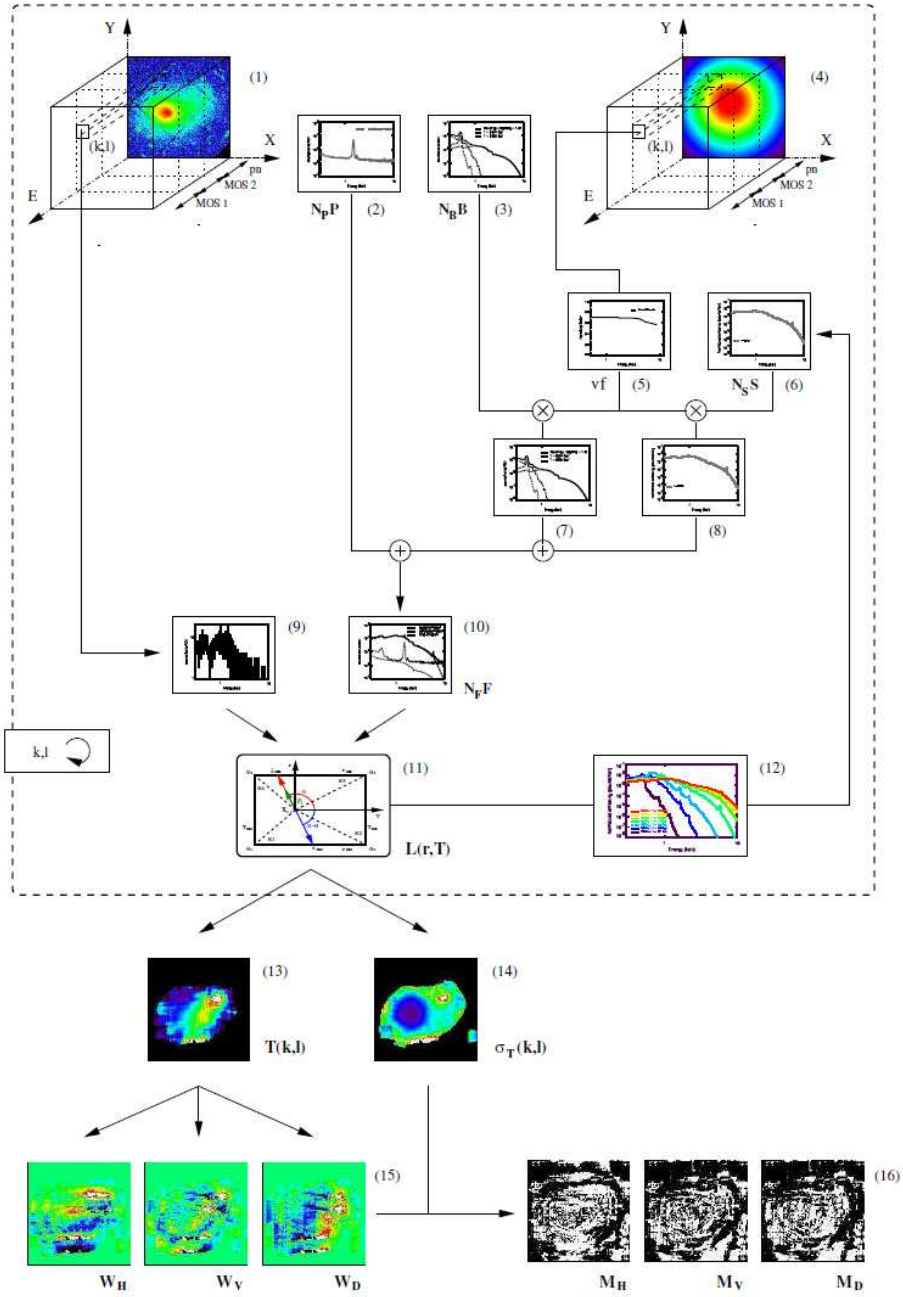

FIG. 11.3 – L'explication du travail de l'algorithme "XWSM".

Ici, nous présentons une petite explication de cet algorithme qui est décrit en détails dans la thèse d'H. Bourdin. La procédure de calcul des cartes en température $T(k, l, j)$ à l'échelle j est schématisée par le diagramme (voir la figure 11.3). La liste des événements (k, l, e) a préalablement été rangée dans un tableau échantillonné en position et énergies. Puisque le plan focal EPIC est composé de trois caméras, on dispose de trois listes d'événements distinctes et, on constitue en fait trois cubes d'événement

juxtaposés. Un échantillonnage de $128 * 128 * 100$ est généralement un bon compromis entre résolution spatiale et statistique pour des sources étendues avec une statistique de 10^5 événements. Cet échantillonnage correspond à un pixel spatial de 14 secondes d'arc. En outre, on constitue un autre tableau associé à la réponse instrumentale locale, -facteur de vignettage- (4). Pour calculer la valeur de température associée au pixel (k, l) de la carte $T(k, l, j)$ à l'échelle j, il définit un élément de résolution de largeur $a = 2^j$ centre en (k, l) et il extrait d'une part la liste échantillonnée en énergie d'événement contenue dans cet élément de résolution, d'autre part la réponse instrumentale locale moyenne pondérée par la position de chaque événement de la liste extraite (5). La réponse instrumentale locale étant modélisée, on peut générer un modèle d'émission $F(k, l, e)$ du type (1.2) en additionnant la composante thermique $S(e)$ (8) les composantes de fond astrophysique $B(e)$ (3) et de particules $P(e)$ (2). Les spectres $S(e)$ et $B_0(e)$ (3 et 6) sont convolués par la réponse instrumentale locale (5). Le modèle d'émission $F(k, l, e)$ (10) peut être itérativement ajusté au modèle en maximisant la fonction de vraisemblance à deux paramètres $L(r, T, e)$ (11). Pour cela il a modifié la composante thermique $S(e)$ associée aux paramètres de température, en la sélectionnant dans une bibliothèque de spectres (12) préalablement construite. La fonction de vraisemblance $L(r, T, e)$ étant maximisée pour les paramètres r_0 et T_0 il calcule les variances σ_r et σ_t des deux paramètres en inversant la matrice de Fisher locale. La carte $T(k, l, j)$ (13) et la carte d'erreur $\sigma_{t(k,l,j)}$ (14) sont finalement obtenue en réitérant le processus sur tous les pixels (k, l) à toutes les échelles (de plus, voir Bourdin et al. (2004)).

À partir des fichiers outputs des données, cet algorithme – " outil " fait toute l'analyse XMM et de plus la modélisation du fond, à la fin nous obtentons la carte de Lx, de l'émission, de la température. Dans ce code il y a la possibilité de faire le choix de la "signifiance" (σ, error), du minimum des nombres des photons pour ajustement des spectres et du niveau du fond .

Au début de notre recherche, cet outil complexe ne fonctionnait pas parfaitement avec les données de la caméra pn à cause de la correction des " gaps ". Maintenant il fait une bonne analyse des données de la camera pn. De plus, il y a, maintenant la possibilité classique extraire des spectres dans des régions et d'obtenir, ainsi le profil de température utilisant le modèle APEC (Ce qui permet, accessoirement, de vérifier les cartes en ondelettes obtenues) Nous avons utilisé cette opportunité dans notre analyse de simulation. Un calcul du profil de la masse totale projetée vient d'être intégrées à cet environnement , (ce calcul prend en compte la fonction de la masse de Vikhlinin).

Nous avons beaucoup utilisé cet algorithme dans l'analyse des simulations pour obtenir le résultat scientifique et dans même temps vérifier l'algorithme.

Aujourd'hui, il y a donc différentes manières d'obtenir la carte de température à partir des données XMM-Newton. Nous avons fait toutes ces analyses pour trouver la meilleure méthode et pour tester chaque méthode. Plus loin, dans notre analyse de la carte de température nous utiliserons l'extraction des spectres dans les régions choisies (souvent des secteurs) et avec l'aide de l'algorithme " XWSM ", parce que la première méthode est la plus courrament utilisé alors que la deuxième est la plus sophistiquée.

Bibliographie

Arnaud, M., Neumann, D.M., Aghanim, N., et al, 2001, A&A, 365, L80

Arnaud, M.,Majerowicz, S., Lumb D., et al 2002, A&A, 390, 27

Arnaud, M., Aghanim, N., Neumann, D.M., 2002, A&A, 389, 1

Arnaud, M. and Evrard, E.A., 1999, MNRAS, 305, 631

Arnaud, M., Aghanim, N., Gastaud, R., Neumann, D.M., Lumb, D., Briel, U., Altieri, B., Ghizzardi, S., Mittaz, J., Sasseen, T.P., Vestrand, W.T., 2001, A&A, 365, L67

Arnaud, M., 2005, *X-ray observations of clusters of galaxies*, in BACKGROUND MICROWAVE RADIATION AND INTRA-CLUSTER COSMOLOGY, International School of Physics "Enrico Fermi", Course CLIX, Varenna, Italy, July 6-16, 2004, F.Melchiorri and Y.Rephaeli, Eds., Published by IOS Press, The Netherlands, and Societa Italiana di Fisica, Bologna, Italy, page 77, astro-ph/0508159

Arnaud, M. 2004, The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies, 301

Arnaud, K., Dorman, B., HEASARC, Lab.High Energy Astroph., Greenbelt, MD 20771

Anokhin, S., Évolution des lois d'échelle dans les amas de galaxies à partir d'observations du satellite XMM : physique de la formation des grandes structures 2008, CEA

Baumgartner, W. H., Loewenstein, M., Horner, D. J., & Mushotzky, R. F., 2005, ApJ, 620, 680

Bagchi, J., Durret, F., Neto, G. B. L., & Paul, S. 2006, Science, 314, 791

Belsole, E., Sauvageot, J.L., Pratt, G.W., & Bourdin H. 2005, A&A, 430, 385

Belsole E., Pratt, G.W., Sauvageot, J.L., & Bourdin H., 2004, A&A, 415, 821

Berrington, Robert C., Lugger, P. M., Cohn, H. N., 2002, AJ, 123, 2261

Birkinshaw, M., Gull, S.F. and Moffet, A.T., 1981, ApJ, 251, L69

Böhringer, H., Feretti, L., & Schuecker, P. 1999, Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, Proceedings of the Workshop...Ringberg Castle, Germany

Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, et al 2004, A&A, 425, 367

Bourdin, H., Sauvageot, J.L., Slezak, E., et al, 2004, A&A, 414, 429

Bourdin, H., & Mazzotta, P. 2008, A&A, 479, 307

Bonamente, M., Joy, M., La Roque, S., et al, 2006, ApJ, 647, 25

Blanchard, A., & Douspis, M. 2005, A&A, 436, 411

Bryan, G.L. & Norman M.L., 1998, A&A, 495, 80

Briel, U. G., & Henry, J. P. 1998, Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster, 170

Briel, U. G., & Henry, J. P. 1995, A&A, 302, L9

Briel, U. G., & Henry, J. P. 1994, NAT, 372, 439

Briel, U. G., et al. 2001, A&A, 365, L60

Briel, U. G., Finoguenov, A., Henry, J. P., 2004, A&A, 426, 1

Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001, MNRAS, 320, 365

Brunetti, G., Blasi, P., Cassano, R., & Gabici, S. 2004, MNRAS, 350, 1174

Buote, D. A., & Tsai, J. C. 1996, ApJ, 458, 27

Buote, D. A., & Tsai, J. C. 1995, ApJ, 452, 522

Buote, D. A. 2002, Merging Processes in Galaxy Clusters, 272

Bykov, A. M., Dolag, K., & Durret, F. 2008, Space Science Reviews, 134, 119

Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R. 1976, A&A, 49, 137

Cassano, R., & Brunetti, G. 2005, MNRAS, 357, 1313

Chatzikos, M., Sarazin, C. L., Kempner, J. C., 2006, ApJ, 643, 751

Clarke, T. E., Ensslin, T. A., 2006, AJ, 131, 2900

Clowe, D., Luppino, G.A., Kaiser, N. and Cioia, M.I., 2000, ApJ, 539, 540

Clowe,D., Gonzalez, A.H., Markevitch, M., 2004, ApJ, 604,596

Cole, S.,& Lacey, C., 1996, MNRAS, 281,716

Colless, M., & Dunn, A. M. 1996, ApJ, 458, 435

Comerford, J.M., Menegnetti, M.,Bartelmann, M., & Schirmer, M., 2006, ApJ, 642,39

Croston, J. H., Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2006, A&A, 459, 1007

Davis, D., Bird, C., Mushotzky, R., Odewahn, S., 1995, ApJ, 440, 48

Delain, K. M., & Rudnick, L. 2006, Astronomische Nachrichten, 327, 561

Dolag, K., & Enßlin, T. A. 2000, A&A, 362, 151

Dolag, K. 2004, The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies, 27

Dolag, K., Vazza, F., Brunetti, G., & Tormen, G. 2005, MNRAS, 364, 753

Dolag, K., 2006, AN, 327, 575

Dolag, K., Meneghetti, M., Moscardini, L., Rasia, E., & Bonaldi, A. 2006, MNRAS, 370, 656

Dolag, K., Borgani, S., Schindler, S., Diaferio, A., & Bykov, A. M. 2008, Space Science Reviews, 134, 229

Dubois, Y., & Teyssier, R. 2008, A&A, 482, L13

Evrard, A. E. 1990, ApJ, 363, 349

Evrard, A.E., Metzler, C.A., Navarro, J.F., 1996, ApJ, 469, 494

Ensslin, T. A., Biermann, P. L., Klein, U., & Kohle, S. 1998, A&A, 332, 395

Ensslin, T. A., Bruggen, M., 2002, MNRAS, 331,1011

Feretti, L., & Giovannini, G. 1998, Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster, 123

Feretti, L., Giovannini, G., Klein, U., Mack, K.-H., Sijbring, L. G., & Zech, G. 1998, A&A, 331, 475

Feretti, L., Fusco-Femiano, R., Giovannini, G., & Govoni, F. 2001, A&A, 373, 106

Feretti, L., 2003, ASPC, 301, 143

Feretti, L. 2005, XMM-Newton Proposal ID #04008002, 32

Feretti, L., Bacchi, M., Slee, O. B., Giovannini, G., Govoni, F., Andernach, H., Tsarevsky, G., 2006, MNRAS, 368, 544

Feretti, L., Neumann, D. M., 2006, A&A, 450L, 21

Feretti, L., Giovannini, G., 2007, Springer Lecture Notes in Physics, Ed. M. Plionis et al., in press (arXiv :astro-ph/0703494)

Ferrari, C., Maurogordato, S., Cappi, A., & Benoist, C. 2003, VizieR Online Data Catalog, 339, 90813

Ferrari, C., Benoist, C., Maurogordato, S., et al, 2005, A&A, 430, 19

Ferrari, C., Arnaud, M., Ettori, S., Maurogordato, S., Rho, J., 2006, A&A, 446, 417

Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, Space Science Reviews, 134, 93

Finoguenov, A., Arnaud, M., & David, L. P. 2001, ApJ, 555, 191

Finoguenov, A., Böhringer, H., & Zhang, Y.-Y. 2005, A&A, 442, 827

Fujita, Y., Sarazin, C. L., Sivakoff, G. R., 2006, PASJ, 58, 131

Gavazzi, G., Cortese, L., Boselli, A., Iglesias-Paramo, J., Vílchez, J. M., & Carrasco, L. 2003, ApJ, 597, 210

Giovannini, G. , Feretti, L., 2000, New Astronomy 5, 335

Giovannini, G. , Feretti, L., 2004, JKAS 37, 323

Girardi, M., & Biviano, A. 2002, Merging Processes in Galaxy Clusters, 272, 39

Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., Böhringer, H., Reiprich, T. H., & Murgia, M. 2001, A&A, 376, 803

Govoni, F., Feretti, L., 2004, IJMPD, 13, 1549

Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., Giovannini, G., Dolag, K., & Taylor, G. B. 2006, A&A, 460, 425

Henriksen, M., Hudson, D., 2004, JKAS, 37, 299

Henry, J. P., Finoguenov, A., Briel, U. G., 2004, ApJ, 615, 181

Hoeft, M., Brggen, M., Yepes, G., 2004, MNRAS, 347, 389

Hughes, J.P. & Birkinshaw, M., 1998, ApJ, 497, 645

Jaffe, W. J. 1977, ApJ, 212, 1

Jeltema, T.E., Mulchaey, J.S., Lubin, L.M., Rosati, P., Bohringer, H., 2006, ApJ, 649, 649J

Jones, C., Forman, W., 1984, ApJ.276, 38

Jones, C., & Forman, W. 1992, NATO ASIC Proc. 366 : Clusters and Superclusters of Galaxies, 49

Jones, C., & Forman, W. 1999, ApJ, 511, 65

Kapferer, W., et al. 2006, A&A, 447, 827

Kempner, J., Sarazin, C., Markevitch, M., 2003, ApJ, 593, 291

Kempner, J. C., David, L. P., & Vrtilek, J. M. 2003, Bulletin of the American Astronomical Society, 35, 619

Kempner, J. C., David, L. P., 2004, MNRAS, 349, 385

Kodama, T., Tanaka, M., Tamura, T., et al. 2005, PASJ, 57, 309

Kotov, O. & Vikhlinin, A., 2005, ApJ, 633, 781

Kravtsov, A., Vikhlinin, A., Nagai, D., 2006, ApJ, 650, 128K.

King, I., 1962, Astron.J.67, 471.

Landau, L. D., & Lifshitz, E.M., 1959, Fluid Dynamics

Lumb, D.H., Warwick, R.S., Page, M., and De Luca, A., 2002, A&A 389, 93-105

Markevitch, M., Vikhlinin, A., Forman, W. R., & Sarazin, C. L. 1999, ApJ, 527, 545

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., Gonzalez, A. H., David, L., Vikhlinin, A., Murray, S., Forman, W., Jones, C., & Tucker, W. 2002, ApJ, 567, L27

Markevitch, M., Vikhlinin, A., 2007, Phys. Rep., 443, 1

Majerowicz, S., Neumann D. & Reiprich, T. 2002, A&A, 394, 77

Majerowicz, S., Neumann, D.M., Romer, A.K., et al 2004, A&A, 444, 673

Mazzotta, P., Fusco-Femiano, R., Vikhlinin, A., Markevich, M, 2002, ApJ, 569L, 31

Mazzotta, P., Brunetti, G., Giacintucci, S., Venturi, T., Bardelli, S., 2004, JKAS, 37, 381

Maurogordato, S., Proust, D., Beers, T. C., Arnaud, M., Pelló, R., Cappi, A., Slezak, E., & Kriessler, J. R. 2000, A&A, 355, 848

Maurogordato, S., Cappi, A., Ferrari, C., et al. 2008, A&A, 481, 593

Mewe, R., Gronenschild, E.H.B.M., and van den Oord, G.H.J.1985, A&AS, 62, 197

Morrison, R., McCammon, D., 1983, ApJ, 270, 119

Mushotzky, R. F. 2004, Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution, 123

Nagai, D., Vikhlinin, A., Kravtsov, A.V., 2007, ApJ, 655, 98

Navarro, J.F., Frenk,C.S., White, S.D.M., 1995, MNRAS, 275, 720.

Neumann, D.M., Böhringer, H., 1995, A&A, 301, 865

Neumann, D.M. & Böhringer H., 1997, MNRAS, 289, 123

Neumann, D. & Arnaud M. 1999, A&A, 348, 711

Neumann, D., 2005, A&A, 439, 465

Nevalainen, J., Markevitch, M., Lumb, D. 2005, ApJ, 629,172

Peebles, P. J., & Ratra, B. 2003, Reviews of Modern Physics, 75, 559

Pointecouteau, E., Arnaud, M., Kaastra, J., de Plaa, J., A&A, 423, 2004, 33

Pointecouteau, E., Arnaud,M., Pratt, G.W., 2005, A&A, 435.

Pointecouteau, E. 2007, XMM-Newton Proposal ID #05512802, 44

Ponman, T. J., Helsdon, S. F., & Finoguenov, A. 1999, Observational Cosmology : The Development of Galaxy Systems, 176, 64

Pratt, G.W., Arnaud M., 2003, A&A, 408, 1

Puchwein, E., & Bartelmann, M. 2007, A&A, 474, 745

Randall, S.W., Sarazin, and G.L., Ricker, P.M., 2002, ApJ, 577, 579

Rasera, Y., & Teyssier, R. 2006, A&A, 445, 1

Rasia, E., et al. 2006, MNRAS, 369, 2013

Rasia, E., Mazzotta, P., Bourdin, H., Borgani, S., Tornatore, L., Ettori, S., Dolag, K., & Moscardini, L. 2008, ApJ, 674, 728

Read, A. & Ponman, T., 2003, A&A, 409, 395

Ricker, P. M. 1998, ApJ, 496, 670

Ricker, P.M. and Sarazin, G.L. 2001, ApJ, 561, 621

Ritchie, B. W., & Thomas, P. A. 2002, MNRAS, 329, 675

Roettiger, K., Loken, C., & Burns, J. O. 1997, ApJ, 109, 307

Rottgering, H. J. A., Wieringa, M. H., Hunstead, R. W., & Ekers, R. D. 1997, MNRAS, 290, 577

Sarazin, C.L., 1988, *X-Ray Emissions from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, Cambridge

Sarazin, C. L. 2002, Merging Processes in Galaxy Clusters, 272, 1

Sarazin, C. L. 2005, X-Ray and Radio Connections (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, http ://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio Held 3-6 February 2004 in Santa Fe, New Mexico, USA, (E8.00) 3 pages

Sauvageot, J. L., Belsole, E., Arnaud, M., & Ponman, T. J. 2001, Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays,

Sauvageot, J.L., Belsole, E.,& Pratt, G.W. 2005, A&A, 444, 673

Schindler, S., & Böhringer, H. 1993, A&A, 269, 83

Schindler, S., & Mueller, E. 1993, A&A, 272, 137

Schindler, S., Mergers of Galaxy Clusters in Numerical Simulations, 2002, 229

Slezak, E., Durret, F., & Gerbal, D. 1994, AJ, 108, 1996

Solovyeva, L., Anokhin, S., Sauvageot, J. L., Teyssier, R., Neumann, D. 2007, A&A, 476, 63

Starck, J.-L.& Pierre, M.1998,A&AS, 128, 397

Tanaka, M., Kodama,T., Arimoto, N., et al, 2005, MNRAS, 362, 268

Teyssier, R., 2002, A&A 385, 337

Vazza, F., Brunetti, G., & Gheller, C. 2008, arXiv :0808.0609

Venturi, T., Giacintucci, S., Brunetti, G., Cassano, R., Bardelli, S., Dallacasa, D., Setti, G., 2007, A&A, 463, 937

Vikhlinin, A., Forman W., Jones, C., 1999, ApJ, 525, 47

Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., 2001, ApJ, 551, 160V

Vikhlinin, A., VanSpeybroeck, L., Markevitch, M., Forman, W. R., & Grego, L. 2002, ApJ, 578, L107

Vikhlinin, A., Voevodkin, A., Mullis, C. R., et al. 2003, ApJ, 590, 15

Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., Jones, C., Forman, W., & Van Speybroeck, L. 2005, ApJ, 628, 655

Vikhlinin, A. 2006, ApJ, 640, 710

Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., Jones, C., Markevitch, M., Murray, S.S., Van Speybroeck, L., 2006, ApJ, 640, 691

Voit, G.M., 2005, Rev.Mod.Phys., 77, 207

Völk, H. J., Aharonian, F. A., & Breitschwerdt, D. 1996, Space Science Reviews, 75, 279

White, D.A., Jones, C., Forman, W., 1997, MNRAS, 292, 419

White, D.A., 2000, MNRAS, 312, 663

Willson, M. A. G. 1970, MNRAS, 151, 1

Worrall, D.M. & Birkinshaw, M., 2003, MNRAS, 340, 1261

Xue, Y.-J., Wu, X.-P., 2000, ApJ, 538, 65X

Zwicky, F., 1933, AcHPh, 6, 110