

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

SERGEY ANOKHIN

**Évolution des lois d'échelle dans les amas de galaxies
à partir d'observations du satellite XMM :
physique de la formation des grandes structures**

Soutenue le 18 janvier 2008 devant la commission d'examen composée de :

Directeur de thèse : Monique Arnaud
Rapporteur : Alain Blanchard
Rapporteur : Jean-Paul Kneib
Examineur : Etienne Pointecouteau
Examineur : James Bartlett
Examineur : Florence Durret

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

Remerciements

Tout d'abord je voudrais remercier ma directrice de thèse, Monique Arnaud, qui a encadré ce travail avec compétence et disponibilité. Grand merci à elle, pour ce sujet de thèse très intéressant, son excellent guide scientifique, sa confiance tout au long de ma thèse et son aide dans mes nombreux rapports avec l'administration !

Je remercie grandement, Etienne Pointecouteau, pour m'avoir guidé au début de ma thèse, au sujet des traitements des données en rayon X.

Grand merci à Jean-Luc Sauvageot, pour son introduction à l'instrument XMM-Newton, pour son aide dans le traitement des rayons X, de la statistique, et pour nos nombreuses discussions scientifiques.

Je veux remercier aussi David Elbaz et Alexis Finoguenov pour nos discussions scientifiques.

Et aussi, toute l'équipe du groupe X du SAp pour leur compagnie pendant ces 3 ans.

Je veux dire, grand merci à Luigina Feretti de notre collaboration scientifique.

Je veux remercier toutes les jeunes avec qui j'ai pu discuter au SAp et qui ont partagé avec moi cette période, les étudiants, les post-docs, Lilia, Estelle, Laurene, Fabio, Florian, Yohan, Nicolas, Federico.

Merci beaucoup de l'Ecole Doctorale « Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France », en particulier M. Fulchignoni et J. Plancy pour leur aide administrative.

Je remercie l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté de juger mon travail.

Merci à Alain Blanchard et Jean-Paul Kneib pour avoir acceptés d'être les rapporteurs de cette thèse.

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

Encore une fois Grand merci à Monique et Jean-Luc pour leur correction du français et discussions scientifiques !

Résumé

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures virialisées de l'univers. En se basant sur ces objets jeunes, on peut étudier la formation hiérarchique des structures dans l'univers. Dans l'idée de compléter les résultats apportés par les travaux précédents sur les amas chauds, nous avons choisi de mener des études similaires sur des amas froids et lointains issus du catalogue « The Southern SHARC catalogue ». Nous avons étudié aussi les amas d'archive pour valider nos hypothèses et nos méthodes de traitement. Nous avons optimisé la chaîne de traitement pour étudier ces amas peu brillants, en particulier par la recherche de la meilleure soustraction du fond, et sa modélisation pour le profil de brillance et pour le spectre. Ces travaux confirment, pour les amas froids, les résultats déduits des amas chauds et sont en accord avec les lois d'échelles observées.

Table des matières

Remerciements	2
Résumé	3
1 Introduction	9
1.1 Les composantes des amas de galaxies	9
1.1.1 Les amas de galaxies dans le domaine optique	9
1.1.2 Observation en rayon X des amas de galaxies	10
1.1.3 Mesure de la masse par effet de lentille gravitationnelle	11
1.2 La formation des amas de galaxies dans l'Univers	11
1.3 Plan de la thèse	13
I Propriétés statistiques des amas à partir des observations X	15
2 L'information tirée des observations en X du gaz chaud	17
2.1 Caractéristiques de l'émission thermique	17
2.2 Propriétés fondamentales dérivées des observations	18
2.2.1 L'image	18
2.2.2 Profil de brillance de surface	19
2.2.3 Spectre	19
2.3 Propriétés dérivées	20
2.3.1 Masse totale	20
2.3.2 Masse du gaz	20
2.3.3 Luminosité	21
2.3.4 Entropie	21
3 Propriétés statistiques attendues de la population des amas de galaxies	23
3.1 La population des amas de galaxies	23
3.1.1 Etats dynamiques : relaxation, fusion	23
3.1.2 Régularité	23
3.2 Modèle auto-similaire	23
3.2.1 Modèle de collapse sphérique	23
3.2.2 Simulations numériques	25
4 Accords et désaccords entre le modèle standard et les observations dans l'Univers local	27
4.1 Les profils de matière noire	27
4.2 Relations d'échelle pour le MIA et profils	27
4.2.1 Luminosité : relation L_X-T	27
4.2.2 Masse du gaz : relation $M_{\text{gaz}}-T$ et profils de mesure d'émission.	28
4.2.3 Entropie : relation $S-T$ et profils d'entropie	30
4.2.4 Masse totale : relation $M_{\text{tot}}-T$	30
4.2.5 Relation $M_{\text{tot}}-Y$	31
4.2.6 Processus non-gravitationnels	31

5	Evolution des propriétés statistiques	35
5.1	Lois d'échelles observées	35
5.1.1	Evolution de la normalisation des relations	35
5.1.2	Difficultés dans l'étude de l'évolution	37
5.2	Evolution attendue dans les simulations numériques avec refroidissement et/ou rétroaction des galaxies	37
6	Echantillon d'amas étudiés	41
6.1	Critères de sélection	41
6.2	L'ensemble principal d'amas peu massifs	41
6.3	L'ensemble secondaire d'amas	42
II	Traitement des données	45
7	Satellites et principe de détection X	47
7.1	Introduction	47
7.2	Focalisation des rayons X	48
7.3	Détection des photons X	48
7.4	La réponse instrumentale	50
7.4.1	La surface effective	50
7.4.2	La résolution spatiale	50
7.4.3	La résolution spectrale	51
7.5	Comparaison de XMM-NEWTON avec les autres missions	51
7.6	La table d'événements	52
7.7	Le fond astrophysique et particules	52
8	La chaîne de traitement des données	55
8.1	Traitement de la liste d'événements de l'observation	55
8.1.1	Les données d'observation : ODF et PPS	55
8.1.2	Le filtrage par la qualité des événements	55
8.1.3	Le filtrage par le motif ou PATTERN	56
8.1.4	Le filtrage des temps de sursauts	56
8.1.5	Préparation de la correction de vignettage	59
8.2	Images et détection des sources	60
8.2.1	Images et morphologie des amas peu massifs	60
8.2.2	Détection des sources ponctuelles	60
8.3	Extraction des profils de brillance et des spectres	62
8.4	Soustraction du fond	64
8.4.1	Fichiers de fond de champ vide	64
8.4.2	Création des fichiers de 'Out of time events'	65
8.4.3	La double soustraction du fond	65
8.5	L'ajustement	69
8.5.1	L'ajustement du profil de brillance de surface	69
8.5.2	Modélisation spectrale	70
9	Optimisation de la soustraction du fond	73
9.1	Choix du fichier de fond de champ vide	73
9.1.1	Introduction	73
9.1.2	FCV de Lumb et al (2002)	75
9.1.3	FCV de Read & Ponman (2003)	76
9.1.4	FCV de Nevalainen et al. (2005)	77
9.1.5	Comparaison des trois FCV dans la méthode de la double soustraction	77

9.2	Les méthodes alternatives n'utilisant pas les fonds de champ vide	79
9.2.1	La simple soustraction	80
9.2.2	La soustraction avec modélisation du fond	81
9.2.3	Comparaison avec la méthode de double soustraction du fond	83
9.3	Résumé	84
9.4	Modélisation du spectre de fond résiduel en double soustraction	85
9.4.1	Les limites de la double soustraction pour l'étude spectrale des amas peu brillants	85
9.4.2	L'origine du spectre résiduel et sa modélisation	86
9.4.3	Application de la méthode	87
9.4.4	Les résultats	90
9.4.5	Conclusion	92
III Evolution des amas peu massifs		95
10	Paramètres physiques des amas peu massifs	97
10.1	Introduction	97
10.2	Profil de densité du gaz et densité électronique centrale n_{e0}	98
10.2.1	Modèle β	98
10.2.2	Modèle $\beta\beta$	99
10.3	Estimation de M_δ et R_δ pour différents contrastes de densité	100
10.3.1	A partir de l'équation d'équilibre hydrostatique	100
10.3.2	A partir de la relation $M-T$ locale (Arnaud et al. 2005)	101
10.3.3	Influence du profil de température	102
10.4	Masse de gaz, fraction de gaz et entropie à différents R_δ	102
10.5	Comparaison entre modèle β et modèle $\beta\beta$	103
10.6	Estimation de la luminosité bolométrique	104
10.7	Comparaison entre flux ROSAT et flux XMM-NEWTON	105
11	Propriétés physiques des amas de l'échantillon secondaire	109
11.1	Introduction	109
11.2	Résultats	109
11.2.1	Image et paramètres de base	109
11.2.2	Masse, rayon, masse de gaz, fraction de gaz et entropie pour différents contrastes de densité	110
11.3	Comparaison avec les résultats publiés dans la littérature	112
11.3.1	RX J1120.1+4318 et RX J1334.3+5030	112
11.3.2	CL0939+472	113
11.3.3	CL0016+16	114
12	Le test du modèle auto-similaire	115
12.1	Relations $M_{500}-T$ et $R_{500}-T$	115
12.2	Relation $M_{gaz,500}-T$	117
12.3	Relation $M_{500}-Y_X$	117
12.4	Relation $L_{bol}-T$	118
12.5	Relation entropie-température, $S-T$	121
12.6	Fraction de gaz f_{gas}	121
12.7	Conclusion et discussion	122
IV Conclusion et perspective		123
A	Les raies de Fluorescence	127
A.1	Les raies de fluorescences	127

A.2	Distribution spatiale des raies de fluorescence	127
A.2.1	Raies de l'Aluminium	128
A.2.2	Raies du Silicium	128
A.2.3	Raies du Chrome, Manganèse et Fer	130
A.2.4	Raies du Cuivre, Nickel et Zinc	130
A.3	Le problème de la soustraction des raies de fluorescence	130
B	Etude de CL 0016+16	133
B.1	Article : The distant galaxy cluster CL0016+16 : X-ray analysis up to R_{200}	133
C	Article : XMM-Newton observations of low mass galaxy clusters at intermediate redshift	145

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les composantes des amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures quasi-virilisées de l'univers. La masse d'un amas est d'environ $10^{14} - 10^{15}$ masse solaire pour une taille de quelques mégaparsecs. Ils sont constitués de trois composantes : les galaxies que l'on observe en optique (moins de 3% de la masse totale), le gaz intra-amas observé en rayons X (environ 14% de la masse) et de la matière noire, composante majoritaire des amas (plus de 80% de la masse). Sur la figure 1.1, on peut voir une image optique et X du centre de l'amas de Coma.

1.1.1 Les amas de galaxies dans le domaine optique

En visible, un amas de galaxies apparaît comme un ensemble de galaxies (voir la figure 1.1(a)), de plusieurs dizaines de galaxies pour les groupes à plusieurs milliers de galaxies pour les amas les plus massifs. L'observation optique des amas de galaxies a fourni les premiers catalogues d'amas. Ainsi le catalogue d'Abell (1958) contient 2712 amas et celui de Zwicky et al. (1961) environ 10.000. L'observation optique a aussi permis de les classer selon leur morphologie, leur richesse, leur redshift, et de mesurer certaines propriétés des galaxies ou de l'amas. Différents types de classement d'amas ont été faits dans les années 1970, des amas réguliers considérés comme relaxés aux amas les plus irréguliers dynamiquement moins évolués. Au début des années 1960, King (1962) a proposé un modèle d'ajustement de la densité d'étoiles dans un amas stellaire en fonction du rayon. Ce modèle est une approximation analytique de la solution de l'équation régissant un système sphérique isotherme en équilibre viriel. Il décrit aussi la densité de galaxies d'un amas de galaxies en fonction du rayon :

$$\rho_{galaxies}(r) = \rho_{galaxies}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (1.1)$$

où $\rho_{galaxies}(0)$ est la densité de galaxies au centre de l'amas et r_c le rayon caractéristique appelé rayon de cœur. r_c est de l'ordre de quelques centaines de kpc.

Ce sont les observations optiques qui ont révélé l'épineux problème de la masse cachée dans les amas. Zwicky (1933) fut le premier à calculer la masse d'un amas de galaxies. En supposant que l'amas est bien une structure « virialisée », la masse est obtenue en appliquant le théorème du viriel :

$$M_{tot} = \frac{R_G \langle v^2 \rangle}{G} \quad (1.2)$$

où R_G est le rayon gravitationnel, $\langle v^2 \rangle$ la dispersion des vitesses moyenne qui peut être reliée à la dispersion des vitesses radiales par $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_r^2$ (Sarazin 1988). On trouve une masse très supérieure à celle obtenue en sommant les masses des galaxies observées dans l'amas, celle-ci rend compte de moins de 10% de la masse de l'amas.

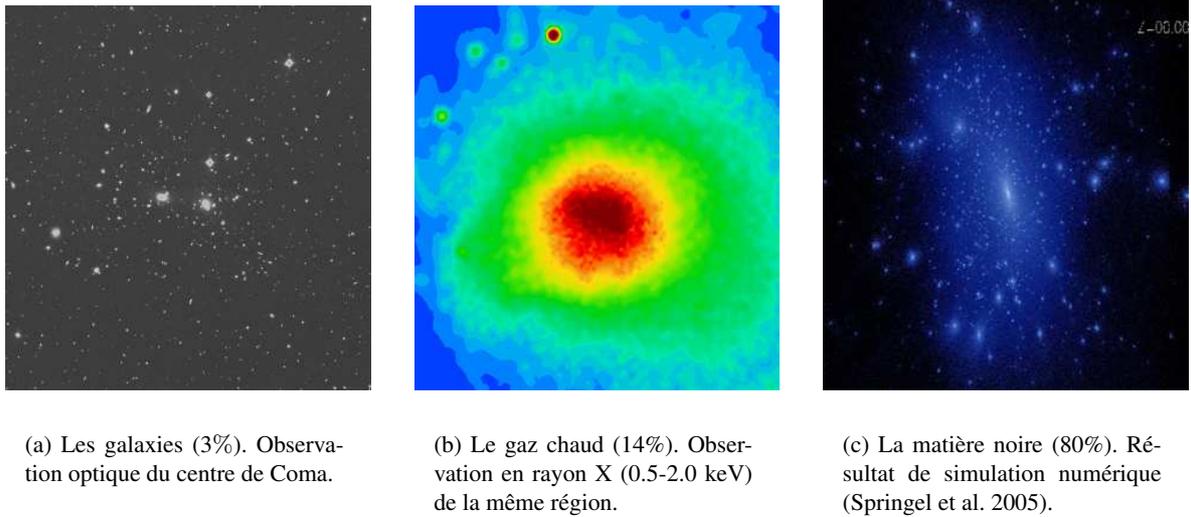


FIG. 1.1 – Les trois composantes des amas des galaxies.

1.1.2 Observation en rayon X des amas de galaxies

Dans le domaine de longueur d'onde des rayons X, les amas de galaxies présentent une émission diffuse et étendue provenant d'un plasma qui se trouve entre les galaxies : le milieu intra-amas ou MIA. Le mécanisme d'émission a été identifié comme l'émission thermique d'un gaz très chaud (Sarazin 1988) de température typiquement comprise entre 0.5 keV pour les groupes (Mulchaey et al. 1996; Helsdon & Ponman 2000) et 15 keV pour les amas les plus massifs (Arnaud & Evrard 1999). Ce gaz est enrichi en éléments lourds, avec une métallicité de l'ordre de $Z = 0.2 - 0.3Z_{\odot}$, soit 20 à 30% la métallicité solaire. La densité du gaz varie de $\approx 10^{-4} \text{cm}^{-3}$ dans les régions extérieures des amas de galaxies à quelques $\approx 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ dans la région centrale. Cavaliere & Fusco-Femiano (1976) ont proposé de décrire la distribution radiale du gaz par un modèle dit modèle β :

$$\rho_{\text{gaz}}(r) = \rho_{0\text{gaz}} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (1.3)$$

Ce modèle est issu du modèle de King pour la distribution des galaxies. En effet, en supposant que les galaxies et le gaz sont en équilibre dans le même potentiel, on peut montrer qu'alors $\rho_{\text{gaz}}(r) \propto \rho_{\text{galaxies}}^{\beta}(r)$ avec $\beta = \mu m_p \sigma_r / kT$. Ce modèle reproduit relativement bien les observations à grand rayon ($> 0.1R_{200}$ soit environ 150 kpc pour un amas de 5 keV), mais sous-estime la densité au centre en particulier pour les amas à courant de refroidissement. La valeur moyenne de β déterminée à partir de l'imagerie en X vaut $\langle \beta \rangle = 0.65$ (Jones & Forman 1984).

La masse du gaz est trois à six fois supérieure à la masse visible dans les galaxies et ne permet donc pas d'expliquer la masse totale. Il reste environ 80% de matière noire. Par l'étude du milieu intra amas, on peut aussi calculer la masse totale en supposant l'équilibre hydrostatique donc étudier les propriétés de la matière noire.

Depuis le premier satellite scientifique construit pour l'observation X, Uhuru, les observatoires spatiaux dédiés à ce domaine de longueur d'onde se sont relayés dans le ciel. Le satellite Einstein a produit les premières images d'amas de galaxies et a permis de multiplier le nombre d'amas détectés. ROSAT dans les années 1990 a produit un sondage complet du ciel. Depuis 1999, les satellites Chandra et XMM-NEWTON sont en orbite et fournissent des images pointées à haute résolution et des spectres avec une haute sensibilité d'amas de galaxies.

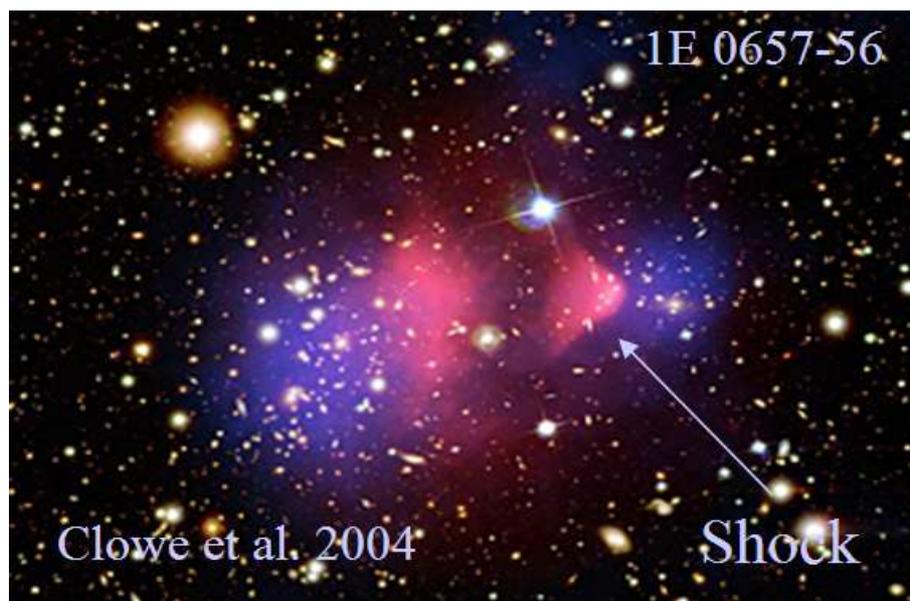


FIG. 1.2 – L’amas de galaxies 1E 0657-56 ($z=0.296$). Cet amas est constitué de deux sous-amas en train de fusionner. L’image montre : en blanc – les galaxies, en rouge – le gaz, en bleu – matière noire déduite des données lensing.

1.1.3 Mesure de la masse par effet de lentille gravitationnelle

La théorie de la relativité générale d’Einstein prédit que la lumière est déviée au voisinage d’une distribution de masse. Cet effet est observé depuis l’expérience d’ Eddington lors de l’éclipse solaire de 1919 (Eddington 1920). Il est beaucoup plus important pour des objets massifs comme les amas de galaxies. La masse agit comme une lentille : l’image d’une galaxie d’arrière plan est déformée et magnifiée. On distingue deux régimes :

- le « strong lensing » – effet observé proche des objets massifs comme le centre de l’amas, avec une forte amplification et la formation de grands arcs gravitationnels et/ou des images multiples ; l’observation de A370 par Soucail et al. (1988) a fourni la première évidence sûre de cet effet dans un amas.
- le « weak lensing » – distorsion des objets de fond. Cet effet est très faible (quelques pourcents) et il ne peut être détecté que par l’analyse d’un grand nombre de galaxies ;

L’effet de lentille gravitationnel est intéressant car il permet une estimation de la masse totale et de sa distribution quelque soit l’état dynamique de l’amas. On en déduit la distribution de matière noire en soustrayant la masse visible. La figure 1.2 montre la distribution des galaxies, du gaz et de la matière noire, déduite de donnée « lensing » pour l’amas 1E 0657-56 situé à $z=0.296$ (Clowe, Gonzales & Markevitch 2004). Le décalage significatif entre la distribution de masse totale déduite des données lensing et de la matière visible dominante (le gaz vu en X) est une preuve directe de l’existence de matière noire dans cet amas.

1.2 La formation des amas de galaxies dans l’Univers

Les structures de l’Univers se forment à partir de fluctuations initiales de densité (reflétées dans la carte de fluctuations en température du fond diffus cosmologique observée par WMAP) qui croissent sous l’effet de la gravitation. Les régions ‘sur’ denses attirent la matière environnante, s’attirent et fusionnent entre elles. La formation est ‘hiérarchique’ : les “petites” structures comme les amas globulaires ou les galaxies se forment en moyenne avant les grandes structures, comme les amas de galaxies ou les super-amas. Les amas se forment au croisement des grands filaments de matière, comme illustré dans la figure 1.3 qui montre le résultat d’une simulation numérique de la formation des structures sur une échelle de

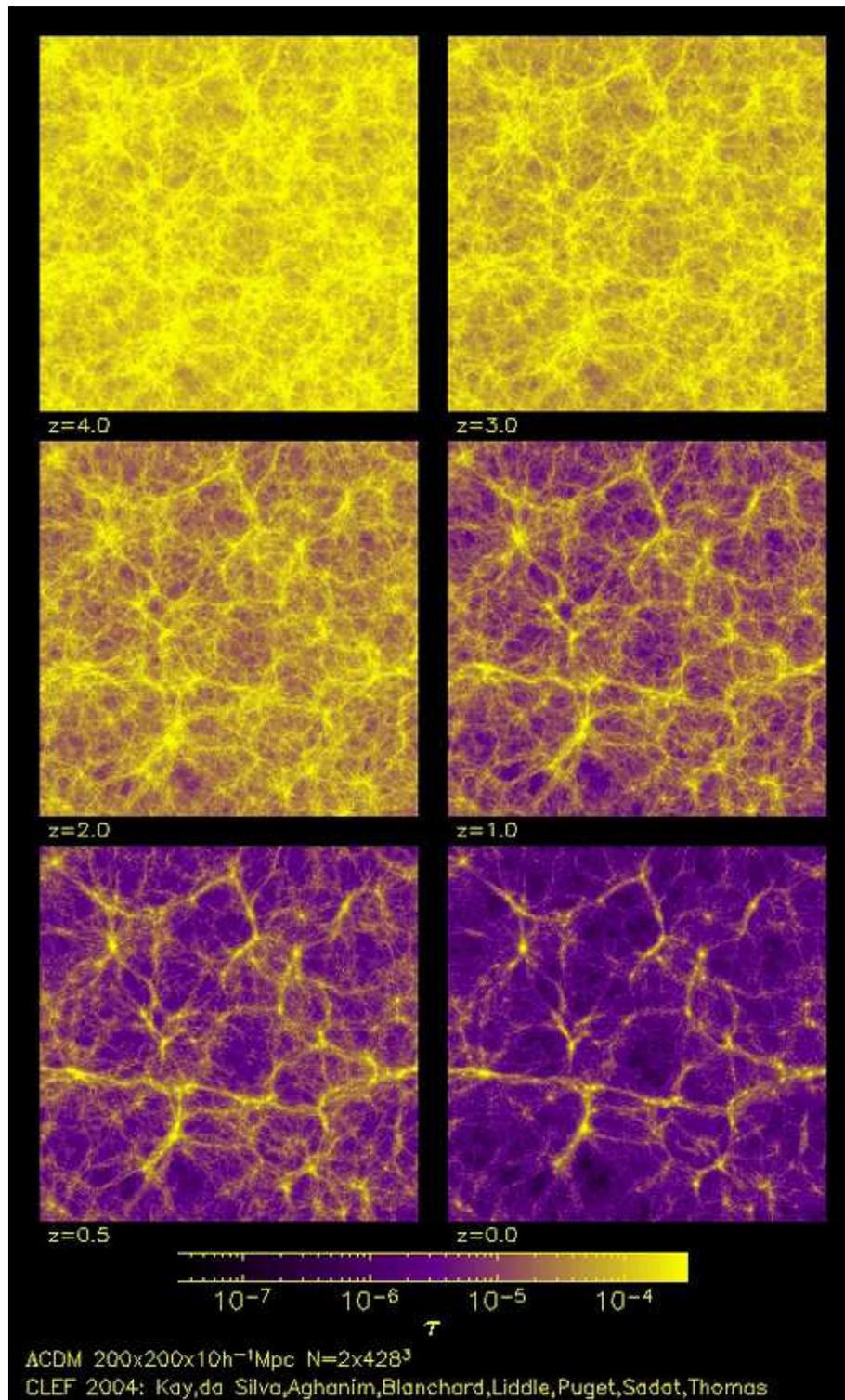


FIG. 1.3 – La formation des amas massifs au sein d’une simulation de formation des structures à grande échelle sur une échelle de temps de deux milliards d’années.

temps de deux milliards d'années.

La formation des amas a commencé relativement récemment (depuis $z \sim 2$) et se déroule encore aujourd'hui. Les amas accrètent continuellement de la matière environnante et fusionnent entre eux régulièrement pour former des amas plus massifs. Les amas de galaxies sont ainsi des objets intéressants pour comprendre la formation des structures. Ils permettent aussi de contraindre les paramètres cosmologiques. Par exemple le nombre d'amas en fonction de leur masse et du redshift dépend fortement de la cosmologie, en particulier de la densité de matière de l'Univers. Le nombre d'amas par unité de volume décroît avec la masse et redshift. L'évolution, particulièrement à grande masse, dépend fortement de la valeur de Ω : elle est plus importante pour des valeurs élevées de Ω (voir par exemple Eke et al. (1996)).

1.3 Plan de la thèse

Dans une première partie, nous présentons le cadre théorique et observationnel de la thèse. Après un bref rappel des paramètres physiques des amas que l'on peut déduire des observations du gaz en rayons X, nous décrivons le modèle de formation des amas le plus simple, i.e ne tenant compte que des effets gravitationnels. Ce modèle prédit que les amas forment une population auto-similaire : toutes les caractéristiques physiques des amas (e.g. luminosité, température...) ne dépendent que de leur masse totale et du redshift selon des relations d'échelle, et leur structure interne est similaire. La comparaison entre ces prédictions et les observations des amas proches, résumée dans le chapitre suivant, a mis en évidence des écarts au modèle standard. Il existe un consensus sur le fait que des processus non gravitationnels entrent aussi en jeu dans l'évolution du gaz : chauffage par les vents galactiques, par les NAGs, refroidissement radiatif... Ces processus sont cependant très mal compris. L'étude de l'évolution des amas est nécessaire pour mieux comprendre ces processus. Après avoir résumé notre connaissance actuelle de cette évolution, nous présentons l'échantillon d'amas distants que nous avons étudié, centré sur des amas peu massifs. En effet, ce sont sur ces amas que les effets non gravitationnels sont les plus apparents. Nous avons complété cet échantillon par des amas plus massifs, dont les données étaient disponibles dans les archives de XMM-NEWTON.

Les chapitres suivants présentent le travail de thèse : analyse des données X du satellite XMM-NEWTON et son optimisation (partie II) et résultats (partie III). Après un rappel des principes de base de l'observation en X et des caractéristiques instrumentales de la caméra EPIC du satellite XMM que nous avons utilisée (Section II.7), nous détaillons la suite de traitements de données que nous avons effectués, des données brutes à l'obtention des données spatiales et spectroscopiques de base (Section II.8). Nous décrivons notre optimisation de la soustraction du fond, qui s'est avérée indispensable pour étudier des amas distants et particulièrement peu lumineux (Section II.9). Ensuite, nous avons expliqué comment nous avons déduit, des résultats spectraux et spatiaux des observations dans les propriétés physiques des amas pour l'échantillon principal d'amas peu massifs et présenté les résultats correspondants (Section III.10). La section suivante (III.11) expose les résultats obtenus sur l'échantillon complémentaire et les compare avec les données publiées. La partie finale (Section III.12) concerne les tests de l'auto-similarité pour les différents paramètres : masse totale, rayon, masse du gaz, luminosité bolométrique, entropie, fraction du gaz...

Première partie

**Propriétés statistiques des amas à partir
des observations X**

Chapitre 2

L'information tirée des observations en X du gaz chaud

2.1 Caractéristiques de l'émission thermique

Le MIA est un plasma chaud ($kT = 0.5 - 15$ keV). Ce n'est pas un plasma isotherme, la température varie à l'intérieur de l'amas, bien que ces variations soient généralement relativement faibles. La valeur de la température du MIA est suffisante pour que l'Hydrogène, « H », et l'Hélium, « He », soient totalement ionisés. L'état d'ionisation des autres éléments dépend de la température. Cependant, la plupart des électrons proviennent de l'hydrogène et de l'hélium et la densité des électrons est quasi-indépendante de l'état d'ionisation : $n_e \sim 1.2n_H$, où n_H est la densité d'hydrogène. Compte tenu de la densité du MIA et de sa taille, le plasma est optiquement mince au rayonnement X (tout photon X émis s'échappe du MIA sans interagir avec le milieu).

L'émission X est celle d'un plasma mince à l'équilibre d'ionisation (Sarazin 1988; Arnaud 2005). Pour un élément de volume dV avec une densité électronique n_e , une température T et une abondance $[Z/H]$, la quantité de photons émis par unité de temps dans la bande d'énergie $[E, E + dE]$ s'écrit :

$$dN(E) = n_e^2 \varepsilon(E, T, [Z/H]) dE dV \quad (2.1)$$

où $\varepsilon(E, T, [Z/H])$ est l'émissivité à l'énergie E . L'intensité est proportionnelle à la densité au carré, parce que tous les processus d'émissivité (comme l'émission du Bremsstrahlung) est le résultat des collisions entre électrons et ions. L'intégrale de la densité au carré sur la ligne de visée dans une direction donnée, $EM = \int n_e^2 dl$, est dite mesure d'émission sur la ligne de visée.

Des exemples de spectres X pour un plasma de température et d'abondance typique des amas sont présentés sur la figure 2.1. Aux températures élevées des amas, l'émission du continu est dominée par le Bremsstrahlung thermique (rayonnement de freinage). L'émissivité dépend fortement de la température au-dessus de $E \sim kT$, mais est relativement insensible à la température en dessous. Cela est dû à la coupure exponentielle de l'émission Bremsstrahlung. En effet l'émissivité du Bremsstrahlung varie comme $g(E, T)T^{-1/2} \exp(-E/kT)$, où $g(E, T)$ est facteur de Gaunt qui est une fonction faible de kT . L'émissivité des raies diminue fortement quand la température augmente. À l'exception des amas froids ($kT < 4$ keV) ou des cœurs froids des amas, on ne peut que mesurer l'abondance du Fer, parce que les autres éléments de numéro atomique plus faible (C, N, O etc.) sont totalement ionisés et n'émettent donc pas de raies.

Le spectre d'émission des photons est ensuite modifié au cours du trajet des photons depuis la source jusqu'au détecteur. Le décalage vers le rouge z de la source modifie l'énergie E de chaque photon, tandis que l'ionisation de l'hydrogène galactique absorbe la partie des photons dont l'énergie est la plus basse.

À partir de l'équation 2.1 on voit que les observations X donnent directement accès à la température (via la forme du spectre) et à la densité du MIA (via la normalisation du spectre ou l'intensité de l'émission à basse énergie).

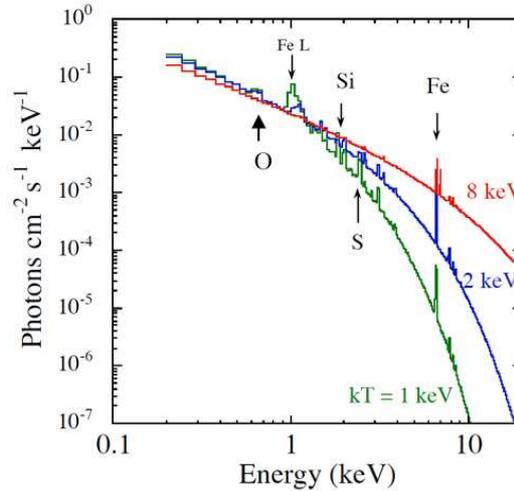


FIG. 2.1 – Emission d'un plasma mince de 0.35 abondance solaire pour des températures différentes, $kT=1, 2$ et 8 keV (Arnaud 2005)

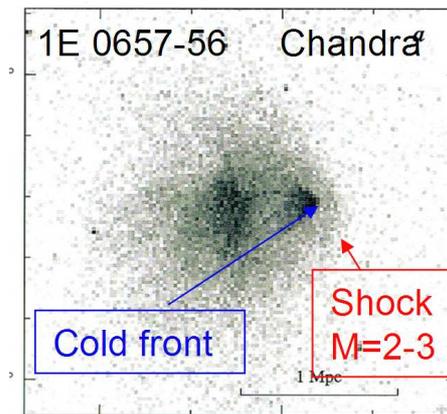


FIG. 2.2 – Image de l'émission du gaz chaud de l'amas de galaxie 1E0657-57 obtenue avec Chandra (Markevitch et al. 2002).

2.2 Propriétés fondamentales dérivées des observations

2.2.1 L'image

L'image en rayons X dans une bande d'énergie donnée donne accès à la morphologie du gaz. On l'extrait en général à basse énergie (e.g $[0.3 - 2]$ keV). Dans ce domaine, l'émission dépend peu de la température et l'image reflète essentiellement la carte de la mesure d'émission, $EM = \int n_e^2 dl$. De plus le rapport signal sur bruit est meilleur (voir Sections suivantes). La morphologie nous renseigne sur l'état dynamique du gaz, comme illustré Figure 2.2 qui montre un exemple de fusion d'amas. On peut aussi faire des études statistiques sur la morphologie des amas. L'analyse morphologique est plus difficile pour les amas lointains et faibles.

En pratique l'image permet aussi de détecter les sources ponctuelles dans le champ (dont l'émission doit être exclue de l'analyse, voir Section 8.2.2) et de déterminer le centre de l'amas pour l'extraction du profil de brillance de surface. Ceci n'est pas toujours évident, parce que le maximum d'émission peut être décalé, dans les amas non relaxés, par rapport au centroïde de l'émission à plus grande échelle.

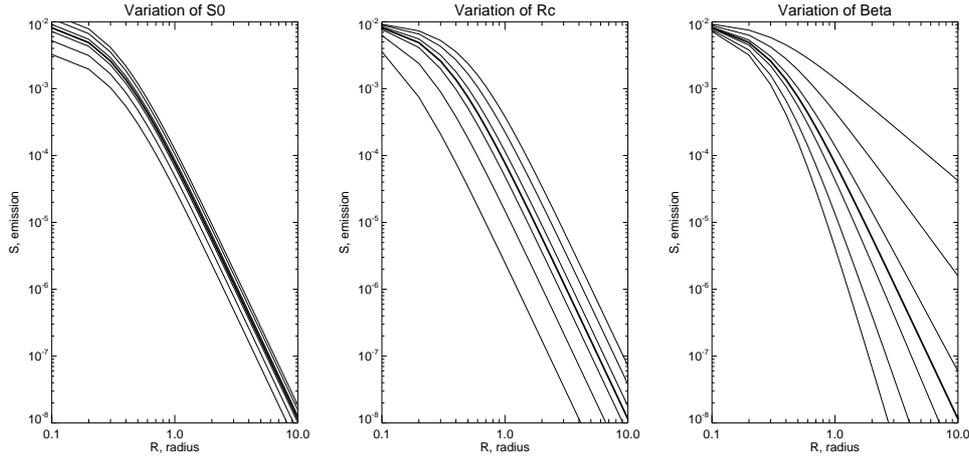


FIG. 2.3 – La variation des profils de surface de brillance en fonction de S_0 , r_c , β .

2.2.2 Profil de brillance de surface

A partir de la brillance de surface à la distance angulaire θ du centre, on peut estimer la mesure d'émission à la distance projetée, r :

$$EM(r) = \frac{4 \pi (1+z)^4 S(\theta)}{\Lambda(T, z)} \quad \text{avec} \quad r = d_A(z) \theta \quad (2.2)$$

où $d_A(z)$ est la distance angulaire au redshift z de l'amas, $\Lambda(T, z)$ est l'émissivité dans la bande considérée, tenant compte de l'absorption et du redshift (et aussi de la réponse instrumentale). On peut déduire le profil radial de la densité de gaz en supposant la symétrie sphérique. Dans ce cas :

$$EM(r) = \int_r^\infty n_e^2(R) R dR / \sqrt{R^2 - r^2} \quad (2.3)$$

On utilise souvent un modèle paramétrique de la densité de gaz et on calcule le modèle correspondant du profil de brillance de surface (à partir des équations 2.2 et 2.3), que l'on ajuste aux données. Si la densité de gaz suit un modèle β :

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.4)$$

la brillance de surface suit aussi un modèle β :

$$S(r) = S_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

La figure 2.3 présente la variation des profils de brillance de surface du modèle β en fonction de S_0 , r_c et β . Le profil observé est la convolution de ce profil théorique avec la réponse spatiale de l'instrument. L'impact de ces effets et leur correction sont décrits Section 8.1.5 (effet de vignettage) et Section 8.5.1 (résolution spatiale finie).

2.2.3 Spectre

Pour déduire la température on a besoin de données spectroscopiques. On extrait le spectre dans une région donnée et on l'ajuste par le modèle d'émission thermique, tenant compte de la réponse instrumentale (voir Chapitre 8). Avec les satellites modernes tels que XMM-NEWTON on est capable non seulement

de mesurer une température globale, mais aussi d'obtenir un profil radial de température et même des cartes de température. Si cela est facile pour les amas proches, l'obtention de telles informations en différentes régions reste limitée à un petit nombre d'amas lointains.

La distribution en température nous renseigne sur l'état dynamique de l'amas. Par exemple, on peut observer des zones d'augmentation de température dues à la compression du gaz lors de fusions d'amas. L'observation de chocs forts sont rares mais il faut noter que l'observation de chocs est difficile due aux effets de projection. Elle nécessite aussi une excellente résolution spatiale. Une chute de température au centre peut montrer l'existence d'un cœur en train de se refroidir.

2.3 Propriétés dérivées

A partir des informations sur la densité et la température, on peut déduire les paramètres physiques suivants des amas.

2.3.1 Masse totale

Les hypothèses d'équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique permettent de déduire la masse totale des amas et sa distribution radiale à partir des profils de densité et de température du gaz (Sarazin 1988). L'équilibre hydrostatique à la distance r du centre de l'amas implique que le gradient de pression du gaz ∇P_X s'oppose au gradient du potentiel gravitationnel de l'amas, $\nabla\Phi(r)$:

$$\nabla P_X = -n_g(r)\nabla\Phi(r) \quad (2.6)$$

Soit en exprimant le potentiel gravitationnel de l'amas en fonction de la masse totale $M_{tot}(r)$ incluse dans le rayon r :

$$\frac{dP_X}{dr} = -\frac{GM_{tot}(r)n_g(r)}{r^2} \quad (2.7)$$

La loi des gaz parfaits donne :

$$P_g = \frac{n_g k T}{\mu m_H} \quad (2.8)$$

où m_H est la masse de l'atome d'hydrogene et μ le poids moléculaire moyen.

Ces relations permettent d'exprimer la masse totale contenue dans la sphere de rayon r en fonction des gradients de temperature et de densite, qui sont des observables :

$$M_{tot}(r) = \frac{kT(r)r}{G\mu m_H} \left[\frac{d \ln n_g}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right] \quad (2.9)$$

Si la densité du gaz suit un modèle β , on obtient :

$$M_{tot}(r) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_H} \left(3\beta \frac{r^2}{r^2 + r_c^2} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (2.10)$$

Dans le cas où le plasma isotherme, le deuxième terme est nul et la masse totale s'exprime simplement par :

$$M_{tot}(r) = \frac{3\beta k T r}{G\mu m_H} \left(\frac{r^2}{r^2 + r_c^2} \right) \quad (2.11)$$

2.3.2 Masse du gaz

A partir du profil de densité du gaz, il est possible de calculer la masse du MIA incluse dans le rayon r .

$$M_{gas}(r) = \int_0^r n_g(r) dV \quad (2.12)$$

Pour le modèle β :

$$M_{gas}(r) = 4\pi\mu m_p \frac{n_H}{n_e} n_0 \int_0^r \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}} r^2 dr \quad (2.13)$$

2.3.3 Luminosité

Une autre quantité physique déterminée par l'analyse spectrale est la luminosité bolométrique de l'amas. La 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 (voir Section 10.6 pour une description détaillée). Les amas ont des luminosités bolométriques typiquement entre quelques 10^{40} et 10^{46} ergs s^{-1} .

2.3.4 Entropie

En astrophysique, l'entropie est définie comme $S = T/n_e^{2/3}$, qui est directement liée à l'entropie thermodynamique ($a \ln(S) + b$ où a et b sont des constantes). A partir des profils de température et de densité, il est très simple de déduire l'entropie au rayon r :

$$S(r) = \frac{T(r)}{n_e(r)^{2/3}} \quad (2.14)$$

L'entropie est une caractéristique fondamentale du MIA, parce qu'elle reflète l'histoire thermodynamique du gaz. En particulier elle dépend fortement des processus non gravitationnels (Voit 2005).

Chapitre 3

Propriétés statistiques attendues de la population des amas de galaxies

3.1 La population des amas de galaxies

3.1.1 Etats dynamiques : relaxation, fusion

A l'appui du modèle hiérarchique de formation des structures, on observe effectivement des fusions d'amas. Leur signature observationnelle sont des structures dans les cartes de température et de densité, similaires à celles prédites par les simulations numériques de fusion d'amas. Les observations confirment l'importance de l'environnement des amas pour l'histoire de leur formation. Par exemple, nous savons que l'accrétion de sous groupes a lieu préférentiellement dans la direction des filaments, comme prédit par la théorie standard de formation des amas.

Un amas de galaxies n'est jamais totalement dans un état d'équilibre : il accrète en permanence de la matière environnante. Cependant en dehors des épisodes de fusion majeure, où deux amas de masse similaires fusionnent, on peut considérer que l'amas est proche de l'équilibre, avec le gaz en équilibre hydrostatique dans le potentiel total (dominé par la matière noire).

3.1.2 Régularité

La morphologie et les propriétés physiques des amas de galaxies observées sont donc très variées. On observe souvent des sous structures de type et de taille varié. La masse totale des amas varie entre $10^{13} M_{\odot}$ pour les groupes jusqu'à quelques $10^{15} M_{\odot}$ pour les systèmes très riches. La luminosité X du MIA varie entre 10^{41} et 10^{46} erg/s. La température observée varie entre 0.3 et 15 keV.

Néanmoins, les amas de galaxies n'occupent pas tout l'espace des paramètres physiques possibles. Il existe des corrélations entre les caractéristiques physiques des amas proches, comme la luminosité, la masse de gaz, la masse totale, la taille et la température. De plus, les amas ont une structure interne (e.g forme du profil radial de densité) similaire. Si on exclut les systèmes complexes ou les cas de fusion majeure ($\approx 20\%$ des amas), la morphologie des amas est dominée par une composante principale piquée au centre. En ce cas, le profil de brillance en dehors du "cœur froid" est bien ajusté par un β -modèle.

3.2 Modèle auto-similaire

La régularité de la population des amas est prédite par le modèle le plus simple de la formation des structures, qui ne fait intervenir que la gravitation (Voit 2005; Arnaud 2005). C'est une hypothèse raisonnable, la masse des amas étant dominée par la matière noire, qui n'interagit que par la gravitation.

3.2.1 Modèle de collapse sphérique

On peut étudier la formation des amas à partir du modèle de collapse sphérique. C'est le modèle le plus simple pour expliquer comment un amas peut se former, à partir d'une surdensité, dans un univers

en expansion. On considère une surdensité sphérique homogène de rayon r et de masse M . La sphère est un système fermé : son rayon r varie dans le temps t mais la masse M incluse à l'intérieur du rayon r reste constante. On peut calculer l'évolution du rayon r et du contraste de densité moyen dans la sphère, δ , en fonction du temps t . L'évolution passe par trois étapes : 1) phase d'expansion jusqu'à un rayon maximal avant de se séparer de l'expansion 2) phase d'effondrement jusqu'à atteindre en théorie un rayon nul 3) phase de virialisation : en fait l'effondrement n'atteint jamais $r = 0$ à cause du phénomène de relaxation violente. La surdensité trouve son équilibre pour un rayon R_V vérifiant le théorème du Viriel ($W = -2K = 2E$) où W est l'énergie potentielle, K l'énergie cinétique et E l'énergie totale.

Il est possible d'écrire le problème dans le cadre général d'un univers plat ($\Omega_0 + \Lambda = 1$) avec constante cosmologique et de le résoudre numériquement.

On obtient ainsi le contraste de densité de l'amas de galaxies, Δ_c , par rapport à la densité critique de l'Univers, $\rho_{crit}(z)$:

$$\frac{M_V}{\frac{4\pi}{3}R_V^3} = \Delta_c(\Omega(z))\rho_{crit}(z) \quad (3.1)$$

qui peut être approximé par la formule analytique de Bryan & Norman (1998) :

$$\Delta_c(\Omega(z)) = 18\pi^2 + 82[\Omega(z) - 1] - 39[\Omega(z) - 1]^2$$

Δ_c dépend de la cosmologie employée et du redshift de formation de l'amas de galaxies considéré, via $\Omega(z)$ le paramètre de densité de l'Univers :

$$\Omega(z) = \frac{\rho_{univers}(z)}{\rho_{crit}(z)} = \frac{\Omega_0(1+z)^3}{h^2(z)} \quad (3.2)$$

$h(z)$ est la constante de Hubble $H(z)$ au redshift z normalisée à sa valeur présente :

$$h(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_0(1+z)^3 + \Lambda} \quad (3.3)$$

La densité critique est :

$$\rho_{crit}(z) = \frac{3H^2(z)}{8\pi G} \quad (3.4)$$

où G est la constante de la gravitation.

Le théorème de Viriel, qui postule l'égalité entre l'énergie gravitationnelle et le double de l'énergie cinétique, pour les galaxies, ou thermique pour le MIA, permet d'écrire :

$$\frac{G\mu m_p M_V}{2R_V} = \beta_T kT \quad (3.5)$$

où β_T est un paramètre de normalisation qui dépend de la structure interne, c'est à dire de la distribution spatiale des propriétés de la matière noire (densité et vitesse) et du gaz (densité et température). T est la température moyenne T est la température moyenne du milieu intra-amas qui mesure donc la profondeur du puits de potentiel gravitationnel de la matière noire. Cette équation suppose évidemment que le MIA des amas de galaxies est en équilibre hydrostatique dans le puits de potentiel gravitationnel de la matière noire.

Si tous les amas ont la même structure interne β_T est constant. En combinant l'équation qui définit le contraste de densité (Eq. 3.1) et le théorème du viriel (Eq. 3.5), on en déduit alors :

$$R_V \propto A(z)T^{1/2} \quad (3.6)$$

$$M_V \propto A(z)T^{3/2} \quad (3.7)$$

avec

$$A(z) = H(z)^{-1}\Delta_c(z)^{-1/2} \quad (3.8)$$

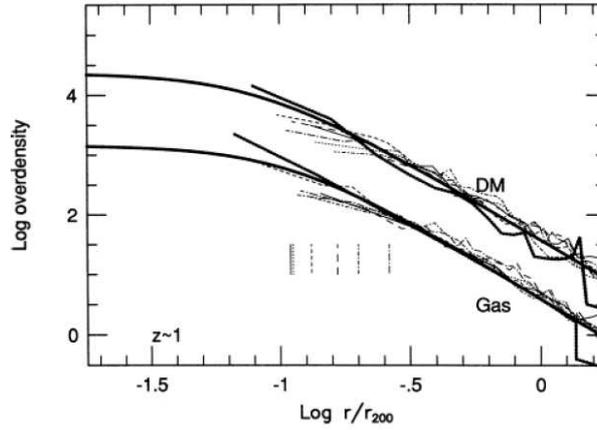


FIG. 3.1 – Profils 'universels' de densité de matière noire et de gaz dans un échantillon d'amas à $z = 0$ déduits de simulation numérique de formation des structures (cosmologie $\Omega = 1$). Le rayon est normalisé par R_{200} , rayon qui correspond au contraste de la densité 200 par rapport à la densité moyenne de l'Univers. Les densités de la matière noire et du gaz sont normalisés par la densité de l'Univers. Figure tirée de Navarro, Frenk & White (1995).

Si on suppose de plus que tous les amas ont la même fraction de gaz :

$$f_{\text{gas}} = \frac{M_{\text{gas}}}{M_V} = \text{const} \quad (3.9)$$

i.e., le gaz 'suit' l'effondrement de la matière noire, on peut en déduire les lois d'échelle pour les autres propriétés physiques du gaz. En particulier la masse de gaz, M_{gas} suit la même loi que la masse virielle :

$$M_{\text{gaz}} \propto A(z)T^{3/2} \quad (3.10)$$

Pour la luminosité bolométrique en X, L_X , on peut écrire :

$$\frac{dN(E)}{dEdV} = n_e^2 \epsilon(E, T, \left[\frac{Z}{H} \right]) \Rightarrow L_X \propto \int n_e^2 dV \sqrt{T} \Rightarrow L_X \propto \bar{n}_e^2 R_V^3 \sqrt{T}$$

En tenant compte du fait que $\bar{n}_e \propto \bar{\rho}_{\text{amas}} \propto \rho_{\text{crit}}$, on en déduit :

$$L \propto A^{-1}(z)T^2 \quad (3.11)$$

3.2.2 Simulations numériques

Sont étudiés comme des objets sphériques isolés ayant atteint l'équilibre dès le découplage et que nous les étudions à leur redshift de formation. Cependant, il est clair que nous n'observons pas tous les amas de galaxies à l'époque de leur formation. De plus, les amas de galaxies ne se forment pas en un seul instant mais ils accrètent sans cesse de la matière et ce sur de longues périodes de temps.

Pour modéliser toute la complexité de la formation des structures, on fait appel à des simulations numériques. Les simulations ne faisant appel qu'à la gravitation confirment l'auto-similarité de la population d'amas (avec cependant l'existence d'une dispersion intrinsèque autour des lois d'échelles). Elles montrent bien que :

- La structure interne de la matière (gaz ou matière noire) des amas est universelle (elle ne dépend pas de l'amas considéré), voir la figure 3.1. Pour 2 amas quelconque au même redshift :

$$\rho_1(r/R_{V1}) = \rho_2(r/R_{V2}) \quad (3.12)$$

Notons ici que pour la définition du rayon viriel, la surdensité $\Delta_c = 200$, indépendante du redshift, est souvent utilisée parce que les simulations numériques montrent qu'elle correspond environ à la taille des structures virialisées. Le rayon associé est noté R_{200} .

Les simulations prédisent que la distribution de la matière noire froide est très piquée vers le centre. Par exemple, le profil de densité de matière noire, $\rho_{MN}(r)$, obtenu par Navarro, Frenk & White (1995) suit :

$$\rho_{MN}(r) = \frac{\rho_c(z)\delta_c}{(cr/R_{200})(1 + cr/R_{200})^2} \quad (3.13)$$

où c est le paramètre de la concentration. δ_c est la densité caractéristique sans dimension qui est reliée au paramètre de concentration par $\delta_c = (200/3)c^3 / [\ln(1+c) - c/(1+c)]$. Ce profil est couramment nommé 'profil NFW'.

- chaque quantité physique ne dépend que du redshift et de la masse totale.

$$Q \propto F(z)M^\alpha \quad (3.14)$$

On utilise souvent, plutôt que la masse, le paramètre de température parce qu'il est plus directement mesurable que la masse. Ainsi, à un redshift donné, la température définit les propriétés de l'amas : masse totale, masse de gaz, luminosité, taille, brillance de surface. En considérant $\Delta_c = 200$ indépendant du redshift on obtient :

$$R_{200} \propto h(z)^{-1}T^{1/2} \quad (3.15)$$

$$M_{200} \propto h(z)^{-1}T^{3/2} \quad (3.16)$$

$$M_{\text{gas},200} \propto h(z)^{-1}T^{3/2} \quad (3.17)$$

$$L_{200} \propto h(z)T^2 \quad (3.18)$$

Chapitre 4

Accords et désaccords entre le modèle standard et les observations dans l'Univers local

4.1 Les profils de matière noire

Avec Chandra et XMM-NEWTON nous pouvons mesurer précisément la distribution de la masse totale des amas (Eq 2.9) entre $\approx 0.001R_{200}$ et $0.7R_{200}$. Les profils de masse totale observés (voir Fig 4.1) sont bien ajustés par un modèle NFW, des amas massifs aux amas de faible masse ($10^{14} - 10^{15}M_{\odot}$). Dans quelques cas, la pente de la distribution au centre a été mesurée avec suffisamment de précision pour discriminer entre différentes prédictions théoriques : $\alpha \approx -1$ (Lewis, Buote & Stocke 2003; Buote & Lewis 2004; Pointecouteau et al. 2004). Cette pente du profil de densité dans le centre n'est pas compatible avec le cœur plat des profils de matière noire prédits par les modèles de matière noire avec auto-interaction. Dans quelques cas, la validité du modèle NFW a été vérifiée jusqu'au rayon viriel (Pratt & Arnaud 2002).

La première vérification quantitative de l'universalité des profils de la masse a été effectuée avec XMM-NEWTON (Pointecouteau, Arnaud & Pratt 2005). Comme montré sur la figure 4.1, les profils de masse, où le rayon et la masse sont exprimés en unités de R_{200} et de M_{200} coïncident presque, avec une dispersion de moins de 15% à $0.1R_{200}$ par exemple. De plus, la forme des profils est en accord avec les prédictions théoriques. Le paramètre de concentration suit la relation $c - M_{200}$ dérivée des simulations numériques pour une cosmologie Λ CDM.

Cet accord quantitatif avec les prédictions théoriques apporte de l'appui au scénario cosmologique "Cold Dark Matter" et indique que la physique du collapse de la matière noire est bien compris (Pointecouteau, Arnaud & Pratt 2005).

4.2 Relations d'échelle pour le MIA et profils

Les lois d'échelle déterminent la relation entre les paramètres physiques et la température T . Ces paramètres sont les propriétés du gaz comme : L_X - la luminosité ; M_{gas} - la masse du gaz ; M_{tot} - la masse totale ; S - l'entropie ; f_{gas} - la fraction du gaz. Les dernières observations ont montré que les amas ($T > 2$ keV) sont auto similaires, mais les lois d'échelle diffèrent des prédictions (voir par exemple la revue de Arnaud (2005)). En dessous de cette température on trouve les groupes, qui suivent aussi des lois d'échelle mais avec une dispersion plus grande (Osmond & Ponman 2004).

4.2.1 Luminosité : relation L_X-T

Cela fait plus de 20 ans que l'on sait que les propriétés du gaz dévient des prédictions du modèle standard auto similaire : la relation L_X-T est plus pentue que prédit par le modèle. Cela a été la première indication que la physique du gaz n'est pas uniquement régie par la gravitation (Evrard & Henry 1991).

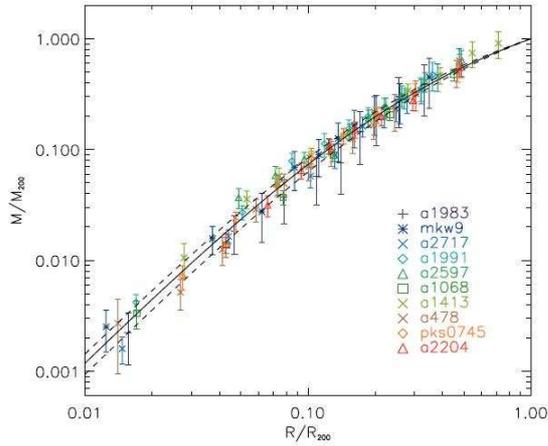


FIG. 4.1 – Profil de masse totale intégrée pour un ensemble d'amas de température entre 2 et 9 keV observés par XMM–NEWTON. La masse est normalisée par M_{200} et le rayon par R_{200} . Ces deux paramètres sont les résultats d'un ajustement avec un modèle NFW. Le trait plein correspond au profil NFW normalisé moyen et les deux traits pointillés correspondent à plus ou moins la déviation standard. Figure tirée de Pointecouteau, Arnaud & Pratt (2005)

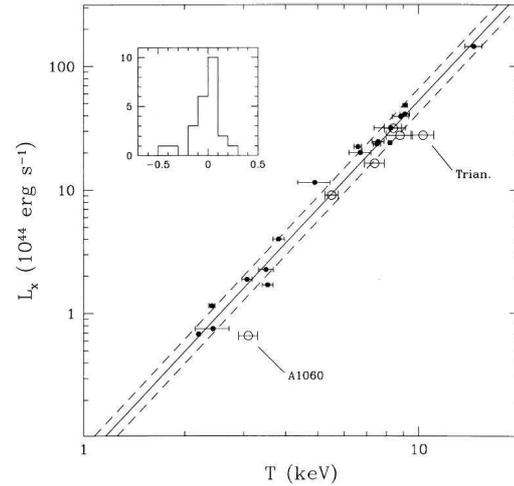


FIG. 4.2 – La relation entre la luminosité bolométrique et la température. L'ensemble des amas ne contient pas d'amas à cœur froid. La relation est plus pentue que prédit par les lois d'échelle standard : $L_X \propto T^{2.88 \pm 0.15}$ à comparer à $L_X \propto T^2$. Figure tirée de Arnaud & Evrard (1999).

Sur la figure 4.2 nous avons présenté la relation entre la luminosité bolométrique et la température (Arnaud & Evrard 1999). L'ensemble des amas considéré ne contient pas d'amas avec un cœur froid. La relation est plus pentue que prédite par le modèle standard : $L_x \propto T^{2.88 \pm 0.15}$.

4.2.2 Masse du gaz : relation $M_{\text{gaz}}-T$ et profils de mesure d'émission.

Le contenu en gaz et la distribution de la densité peuvent être étudiés à travers la mesure d'émission (EM) le long de la ligne de visée $EM(r) = \int_r^{R_{200}} n_e^2 dl$. Cette quantité est directement déduite du profil de brillance de surface. Les profils de mesure d'émission renormalisés (Fig. 4.3) des amas chauds observés par ROSAT ont la même forme au delà de $0.1 - 0.2R_{200}$ (Neumann & Arnaud 1999). Dans le centre on observe une grande dispersion, liée à la présence de cœur froid. Hors du centre, le profil universel est bien ajusté par un modèle β avec $\beta = 2/3$ et $r_c \approx 0.12R_{200}$.

Dans les lois d'échelles standards, la densité du gaz ne dépend pas de la température. La mesure d'émission EM varie comme R_{200} , c'est à-dire $EM \propto T^{0.5}$ (puisque $R_{200} \propto T^{0.5}$). Mais la dispersion des profils diminue si on renormalise EM suivant $EM \propto T^{1.38}$. Cette dépendance permet d'expliquer le raidissement de la relation L_X-T ($L_X \propto T^{2.88}$) et correspond à une relation $M_{\text{gas}}-T$ de pente 1.94¹ :

$$\left. \begin{array}{l} EM \propto T^{1.38} \\ EM \propto n_e^2 R \propto n_e^2 \sqrt{T} \end{array} \right\} \Rightarrow n_e^2 \propto T^{0.88}$$

En se basant sur cette nouvelle relation entre n_e et T , on obtient :

$$\begin{aligned} L_X &\propto n_e^2 T^2 \propto T^{2.88} \\ M_{\text{gas}} &\propto n_e^2 T^{1.5} \propto T^{1.94} \end{aligned}$$

L'étude de l'amas froid A1983 avec XMM–NEWTON (Pratt & Arnaud 2003) a montré que son profil

¹Lois d'échelle du modèle standard : $L_X \propto T^2$ et $M_{\text{gas}} \propto T^{1.5}$

Relation	Pente théorique	Pente	Référence
L_X-T	2.0	2.64 ± 0.27 2.88 ± 0.15	Markevitch (1998) Arnaud & Evrard (1999)
$M_{\text{gas},500}-T$	1.5	1.98 ± 0.18	Mohr et al. (1999)
$M_{\text{gas}}-T$		1.71 ± 0.13	Vikhlinin, Forman, & Jones (1999)
$M_{\text{gas},500}-T$		1.89 ± 0.20	Ettori, De Grandi & Molendi (2002)
$M_{\text{gas},500}-T$		1.80 ± 0.16	Castillo-Morales & Schindler (2003)
$M_{200}-T^{>3.5\text{keV}}$	1.5	1.49 ± 0.17	Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005)
$M_{200}-T$		1.72 ± 0.10	Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005)
$EM-T$	0.5	1.38	Neumann & Arnaud (2001)
$S_{0.1R_{200}}-T$	1.0	0.65 ± 0.05	Ponman, Sanderson, & Finoguenov (2003)
$S_{0.3R_{200}}-T$		0.69 ± 0.12	Pratt, Arnaud & Pointecouteau (2006)
$S_{0.5R_{200}}-T$		0.68 ± 0.12	Pratt, Arnaud & Pointecouteau (2006)
$f_{\text{gas},500}-T$	0	0.34 ± 0.22	Mohr et al. (1999)
$f_{\text{gas},1000}-T$		0.66 ± 0.34	Ettori, De Grandi & Molendi (2002)

TAB. 4.1 – Pente logarithmique des lois d'échelle locales venant de la littérature.

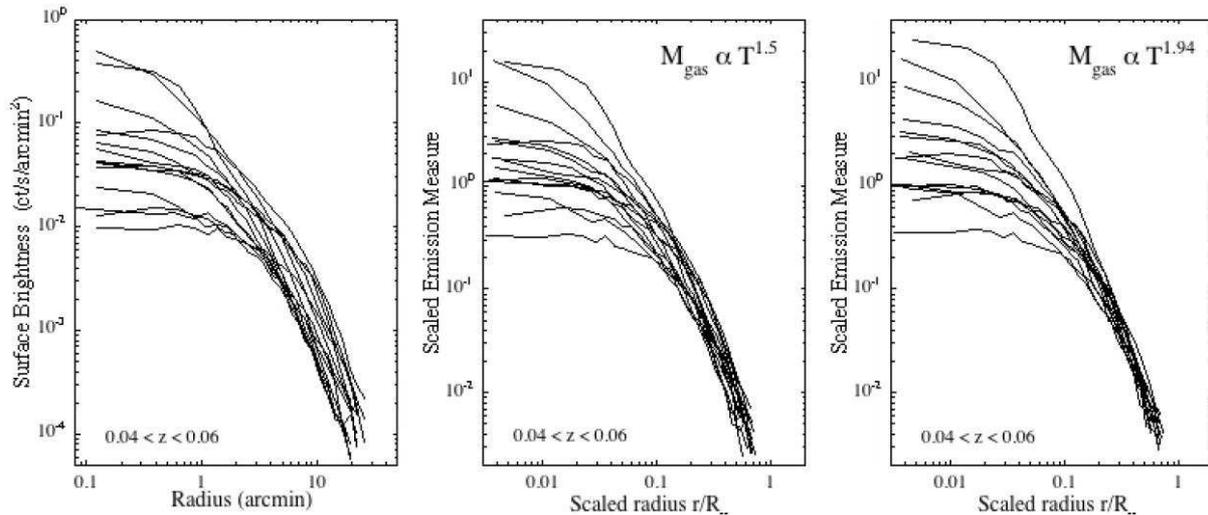
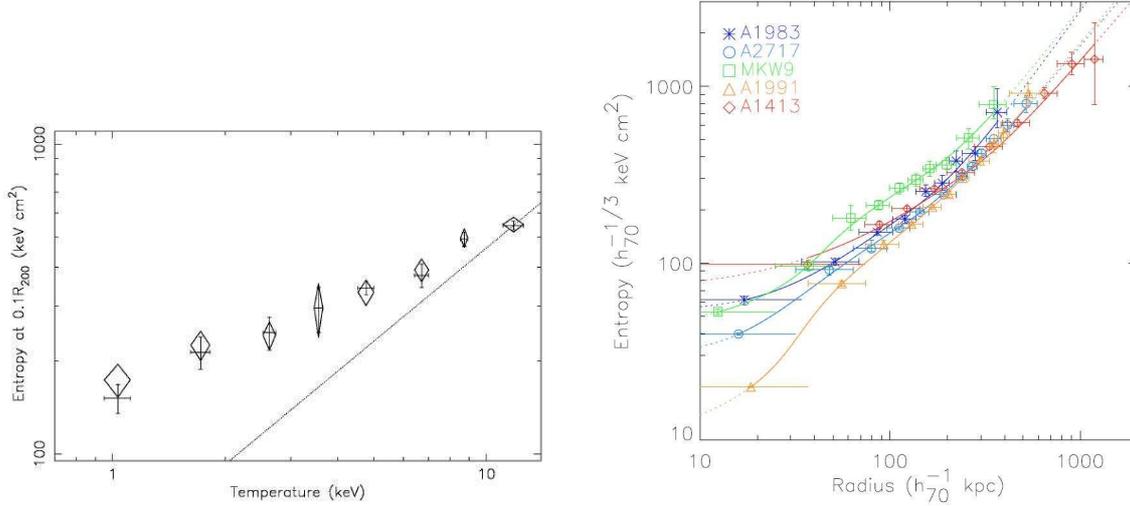


FIG. 4.3 – Gauche : Profils de brillance de surface pour 15 amas locaux ($0.04 < z < 0.06$) et chauds ($T > 3.5$ keV) observés par ROSAT. Milieu : Profils de mesure d'émission normalisés. La rayon est normalisé par la rayon viriel et EM est normalisé suivant la loi standard ($EM \propto T^{1/2}$) ou de façon équivalente $M_{\text{gas}} \propto T^{3/2}$. Droite : Même chose mais avec une normalisation minimisant la dispersion ($EM \propto T^{1.38}$ ou $M_{\text{gas}} \propto T^{1.94}$). Figures tirées de Neumann & Arnaud (2001).



(a) Variation de l'entropie du gaz mesurée à $0.1R_{200}$ avec la température. Les données sur les amas individuels ont été regroupés par intervalle de température. Trait pointillé : prédiction du modèle auto-similaire standard : $S \propto T$. La dépendance en température est moins pentue que prévue ($S \propto T^{0.65}$). Figure tirée de Ponman, Sanderson, & Finoguenov (2003)

(b) Profils d'entropie mesurée avec XMM-NEWTON pour des amas de température entre 2 keV et 6.5 keV. L'entropie a été normalisée suivant la loi empirique $S \propto h(z)^{-4/3} T^{0.65}$. Le rayon est normalisé par R_{200} . Figure tirée de Pratt & Arnaud (2005).

FIG. 4.4 – Entropie et profils d'entropie.

est accord avec le profil universel décrit ci dessus.

4.2.3 Entropie : relation $S - T$ et profils d'entropie

Les études des profils de la densité du gaz ont confirmé l'existence de déviations par rapport aux lois d'échelle standard du modèle ne faisant intervenir que la gravitation. Pour comprendre mieux l'origine physique de ces déviations nous devons étudier l'entropie. L'entropie est une caractéristique fondamentale du MIA, parce qu'elle reflète l'histoire thermodynamique du gaz. Dans le modèle standard, l'entropie varie comme $S \propto h(z)^{4/3} T$ à tout rayon.

Les premières études (Ponman, Cannon & Navarro 1999) ont montré que l'entropie estimée à $0.1R_{200}$ est plus grande que prédite par le modèle standard de chauffage purement gravitationnel, cet excès augmentant pour les amas de faible masse. L'étude de 66 amas de galaxies proches observés par ASCA et ROSAT (Ponman, Sanderson, & Finoguenov 2003) a montré que l'entropie S , estimée à $0.1R_{200}$, varie en $S \propto T^{0.65}$ (voir Fig. 4.4(a)). La qualité des observations de XMM-NEWTON (Fig. 4.4(b)) a permis de montrer l'auto-similarité de forme des profils d'entropie des amas jusqu'à $T \approx 2\text{keV}$, hors du centre, i.e. dans le domaine de rayons $0.05R_{200} < r < 0.5R_{200}$ (Pratt & Arnaud 2005). La normalisation des profils est en accord avec une relation $S \propto T^{0.65}$. Des résultats similaires ont été déduit récemment d'études de plus grands échantillons d'amas avec XMM-NEWTON (Piffaretti et al. 2005; Pratt, Arnaud & Pointecouteau 2006).

4.2.4 Masse totale : relation $M_{tot} - T$

La relation $M - T$ est une relation fondamentale. Les relations d'échelle pour le gaz sont exprimées en fonction de la température. La relation $M - T$ fournit le lien entre les propriétés du gaz et la masse.

Des progrès importants sur l'estimation de la masse ont été faits avec Chandra et XMM-NEWTON. Les premières études (Allen et al. 2001) avec Chandra d'amas chauds ($T > 5.5\text{keV}$) ont déduit une

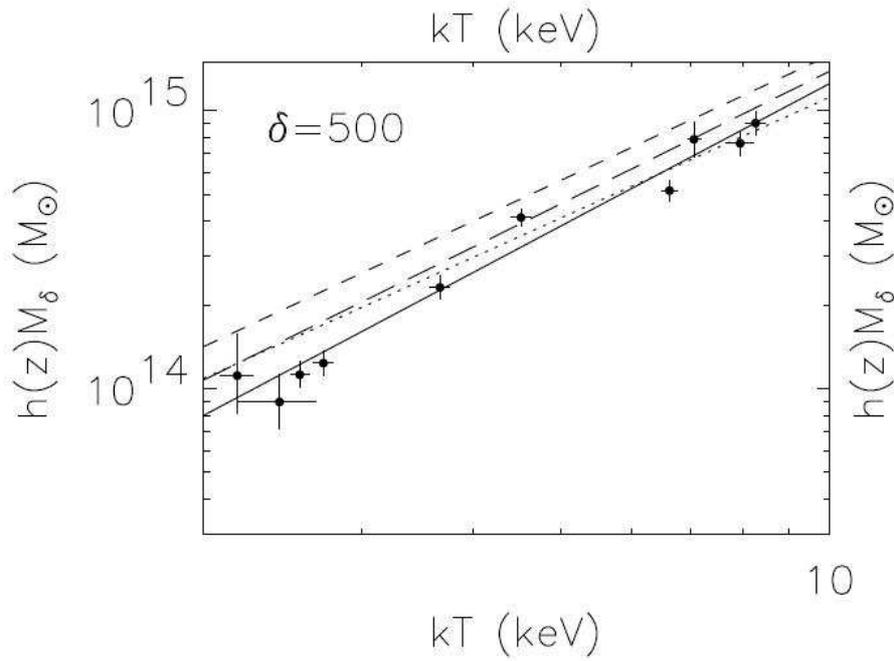


FIG. 4.5 – La relation $M_{500}-T$ observée avec XMM-NEWTON. Trait plein : ajustement par une loi de puissance pour tous les amas ; Trait pointillé : ajustement pour les amas chauds. Tirets : simulation adiabatique de Evrard et al. (1996). Tirets longs : simulation numérique de Borgani et al. (2004) incluant des processus non-gravitationnels (refroidissement radiatif, formation d'étoiles et chauffages par les SN). Figure tirée de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005)

penne 1.51 ± 0.27 , qui est accord avec le modèle standard. Mais à cause du relativement petit champ de vue de Chandra, la relation $M - T$ a été mesurée à R_{2500} ($\approx 0.3R_{200}$)

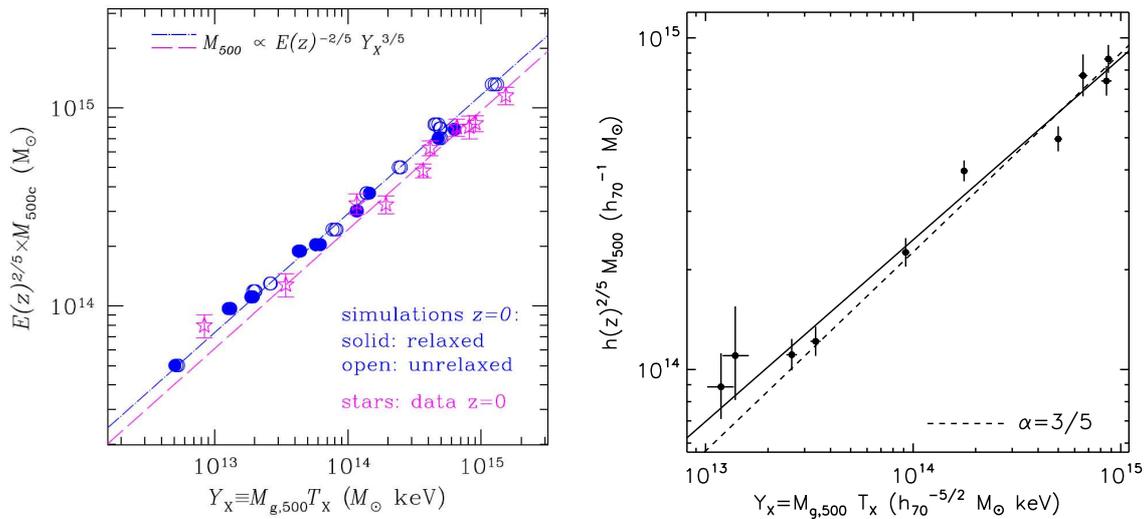
Plus récemment, la relation $M-T$ a été mesurée jusqu'à des plus bas contrastes de densité ($\delta = 200$) pour 10 amas proches couvrant un domaine de températures entre 2 – 9 keV (Arnaud, Pointecouteau & Pratt 2005). Les masses sont dérivées des profils de masse mesurés précisément avec XMM-NEWTON au moins jusqu'au $\delta = 1000$ et ils sont extrapolés en utilisant le meilleur ajustement par un modèle NFW. La relation $M_{2500}-T$ est en accord avec les résultats du Chandra. La pente logarithmique est le même pour tous les δ , comme attendu au vu de la similarité des profils de masse. Pour l'ensemble des amas $T > 3.5$ keV la pente est en accord avec le modèle standard. La relation est plus pentue si on inclut tous les amas : $\alpha = 1.71 \pm 0.09$. L'étude plus récente avec Chandra (Vikhlinin et al. 2006) donne une relation $M-T$ en excellent accord avec les résultats de XMM-NEWTON.

4.2.5 Relation $M_{tot}-Y$

Récemment Kravtsov et al. (2006) ont introduit une nouvelle relation $M - Y$, où $Y = T_X \times M_{gaz}$ représente l'énergie thermique du MIA. D'après leur simulations, cette relation présente une faible dispersion (8%). Le modèle standard prédit que $M \propto h(z)^{-2/5} Y^{3/5}$. Sur la figure 4.6(a) on peut voir la comparaison entre données simulées et observations Chandra et XMM-NEWTON.

4.2.6 Processus non-gravitationnels

Nous voyons donc que les observations diffèrent des prédictions du modèle standard, basé uniquement sur la gravitation. En particulier l'entropie est plus grande que celle prédite par un pur chauffage gravitationnel. Des processus différents ont été proposés pour expliquer cette déviation, comme le chauffage avant ou après de l'effondrement (par des SN ou NAG) ou le refroidissement radiatif.



(a) La relation M_{500} - Y (Kravtsov et al. 2006). Points : amas simulés (cercles) et amas relaxés observés par Chandra (étoiles, Vikhlinin et al. (2006)). Droite bleue : meilleur ajustement en loi de puissance pour les amas simulés avec pente fixée à $3/5$.

(b) Relation mesurée avec XMM-NEWTON (Arnaud, Pointecouteau & Pratt 2007). Trait plein : meilleur ajustement aux données. Trait pointillé : relation de pente standard, normalisée sur les 3 amas les plus massifs.

FIG. 4.6 – Relation M - Y .

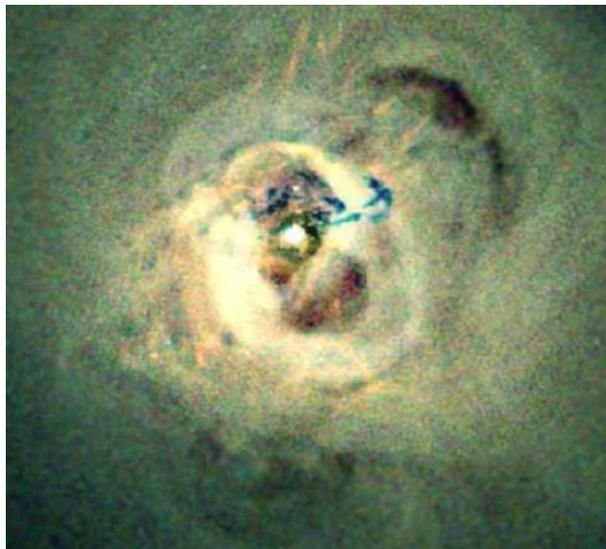


FIG. 4.7 – L'image Chandra du gaz chaud au centre de l'amas Perseus (Fabian et al. 2000). Illustration de l'effet de l'interaction NAG/MIA. Image composite obtenue à partir des images dans plusieurs bandes d'énergie : 0.5 – 1 keV (rouge) – 1 – 2 keV (vert) – 2 – 7 keV (bleue). Au centre de l'amas il y a un trou noir super massif (Perseus A). On peut voir deux grandes cavités centrées sur Perseus A. Elles sont remplies de particules de haute énergie. L'activité du NAG induit des ondes sonores qui se propagent dans le MIA et le chauffe (Fabian et al. 2003)

- Refroidissement radiatif – Le gaz émet du rayonnement et se refroidit. L'émission du gaz est proportionnelle à la densité au carré et cet effet est plus important au centre de l'amas. La perte d'énergie se traduit par une diminution de la température et une augmentation de la densité (pour préserver l'équilibre de pression). Cet effet est clairement observable au centre de certains amas, par exemple par l'augmentation de l'émission (par rapport au modèle β) et la diminution de la température en centre (par rapport à la température à plus grande échelle).
- Chauffage par les vents galactiques ou les Noyaux actifs de galaxies (rétroaction des galaxies) – c'est l'effet de chauffage du gaz de MIA par les NAG ou les Supernova. Le refroidissement du gaz primordial conduit à la formation des galaxies et des étoiles. Les explosions de SuperNovae qui en résultent, chauffent le milieu interstellaire et peuvent induire des vents galactiques qui chauffent le milieu inter-galactique. De même les noyaux actifs au centre des galaxies injectent de l'énergie dans le milieu intra-amas. Il existe plusieurs modèles de chauffage par le NAG de la galaxie centrale, par exemple : bulles flottantes (Churazov et al. 2002), ondes sonores (Fabian et al. 2005), expansion supersonique (McNamara et al. 2005). On distingue souvent chauffage et 'pré-chauffage', selon que le chauffage a lieu avant ou après l'effondrement de l'amas. Le pré-chauffage est souvent modélisé en supposant une entropie initiale du gaz avant effondrement de l'amas.

L'effet des processus non gravitationnels est plus important relativement dans les amas peu massifs et froids que dans les amas massifs (Pratt, Arnaud & Pointecouteau 2006), les amas de galaxies peu massifs ayant une énergie potentielle plus faible.

Chapitre 5

Evolution des propriétés statistiques

5.1 Lois d'échelles observées

Le modèle auto-similaire de base prédit de façon précise l'évolution des propriétés physique des amas des galaxies (Chapitre 3). Les amas lointains doivent avoir la même structure interne que les amas proches. De plus, la densité moyenne des amas augmente avec le redshift (Eq. 3.1) suivant l'évolution de $\rho_{\text{crit}}(z)$ et pour une température donnée ils doivent être plus petits, moins massifs et plus brillants (Eq. 3.16 - 3.18).

Les profils de mesure d'émission déduit des observations ROSAT et ASCA, essentiellement d'amas détectés dans le Einstein Medium Sensitivity Survey (EMSS), ont fourni la première indication de similarité de forme jusqu'à $z \approx 0.8$ (Arnaud, Aghanim & Neumann 2002). De plus, la normalisation des profils est en accord avec les prédictions pour une cosmologie Λ CDM. L'évolution de la normalisation de la relation $L_X - T$ est aussi en accord avec les prédictions pour cette cosmologie (Reichart, Castander & Nichol 1999; Novicki, Sornig & Henry 2002; Arnaud, Aghanim & Neumann 2002).

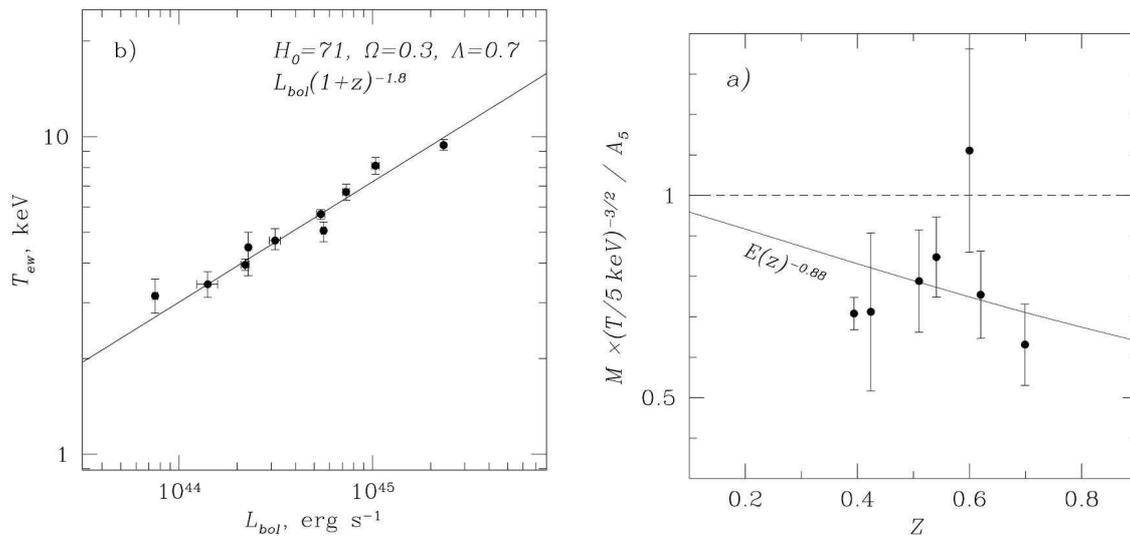
Actuellement, nous pouvons étudier l'évolution des amas avec une bien meilleure précision avec Chandra et XMM-NEWTON, et ce sur l'ensemble des amas de galaxies détectés par ROSAT. Ces échantillons d'amas ROSAT permettent de couvrir un domaine de masse plus grand que l'échantillon EMSS constitué essentiellement d'amas massifs. Les observations des satellites XMM-NEWTON et Chandra ont confirmé que les paramètres des amas suivent des lois d'échelle jusqu'à des grands redshifts (voir par exemple la revue de Arnaud (2005)). La similarité de forme a été confirmée, par exemple, au redshift $z = 0.6$ dans le cas-test de RXJ1120.1+4318 observé avec XMM-NEWTON (Arnaud et al. 2002).

5.1.1 Evolution de la normalisation des relations

Relation $L_X - T$

C'est en principe la relation la plus facile à étudier. Cependant son évolution reste mal connue, avec des résultats contradictoires obtenus selon les données considérées et la méthode d'analyse utilisée. Le modèle standard prédit que la normalisation $A(z)$ varie comme $h(z)$, $A(z) \equiv h(z) \propto (1+z)^{0.6-0.9}$ pour le cosmologie Λ CDM. En utilisant comme référence locale les données ASCA (Markevitch 1998), les premières études avec Chandra (Vikhlinin et al. 2002) donnent $A(z) \equiv (1+z)^{1.5 \pm 0.3}$ et avec XMM-NEWTON (Lumb et al. 2004) $A(z) \equiv (1+z)^{1.52 \pm 0.26}$, i.e une évolution plus importante que prédite. En utilisant la même référence locale mais une échantillon plus important d'amas observés avec Chandra et une autre méthode d'analyse statistique, Ettori et al. (2004) ont obtenus $A(z) \equiv (1+z)^{0.62 \pm 0.28}$ en accord avec les prédictions. Cependant, en utilisant comme référence locale la relation mesurée avec Beppo-SAX, ces auteurs déduisent une évolution significativement plus petite que prédite, $A(z) \equiv h(z)(1+z)^{-1.04 \pm 0.32}$.

Plus récemment, Maughan et al. (2006) ont étudiés avec XMM-NEWTON et Chandra un échantillon d'amas à $0.6 < z < 1.0$ détectés dans le relevé WARPS. Ils obtiennent $A(z) \equiv (1+z)^{0.8 \pm 0.4}$, et en combinant avec les résultats de Vikhlinin et al. (2002), $A(z) \equiv (1+z)^{1.3 \pm 0.2}$. L'étude basée sur les



(a) Corrélation entre luminosité bolométrique L et température spectroscopique T . Le trait plein représente la relation L - T des amas proches (Markevitch 1998). Les données sont corrigée de l'évolution.

(b) Evolution de la normalisation de la relation M - T , $a = M_{500}/T_{\text{spec}}^{1.5}/A_5$, en fonction de redshift. Le ligne plein présente le meilleur ajustement. La ligne en pointillé représente la situation sans aucun évolution.

FIG. 5.1 – Etude de l'évolution des relations L - T et M - T par Kotov & Vikhlinin (2005).

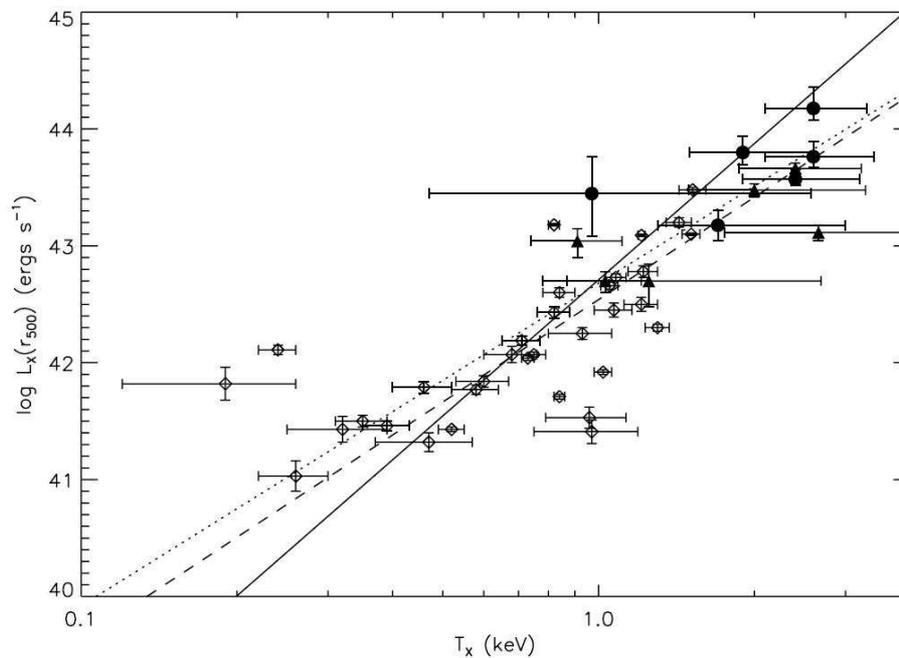


FIG. 5.2 – Relation L - T pour les amas froids et les groupes (Jeltema et al. 2006). Cercles pleins et triangles : groupes distants, diamants : groupes locaux de l'échantillon GEMS. Traits : meilleur ajustement pour l'échantillon GEMS (trait plein), les amas locaux (trait pointillés, (Markevitch 1998)) et la combinaison des deux échantillons (Tirets).

Relation	Evolution de la normalisation	Référence	Nb. d'amas
$L - T$	$h(z)^1 \propto (1+z)^{(0.6-0.9)}$	Evolution théorique	
	$(1+z)^{1.5 \pm 0.3}$	Vikhlinin et al. (2002)	22
	$(1+z)^{1.5 \pm 0.3}$	Lumb et al. (2004)	8
	$(1+z)^{0.62 \pm 0.28}$	Ettori et al. (2004)	28
	$h(z)(1+z)^{-1.04 \pm 0.32}$	Ettori et al. (2004)	28
	$(1+z)^{1.8 \pm 0.3}$	Kotov & Vikhlinin (2005)	7
	$(1+z)^{1.3 \pm 0.2}$	Maughan et al. (2006)	11
$M_{500} - T$	$h(z)^{-1}$	Evolution théorique	
	$h(z)^{-0.88 \pm 0.23}$	Kotov & Vikhlinin (2005)	7

TAB. 5.1 – L'évolution de la normalisation des lois d'échelles.

données les plus précises en température, obtenues avec XMM-NEWTON est celle de Kotov & Vikhlinin (2005) qui donne $A(z) \equiv (1+z)^{1.8 \pm 0.3}$ (Fig. 5.1(a)).

L'étude des amas pauvres et des groupes est encore plus incertaine. Jeltema et al. (2006) ont mesurés un échantillons de 6 objets (5 objets à $0.2 < z < 0.4$ et un objet à $z = 0.593$ mais avec une incertitude d'un facteur 2 sur la luminosité). Les données sont en accord avec la relation locale (Fig. 5.2) mais l'incertitude sur la luminosité est en fait plus grande que l'évolution attendue dans le domaine de redshift (Jeltema et al. 2006).

Autres relations

D'après les études de Ettori, Tozzi & Rosati (2003) et Vikhlinin et al. (2002), l'évolution de la relation $M_{gas}-T$ pourrait être plus petite que prévue, alors que l'évolution pourrait être plus grande que prévue pour la relation $S-T$ (Ettori, Tozzi & Rosati 2003). Les différences ne sont pas très significatives. Il existe un excellent accord entre théorie et observation pour l'évolution de la relation $M-T$ (Kotov & Vikhlinin 2005). Cela est illustré figure 5.1(b).

5.1.2 Difficultés dans l'étude de l'évolution

Les résultats apparemment contradictoires sur l'évolution de la relation L_X-T par exemple, illustrent en fait la difficulté de mesurer l'évolution des propriétés de amas. On doit mesurer les quantités avec une grande précision parce que l'évolution prédite par le modèle standard est petite. Les normalisations des relations fondamentales varient comme : $L_X \propto h(z)T$, $M \propto h(z)^{-1}T$ et $S \propto h(z)^{-4/3}T$, où $h(z)$ est la constante d'Hubble. La facteur d'évolution $h(z)$ varie de $\approx 30\%$ entre $z = 0$ et $z = 0.5$ (56% à $z = 0.8$). Les erreurs statistiques doivent être inférieures pour mesurer d'éventuelles déviations au modèle standard. Idéalement il faudrait aussi comparer des données obtenues avec le même instrument pour minimiser l'effet des erreurs systématiques de calibration. Par exemple, une erreur systématique de calibration de 10% dans l'estimation du kT , est équivalente à 30% d'erreur sur la luminosité ($L_{bol} \propto T^3$). De plus, compte tenu de la dispersion observée dans les relations, il faut considérer de large ensemble d'amas, représentatifs de l'ensemble de la population, à la fois dans l'Univers local et à grand redshift. Des progrès importants sont attendus des projets en cours avec XMM-NEWTON d'études de tels échantillons (Böhringer et al 2007; Arnaud et al).

5.2 Evolution attendue dans les simulations numériques avec refroidissement et/ou rétroaction des galaxies

Les simulations numériques récentes essayent de modéliser les effets de rétroaction des galaxies (chauffage par les NAGs et les SNs) et le refroidissement radiatif pour expliquer les divergences avec les lois d'échelle standard. Quelques publications récentes discutent l'effet de ces processus sur l'évolution des propriétés des amas.

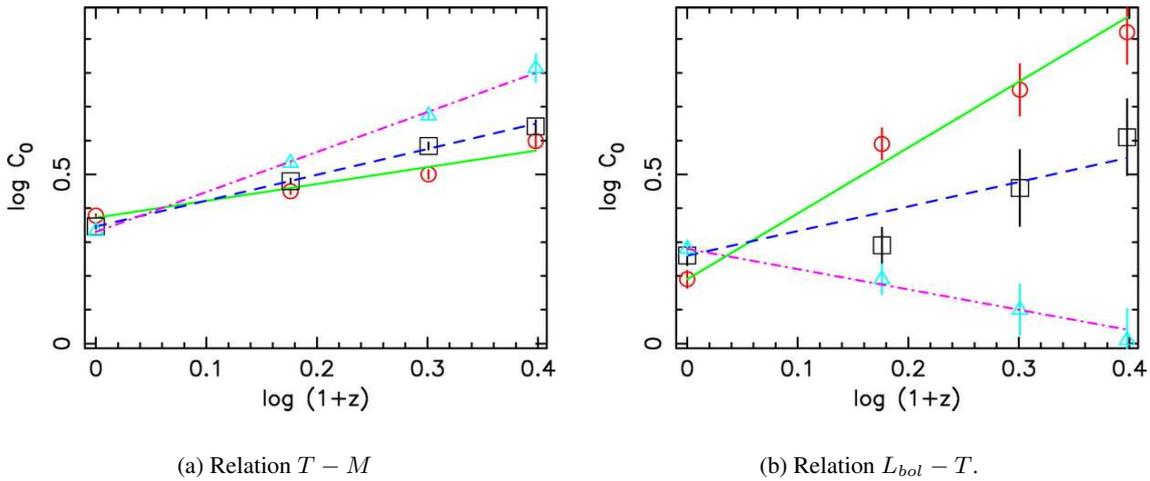


FIG. 5.3 – Evolution de la normalisation des relations $T-M$ et $L_{bol}-T$ avec le redshift dans les simulations « radiative » (ligne verte), « preheating » (ligne bleue) et « feedback » (ligne violette) de Muanwong et al. (2006). T est une estimation de la température spectroscopique X moyenne.

Modèle	Relation	
	$T-M$	$L-T$
Théorique standard	$A \sim 1.0$	$A \sim 1.5$
Radiative	$A \sim 0.5$	$A \sim 1.9$
Preheating	$A \sim 0.8$	$A \sim 0.7$
Feedback	$A \sim 1.2$	$A \sim -0.6$

TAB. 5.2 – Paramètre caractérisant l'évolution de la normalisation des lois d'échelle, $Y = Y_0(1+z)^A X^\alpha$, d'après les simulations numériques de Muanwong et al. (2006).

Simulation numérique de Muanwong et al. (2006)

Muanwong et al. (2006) ont effectué trois simulations numériques correspondant à des modèles différents des processus non-gravitationnels : « radiative model » tenant compte du seul refroidissement ; « preheating model » où le gaz est de plus porté brusquement à une entropie de 1.5 keV par particule à $z = 4$ et « feedback model » modélisant de façon simplifiée le chauffage par les galaxies formées lors du refroidissement.

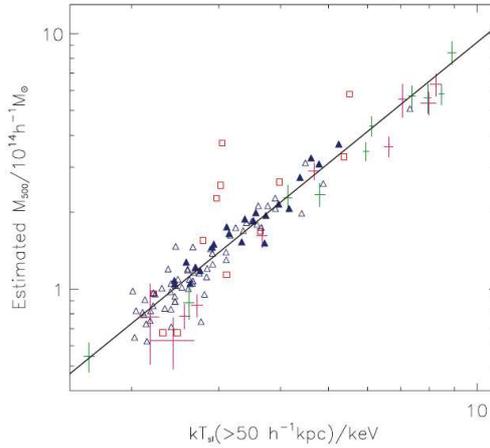
Ils ont étudié l'évolution de la normalisation¹ des relations $T-M$ et $L-T$, exprimée sous la forme :

$$Y = C_0 X^\alpha \quad (5.1)$$

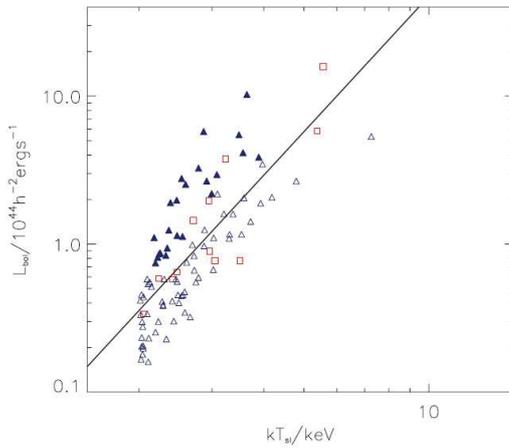
$$\log C_0 = \log Y_0 + A \log(1+z) \quad (5.2)$$

Les quantités sont définies à l'intérieur de R_{500} . Dans cette étude R_{500} est le rayon correspondant à un contraste de densité de 500 par rapport à $(1+z)^3 \rho_c(0)$, plutôt que $\rho_c(z) = h(z)^2 \rho_c(0)$ comme défini généralement. L'évolution standard attendue est donc $M \propto (1+z)^{-3/2} T^{3/2}$ (plutôt que $M \propto h(z)^{-1} T^{3/2}$), soit $T \propto (1+z) M^{2/3}$ et $L \propto (1+z)^{3/2} T$ (plutôt que $L \propto h(z) T$). L'évolution de la normalisation, $C_0(z)$, est tracée figure 5.3 et le paramètre A correspondant (Eq. 5.2) est donné Table 5.2. L'évolution de relation $L-T$ est très sensible à la physique supposée, avec une évolution positive, plus importante que prévue pour le modèle purement radiatif, mais moins importante que prévue dans le modèle avec pré-chauffage, et *negative* pour le modèle « feedback ». Les différences pour la relation $M-T$ sont moins importantes.

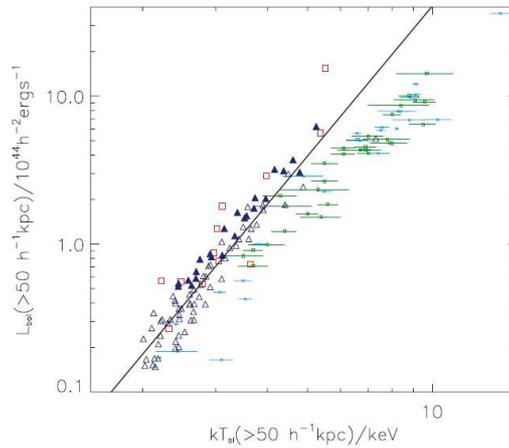
¹En plus de l'évolution de la normalisation ($C_0 = Y_0(1+z)^\beta$) des lois d'échelle ($Y = C_0 X^\alpha$), les articles discutent aussi l'évolution de la pente avec redshift ($\alpha(z)$). En général, cette évolution est négligeable par rapport aux erreurs d'estimation.



(a) Relation $M-T$. Données (croix) de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005) et Vikhlinin et al. (2006).



(b) Relation $L-T$



(c) Relation $L-T$ en excluant le cœur. Données (croix) de Markevitch (1998) et Arnaud & Evrard (1999).

FIG. 5.4 – Relations $L-T$ et $M-T$ à $z = 0$ dans la simulation de Kay et al. (2007) comparées aux observations. La masse, M_{500}^{est} , est estimée à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique, la température est la température 'spectroscopique' et L est la luminosité bolométrique. Trait plein : meilleur ajustement pour les amas simulés réguliers. Points : amas simulés irréguliers (carrés) et réguliers (triangles).

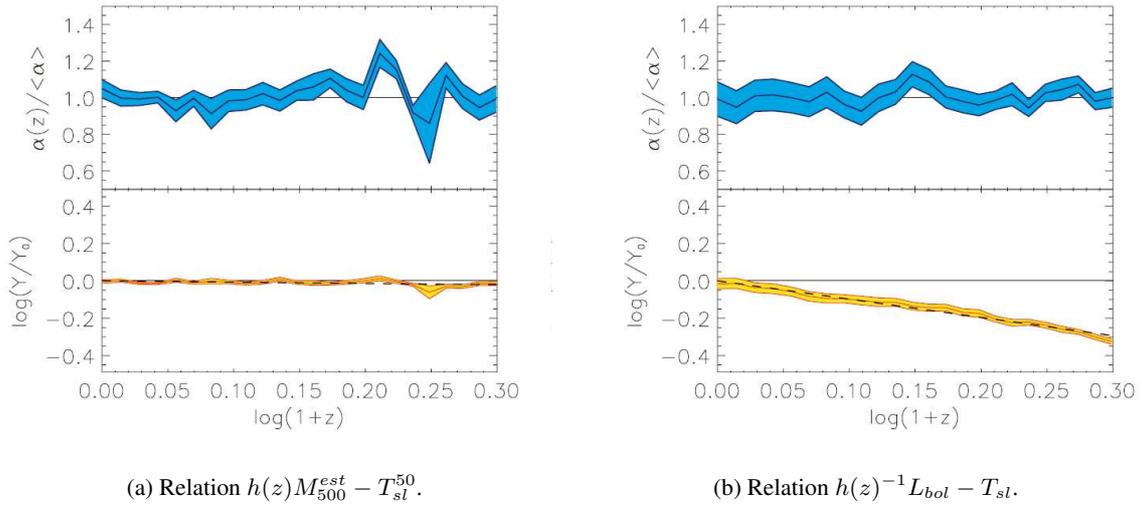


FIG. 5.5 – Normalisation (bas) et pente (haut) des relations en fonction du redshift (Kay et al. 2007). T_{sl}^{50} est la température spectroscopique au delà du cœur.

Référence	Relation	
	$h(z)M - T_{sl}$	$h(z)^{-1}L_{bol} - T_{sl}$
Ettori et al. (2004)	$\beta = -0.2 \pm 0.07$	$\beta = -0.8 \pm 0.11$
Kay et al. (2007)	$\beta = -0.07 \pm 0.03$	$\beta = -0.98 \pm 0.03$

TAB. 5.3 – Evolution de la normalisation des lois d'échelle paramétrisée par $(1+z)^\beta$ où β représente la déviation au modèle standard (d'après Kay et al. (2007)).

Simulation numérique CLEF (Kay et al. 2007)

La simulation CLEF (Kay et al. 2007) est une simulation numérique de la formation des structures ($N = 2 \times 428^3$ particules dans une boîte de $200h^{-1}$ Mpc de côté) qui comprend de la matière noire et du gaz. Les effets de chauffage radiatif et de « feedback » sont inclus, mais pas étudiés séparément. Il y a à peu près 100 amas ($T > 2keV$) au redshift $z = 0$ et 60 amas à $z = 1.0$. Les quantités sont définies dans R_{500} , le rayon correspondant à un contraste de densité de 500 par rapport à $\rho_c(z) = h(z)^2 \rho_c(0)$. Cette simulation donne des résultats raisonnablement en accord avec les observations locales (Fig. 5.4).

L'évolution des lois d'échelle est paramétrisée sous la forme

$$Y = Y_0 \left[\frac{X}{X_0} \right]^\alpha (1+z)^\beta \quad (5.3)$$

où Y est préalablement renormalisé selon l'évolution attendue dans le modèle standard, i.e $Y = h(z)M_{500}$ pour la relation masse–température et $Y = h(z)^{-1}L$ pour la relation luminosité–température. β paramétrise donc l'écart au modèle standard. Les résultats sont donnés table 5.3 et tracés sur la figure 5.5. La pente varie très peu avec z . Comme dans l'étude précédente, l'évolution de la relation $M - T$ est très proche de celle du modèle standard. Par contre l'évolution de la relation $L - T$ dévie fortement du modèle standard : l'évolution de $h(z)^{-1}L - T$ est négative. De plus la dispersion de la relation est plus importante que celle de la relation $M - T$ mais diminue avec z . Les résultats sont similaires à ceux obtenus par Ettori et al. (2004), bien que la modélisation du chauffage gravitationnel ne soit pas exactement la même.

Chapitre 6

Echantillon d'amas étudiés

6.1 Critères de sélection

Dans les modèles de formation, les paramètres des amas ne dépendent que de z et de T et idéalement nous devons étudier les amas à tous les redshifts (entre 0.0 et 1.4) et toutes les températures (entre 2 et 10 keV). Les propriétés de similarité des amas dans l'univers proches sont différentes de celles prédites par le modèle purement gravitationnel. Les processus non gravitationnels jouent un rôle important mais ils sont mal compris. Une information clé pour comprendre ces processus est l'évolution des propriétés des amas, qui dépend du détail de ces processus.

Les effets des processus non gravitationnels sont plus visibles pour les amas peu massifs. Par exemple, l'excès d'entropie augmente quand la masse diminue (Fig. 4.4(a)). On note aussi que la pente de la relation $M-T$ est standard pour les amas proches $T > 3.5$ KeV mais augmente si on inclut les amas moins massifs. L'étude des amas peu massifs, en particulier de l'évolution de leur propriétés qui est très difficile à observer et mal mesurée, est donc particulièrement importante pour contraindre les modèles des processus non gravitationnels. C'est l'objet principal de notre étude, basée sur un échantillon d'amas distants ($z \sim 0.5$) peu massifs.

Nous avons complété cet échantillon par un ensemble d'amas massifs, à des redshifts similaires. Cela a un double intérêt. Tout d'abord, étendre la couverture en température pour l'étude des lois d'échelle en utilisant un ensemble de données 'homogènes', i.e des propriétés des amas dérivées avec les même instrument et les mêmes méthodes d'analyse. Ces amas, plus brillants, sont aussi importants pour tester notre méthode de dérivation des paramètres des amas moins massifs. Par exemple, pour les amas peu massifs nous ne pouvons pas mesurer un profil de température et devons estimer la masse en utilisant un modèle isotherme. Les biais éventuels induits par cette hypothèse peuvent être estimés avec les amas massifs en comparant les résultats des deux méthodes d'estimation de masse, modèle isotherme ou utilisation du profil de température. Il en est de même pour les hypothèses sur la structure du gaz, moins bien mesurée avec les amas peu massifs. De même, nous avons du développer des nouvelles méthodes de soustraction du fond, pour les amas peu massifs, faisant appel à des modèles du fond. Les résultats des différentes méthodes peuvent être comparées avec une grande précision sur les amas massifs et nous pouvons ainsi vérifier que notre méthode n'induit pas de biais.

6.2 L'ensemble principal d'amas peu massifs

Les critères de choix sont 1) un redshift plus grand que 0.4, pour que l'évolution attendue soit significative 2) un faible flux, signature d'un amas peu massif (ou froid). Le catalogue SSHARC « Southern Serendipitous High-redshift Archival ROSAT Cluster » (Burke et al. 2003), a une limite en flux correspondant à $T \sim 2$ keV à $z = 0.4$ et est idéal pour cette étude. Les amas choisis sont les trois amas les moins lumineux de ce catalogue. Ils sont présentés dans la table 6.1

Les observations XMM-NEWTON des trois amas ont été faites dans les mêmes conditions : en utilisant les même filtres et les même modes des caméras. Deux des amas font partie du « Large Project » XMM-NEWTON (RX J2359.5-3211, RX J0858.4+1357) d'étude d'un échantillon d'amas complet

Name	z	r_{80}	n_{ph}	c_{tot}	N_H	f_{14}	$\delta L/L$	L_R	L_E
RX J2359.5-3211	0.478	2.92	113.7	0.0095	1.56	11.46	0.106	1.17	2.10
RX J2202.7-1902	0.436	3.05	110.2	0.0068	2.69	8.44	0.108	0.71	1.28
RX J0858.4+1357	0.485	2.91	66.1	0.0048	4.26	6.28	0.133	0.66	1.18

TAB. 6.1 – Les données du « The Southern SHARC catalogue ». Où : z – le décalage vers le rouge ; r_{80} – le rayon en arcmin utilisé pour l'estimation des taux de comptage et flux ; c_{tot} – la quantité de photons dans r_{80} ; N_H – la densité de colonne d'hydrogène dans la ligne de visée ; f_{14} – le flux total de l'amas ; $\delta L/L$ – l'erreur sur l'estimation de la luminosité ; L_R – la luminosité totale dans la bande d'énergie 0.5–2.0 keV ; L_E – la luminosité totale dans la bande d'énergie 0.3–3.5 keV.

à $z \sim 0.5$ (Arnaud et al).

6.3 L'ensemble secondaire d'amas

Il est basé sur des données d'archive XMM-NEWTON disponibles au début de ce travail. Nous avons recherché dans la littérature les amas autour de $z = 0.5$ et avec $T > 5$ keV dont les données XMM-NEWTON étaient de particulièrement bonne qualité.

L'amas RX J1120.1+4318

RX J1120.1+4318 ($z = 0.6$) est le premier amas distant dont les observations XMM-NEWTON aient été publiées (Arnaud et al. 2002). Les données de très bonne qualité montrent que cet amas a une température moyenne de $T = 5.3 \pm 0.5$ keV et un profil de température relativement plat (i.e une structure isotherme). Cet amas a été ensuite inclus dans les études d'échantillon de Lumb et al. (2004) et Kotov & Vikhlinin (2005), avec des résultats similaires.

L'amas RXJ1334.3+5030

Cet amas ($z = 0.62$) fait partie du XMM-NEWTON Ω -projet (Sadat et al. 2005), l'étude d'un échantillon de 8 amas distants ($0.45 < z < 0.62$) tirés des catalogues ROSAT, dont la première analyse a été publiée par Lumb et al. (2004). Cet échantillon comprend trois amas de $kT > 5$ keV : RX J1120.1+4318, RXJ1334.3+5030 et RX J1701.3+6414. L'observation de ce dernier amas est hautement contaminée par des sursauts et nous ne l'avons pas considéré. L'observation de RXJ1334.3+5030, par contre, est d'excellente qualité (seulement 15% de temps d'observation perdu du aux sursauts). La température moyenne de l'amas est $T = 5.2 \pm 0.3$ KeV. L'amas a une structure interne régulière, qui permet de supposer un état relaxé. Cet amas a été ensuite étudié par Kotov & Vikhlinin (2005).

L'amas CL0016+16

CL0016+16 est un amas lointain ($z = 0.54$) et très chaud ($T = 8.9$ keV), étudié avec XMM-NEWTON par Worrall & Birkinshaw (2003) puis par Kotov & Vikhlinin (2005). La qualité de l'observation XMM-NEWTON est excellente avec un niveau de sursauts très bas. Cet amas, qui fait partie du EMSS, a été très étudié à toutes les longueurs d'onde. J'ai participé à une étude plus détaillée de cet amas avec XMM-NEWTON (voir Appendix B et l'article de Solovyeva et al. (2007)). L'image X de l'amas montre une morphologie régulière qui permet de supposer un état relaxé (mais notre étude de la carte en température a montré que cela n'était pas tout à fait exact (Solovyeva et al. 2007)).

L'amas CL0939+472

C'est un amas lointain ($z = 0.504$) qui a été étudié avec XMM-NEWTON par Filippis et al. (2003) La bonne qualité de l'observation permet de voir clairement les sous-structures, qui montre que l'on a ici un cas de fusion majeure : cet amas est constitué de deux sous-amas de masses équivalentes en train

de fusionner. Je me suis intéressé particulièrement à cet amas, pour tester l'influence d'une morphologie irrégulière (i.e état non relaxé) sur la détermination des paramètres physiques. En effet, pour l'échantillon principal, nous n'avons pas la statistique suffisante pour détecter clairement des sous-structures.

Deuxième partie

Traitement des données

Chapitre 7

Satellites et principe de détection X



FIG. 7.1 – Le satellite XMM-NEWTON lors de la phase d'intégration à l'ESA.

7.1 Introduction

Les rayons X d'origine astrophysique sont absorbés dès les premières couches de la haute atmosphère terrestre, alors que par exemple, la lumière visible et les ondes radio arrivent jusqu'au sol. Pour capter le rayonnement X émis par les objets extraterrestres, il est donc nécessaire de s'élever au dessus de la mésosphère, à plus de 100 km d'altitude.

Dans cette thèse, nous avons utilisé les données du satellite d'observation X XMM-NEWTON. XMM signifie «X-ray Multi-Mirror Mission» et le satellite a été renommé en hommage à Isaac Newton. XMM-NEWTON est la deuxième pierre angulaire du programme "Horizon 2000" de l'ASE, l'Agence Spatiale Européenne et a été lancé en décembre 1999. C'est le plus gros satellite d'observation des rayons X jamais mis en orbite. XMM-NEWTON comporte 3 caméras à rayons X (EPIC), 2 spectromètres à réseau (RGS), 1 télescope optique Richtey-Chretien (Optical Monitor). Tous ces instruments fonctionnent toujours ensemble.

Les objectifs scientifiques de XMM-NEWTON couvrent l'ensemble de l'astronomie, des étoiles à la cosmologie. Il permet d'observer les composantes chaudes de l'Univers et les phénomènes violents qui s'y déroulent : gaz intergalactique chauffé et piégé dans les concentrations de Matière Noire, milieu

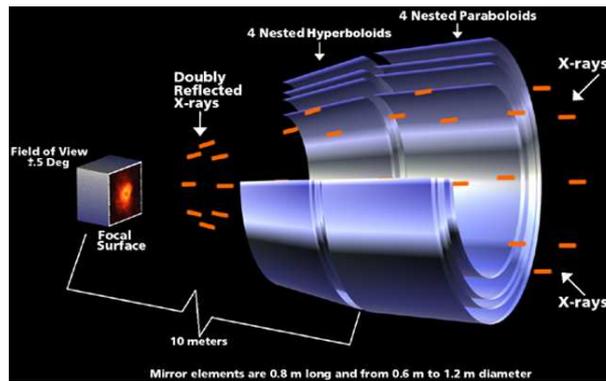


FIG. 7.2 – Principe du télescope de Wolter de type I. Il se compose de deux éléments de surface réfléchissants : un paraboloïde et un hyperboloïde. Les photons incidents, provenant de l'infini, sont défléchis jusqu'au point focal image F où doit se situer l'instrumentation scientifique.

interstellaire chauffé par les explosions d'étoiles, accréation et éjection de matière autour des étoiles à neutrons et des trous noirs.

7.2 Focalisation des rayons X

Afin d'améliorer la sensibilité de la détection, et pour faire une image du ciel, on a intérêt (si la longueur d'onde le permet) de réaliser un système optique focalisant sur une petite surface le secteur du ciel que l'on veut observer. En effet l'une des causes majeures limitant la sensibilité vient du fond de particules qui est quasi isotrope. On a donc intérêt à avoir un détecteur le plus petit possible pour diminuer le fond du aux particules chargées interagissant avec le détecteur.

Cependant ce système optique est beaucoup moins facile à réaliser pour les rayons X que pour la lumière visible. En effet, les rayons X, très énergétiques, interagissent beaucoup avec la matière. Au delà d'une incidence critique, ils sont absorbés par la matière et non plus réfléchis (comme dans le cas de l'optique). Introduisons cet angle critique pour une réflexion totale des rayons X, qui est la valeur maximale de l'angle d'incidence. Il dépend de l'élément considéré et de l'énergie des rayons X incidents. Pour des photons de l'ordre de quelques keV, et pour des métaux tels que l'or ou le nickel, l'angle critique est de l'ordre de la minute d'arc. Au de là, il n'y a plus de réflexion mais seulement une absorption. C'est à cause de la faible valeur de ces angles critiques que les télescopes à rayons X sont dit à incidence rasante.

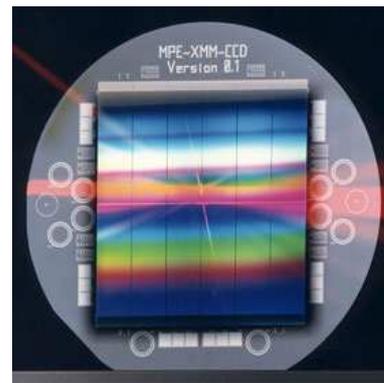
Les télescopes X spatiaux sont de type Wolter I du fait de la possibilité d'imbriquer plusieurs couples d'hyperboloïdes / paraboloïdes afin d'augmenter la surface utile du télescope (Ehle et al. 2000). Sur la figure 7.2 est présentée une illustration du principe de ce type de télescope. Les photons X arrivent en faisceaux parallèles sur une coquille en matériau réfléchissant de forme paraboloïde. Elle permet de défléchir ces rayons vers une seconde coquille qui est, elle, de forme hyperboloïde et dont l'axe optique est confondu avec celui de la première. Cette seconde réflexion permet de réduire considérablement la distance focale du système optique.

7.3 Détection des photons X

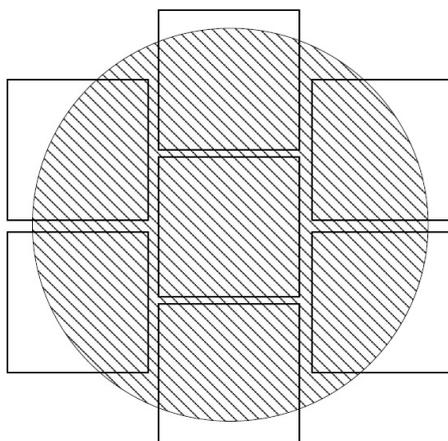
Nous présenterons rapidement les capteurs CCD (Charge-Coupled Device) qui sont capable de détecter les rayons X focalisés (Ehle et al. 2000). Chaque photon X, absorbé dans le semi-conducteur composant le capteur, dépose dans celui-ci, une charge qui est proportionnelle à son énergie. Cette charge est ensuite numérisée par le circuit électronique de lecture. Les capteurs CCD sont de plus en plus utilisés du fait de leur précision à restituer l'énergie des rayons X collectés.



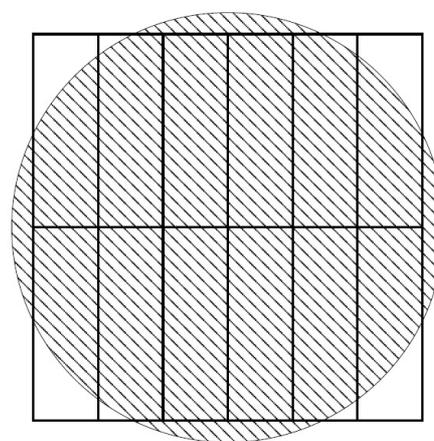
(a) Caméra EPIC-MOS.



(b) Caméra EPIC-pn.



(c) Architecture et positionnement du champ de vue de EPIC-MOS.

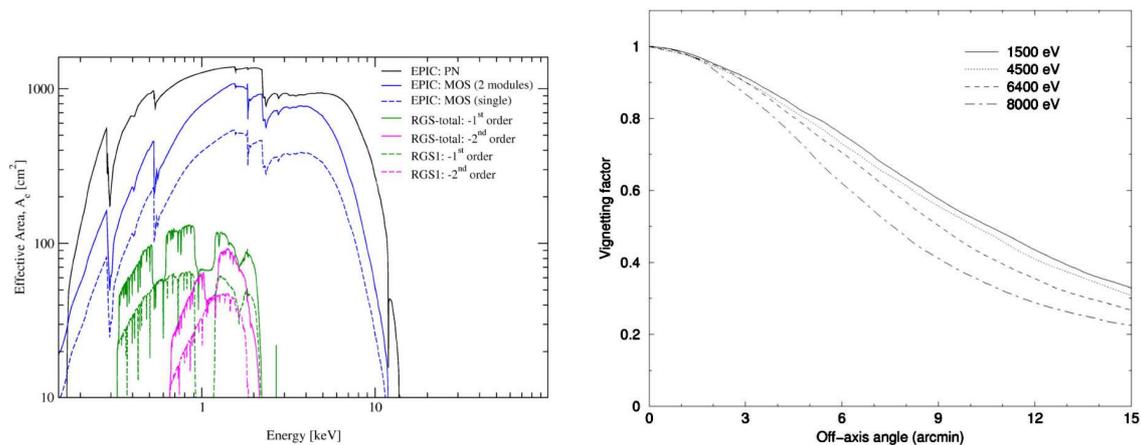


(d) Architecture et positionnement du champ de vue de EPIC-pn.

FIG. 7.3 – 7.3(a) et 7.3(b) : Photographies des deux types de détecteurs EPIC 7.3(c) et 7.3(d) : Architecture des caméras EPIC et positionnement du champ de vue de XMM-NEWTON (Ehle et al. 2000). La zone hachurée correspond à un diamètre de 30 minutes d'arc sur ciel.

Le principe du CDD, comme spectro-imageur X, est donc basé sur la traduction des photons X en paires électron/trou dans le/les pixel(s) touché(s). La taille caractéristique du nuage de charge produit dépend de la profondeur à laquelle s'est fait l'interaction. En effet, plus l'interaction est profonde dans le Silicium, plus le nuage d'électrons créé aura tendance à s'élargir pendant sa "remontée" vers les électrodes de collection/lecture quitte à n'"éclairer" non plus un mais plusieurs pixels en même temps (ce que l'on appellera par la suite un "pattern"). Une matrice CDD constitue donc un spectro-imageur à la simple condition qu'un pixel ne soit pas excité plus d'une fois entre deux lectures successives. En effet si deux photons déposent de l'énergie dans le même pixel entre deux lectures, on ne peut plus remonter à l'énergie incidente de chacun, mais seulement à leur somme (on appelle ce phénomène un "pile-up"). Pour permettre la détection d'un grand nombre de photons X, les matrices sont sans cesse lues et réinitialisées lors d'une observation. Cette dernière devient alors l'addition de beaucoup d'expositions aussi courtes que possibles, appelées « trames ». Cette technologie permet de mesurer l'énergie et la position de chacun des photons X incidents, ce que l'on appelle « spectro-imagerie ».

La configuration des caméras CCD de l'expérience EPIC (2 caméras MOS et une caméra pn) de XMM-NEWTON est présentée Fig. 7.3.



(a) Les surfaces effectives de tous les instruments de XMM-NEWTON au point focal.

(b) Variation de la surface effective des miroirs pour des énergies de 1500, 4500, 6400 et 8000 eV en fonction de la distance au point focal image (« la fonction du vignetage »).

FIG. 7.4 – Variation de la surface effective du télescope X de XMM-NEWTON en fonction de l'énergie (7.4(a)) et de la position sur la surface focale (7.4(b)) du photon incident (Ehle et al. 2000).

7.4 La réponse instrumentale

Chaque caméra de XMM-NEWTON est placée au foyer d'un ensemble de 58 coquilles co-focales qui constituent le miroir. Le grand nombre de coquilles permet d'augmenter la surface utile du télescope. Cette efficacité dépend aussi de la composition et du procédé de fabrication de ces miroirs. Sur XMM-NEWTON, les miroirs composés de Nickel sont recouverts par une surface réfléchissante en Or (Ehle et al. 2000).

7.4.1 La surface effective

La surface collectrice d'un des instruments X à bord de XMM-NEWTON dépend des caractéristiques du photon incident à savoir son énergie et sa position par rapport à l'axe optique des miroirs. Pour une caméra EPIC, elle est le produit de la surface effective des miroirs, de l'efficacité de transmission des filtres (et des réseaux placés dans le chemin optique des caméras MOS) et du rendement quantique des détecteurs.

La figure 7.4(a) montre que la surface effective du système miroir plus filtre et détecteur, diminue lorsque l'énergie incidente augmente (notamment au delà de 10.0 keV) ou baisse trop (en deçà de 0.3 keV). Une importante baisse de la surface effective autour de 2 keV est causée par l'absorption des photons par l'or des miroirs. La figure 7.4(b) montre que l'efficacité diminue aussi quand les photons s'éloignent de l'axe optique (Ehle et al. 2000). Cette baisse d'efficacité avec la distance au point focal image est plus communément connue sous le nom de « vignetage ».

7.4.2 La résolution spatiale

La résolution spatiale, appelée PSF (pour Point Spread Function) est la « la fonction d'étalement de point des miroirs ». Cette fonction d'étalement est la réponse impulsionnelle (à deux dimensions) du système de miroirs ou encore la tache qu'un faisceau de photons parfaitement parallèles crée sur le détecteur. Elle comprend toutes les aberrations optiques engendrées par les matériaux utilisés et leur assemblage dans le processus de fabrication des miroirs. Nous avons présenté sur la figure 7.5 la PSF des trois détecteurs. Nous pouvons également remarquer que la PSF dépend aussi de l'énergie et de position

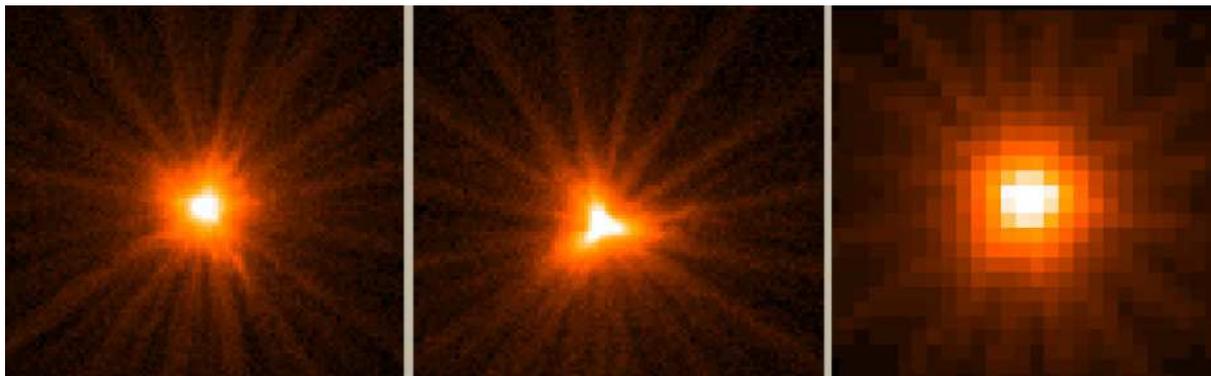


FIG. 7.5 – Forme de la fonction d'étalement de point pour les cameras MOS1, MOS2 et pn. La taille de l'image est $110''$. Nous pouvons également remarquer la projection du support des miroirs, l'araignée, sur les détecteurs qui donne une forme étoilée à la PSF (Ehle et al. 2000).

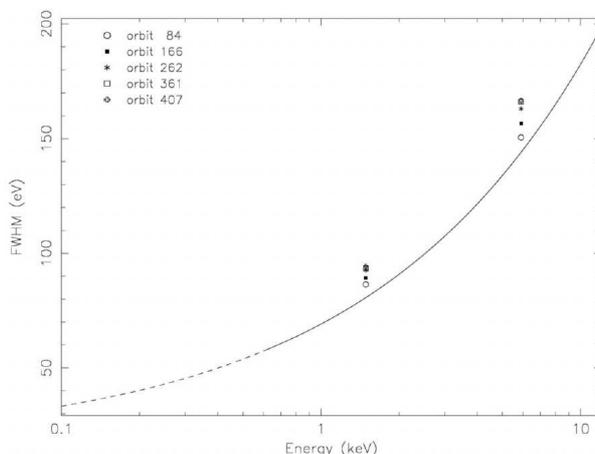


FIG. 7.6 – La résolution spectrale (FWHM) de la caméra MOS (Ehle et al. 2000). La courbe est le meilleur ajustement en $E^{0.5}$ des données de calibration au sol entre 0.1 et 12 keV. Les points sont les mesures en orbite.

du photon incident.

7.4.3 La résolution spectrale

Le spectre mesuré de la source dépend de la résolution spectrale de chaque pixel. La résolution spectrale au point focal est présentée sur les figures 7.6. On note qu'elle décroît avec la racine de l'énergie incidente.

7.5 Comparaison de XMM-NEWTON avec les autres missions

Le XMM-NEWTON n'est pas le premier et ni le seul satellite X. Le satellite américain HEAO-2 (aussi nommé EINSTEIN) fut lancé le 13 novembre 1978, transportant à son bord le premier télescope X. Le satellite ROSAT, lancé en 1990, fonctionna jusqu'en 1999 et le fut seul à avoir réalisé une cartographie de l'émission X de tout le ciel, c'est le fameux RASS : « ROSAT All Sky Survey » (Voges et al. 1999). D'autre part de nombreuses observations pointées et plus profondes ont été effectuées. Le satellite embarquait plusieurs instruments : un compteur proportionnel sensible à la position (PSPC), un imageur haute résolution (HRI) et une caméra UV (WFC). Le premier satellite à embarquer un détecteur CCD X (instrument SIS) fut ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, Tanaka et al. 1994), lancé en 1993 par une collaboration Japon/États-Unis. Il emportait aussi des compteurs proportionnels

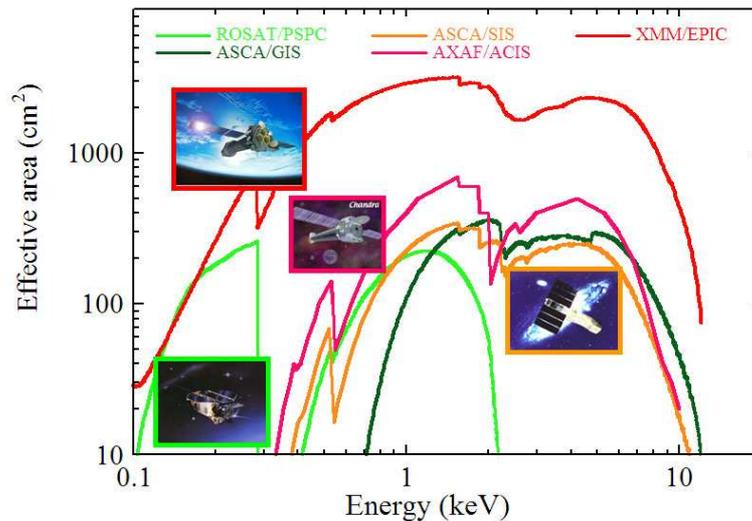


FIG. 7.7 – La comparaison de la surface effective des satellites X.

sans capacité d'imagerie (instrument GIS).

Le deuxième satellite X actuellement en service, Chandra (1999), est en quelques sortes le complémentaire d'XMM-NEWTON, avec une meilleure résolution spatiale ($0.5''$) mais une moins bonne sensibilité avec une surface collectrice dix fois plus faible que celle de XMM-NEWTON. La figure 7.7 compare la surface effective des instruments de ROSAT, ASCA, Chandra et XMM.

7.6 La table d'événements

Un photon doit traverser toute la structure du système optique avant d'être éventuellement détecté, ce qui n'est par toujours garanti puisque l'efficacité n'est pas de 100%. Si, finalement, un photon est détecté, un algorithme automatique attribue à cette interaction toute une série de nombres qualifiant l'interaction, par exemple la forme du nuage de particules collectées, les différents niveaux d'énergie autour du pixel central, qui seront ensuite traités au sol pour reconstruire au mieux l'énergie du photon incident. C'est cette série d'informations qu'on appelle un événement. La table d'événements contient l'ensemble des informations concernant les événements détectés par les détecteurs. Chaque table est sous la forme d'un fichier FITS (Flexible Image Transport System). Pour chaque événement il existe l'information suivante (Loiseau et al 2004) :

- PI est l'énergie de l'événement.
- DETX et DETY est l'information de position sur le détecteur.
- CCDNR est le numéro du CCD sur lequel l'événement a eu lieu.
- X et Y permet de déterminer les coordonnées dans un référentiel connu.
- TIME est le temps de l'événement.
- PATTERN représente le motif ayant permis la reconstruction de l'événement.
- FLAG code un ensemble d'information générale sur l'événement (e.g. il est en dehors du champ de vue, sur un défaut du CCD...).

Malheureusement, tous les événements ne représentent pas forcément des photons X. Il existe plusieurs effets, comme le bruit électronique des détecteurs ou le bruit induit par l'interaction de particules avec le détecteur.

7.7 Le fond astrophysique et particules

On appelle fond l'ensemble des événements qui n'ont pas pour origine l'objet astrophysique étudié. On comprendra aisément qu'une mauvaise estimation de ce fond peut engendrer des biais dans la mesure

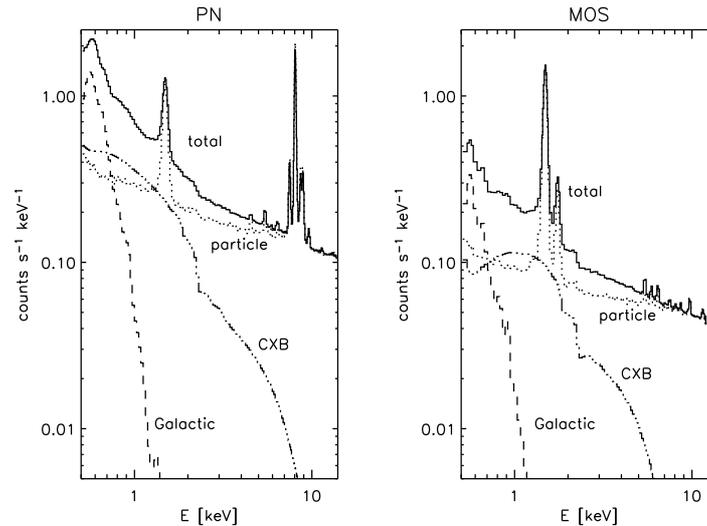


FIG. 7.8 – Spectre du fond hors sursauts pour les observations pn (gauche) et MOS (droite) avec la contribution du fond du aux particules et du fond astrophysique X galactique et extragalactique (CXB). Figure tirée de Nevalainen et al. (2005)

des propriétés caractéristique des objets astrophysiques. Ceci d'autant plus que l'on s'intéresse à des objets étendus et de faible brillance de surface. Ce fond de l'observation se décompose en :

- le bruit électronique des CCDs. Il devient important à basse énergie ($E < 0.3$ keV) ou localement sur les défauts du CCD, comme les pixels ou colonnes brillants ou morts. Il peut être supprimé en filtrant les événements correspondants.
- le fond de particules induit par les rayons cosmiques.
- le fond astrophysique X

Le figures 7.8 montre le spectre des différents composantes.

Le fond induit par les particules

Le fond de particules est le résultat de l'interaction des particules cosmiques (ou d'origine solaire) avec le satellite XMM-NEWTON. Dans ce cas, elles peuvent interagir avec le détecteur CCD en y déposant une fraction de leur énergie. Ce fond comporte deux composantes :

- une composante relativement stable (20%) due à l'interaction de particules cosmiques de très haute énergie (> 100 MeV). La différence importante entre un photon X et une particule cosmique est que seul le premier est focalisé par le système optique et est donc sujet au vignettage. A l'opposé les particules arrivant sur le détecteur peuvent, en première approximation, être considérés comme isotrope et uniforme sur le champ de vue.
- une composante hautement variable, attribuée à des protons de basse énergie ($E < 100$ keV) d'origine solaire, collectés par les miroirs. Ce fond apparaît dans la courbe de lumière de l'observation sous forme de sursauts, de durées très variées, et dont l'intensité peut être très importante (Sec. 8.1.4).

L'interaction de particules avec le satellite engendre aussi une fluorescence des matériaux constituant le satellite qui émettent des photons X principalement dans leur raie d'émission K_{α} . Par contre, le flux issu de chacune de ces raies n'est pas distribué de manière uniforme sur les détecteurs.

Le fond astrophysique X

Le fond astrophysique X (FAX) est le résultat des contributions de tous les objets émettant en X. Il comporte (e.g. Lumb et al. 2002), comme montré Fig. 7.8 :

- une composante extragalactique, essentiellement formée par l'ensemble des noyau actifs de galaxies (NAG) de l'Univers. Ce fond a un spectre en loi de puissance et domine le FAX au dessus de 2 keV. Il est isotrope et son intensité ne varie que via l'absorption dans la ligne de visée.
- une composante diffuse galactique, essentiellement l'émission thermique des régions chaudes de la galaxie (disque, bulle locale, halo..). Ce fond dépend de la direction d'observation.
- une composante héliosphérique due à l'interaction entre les ions lourds du vent solaire et le milieu interstellaire neutre et variable dans le temps (Snowden et al. 2004b). Cette composante est dominée par des raies.

Chapitre 8

La chaîne de traitement des données

8.1 Traitement de la liste d'événements de l'observation

8.1.1 Les données d'observation : ODF et PPS

L'information issue de la télémétrie est organisée dans des fichiers FITS (Flexible Image Transport System) nommés ODF (Observation Data File) (Loiseau et al 2004). Ces fichiers contiennent l'ensemble des données brutes en provenance du satellite. C'est à dire principalement avant l'étalonnage. Ils contiennent de plus des informations générales comme : les coordonnées de pointage, le numéro de la proposition, la qualité de l'observation, etc. Pour avoir une vision détaillée de ces fichiers en ASCII avec la description de la configuration instrumentale pour toutes les expositions il faut lancer l'utilitaire de SAS `odfingest` (Loiseau et al 2004). Pour l'analyse scientifique, il est indispensable d'étalonner ces données. Les utilitaires du SAS (Science Analysis System) permettent d'effectuer l'étalonnage.

Le SSC (Survey Science Centre) utilise la chaîne de traitement du SAS pour tous les fichiers ODF. Il vérifie la qualité scientifique de toutes les données et détecte les problèmes possibles du traitement. En sortie de cette chaîne du traitement du SSC, on obtient ce que l'on appelle les PPS pour Pipeline Processing Subsystem. Cet ensemble de fichiers contient un grand nombre de produits scientifiques, comme par exemple : la liste d'événements pour chaque caméra, les images dans différents bandes d'énergies, la liste des sources détectées et l'identification d'une partie des sources après comparaison avec d'autres catalogues (comme par exemple ROSAT et son "survey"). Les produits PPS sont disponibles, avec les fichiers ODF, pour la personne qui demande l'observation. L'ensemble des détails afférents à ces PPS sont disponibles dans « XMM-NEWTON Data Products Interface Control Document » et « XMM-NEWTON Data Products Specification Document ».

A partir des fichiers ODF d'origine nous avons recréé les listes d'événements avec la version SAS v7.0 afin d'utiliser les calibrations les plus à jour. La séquence de lancement des utilitaires du SAS est (Snowden et al. 2004) :

- `cifbuild` - la création du fichier CIF (eng. : Calibration Index File) fichier contenant la liste des fichiers d'étalonnage à utiliser pour cette observation.
- `odfingest` - la création de la description de la configuration instrumentale pour toutes les expositions.
- `emchain` et `epchain` - la boucle sur toutes les expositions du détecteur pour avoir le fichier des événements étalonnés par détecteur.

8.1.2 Le filtrage par la qualité des événements

Le premier pas du filtrage des données est basé sur le paramètre `FLAG` (Snowden et al. 2004). Il permet d'éliminer un certain nombre d'événements inutiles (e.g en dehors du champ de vue) ou inutilisables (e.g. sur des défauts du CCDs) pour l'analyse que l'on veut effectuer. Nous avons utilisé le filtrage le plus strict, `FLAG = 0`, qui en particulier élimine les événements trop proches des pixels brillants ou morts, et dont l'énergie ne peut être précisément reconstruite.

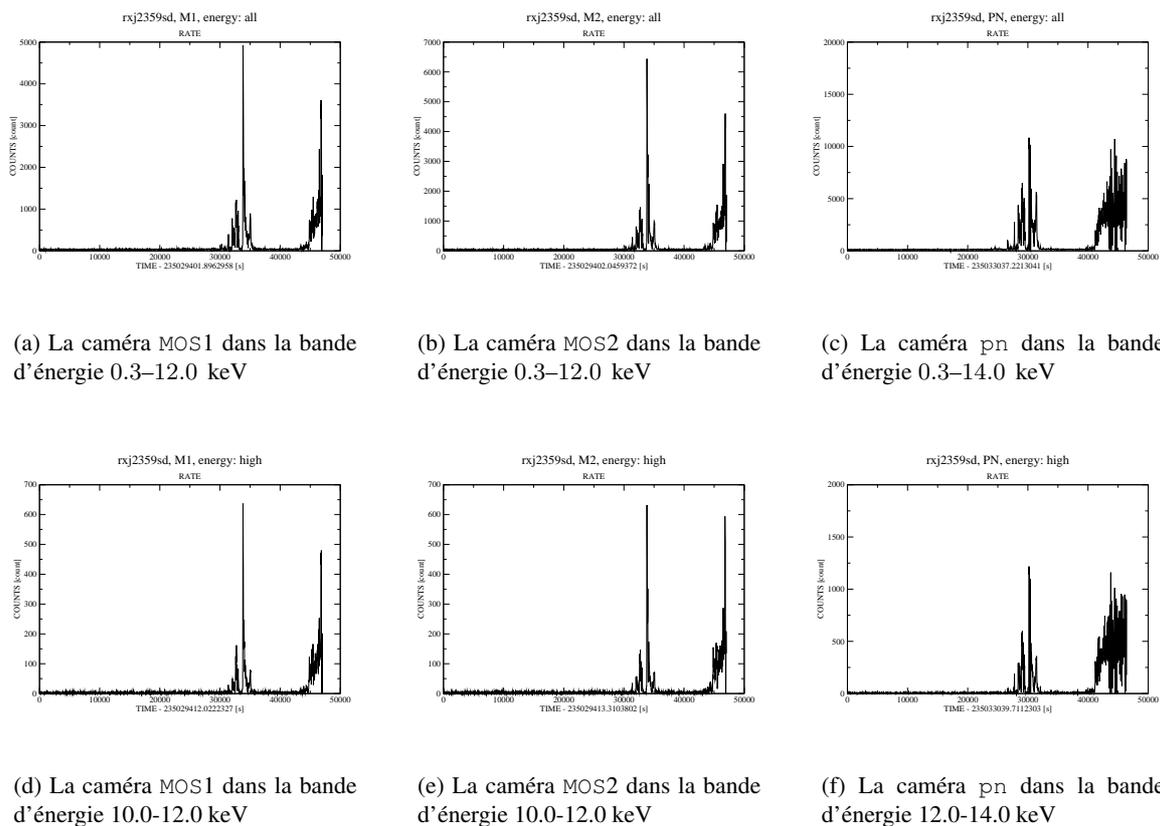


FIG. 8.1 – Les courbes de lumière de l'amas RX J2359.5-3211.

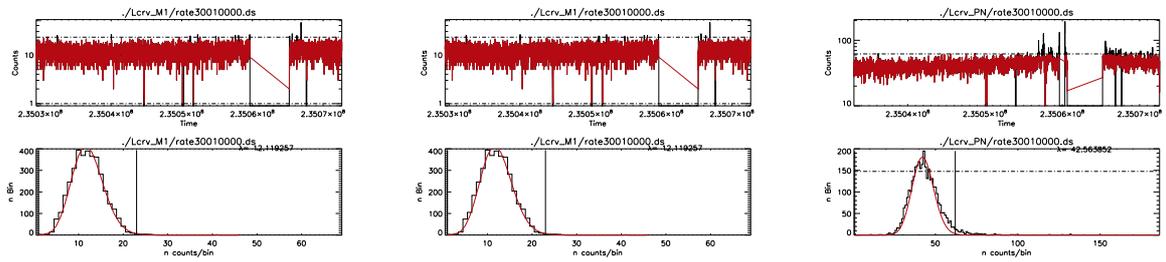
8.1.3 Le filtrage par le motif ou PATTERN

On doit aussi filtrer les événements par motif. Chaque dépôt d'énergie (photon ou particules) peut toucher un ou plusieurs pixels sur le CCD. Le paramètre `PATTERN` définit la forme de la trace de l'interaction sur le CCD. Les étalonnages du MOS au sol ont montré que seuls les événements qui ont le mot clé `PATTERN` compris entre 0 et 12 correspondent à des photons X (Turner et al. 2001). Ce sont les événements les plus compacts par opposition aux traces plus ou moins rectilignes laissés par les particules chargées. Par contre, concernant la camera pn, nous avons défini `PATTERN < 4`. Autrement dit, pour pn nous n'avons choisi que les événements sur un seul pixel et sur deux pixels. La différence entre MOS et pn vient principalement de la différence de taille de pixels (Ehle et al. 2000)

8.1.4 Le filtrage des temps de sursauts

Comme présenté précédemment, le satellite XMM-NEWTON se trouve soumis à un flux variable de particules. Le flux des particules en provenance du soleil n'est pas constant, et nous pouvons observer cet effet dans la courbe de lumière. Il faut donc faire le filtrage des sursauts pour optimiser le signal sur bruit de l'observation. La courbe de lumière (le nombre d'événements en fonction du temps) est présentée pour les trois amas sur les figures : 8.1, 8.3, 8.5. Clairement, on peut voir deux types de périodes. La première correspond à un flux constant, la seconde présentant des variations temporelles, autrement dit, la période de sursauts. On peut voir évidemment les sursauts dans la bande à haute énergie et à basse énergie.

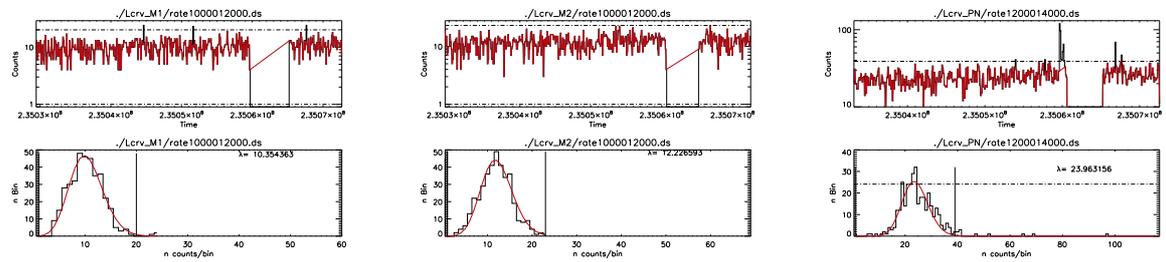
Nous avons filtré les sursauts en deux étapes selon la méthodologie décrite dans Pratt & Arnaud (2003) et Pointecouteau et al. (2004). Premièrement, nous avons extrait la courbe de lumière basée sur les fichiers d'événements de chaque détecteur (Fig. 8.1, 8.3, 8.5). Utilisant ces fichiers, nous avons cherché les périodes de sursauts pour extraire ces périodes. On a appelé cette étape le « filtrage à la main ». Généralement, on ne peut que filtrer les sursauts de longue période. Le but essentiel de cette étape est



(a) La caméra MOS1 dans la bande d'énergie 0.3-10.0 keV

(b) La caméra MOS2 dans la bande d'énergie 0.3-10.0 keV

(c) La caméra pn dans la bande d'énergie 0.3-10.0 keV

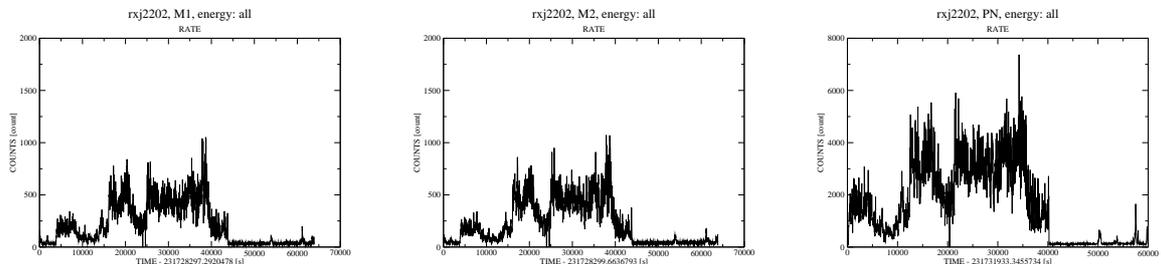


(d) La caméra MOS1 dans la bande d'énergie 10.0-12.0 keV

(e) La caméra MOS2 dans la bande d'énergie 10.0-12.0 keV

(f) La caméra pn dans la bande d'énergie 12.0-14.0 keV

FIG. 8.2 – Les courbes de lumière de l'amas RX J2359.5-3211 après soustraction des sursauts à la main (noir), puis filtrage automatique par σ -clipping (rouge).



(a) La caméra MOS1 dans la bande d'énergie 0.3-12.0 keV

(b) La caméra MOS2 dans la bande d'énergie 0.3-12.0 keV

(c) La caméra pn dans la bande d'énergie 0.3-14.0 keV

FIG. 8.3 – Les courbes de lumière de l'amas RX J2202.7-1902.

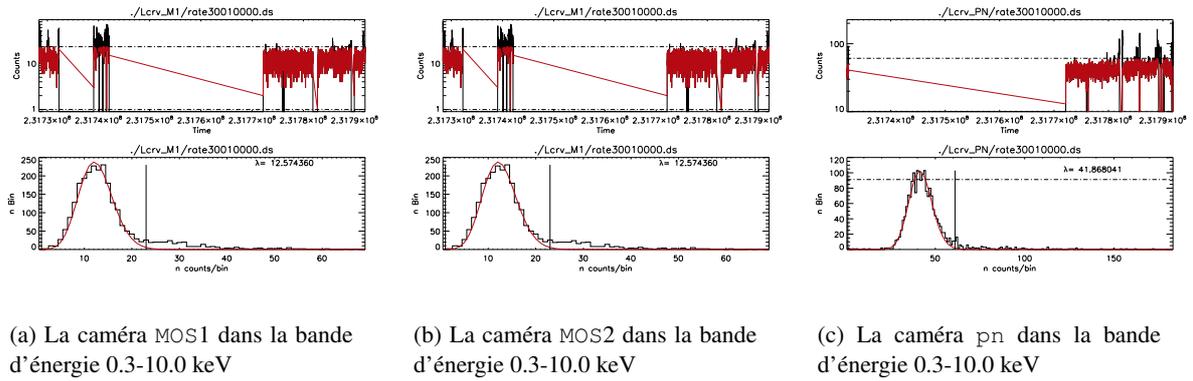


FIG. 8.4 – Les courbes de lumière de l'amas RX J2202.7-1902 après soustraction des sursauts à la main (noir), puis filtrage automatique par σ -clipping (rouge).

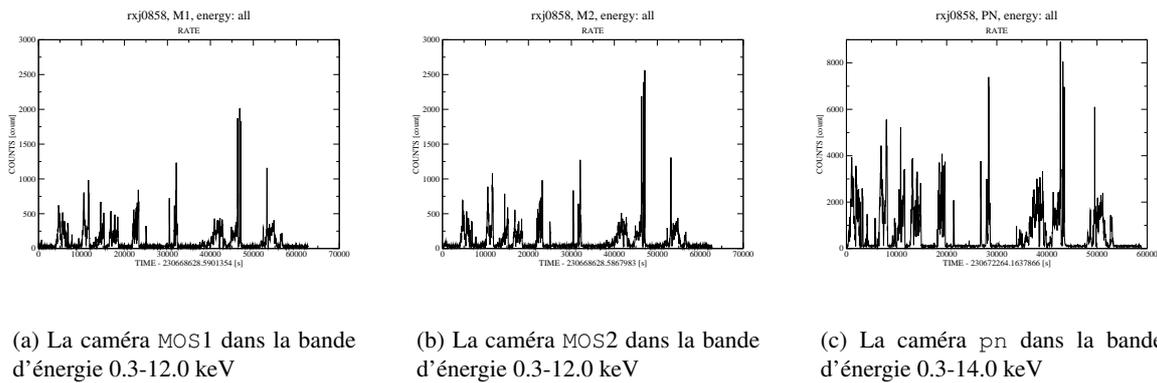


FIG. 8.5 – Les courbes de lumière de l'amas RX J0858.4+1357.

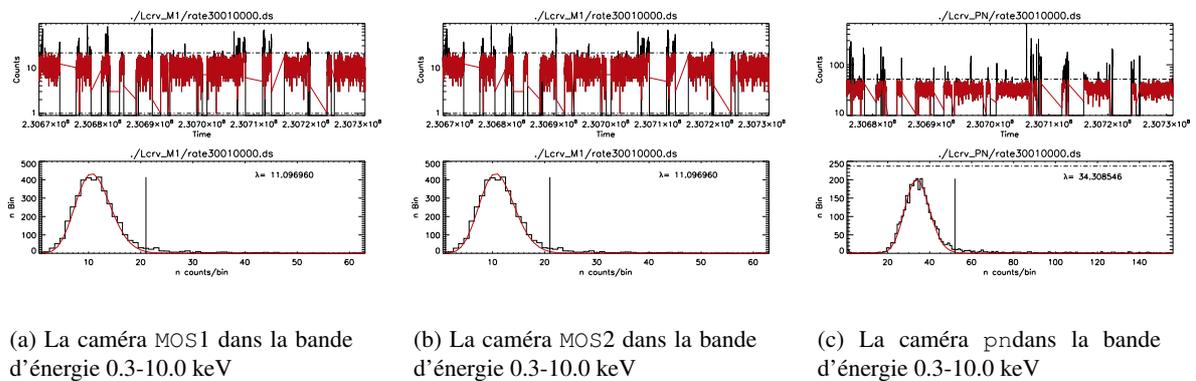


FIG. 8.6 – Les courbes de lumière de l'amas RX J0858.4+1357 après soustraction des sursauts à la main (noir), puis filtrage automatique par σ -clipping (rouge).

Name	High energy band, bin=100s			[0.3 – 10] keV band, bin=10s		
	MOS1	MOS2	PN	MOS1	MOS2	pn
RX J2359.5-3211	20	23	39	23	26	62
RX J2202.7-1902	19	21	36	23	26	61
RX J0858.4+1357	20	22	37	21	24	52

TAB. 8.1 – Nombre de coups maximum par bin pour définir le GTI.

Name	avant filtrage			après filtrage			% restant après filtrage
	MOS1	MOS2	pn	MOS1	MOS2	pn	
RX J2359.5-3211	46106	46269	37845	36677	37733	28502	79%
RX J2202.7-1902	62753	62935	51550	21672	23190	14911	33%
RX J0858.4+1357	61777	61837	50703	37095	37640	27097	58%

TAB. 8.2 – Comparaison des temps d'observation avant et après exclusion des sursauts.

de filtrer les temps principaux des sursauts, ceci est important pour permettre le « filtrage automatique » dans une deuxième étape.

Ce filtrage automatique est basé sur une méthode de « σ -clipping ». On a créé l'histogramme basé sur les courbes de lumière. En général, s'il n'y a pas sursaut dans l'observation, l'histogramme est de forme gaussienne. Nous avons donc ajusté notre histogramme par une gaussienne et supprimé toutes les périodes qui ne correspondent pas à cette distribution, voir les figures 8.2, 8.4, 8.6. On a effectué ce filtrage dans deux bandes d'énergie : haut (10-12 keV pour MOS, 12-14 keV pour pn) et bas (0.3-10 keV). Le critère de filtrage est une limite sur le taux de comptage (défini d'après l'ajustement gaussien), tous les périodes avec un taux de comptage supérieur ont été supprimées. Nous avons présenté ce paramètre dans la table 8.1.

Dans la table 8.2 nous comparons les temps d'exposition avant et après filtrage des sursauts. Malheureusement, les sursauts sont très importants pour l'amas RXJ2202, nous n'avons que 33% de GTI (Good Time Interval) : ≈ 22 ks pour MOS et ≈ 15 ks pour pn. C'est très court pour l'observation d'amas faibles. Nous verrons par la suite, que les erreurs des paramètres pour cette observation est plus grande que pour les autres.

8.1.5 Préparation de la correction de vignettage

Le système optique n'est pas "idéal" et la probabilité de détecter des photons X dans le centre du champ de vue est plus grande que dans les régions extérieures. Pour prendre en compte cet effet, on applique une correction du vignettage. Cette correction est d'autant plus importante que notre étude porte sur les amas de galaxies qui sont des sources étendues. Selon la méthode décrite par Arnaud et al. (2001), nous attribuons à chaque événement un poids, WEIGHT. $WEIGHT(X, Y, E)$ est l'inverse de la probabilité de détection des événements à ce rayon et à cette énergie rapportée à celle du centre.

$$WEIGHT(X, Y, E) = \frac{P(0, 0, E)}{P(x, y, E)} \quad (8.1)$$

où E est l'énergie de l'événement et X, Y est la position dans le repère du détecteur, $P(0, 0, E)$, $P(x, y, E)$ sont respectivement la surface effective au centre du champ et à la position de l'événement avec l'énergie E . Pour ajouter le poids dans le fichier des événements nous avons utilisé l'utilitaire `evigweight` du package SAS (Loiseau et al 2004).

Donc, pour calculer le nombre de photons corrigé du vignettage dans la région et la bande d'énergie choisie, on fait la somme de tous les poids des événements dans cette région et dans cette bande d'énergie. L'erreur statistique poissonienne σ s'exprime en fonction de chacun des poids comme :

$$\sigma = \sqrt{\sum WEIGHT(X, Y, E)^2} \quad (8.2)$$

Name	WCS degree	WCS Sexagesimal
RX J2359.5-3211	359.90096 -32.187462	23 :59 :36.230 -32 :11 :14.86
RX J2202.7-1902	330.68946 -19.03938	22 :02 :45.470 -19 :02 :21.77
RX J0858.4+1357	134.60533 13.953652	08 :58 :25.279 +13 :57 :13.15

TAB. 8.3 – Le centre des amas.

8.2 Images et détection des sources

8.2.1 Images et morphologie des amas peu massifs

A partir de la liste d'événements nous avons extrait les images dans la bande d'énergie 0.3–2 keV. Les images des trois caméras, corrigées du vignetage, sont sommées et lissées avec la technique basée sur un filtrage en ondelette (Starck & Pierre 1998). Nous pouvons étudier la morphologie des amas et déterminer le centre pour l'extraction des profils de brillance de surface. Le centre pour chaque amas est donné Table 8.3.

L'amas des galaxies : RX J2359.5-3211

L'observation de cet amas présente une relativement bonne statistique. C'est l'amas le plus brillant de notre échantillon principal. La figure 8.7 montre que cet amas est un amas régulier, probablement relaxé (voir aussi ci dessous).

L'amas des galaxies : RX J2202.7-1902

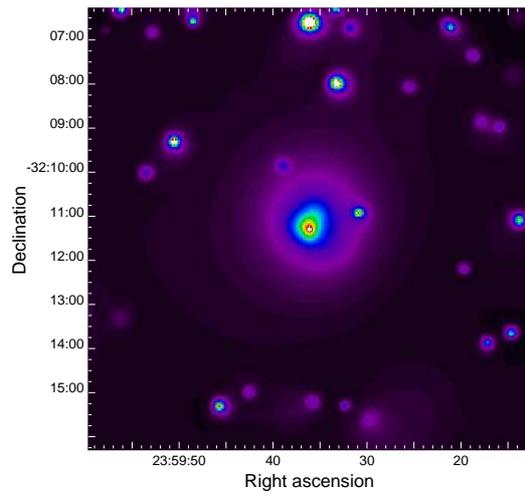
Nous avons une très faible statistique pour étudier cet amas, (Fig. 8.7(b)). L'observation réalisée par XMM–NEWTON a été énormément contaminée par les sursauts. La distribution spatiale de l'émission X est assez régulière, mais nous pouvons voir un léger allongement de la partie centrale. Le maximum de l'émission est décentré par rapport au centroïde à plus grande échelle. La carte optique réalisée avec l'observation du satellite HST (Fig 8.7(d)) montre un objet proche du maximum d'émission X, correspondant plus au centroïde de l'émission à plus grande échelle. Nous n'avons pas trouvé d'information sur cet objet dans les archive ou dans la littérature. Nous avons donc choisi pour le centre de l'amas le centroïde plutôt que le maximum d'émission. Le décalage du maximum d'émission suggère que cet amas n'est pas relaxé.

L'amas des galaxies : RX J0858.4+1357

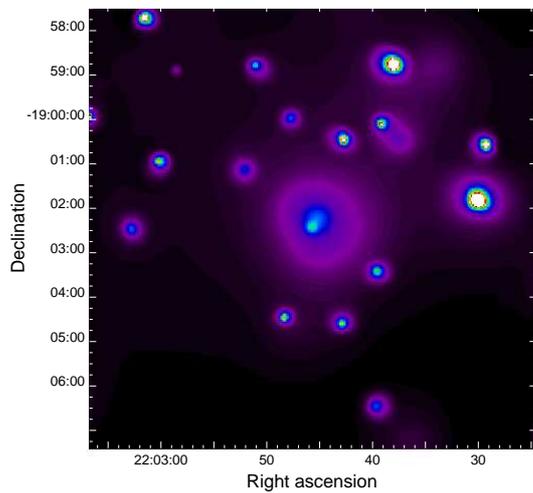
Le catalogue « 160 Square Degree ROSAT Cluster Survey » (Mullis et al. 2003) présente cet amas avec la note qu'on a une galaxie active – un NAG – dans l'amas à $z=0.494$, i.e un NAG d'arrière plan. Sur l'image optique (Fig. 8.7(e)) du catalogue le signe « 1 » marque la position de ce NAG. Comme nous pouvons voir, cette position coïncide avec le maximum de l'émission X. Nous constatons donc la présence d'un NAG au centre de l'amas qui est donc également émettrice en X et ceci de manière significative par rapport au flux du MIA de l'amas. Nous avons choisi pour centre de l'amas, le centroïde à grande échelle qui coïncide avec la galaxie « 2 » de l'amas (Fig. 8.7(e)) et nous avons exclu la région de $0.2'$ en rayon centrée sur le NAG (08 :58 :25.318 +13 :57 :35.44).

8.2.2 Détection des sources ponctuelles

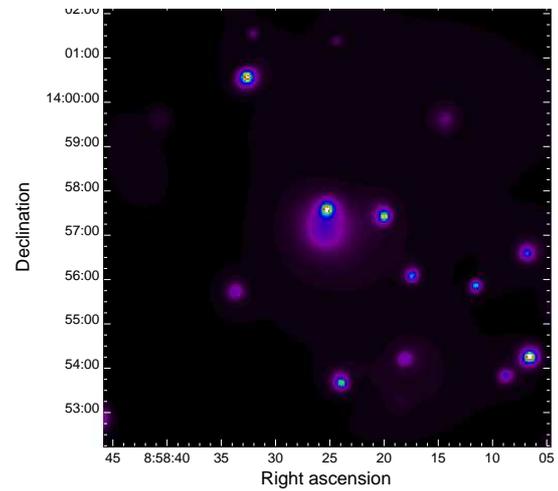
Dans une observation du satellite XMM–NEWTON, nous détectons beaucoup d'objets astrophysiques. Nous voulons étudier l'amas de galaxies donc il faut faire la soustraction des autres objets astrophysiques du champ. Nous partons de la liste des sources fournies par le SSC (Loiseau et al 2004), la vérifions avec les différentes images (de MOS1, MOS2, pn, somme des détecteurs et lissé), et identifions les sources ponctuelles dans le champ (Fig. 8.8, 8.9, 8.10).



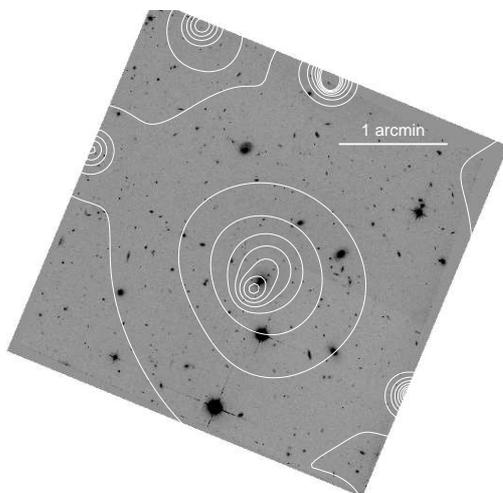
(a) Image de RX J2359.5-3211



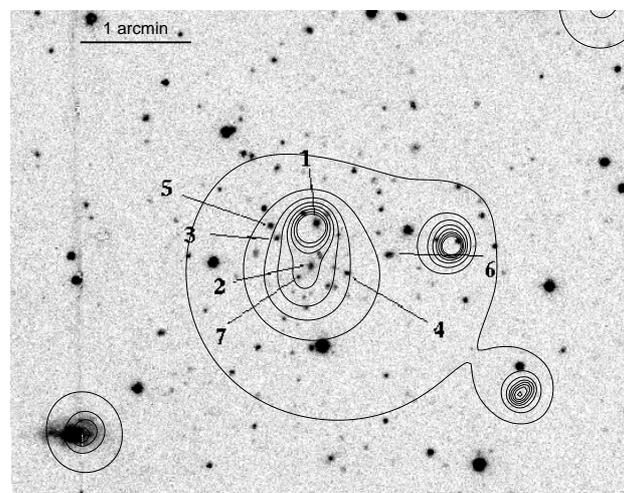
(b) Image de RX J2202.7-1902



(c) Image de RX J0858.4+1357



(d) Isocontours de l'image X de RX J2202.7-1902 superposés sur l'image optique du HST/WFC.



(e) Isocontours de l'image X de RX J0858.4+1357 superposés sur l'image optique de Mullis et al. (2003)

FIG. 8.7 – Image XMM–NEWTON des amas peu massifs. Les images des 3 détecteurs MOS1, MOS2 et pnde EPIC, corrigées du vignettage, sont sommées et filtrées par ondelettes.

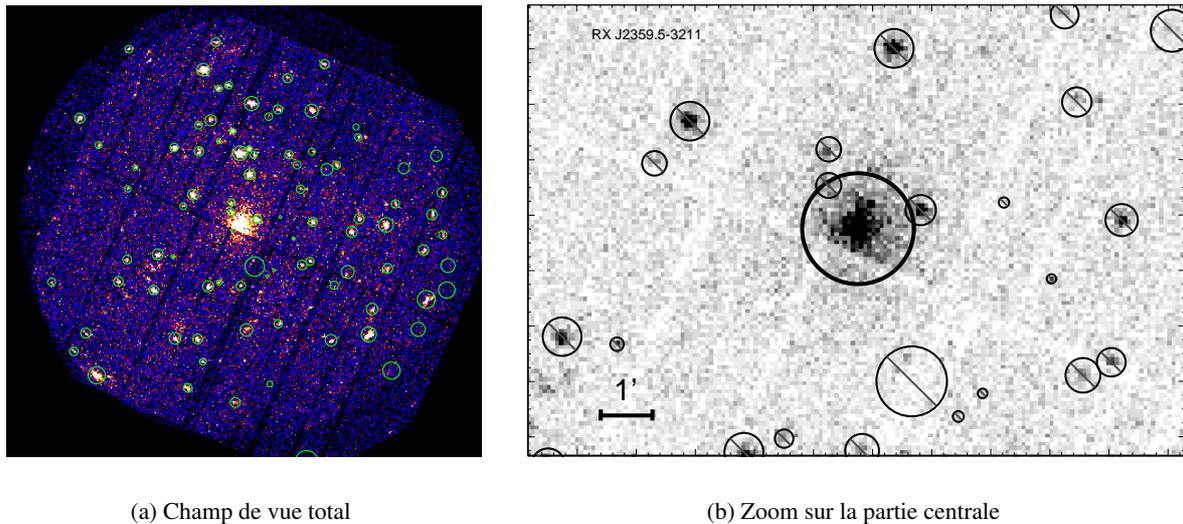


FIG. 8.8 – Image brute de l’amas RX J2359.5-3211 dans la bande d’énergie 0.3–4.5 keV (les images MOS1, MOS2 et pn ont été sommées). Les sources détectées sont identifiées par des cercles correspondant à la région qui sera exclue de l’analyse.

Nous excluons les régions occupées par les sources ponctuelles dans l’analyse de données. Pour ce faire nous créons pour chaque observation et chaque détecteur, une image ‘masque’ où une région circulaire autour de chaque source ponctuelle est masquée (valeur des pixels mise à zéro). Seuls les événements ne tombant pas dans les régions masquées sont utilisés. Le masque (Fig 8.11) tient aussi compte des trous des détecteurs, des pixels brillants et morts .. , i.e les régions non utilisées (d’après le critère `FLAG= 0`) sont aussi ‘masquées’ (Fig. 8.11). Le masque permet donc de calculer la surface de chaque région d’extraction.

8.3 Extraction des profils de brillance et des spectres

Extraction des profils de brillance de surface

Dans une première approche, les amas de galaxies sont à symétrie sphérique, et donc, l’intégration azimutale de la brillance de surface donne une information importante.

Nous utilisons la procédure `radpro` pour extraire les profils de brillance de surface. Cette procédure en IDL utilise les tables d’événements et la méthode des poids pour corriger du vignettage. Elle s’appuie sur un ensemble de procédures développées par Sébastien Majerowicz, René Gastaud et Monique Arnaud qui permettent de manipuler aisément les fichiers de données de XMM-NEWTON. La procédure collecte les événements ‘anneau par anneau’, qui sont dans la bande d’énergie choisie, somme leur poids dans chaque anneau, et divise le résultat par la surface ‘non masquée’ de chaque anneau calculée à partir du masque et par le temps d’exposition. Nous avons extrait les profils de brillance dans la bande 0.3–4.5 keV qui correspond à un rapport signal sur bruit maximum pour nos observations.

Extraction des spectres

Pour mesurer la température du MIA, nous avons extrait les spectres. Le principe d’extraction, à partir de la liste d’événements, est le même que pour les profils de brillance. Pour les spectres, on collecte les événements qui sont sur la région choisie d’extraction, pour chaque canal d’énergie et on somme leur poids dans chaque canal d’énergie. La surface correspondante (écrite dans le paramètre `BACKSCALE`) est calculée à partir du masque.

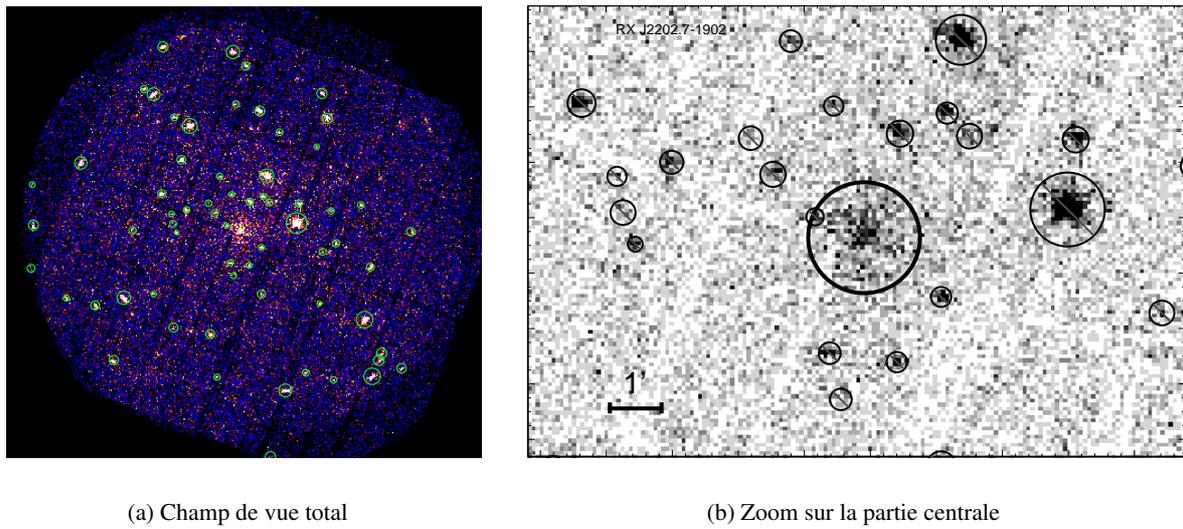


FIG. 8.9 – Même figure que Fig. 8.8 pour l'amas RX J2202.7-1902

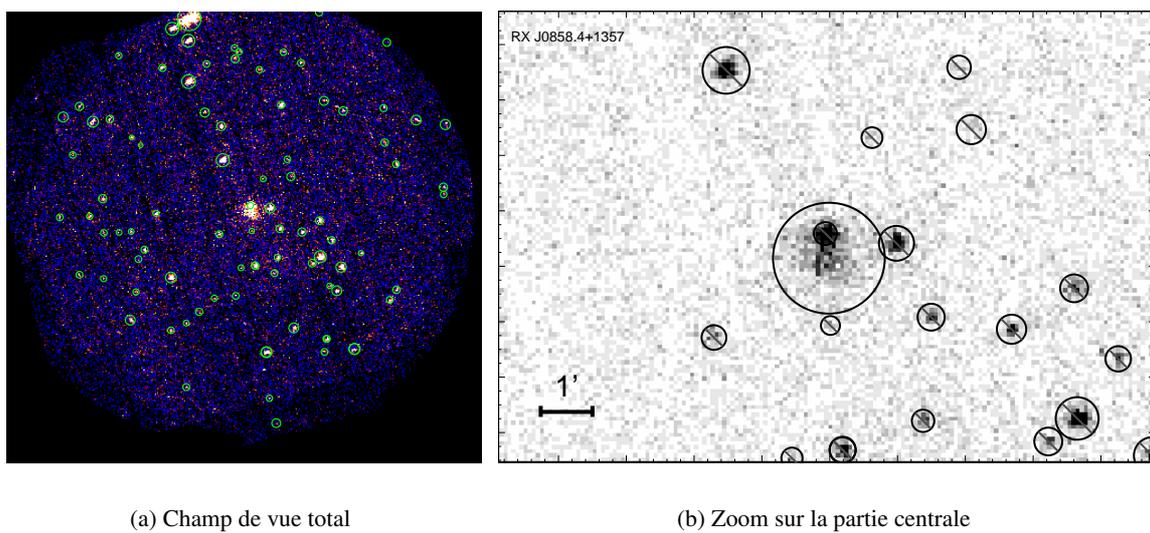


FIG. 8.10 – Même figure que Fig. 8.8 pour l'amas RX J0858.4+1357

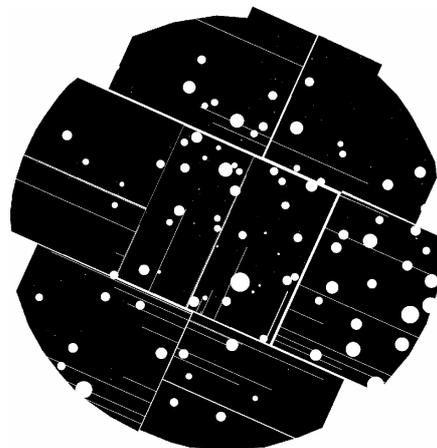


FIG. 8.11 – Le masque de la caméra MOS1 utilisé dans l'extraction du profil de brillance de surface pour RX J2359.5-3211.

Données	Caméra	C_{high} cts	CR_{high} cts/s	N_{high}
FCV	MOS1	58601	0.08157	-
	MOS2	65633	0.09509	-
	PN	123600	0.22148	-
RX J2359.5-3211	MOS1	3762	0.10257	1.26
	MOS2	4531	0.12008	1.26
	pn	8015	0.28121	1.27
RX J2202.7-1902	MOS1	2161	0.09971	1.22
	MOS2	2700	0.11643	1.22
	pn	3797	0.25464	1.14
RX J0858.4+1357	MOS1	3720	0.10028	1.23
	MOS2	4444	0.11807	1.24
	pn	6867	0.25758	1.16

TAB. 8.4 – Valeur de la normalisation N_{high} des FCV de Nevalainen et al. (2005).

8.4 Soustraction du fond

8.4.1 Fichiers de fond de champ vide

Comme il est impossible de différencier un photon X provenant de la source et un événement dû au fond (astrophysique ou dû aux particules), le fond doit être estimé indépendamment et soustrait du spectre ou du profil de brillance observé. L'idée pour connaître les propriétés du fond est de cumuler un grand nombre d'observations de champ 'vide' (i.e sans source étendue brillante et dans lesquelles les sources astrophysiques ponctuelles les plus brillantes sont exclues). Plusieurs fichiers d'événements correspondants sont disponibles (Lumb et al. 2002; Read & Ponman 2003; Nevalainen et al. 2005), que l'on peut utiliser pour estimer par exemple le spectre du fond correspondant au spectre observé (cf Sec. 8.4.3). Dans le chapitre suivant, nous discuterons leurs caractéristiques respectives et notre choix de fichier de champ vide (FCV).

Le fichier de fond du champ vide doit être 'adapté' à l'observation, avant son utilisation. En premier lieu, nous utilisons l'utilitaire SKYCAST pour simuler que l'observation du FCV avait eu lieu dans la même position que l'observation de source, ce qui permet de travailler en coordonnées "ciel" plutôt que de travailler en coordonnées "detecteur". Si besoin est, on peut filtrer le FCV pour soustraire les sursauts selon les mêmes critères que l'observation.

Le fond induit par les particules varie légèrement d'une observation à l'autre. Le rapport entre le niveau de fond particule dans l'observation et dans le FCV est calculé à partir du rapport des taux de comptages à haute énergie :

$$N_{highE} = \frac{CR_{high}^{obs}}{CR_{high}^{FCV}} \quad (8.3)$$

Dans cette bande d'énergie le détecteur n'est pas sensible aux photons astrophysiques car la surface effective du miroir est très faible et l'essentiel de ce qui est observé dans cette bande est dû aux particules. Les valeurs obtenues, qui doivent être proche de ~ 1 , sont données Table 8.4 pour les amas de l'échantillon principal. Cela nous permet d'estimer correctement la contribution du fond de particules, en multipliant par exemple les spectres de fond extraits des FCV par ce facteur. En pratique, on multiplie la colonne WEIGHT dans le FCV (calculée avec EVIGWEIGHT) par ce facteur de normalisation :

$$WEIGHT^* = WEIGHT_{evigweight} \cdot N_{highE} \quad (8.4)$$

Les spectres ou les profils de brillance étant extraits des FCV en utilisant la méthode des poids, la contribution du fond particule est automatiquement 'normalisée'.

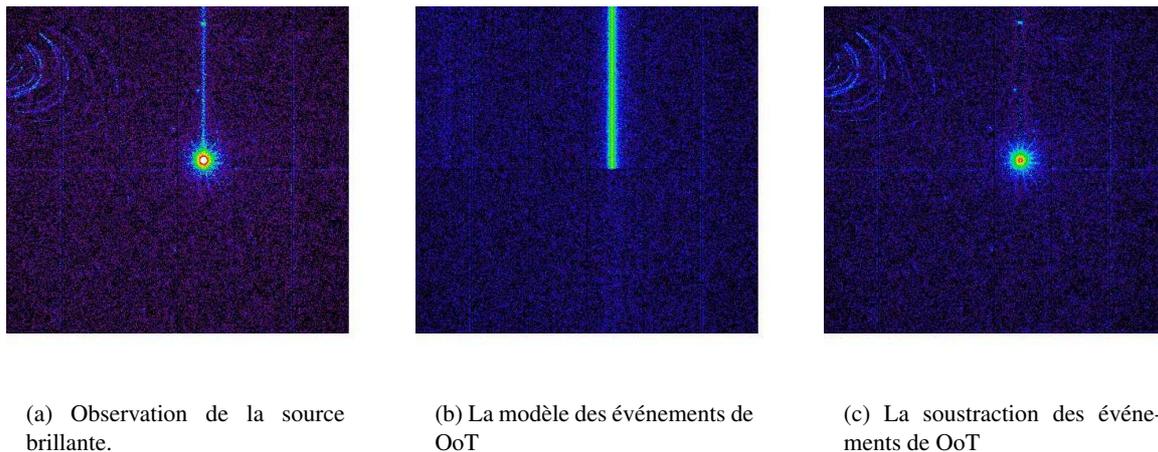


FIG. 8.12 – Démonstration de soustraction statistique des événements de OoT.

8.4.2 Création des fichiers de 'Out of time events'

Les événements « OoT » (Out of time) sont détectés pendant la lecture des données du détecteur pn (Ehle et al. 2000). Cet effet vient de la technique de lecture des données sans obturateur. Pendant la courte période de lecture des données toute l'image est déplacée vers le registre de lecture. Les événements OoT arrivent sur l'image déplacée et sont enregistrés avec une position DetY fautive (Fig. 8.12(b)). La lecture de données de MOS est différente : le CCD a une zone mémoire dans laquelle on glisse très rapidement l'image afin de pouvoir la lire ensuite "à l'abri du ciel", un peu comme si l'on avait un obturateur.

Le XMM SSC (Survey Science Centre) génère une liste d'événements de OoT (par tirage aléatoire uniforme de la colonne DetY de chacun des événements) pour que l'utilisateur puisse soustraire cet effet de manière statistique (Fig. 8.12). Le traitement des événements de OoT est le suivant :

- `epchain withoutoftime=y` – création du fichier d'événements OoT "modèle" .
- `evselect expression="(PATTERN<=4) && (FLAG==0) && (TIME in GTI)"` – sélection selon de motif, la qualité et la période de l'exposition (GTI – Good Time Interval) comme effectuée sur le fichier d'événement de l'observation.
- `evigweight` – calcul de poids pour la correction de vignettage.
- La normalisation dépend du mode d'opération du détecteur pn (0.023 pour `ExtendedFullFrame` ; 0.063 pour `FullFrame`).

Comme la contribution des événements OoT est très faible dans nos observations et que la correction apportée n'est efficace que si la statistique est assez bonne (c'est-à-dire pour les sources assez brillantes) il est apparu qu'elle apportait plus de bruit dans notre cas qu'elle ne supprimait de défauts. Nous avons donc utilisé la méthode sans correction de l'effet OoT.

8.4.3 La double soustraction du fond

La soustraction est effectuée selon la méthode de 'double-soustraction' décrite par Arnaud et al. (2002). Tous les produits, spectre ou un profil de brillance, sont construits en tenant compte du "poids" des événements. Au produit extrait du fichier d'événement de l'observation, on soustrait le produit correspondant extrait du FCV. Cela permet de soustraire la contribution du fond particule. Le fond astrophysique (FAX) dépendant de la position sur le ciel, il reste la différence entre le fond astrophysique de l'observation et celui du FCV (multiplié par le facteur N_{high}). Ce fond résiduel est estimé dans une région extérieure à l'amas et soustrait dans une deuxième étape. Nous décrivons ci-dessous cette méthode plus en détail.

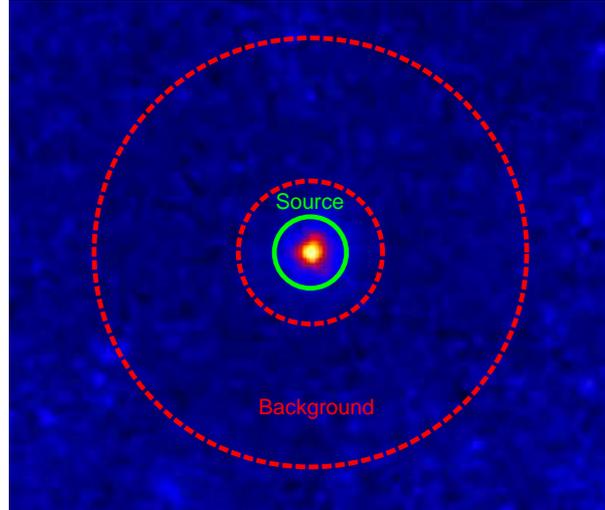


FIG. 8.13 – Image de RX J2359.5-3211 avec trois caméra MOS1,2 et PN pour la bande d'énergie de 0.3 à 2.0 keV. Les anneaux rouges et vert sont les régions d'extraction des spectres.

Les spectres

Pour chaque région 'source' dont nous voulons mesurer le spectre, nous allons extraire quatre spectres :

- deux spectres extraits de la liste d'événements de l'observation : le spectre de la région source, $S_{p_{center}}^{obs}$, et un spectre dans une région extérieure à la source, $S_{p_{outer}}^{obs}$
- deux autres extraits du FCV, dans les mêmes régions, $S_{p_{center}}^{FCV}$ et $S_{p_{outer}}^{FCV}$.

Généralement, pour nos amas, ces deux régions d'extraction sont deux anneaux (présentés Fig. 8.13 pour l'exemple de l'amas de galaxies RX J2359.5-3211) : un disque petit (vert) centré sur l'amas et un anneau en dehors de l'amas pour estimer le FAX local (rouge).

Ainsi, dans le disque central, le spectre obtenu après la soustraction du champ vide (spectre vert Fig. 8.14(b)) ne représente que l'émission de l'amas et la différence entre le FAX local et le FAX du champ vide (FAX résiduel), alors que dans l'anneau extérieur, il y a seulement la contribution du FAX résiduel (spectre vert Fig 8.14(a)). Il ne reste plus qu'à soustraire le spectre de l'anneau extérieur du spectre de l'anneau central (le résultat est le spectre vert Fig. 8.14(c)), le premier étant préalablement normalisé par η , le rapport des surfaces d'extraction des spectres (BACKSCALE dans le fichier).

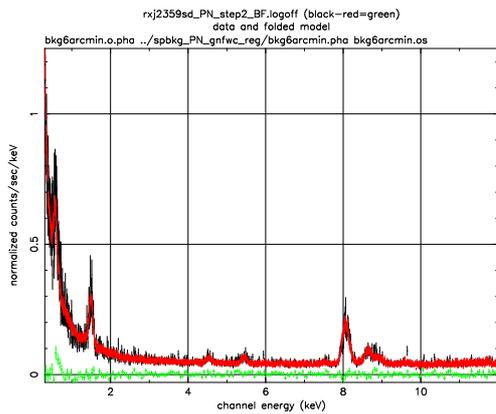
L'arithmétique de la double soustraction peut se résumer en :

$$\begin{aligned}
 S_{p_{center}}^{obs} - S_{p_{center}}^{FCV} &= S_{p_{center}}^I \\
 S_{p_{outer}}^{obs} - S_{p_{outer}}^{FCV} &= S_{p_{outer}}^I \\
 S_{p_{center}}^I - \eta \cdot S_{p_{outer}}^I &= S_{p_{amas}}^{II}
 \end{aligned} \tag{8.5}$$

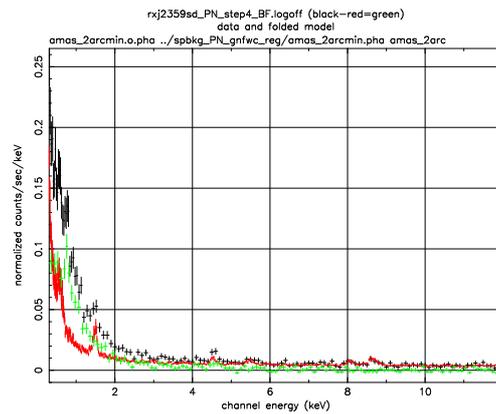
où $S_{p_{amas}}^{II}$ est le spectre de l'amas après la double soustraction et l'indice I dénote le spectre après soustraction du spectre du champ vide.

Le spectre de fond résiduel n'est en général pas significatif à moyenne et haute énergie ($E \gtrsim 2\text{keV}$), ie le taux de comptage dans chaque canal est compatible avec zéro (courbe verte Fig. 8.14(a)). La raison est que seule la contribution du FAX galactique (ie qui domine à basse énergie) peut varier beaucoup selon la direction de pointage. Pour éviter d'ajouter du bruit sans nécessité nous ne soustrayons que le spectre résiduel aux énergies où il est significatif (tracé en rouge Fig. 8.14(c)).

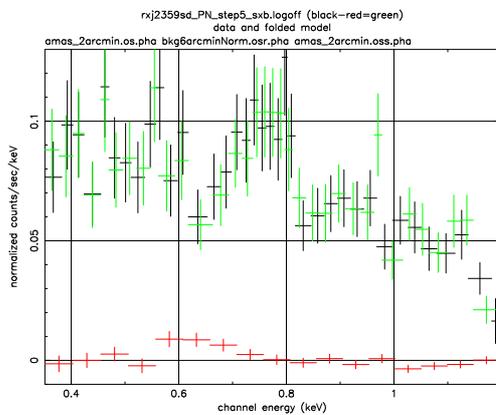
Le résultat final est montré sur la figure 8.14(d) après la soustraction de toutes les composantes du fond de l'observation. Nous avons regroupé les spectres de façon à avoir un rapport signal-sur-bruit (SNR) minimum de 3σ dans chaque bin. Cette opération est particulièrement importante puisque cela nous permet d'obtenir une statistique de Gauss dans chacun des canaux et donc d'utiliser, par la suite, un ajustement des spectres par minimisation du χ^2 .



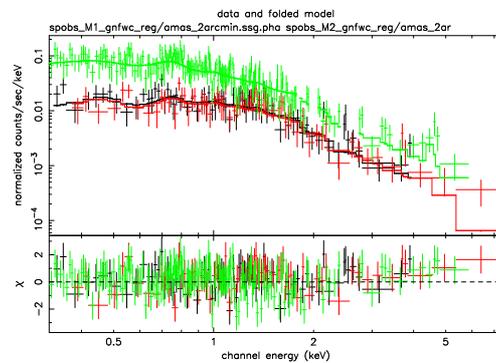
(a) Spectres de la région extérieure : l'observation (noir), le champ vide (rouge) et le résultat de soustraction de deux (vert), appelé spectre de fond résiduel.



(b) Spectres de la région centrale : l'observation (noir), le champ vide (rouge) et le résultat de soustraction de deux (vert), appelé spectre de l'amas avec fond résiduel.



(c) Spectres de seconde soustraction : spectre de l'amas avec fond résiduel (noir), spectre de fond résiduel (rouge) et le résultat de soustraction des deux (vert).



(d) Spectre de RX J2359.5-3211 soustrait de toutes les composantes du fond de l'observation pour trois détecteur MOS1,2 et pn. Les courbes sont les meilleures ajustements du modèle WABS*MEKAL.

FIG. 8.14 – Visualisation de la double soustraction des spectres. L'exemple est celui de RX J2359.5-3211 observé par la caméra pn. Les régions d'extraction des différents spectres sont définies sur la figure 8.13.

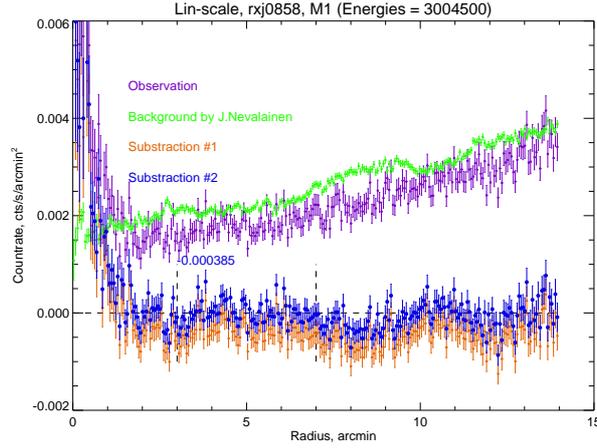
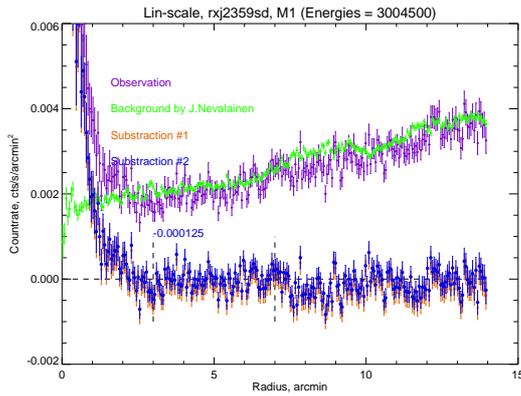
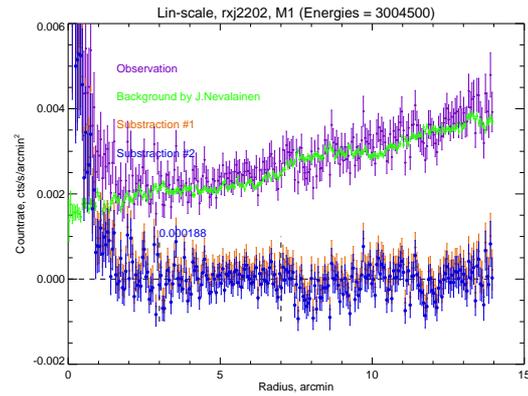


FIG. 8.15 – Profil de surface de brillance de l’observation de RX J0858.4+1357 (violet) et du champ vide (vert) pour le détecteur MOS1 et dans la bande d’énergie 0.3–4.5 keV. Profil obtenu après première soustraction du champ vide (rouge) et résultat de la deuxième soustraction du fond résiduel local estimé entre 3' et 7' (bleu).



(a) Même figure que Fig. 8.15, pour l’amas RX J2359.5-3211.



(b) Même figure que Fig. 8.15, pour l’amas RX J2202.7-1902.

FIG. 8.16 – Résultats de la double soustraction sur le profil de brillance de surface des amas RX J2359.5-3211 et RX J2202.7-1902.

Les profils de brillance de surface

Pour soustraire le fond du profil de brillance de l’observation, on a besoin d’extraire deux profils : le profil de l’observation et le profil du champ vide. Ils doivent avoir le même centre d’intégration en coordonnées détecteur. Dans le cas de l’amas de galaxies RX J0858.4+1357, ces deux profils sont tracés sur la figure 8.15 en couleur violette et verte. Les profils sont corrigés du vignettage par la méthode des poids. Comme le fond particule n’est pas vignetté, sa contribution est artificiellement augmentée, d’autant plus que l’on s’éloigne du centre. C’est pourquoi le profil en dehors de l’amas augmente avec le rayon. A un rayon donné, la sur-corrrection du fond particule est la même pour le champ vide et pour l’observation et les contributions du fond particule s’annulent bien quand on soustrait les deux profils.

Donc, la correction du fond induit par les rayons cosmiques s’effectue par $SB^{obs}(r) - SB^{FCV}(r) = SB^I(r)$. Du fond de l’observation, il ne reste que l’émission due à la variation du fond local (FAX). Elle est estimée dans la région extérieure de l’amas. Pour notre exemple, l’anneau entre 3' et 7' donne une contribution de $-3.9 \pm 0.1 \times 10^{-3}$ cps/s/'². Donc, le FAX dans l’observation est inférieure à celui du FCV. La correction du fond local est : $SB^I(r) - \overline{SB^I(3' < r < 7')} = SB_{amas}^{II}(r)$

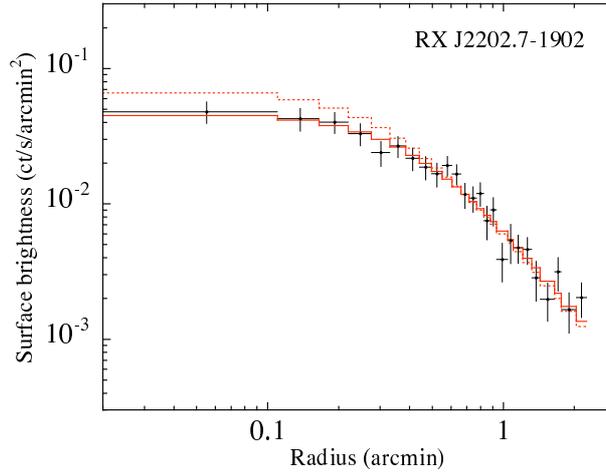


FIG. 8.17 – Profil de brillance (MOS1+MOS2+pn) de RX J2202.7-1902 soustrait du fond et corrigé du vignettage. Les données sont groupées de façon à avoir un signal-sur-bruit de 3σ dans chaque bin radial. La courbe rouge pleine est le meilleur ajustement par un modèle β convolué avec la PSF. La courbe rouge en pointillé est le modèle avant convolution.

La logique de la double soustraction pour les surfaces de brillance peut s'exprimer comme :

$$\begin{aligned} SB^{obs}(r) - SB^{FCV}(r) &= SB^I(r) \\ SB^I(r) - \overline{SB^I(3' < r < 7')} &= SB_{amas}^{II}(r) \end{aligned} \quad (8.6)$$

Le résultat de la double soustraction pour RX J0858.4+1357, RX J2359.5-3211 et RX J2202.7-1902 est montrée sur les figures 8.15, 8.16(a) et 8.16(b) par la courbe bleue. Notez, que entre $2'$ et $14'$ le profil est plat et l'émission se distribue autour de zéro. C'est une bonne indication que les corrections du vignettage et du fond ont été correctement effectuées. Comme pour les spectres, les données du profil soustrait du fond sont ensuite regroupées de façon à avoir un rapport signal-sur-bruit minimum de 3σ dans chaque bin radial.

8.5 L'ajustement

L'analyse spectrale et spatiale permet d'obtenir les informations de base sur le MIA que sont la température et le profil de densité. Pour ce faire, on utilise un modèle d'émission de plasmas chauds pour l'ajustement des spectres et une formule analytique pour la brillance de surface, en tenant compte de la réponse instrumentale.

8.5.1 L'ajustement du profil de brillance de surface

La PSF des miroirs du satellite XMM-NEWTON redistribue les photons X sur de relativement grandes distances puisqu'elle est caractérisée par de larges ailes. Considérons un profil suivant un modèle β :

$$S(r) = S_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad (8.7)$$

Plus le rayon de cœur de ce modèle est proche de la taille caractéristique HEW d'environ $15''$ de la PSF et plus cette dernière influencera la forme du profil de brillance de surface observé. La redistribution engendrée par la PSF aura pour effet d'augmenter le rayon de cœur apparent et de diminuer la pente à grand rayon (Fig. 8.17). Ceci est d'autant plus vrai qu'un profil avec un faible rayon de cœur est très piqué au centre. Il faut donc tenir compte de la PSF pour obtenir des valeurs non biaisées des paramètres r_c et β . Nous avons donc ajusté le profil observé par un modèle convolué avec la PSF. On calcule le χ^2

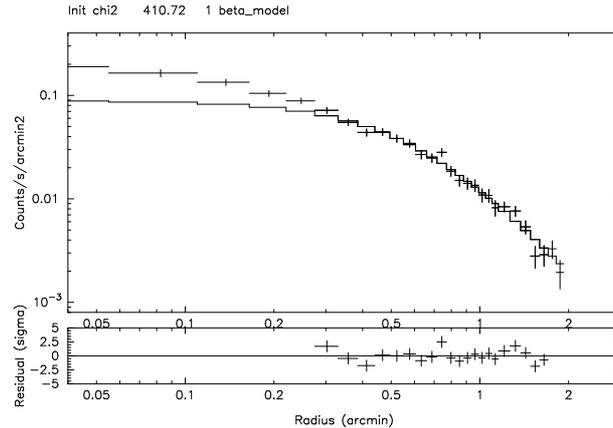


FIG. 8.18 – Profil de brillance (MOS1+MOS2+pn) de RX J2359.5-3211 soustrait du fond et corrigé du vignettage. Les données sont groupées de façon à avoir un signal-sur-bruit de 3σ dans chaque bin radial. La courbe pleine est le meilleur ajustement par un modèle β convolué avec la PSF en excluant les points centraux. En bas : différence (en unité de σ) entre profil observé et modèle (seuls les points affichés ont été utilisé pour l’ajustement).

correspondant pour déterminer les paramètres r_c et β et les erreurs correspondantes. L’effet de la PSF est illustré Fig. 8.17 qui montre le modèle ajustant au mieux les données, avant et après convolution.

Le modèle β n’ajuste pas toujours bien les profils observés, en particulier au centre. C’est le cas pour RX J2359.5-3211. Neumann & Arnaud (1999) ont montré que pour des rayons de $\sim 10\%$ du rayon viriel des amas de galaxies, les profils de brillance de surface montrent une grande dispersion principalement attribuée à la présence d’un courant de refroidissement. Pour l’ajustement avec le modèle β , nous commençons par n’ajuster que la région extérieure. Dans une deuxième passe, nous incluons les points qui sont raisonnablement bien ajustés par le modèle de la première passe et nous continuons jusqu’à ce que l’on ne puisse plus inclure de points.

Sur la figure 8.18, nous montrons le meilleur ajustement par un modèle β pour RX J2359.5-3211. Dans le cadre du bas, nous avons présenté les résidus du modèle β seulement pour les points utilisés lors de l’ajustement. Clairement, le profil de brillance est plus piqué que le modèle β au centre. Dans la table 10.1 du Chapitre 10 nous donnons les paramètres du modèle β pour les trois amas RX J0858.4+1357, RX J2202.7-1902, RX J2359.5-3211. Pour ce dernier amas nous présentons aussi dans ce chapitre un modèle plus compliqué que le modèle β qui permet d’ajuster l’ensemble des points du profil (Sec. 10.2.2).

8.5.2 Modélisation spectrale

Pour la plupart des amas étudiés, nous avons supposé que le MIA est isotherme, parce qu’on n’a pas la statistique suffisante pour étudier les variations de température. Dans tous les cas, chaque spectre extrait (e.g. spectre dans chaque anneau si on veut estimer un profil de température) est modélisé en faisant l’hypothèse d’isothermalité. On obtient donc une température ‘moyenne’ de la région considérée.

La modélisation spectrale est réalisée avec le logiciel XSPEC (Arnaud & Dorman 1998) en ajustant le spectre observé avec le modèle :

$$\text{MEKAL}(T, Z_{\text{metal}}, z, N) \times \text{WABS}(N_H) \quad (8.8)$$

qui est la multiplication d’un modèle thermique de plasma mince MEKAL (Mewe et al. 1985) et de l’absorption photo-électrique des photons par notre galaxie 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 reliée à la mesure d’émission ; N_H – la densité de colonne d’hydrogène dans la ligne de visée.

Cette analyse spectrale tient compte de la réponse spectrale de XMM-NEWTON. Le spectre mesuré

$C(I)$ est :

$$C(I) = \int_0^{\infty} f(E)R(I, E)dE \quad (8.9)$$

où $C(I)$ est le nombre de coups détectés dans le canal d'énergie I , $f(E)$ est le spectre de la source à la terre ; $R(I, E)$ est la réponse instrumentale, qui est proportionnelle à probabilité de détection de photon avec l'énergie E sur le canal I . La méthode utilisée est de considérer un modèle du spectre, dépendant de paramètres p_i , $f(E, p_1, p_2, \dots)$, et de le convoluer avec la réponse instrumentale puis de comparer (au sens du χ^2) ce modèle convolué avec le spectre observé :

$$C_p(I) = \int_0^{\infty} f(E, p_1, p_2, \dots)R(I, E)dE \quad (8.10)$$

$$\chi^2 = \sum_I \left[\frac{C(I) - C_p(I)}{\sigma(I)} \right]^2 \quad (8.11)$$

$$(8.12)$$

Pour calculer la matrice de réponse pour chaque caméra, on utilise les outils du SAS ARFGEN, RMFGEN et MARFRMF. ARFGEN génère le vecteur des surfaces effectives pour les différentes énergies, RMFGEN génère la matrice de redistribution (dépendant de la résolution spectrale) et MARFRMF en fait le produit. Parce que les conditions d'observation pour les trois amas RXJ2359, RXJ2202 et RXJ0858 sont les mêmes, nous avons créé une seule fois les fichiers de réponse instrumentale ARF et RMF pour chaque détecteur dans la région centrale (CCD1 pour MOS et CCD4 pour pn). Pour les autres amas de l'ensemble secondaire, observés d'une autre façon, nous avons recréé les fichiers réponse pour chaque observation.

Dans l'ajustement, N_H est fixé à la valeur déterminée par la mesure de la raie de l'hydrogène neutre à 21 cm (Dickey & Lockman 1990). Le redshift est fixé à la valeur optique. La métallicité est laissée libre si la statistique le permet, sinon fixée à 0.3 la valeur solaire. Les spectres MOS1, MOS2 et pn sont ajustés simultanément. Un exemple d'un tel ajustement est montré Fig. 8.14(d). Nous laissons la normalisation libre indépendamment pour chaque spectre (mais en utilisant la même valeur pour les autres paramètres). La normalisation peut être en effet légèrement différente. En effet la calibration absolue (surface effective) des caméras n'est pas parfaite. De plus les régions d'extraction ne sont pas exactement les mêmes (les régions exclues comme les 'gaps' entre les CCDs sont différentes pour les 3 caméras).

Nous montrerons dans le chapitre suivant les résultats de l'ajustement des spectres, où nous discutons aussi de l'amélioration de la méthode de la double soustraction, qui s'est avérée nécessaire.

Chapitre 9

Optimisation de la soustraction du fond

9.1 Choix du fichier de fond de champ vide

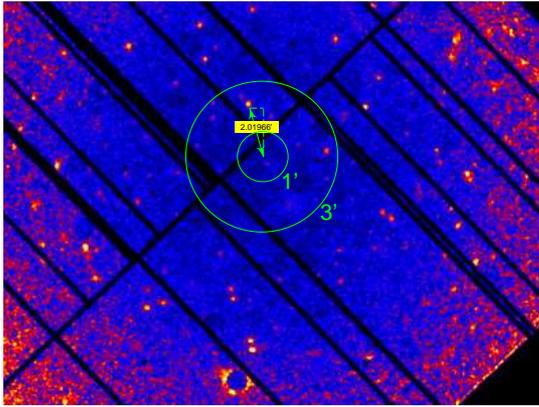
9.1.1 Introduction

Au début de notre travail, trois fichiers de fond de champ vide (FCV) étaient disponibles. Nous avons examiné lequel était le plus approprié pour notre étude. Les amas de notre échantillon principal sont peu brillants et une bonne soustraction du fond est essentielle. Le fond n'est jamais négligeable même au centre de l'amas. Les amas ont une taille typique de ~ 2 arcmin en rayon. La qualité du fond utilisé doit être particulièrement haute dans cette région et dans une région de taille raisonnable au delà de l'amas (pour estimer le résidu local), soit typiquement dans une région de $0 - 6'$ du centre. D'éventuels problèmes à plus grand rayon (e.g mauvaise exclusion des sources) sont moins importants.

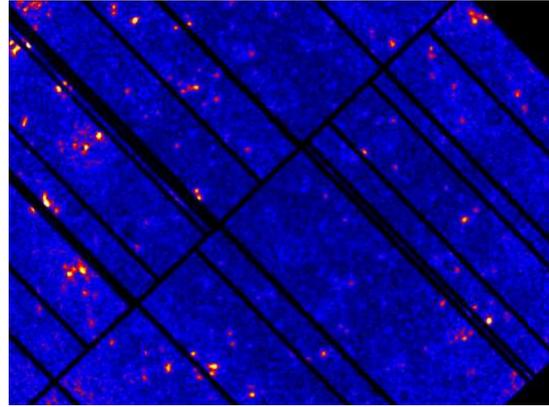
Le problème principal pour créer une observation de FCV est le traitement des sources résolues. Un fond de champ 'vide' n'est évidemment pas vide (sinon il n'y aurait pas de fond X astrophysique !). Les sources résolues, en particulier les plus brillantes, créent des fluctuations qui n'ont pas d'équivalent dans l'observation. En général on soustrait ces sources (comme on le fait d'ailleurs dans l'observation). Cependant, après la soustraction des sources, par "excision" d'un cercle centré sur chaque source détectée, nous avons cette fois des "trous" dans l'observation du champ vide. L'addition de plusieurs observations ayant subi ces excisions (i.e à des endroits différents du détecteur), résout en partie le problème (en diluant l'effet) mais pas entièrement. Chacun des champs vides a donc été élaboré avec une solution approchée spécifique. Nous avons étudié les trois FCV suivants :

1. FCV de Lumb et al. (2002).
 - C'est le premier FCV pour le satellite XMM-NEWTON (dans années 2000-2001). Son temps de pose accumulé est deux fois plus court que celui des deux autres FCV. Il n'y a qu'un seul fichier pour chaque détecteur.
 - Les sources les plus brillantes sont excisées.
2. FCV de Read & Ponman (2003)
 - Long temps d'exposition avec un fichier par mode instrumental et par filtre.
 - Après soustraction des sources, la dépression est compensée par l'utilisation de la carte d'exposition. Dans la région des sources détectées, l'exposition est diminuée.
3. FCV de Nevalainen et al. (2005).
 - Long temps d'exposition. Il n'y a qu'un seul fichier pour chaque détecteur. Les observations avec le filtre `Thin1` ont été sélectionnées et les deux modes `ExtendedFullFrame` et `FullFrame` utilisés
 - Basé sur des observation à haute latitude galactique utilisées pour des relevés profonds. Cela minimise le nombre de sources brillantes, en particulier il n'y a pas de source au centre. Ces auteurs n'ont pas exclu les sources.

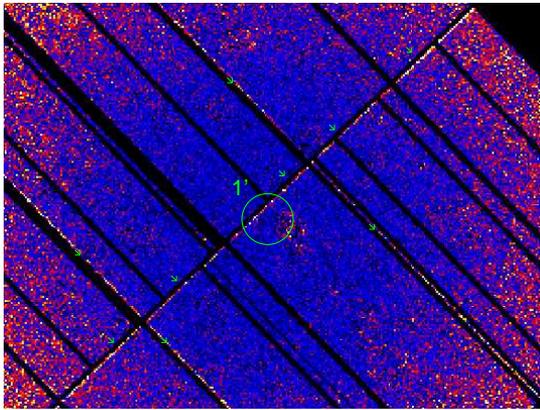
Quelques informations statistiques des FCV de MOS1 :



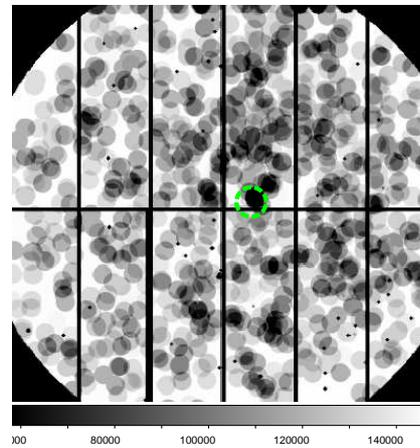
(a) FCV de Lumb et al. (2002)



(b) FCV de Nevalainen et al. (2005).



(c) FCV de Read & Ponman (2003). L'image est corrigée par la carte d'exposition.

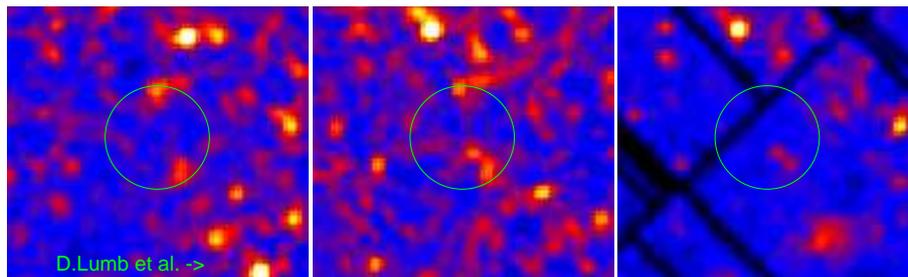


(d) Carte d'exposition du FCV de Read & Ponman (2003).

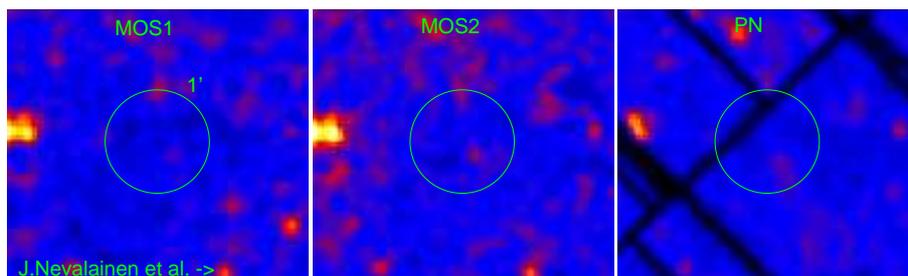
FIG. 9.1 – Images des fonds de champ vide dans la bande d'énergie 0.3–2 keV.

Paramètre	Lumb et al. (2002)	Read & Ponman (2003)	Nevalainen et al. (2005).
Events	$0.595 \cdot 10^5$	$1.0595 \cdot 10^5$	$1.130 \cdot 10^5$
Livetime	$3.49 \cdot 10^5$ s	$8.08 \cdot 10^5$ s	$7.18 \cdot 10^5$ s
$CR_{High}(evt/s)$	0.097	0.105	0.096

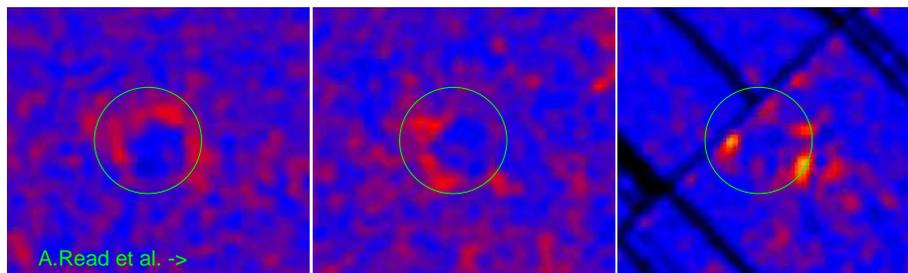
Sur les images 9.1 et 9.2 des FCV on voit des fluctuations d'intensité, liées aux sources. Pour estimer l'importance de ces fluctuations, nous avons extrait le profil de brillance de surface de chaque FCV dans la bande d'énergie 0.3–2 keV (où on détecte mieux les sources). Ils sont tracés Fig. 9.3(a), 9.3(a) et 9.3(c) pour MOS1, MOS2 et pn. Les profils sont corrigés du vignettage et normalisés entre $3'$ et $7'$ pour aider la comparaison (les différents FCV ne sont pas basés sur les mêmes observations et ont des taux de comptage moyens légèrement différents dû aux variations du FAX sur le ciel). Les profils sont rebinnés pour avoir un bon S/N. Il y a bien sûr une limite venant de la surface dans les premiers bins des profils et leur erreur relative est plus importante qu'à l'extérieur. On note que les fluctuations dans les profils sont assez sérieuses puisqu'elles sont plus grandes que l'erreur sur la brillance de surface. Nous discutons leur origine plus en détail :



(a) FCV de Lumb et al. (2002)



(b) FCV de Nevalainen et al. (2005)



(c) FCV de Read & Ponman (2003)

FIG. 9.2 – Images des FCV au centre pour les trois détecteurs. Le cercle est centré sur la position de l’amas WJ1342 et a un rayon de 1 arcmin.

9.1.2 FCV de Lumb et al (2002)

Les trous laissés par l’excision des sources n’ont été ni remplis ni tenus en compte dans une carte d’exposition et il y a des dépressions dans les régions des sources exclues mais elle sont faibles (moins de 10-15%).

Le FCV de D.Lumb présente des résidus après la soustraction des sources, principalement des sources brillantes dont la taille du masque a été un peu sous estimée (voir par exemple au bas de la Fig 9.1(a)). En fait la taille de la zone à masquer dépend directement de la PSF locale *et* du flux de la source. Comme ce FCV a été réalisé avec l’idée d’avoir le plus possible de temps de pose, une approche automatique était inévitable, mais elle a bien sûr laissé quelques défauts çà et là dans le champ. On a ainsi aussi des sources relativement brillantes non enlevées, par exemple deux sources à 2 arcmin visibles sur la figure 9.1(a). Ceci a bien sur une conséquence directe sur le profil de brillance de surface (voir la figure 9.3(c)) qui présente un ‘pic’ à 2 arcmin.

Sur le profil de brillance de surface de la caméra pn (Fig. 9.3(c)) entre 0’ et 2’, on note aussi la faible statistique de ce FCV comparativement aux deux autres ; cela est dû au temps de pose plus court.

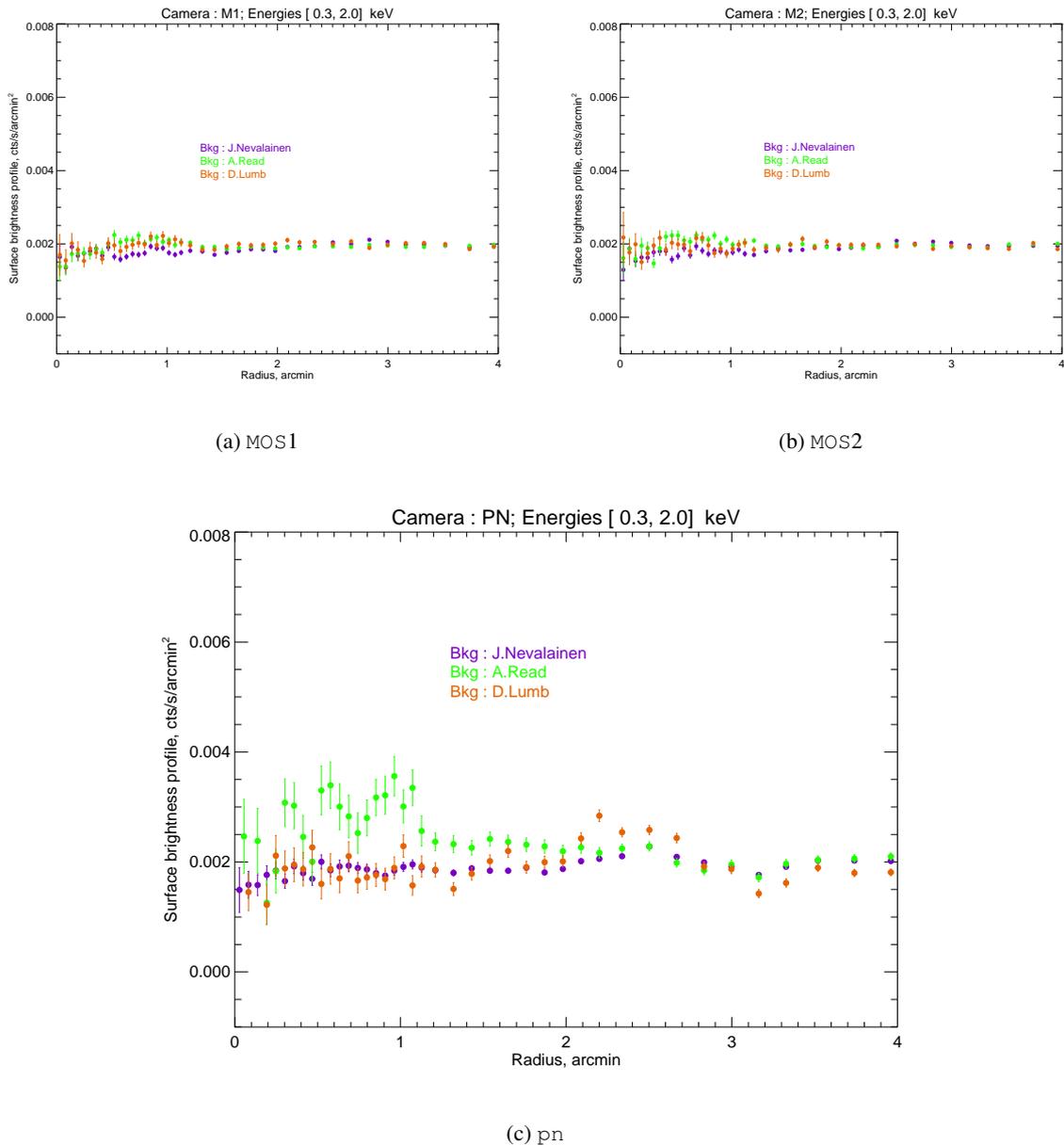


FIG. 9.3 – Profil de brillance de surface des trois FCV pour chacun des 3 détecteurs dans la bande de l'énergie 0.3-2.0 KeV.

Il y a aussi un autre problème moins important. Le profil pour le détecteur *pn* dans la bande d'énergie entre 7 et 10 keV (Fig. 9.4) est différent de celui des autres FCV. Cette bande d'énergie contient des raies des fluorescences (Ni, Cu et Zn). Ceci peut être dû à l'évolution des paramètres du détecteur *pn* (en particulier du gain) puisque que le FCV de Lumb et al. (2002) est aussi le plus ancien.

9.1.3 FCV de Read & Ponman (2003)

Ce FCV a été fait exactement dans la même idée que celui de Lumb et al. (2002), mais venant beaucoup plus tard, il a bénéficié de plus de raffinements du code d'analyse *SAS* et de beaucoup plus d'observations disponibles. Ce qui a permis aux auteurs de proposer une approche où l'on calcule pour chaque exposition, une image du temps de pose effectif (c'est ici qu'on peut tenir compte du masquage de chaque source ponctuelle dans la table d'événements finale). Dans la carte d'exposition finale (Fig. 9.1(d)), chaque point de cette image est le temps qu'on a utilisé pour collecter les événements sur ce point. Cette

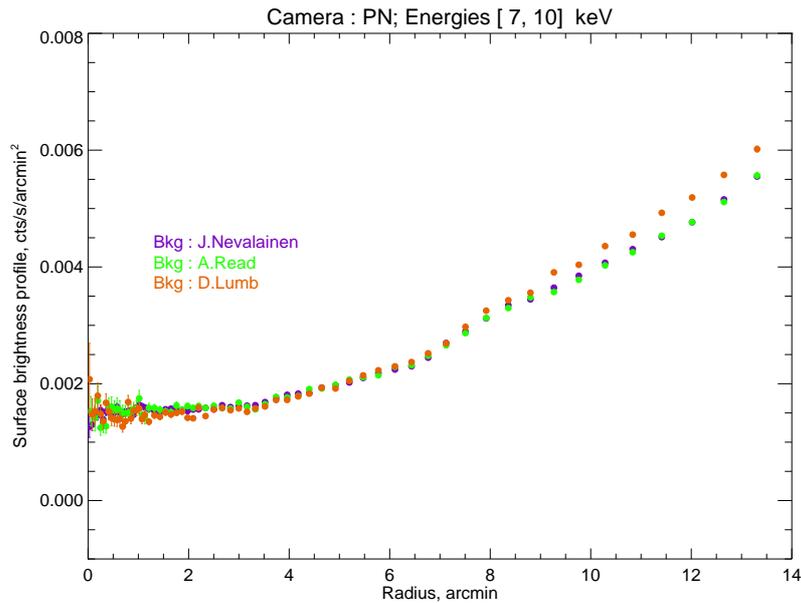


FIG. 9.4 – La brillance de surface des trois FCV avec le détecteur PN dans la bande de l'énergie 7.0-10.0 KeV.

solution permet de s'affranchir correctement des sources ponctuelles, et sur l'image 9.1(c) du détecteur pn, corrigée de l'exposition, on ne voit pas de résidus de sources ponctuelles.

Cependant, il y a un problème au centre du champ de vue, venant de cette méthode de création du FCV. Ce FCV contient beaucoup d'observations. Dans la très grande majorité des observations, le satellite est pointé sur une source ponctuelle centrée sur l'axe optique du détecteur. Et donc, le centre de chaque observation est presque toujours soustrait et le temps d'exposition au centre est petit (centre 'noir' de l'image 9.1(d)). La statistique au centre ($\lesssim 1'$) est fortement dégradée (notez l'erreur relative sur les profils au centre Fig. 9.3(c) comparée à celle pour les autres FCV).

De plus, il arrive parfois que la soustraction de la source centrale ne soit pas parfaite et laisse des résidus de la source centrale dans les ailes de la PSF (similaires au cas précédent). Cela est visible sur les images 9.2(c) où on voit un anneau brillant à $1'$ du centre, qui se traduit sur les profils par un pic à cette position.

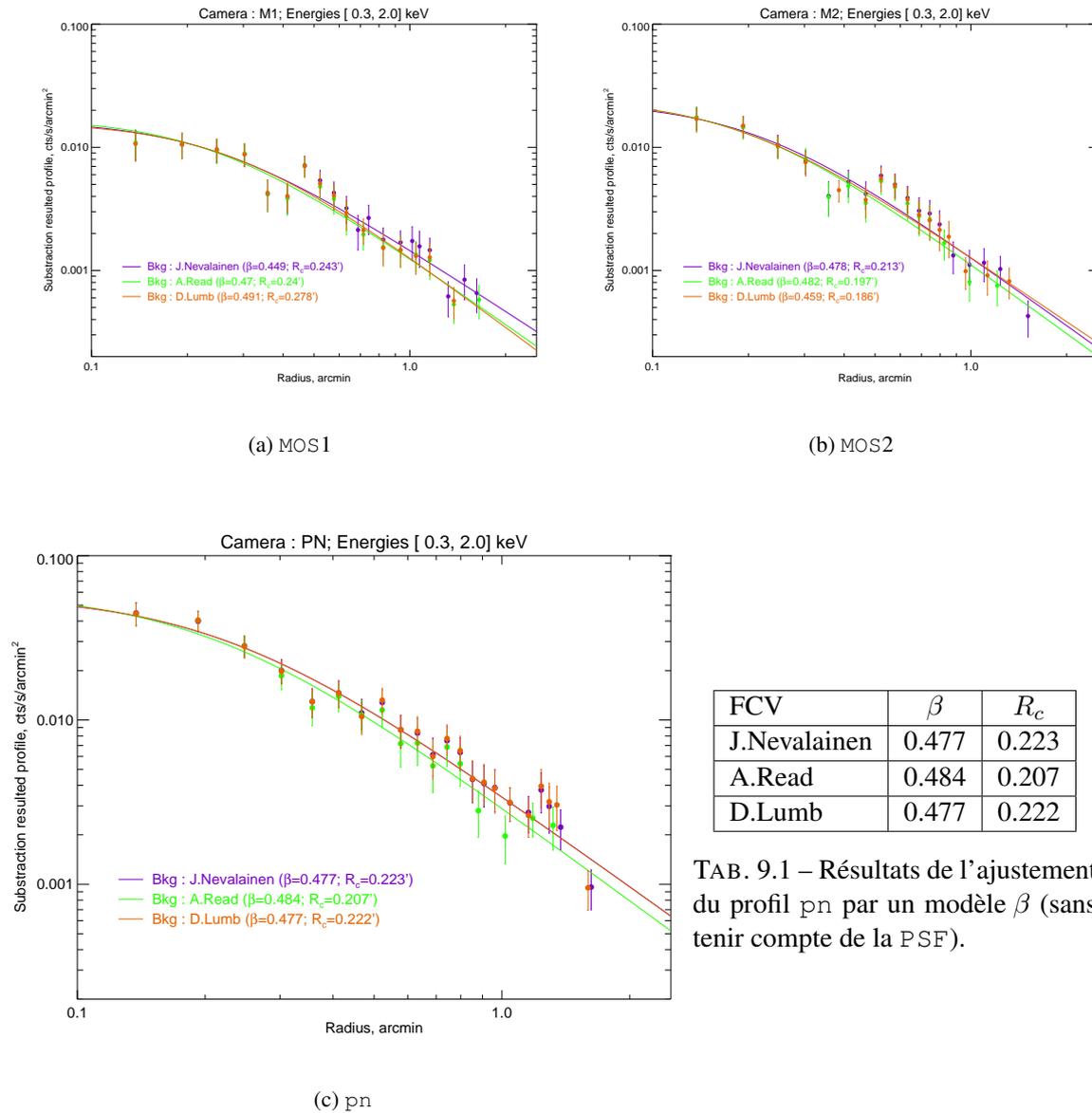
De plus, il est probable que dans ce FCV il y ait des résidus liés aux événements 'Out-of-time' de la source centrale pointée, car la sélection des observations utilisées contient aussi des sources relativement brillantes. On voit en effet un résidu sur l'image 9.1(c) qui a la même forme et position que nous avons vu pour les événements Out-of-time des sources brillantes (Sec 8.4.2). Cet effet est spécifique du détecteur pn.

9.1.4 FCV de Nevalainen et al. (2005)

Ce FCV ne souffre pas du problème au centre décrit plus haut, car il est essentiellement basé sur des observations utilisées pour des relevés profonds. Il n'y a donc pas de source brillante au centre. Le temps d'exposition est long, similaire à celui de Read & Ponman (2003). Les sources ne sont pas enlevées mais elles ne créent pas de fluctuations importantes, du moins dans le domaine de rayon qui nous intéresse (Fig. 9.3). En fait les fluctuations sont plus faibles que pour les autres FCV (et la statistique est meilleure).

9.1.5 Comparaison des trois FCV dans la méthode de la double soustraction

A priori le FCV de Nevalainen et al. (2005) paraît le plus adapté à notre étude, en particulier pour les amas faibles, à cause de sa qualité dans la région des amas ($\theta < 2'$). Nous présentons maintenant des tests effectués sur les profils de brillance d'amas.



TAB. 9.1 – Résultats de l’ajustement du profil pn par un modèle β (sans tenir compte de la PSF).

FIG. 9.5 – Profil de brillance de surface après double soustraction du fond et en utilisant les trois FCV. Points oranges : Lumb et al. (2002) ; Point verts : Read & Ponman (2003) ; Point violets : Nevalainen et al. (2005). Les courbes continues sont l’ajustement avec un modèle β .

L’amas WJ 1342

Au début de notre étude, les observations des amas peu massifs n’étaient pas disponibles et nous avons utilisé les observations d’archive de l’amas WJ1342. La figure 9.5 montre les profils de brillance obtenus après la double soustraction avec chacun des trois FCV.

On n’observe pas de différence dans les profils au centre ($<0.5'$) parce que la fraction de fond est faible comparée à l’émission de l’amas ce qui masque les différences entre les FCV.

Au milieu et vers les régions extérieures ($>0.5'$), le fond devient important comparée à l’émission de l’amas et nous observons des différences. La différence la plus importante est entre les profils obtenus avec le détecteur pn (Fig. 9.5(c)). Bien que les différences soient dans les barres d’erreur, le profil obtenu avec le FCV de Read & Ponman (2003)(courbe verte) est systématiquement plus bas. Cela se voit aussi dans une moindre mesure sur les profils MOS. Cela résulte directement du fond plus haut du FCV de Read & Ponman (2003) dans cette région (Fig. 9.3(c)), lié au résidu de l’exclusion de la source centrale. Il s’ensuit que la valeur de β dérivée est plus grande (Table 9.1).

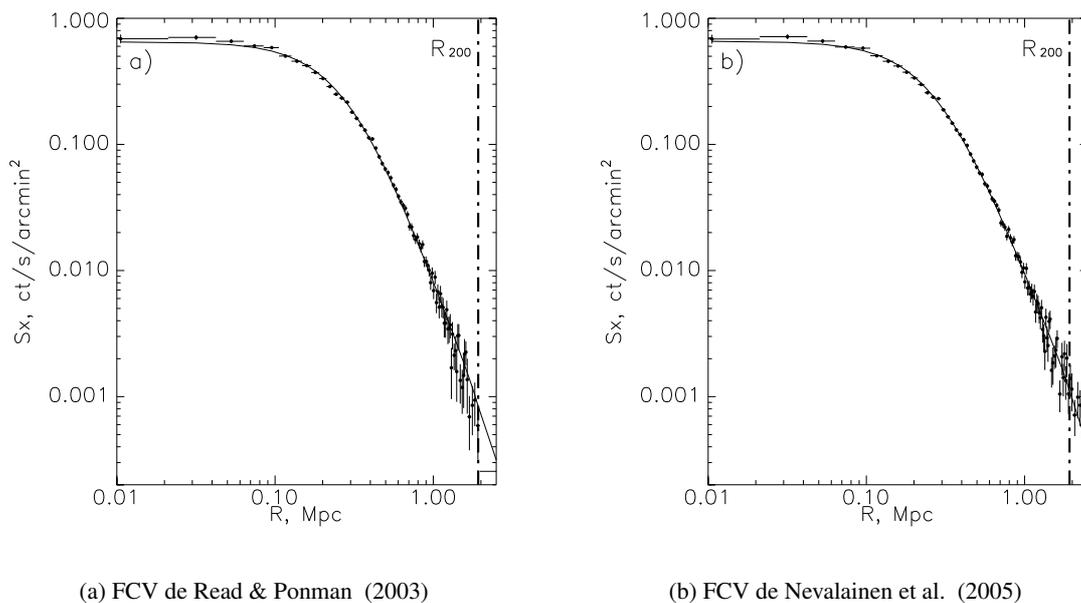


FIG. 9.6 – Profil de brillance de surface (MOS1+MOS2+p_n) de CL 0016+16 après double soustraction du fond et groupage des données à 3σ pour deux FCV. Le trait plein est le meilleur ajustement par un modèle β convolué avec la PSF.

FCV	β	$r_c(\text{Mpc})$	$\chi^2_{reduced}$
Read & Ponman (2003)	0.77 ± 0.01	0.31 ± 0.01	1.56
Nevalainen et al. (2005)	0.76 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.15

TAB. 9.2 – Comparaison des résultats de l'ajustement par un modèle β , convolué avec la PSF pour CL0016+16.

La deuxième différence, plus faible, est entre les profils utilisant les FCV de Nevalainen et al. (2005) et Lumb et al. (2002), ce dernier étant légèrement plus bas. L'effet est plus visible sur les données MOS entre $0.7'$ et $1.2'$. Cela vient des sources ponctuelles dans le FCV de Lumb et al. (2002) visibles sur la figure 9.2(a). Nous avons marqué sur les images le cercle de taille égale à $1.0'$ centrés sur l'amas pour que nous puissions estimer la corrélation entre le résidu des sources ponctuelles et les différences sur les profils.

L'amas CL 0016+16

C'est un amas très brillants, pour lequel un des buts de l'étude à laquelle j'ai participé (Solovyeva et al. 2007) était de détecter l'émission le plus loin du centre, au moins jusqu'à R_{200} . Sur la Fig. 9.6, on peut voir que l'utilisation du FCV de Nevalainen et al. (2005) permet de détecter l'émission plus loin que l'utilisation de celui de Read & Ponman (2003), probablement parce que celui ci a plus de fluctuations liées aux sources ponctuelles. Le χ^2_{red} obtenu pour l'ajustement par un modèle β est aussi plus petit (Table 9.2).

En conclusion, entre les FCV nous avons choisi le fond de Nevalainen et al. (2005), parce qu'il a moins de fluctuations dues aux résidus des sources ponctuelles, ce qui semble permettre de détecter les amas plus loin de leur centre et d'obtenir des profils de brillance plus fiables, y compris au centre.

9.2 Les méthodes alternatives n'utilisant pas les fonds de champ vide

Pour être plus exhaustif, on peut ajouter deux méthodes qui n'utilisent pas de FCV dans la liste des méthodes de soustraction du fond. Il s'agit de la simple soustraction du fond local de l'observation ou de

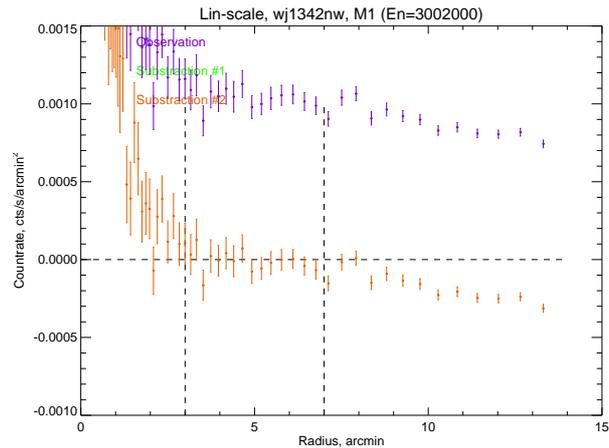


FIG. 9.7 – Illustration de la simple soustraction du fond local de l’observation. Points violets : profil de surface de brillance obtenu sans correction de vignettage. Points oranges : profil soustrait du fond estimé entre $3'$ et $7'$.

sa modélisation.

9.2.1 La simple soustraction

Cette méthode est vraiment la plus simple. On suppose que la contribution du fond est la même à l’intérieur du rayon de l’amas et dans l’anneau extérieur. Pour déduire le niveau du fond au niveau de l’amas, il suffit d’estimer le taux de comptage dans l’anneau extérieur (et multiplier le résultat par le rapport entre les surfaces des régions d’extraction (paramètre `BACKSCALE`) pour les spectres. Cette méthode était la méthode standard pour les données du satellite ROSAT, où le fond particule était négligeable. La méthode était donc correcte, une fois les données corrigées du vignettage.

La différence de nature (particules et photons) entre les deux composantes du fond dans les observations XMM-NEWTON rend presque illusoire l’utilisation de cette méthode. Si on travaille sur des données corrigées du vignettage, la partie du fond dû aux particules a été artificiellement amplifiée dans les régions extérieures (puisque’il n’est pas vignetté) et donc sera ‘sur’ soustraite aux données de l’amas.

On peut travailler avec des données non corrigées du vignettage. Si l’émission de la source est vraiment faible (erreur statistiques dominant les erreurs dues au vignettage) et/ou le fond de particules est élevé (par exemple si on doit travailler avec des données fortement contaminées par les sursauts) cette méthode peut donner de bons résultats. Le fond particule n’étant pas vignetté est plat et donc l’estimation de son niveau à l’extérieur de l’amas est relativement correcte.

On peut aussi imaginer utiliser cette méthode si l’amas est de faible extension et en utilisant un anneau extérieur le plus proche possible de l’amas et de rayon maximum suffisamment petit, pour que les effets de vignettage (sur l’amas et la partie photon du fond) ne soient pas trop importants. La figure 9.7 illustre les limites de cette méthode. L’amas ne semble pas s’étendre au delà de $\sim 3'$, vu l’inflexion du profil en ce point. Le profil n’est pas plat au delà, il décroît continuellement, du au vignettage. La ‘chute’ devient cependant plus importante au delà de $\sim 7'$, là où l’effet de vignettage se met à augmenter fortement (voir aussi Fig. 9.8 en haut, à gauche). Nous avons donc estimé le fond dans la région entre $3'$ et $7'$ de rayon. Le résultat de la soustraction est la courbe orange. On voit tout de suite les problèmes de cette méthode. Premièrement, il est difficile de trouver le bord de l’amas et il peut rester une contribution dans la région choisie pour le fond. Deuxièmement, le fond est estimé dans une région relativement petite, ce qui limite la statistique et donc la précision sur le fond. Enfin, ce fond estimé dans la région $3'$ – $7'$ est certainement plus faible que dans l’amas (la partie photon étant vignettée donc sous-estimée).

9.2.2 La soustraction avec modélisation du fond

Cette méthode est basée sur notre connaissance des propriétés du fond particule (FP) et du fond astrophysique X (FAX). Le FP est presque plat sur tout le champ de vue, alors que le FAX est vigneté par le système optique des miroirs. Chaque point du profil de brillance de surface, en dehors de l'amas, est la somme : $CR = CR_{FP} + w \cdot CR_{FAX} + \sigma$, où CR est le nombre d'événements par seconde et par arcmin ; σ est l'erreur statistique ; w est niveau de vignetage à ce rayon et pour la bande d'énergie considérée. On peut donc écrire le système des équations :

$$\begin{pmatrix} CR_1 \\ CR_2 \\ CR_3 \\ \vdots \\ CR_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_1 & 1 \\ w_2 & 1 \\ w_3 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ w_n & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{FAX} \\ \alpha_{FP} \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_n \end{pmatrix} \quad (9.1)$$

ou

$$\vec{CR} = A\vec{\alpha} + \vec{N}_{bruit} \quad (9.2)$$

où, α_{FAX} est la contribution du FAX dans le profil, α_{FP} celle du FP et \vec{N}_{bruit} la matrice de bruit avec la valeur de σ sur la diagonale principale. C'est un problème classique de minimisation de χ^2 . Une solution est :

$$\chi^2 = (\vec{CR} - A\vec{\alpha})^t N^{-1} (\vec{CR} - A\vec{\alpha}) \quad (9.3)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 0 \quad (9.4)$$

soit :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha^t} = \frac{\partial}{\partial \alpha^t} (CR^t N^{-1} CR - CR^t N^{-1} A\alpha - \alpha^t A^t N^{-1} CR + \alpha^t A^t N^{-1} A\alpha) = 0 \quad (9.5)$$

$$A^t N^{-1} CR + A^t N^{-1} A\alpha = 0 \quad (9.6)$$

et finalement :

$$\vec{\alpha} = (A^t N^{-1} A)^{-1} A^t N^{-1} \vec{CR} \quad (9.7)$$

L'estimation des erreurs sur les paramètres se fait par tirage Monte-Carlo.

Sur la figure 9.8 nous pouvons voir les principales étapes de cette méthode :

1. Déterminer la fonction de vignetage. Bien que cette fonction soit tabulée dans les fichiers d'étalonnage d'*XMM-NEWTON*, les interfaces du *SAS* sont très compliquées à mettre en oeuvre. J'ai donc préféré trouver un contournement qui donne le même résultat avec beaucoup moins d'efforts. En s'appuyant sur la fonction qui calcule les "weights" pour chaque événement en fonction de sa position et de son énergie, on peut facilement en déduire la fonction en question. Il suffit de faire un profil tenant compte des poids et un autre sans en tenir compte. La fonction de vignetage "subit" par l'amas est le rapport des deux profils. Pour éviter les erreurs statistiques de cette méthode, nous avons ajusté ce rapport par une fonction $f(x) = a \cdot x^b + 1$. On peut voir les résultats sur la figure 9.8 (à gauche et en haut).
2. Détermination des paramètres du modèle de fond. On ajuste la partie du profil en dehors de l'amas, en utilisant la formule 9.7. Nous obtenons ainsi les contributions des FP et FAX (Fig. 9.8 en haut, à droite).
3. Obtention du profil de l'amas. Nous soustrayons à l'ensemble du profil les deux composants du fond et nous multiplions le résultat par la fonction de vignetage pour corriger de l'inefficacité du système optique. On peut voir les résultats sur les figures 9.8 en bas, où nous montrons aussi les résultats de l'ajustement du modèle β (sans tenir compte de la PSF)

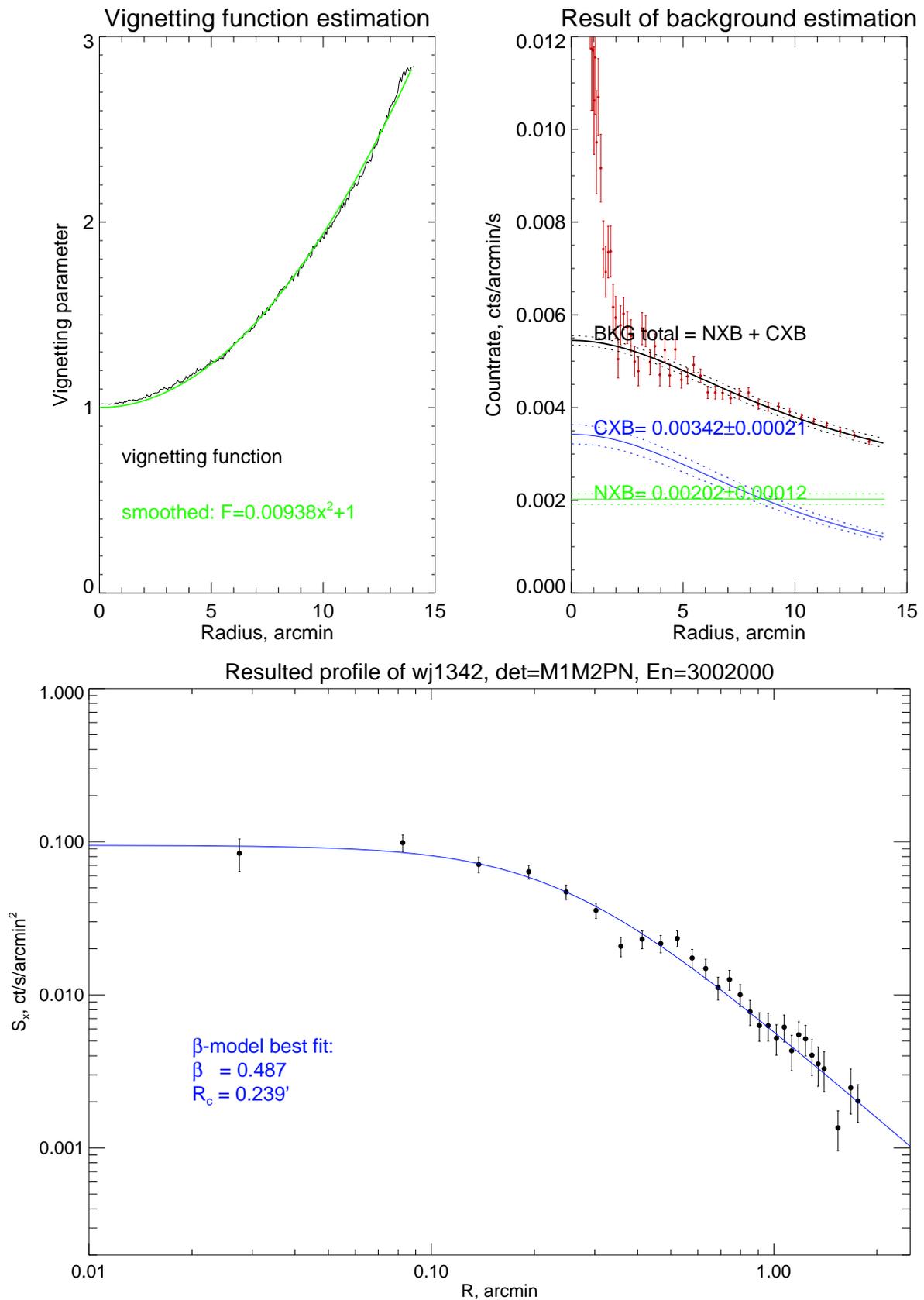
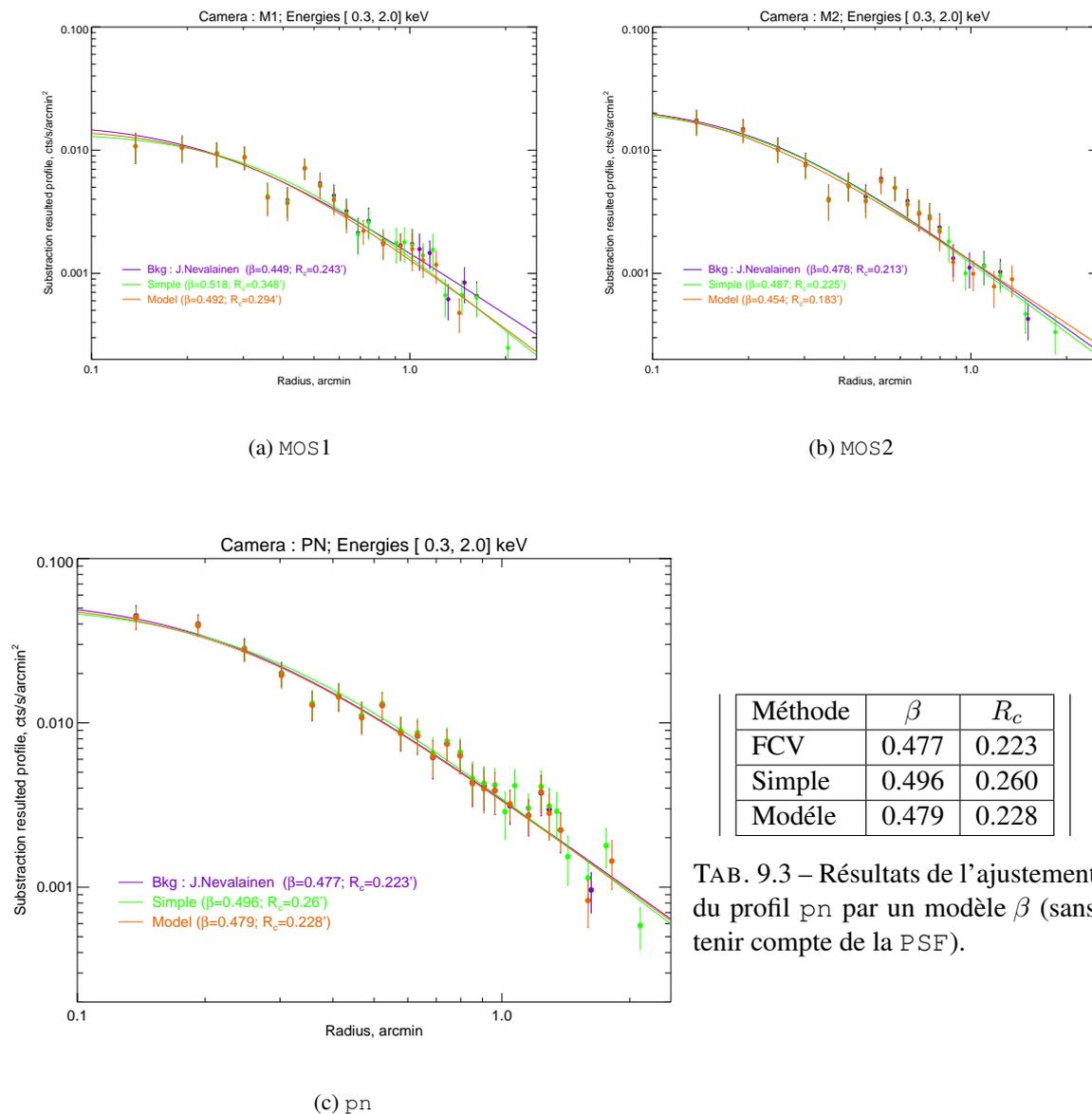


FIG. 9.8 – Les trois étapes pour la méthode de soustraction avec modélisation du fond. Les profil de brillance de surface est celui de WJ 1342 (MOS1+MOS2+pn)



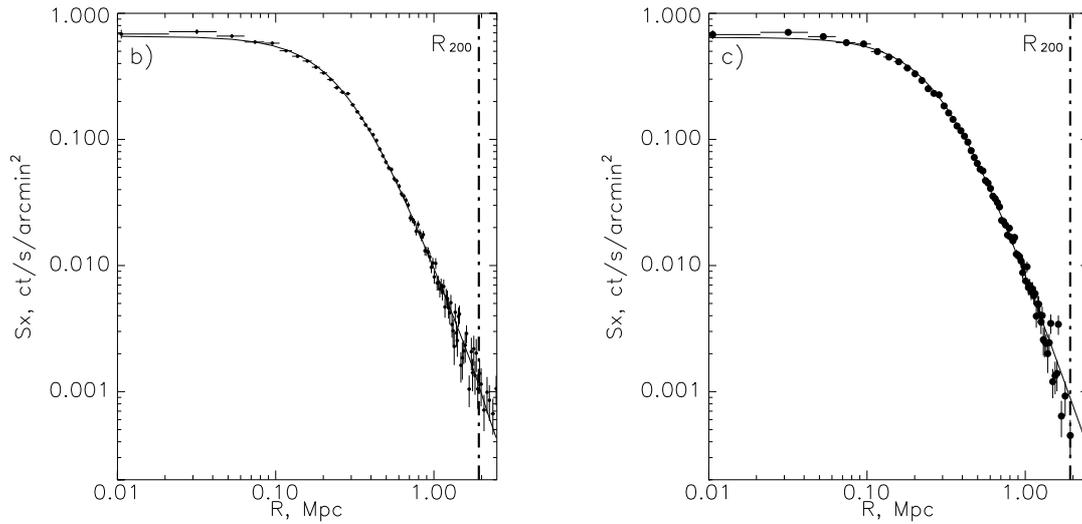
TAB. 9.3 – Résultats de l'ajustement du profil pn par un modèle β (sans tenir compte de la PSF).

FIG. 9.9 – Profil de brillance de surface (MOS1+MOS2+ pn) de WJ 1342 pour les trois types de soustraction du fond. Violet : double soustraction avec le FCV de Nevalainen et al. (2005). Vert : simple soustraction du fond local de l'observation. Orange : Modélisation du fond à partir des données de l'observation. Les courbes continues sont l'ajustement avec un modèle β .

9.2.3 Comparaison avec la méthode de double soustraction du fond

Nous avons comparé les profils de brillance de surface de WJ 1342 obtenus avec la méthode de double soustraction et le 'meilleur' FCV (Nevalainen et al. 2005) et les deux méthodes alternatives décrites ci-dessus (Fig. 9.9). Les différences sont faibles, plus petites que les barres d'erreur. On note cependant que la différence entre le profil de brillance obtenu par simple soustraction et les autres profils est toujours positive, parce que le niveau du fond est sous-estimé à cause de l'effet du vignettage (voir la description de la méthode). De plus, le profil semble détecté de façon significative plus loin, mais de nouveau c'est un artefact de la sous-estimation du fond.

Nous avons aussi comparé les résultats de la double soustraction et de la modélisation du fond pour CL 0016+16 (Fig. 9.10 et Table 9.4). Les données sont de bien meilleure qualité et on peut mieux voir les différences systématiques. La modélisation donne de moins bons résultats : le profil est détecté moins loin et le χ_{red}^2 de l'ajustement par un modèle β est plus élevé. C'est probablement dû au fait que le modèle



(a) Double soustraction en utilisant le FCV de Nevalainen et al. (2005).

(b) Modélisation du fond de l'observation.

FIG. 9.10 – Profil de brillance de surface (MOS1+MOS2+pn) de CL 0016+16 pour deux méthodes de soustraction du fond. Les données sont regroupées à 3σ . Le trait plein est le meilleur ajustement par un modèle β convolué avec la PSF.

Méthode	β	$r_c(\text{Mpc})$	χ^2_{reduced}
Double soustraction avec le FCV de Nevalainen et al. (2005)	0.76 ± 0.01	0.29 ± 0.01	1.15
Modélisation du fond à partir des données de l'observation	0.78 ± 0.02	0.28 ± 0.01	1.57

TAB. 9.4 – Comparaison des résultats de l'ajustement par un modèle β , convolué avec la PSF pour CL0016+16.

n'est pas parfait. Les résultats de l'ajustement sont compatibles cependant.

En conclusion, la modélisation du fond n'améliore pas les résultats. De plus, il est important que la bande soit suffisamment large pour que la contribution des raies de fluorescence soit faible (voir section A.1). Enfin, cette méthode ne peut pas être appliquée pour les spectres.

9.3 Résumé

Les avantages et inconvénients des différentes méthodes (et leur condition d'utilisation) peuvent se résumer en :

1. Double soustraction avec FCV de Lumb et al. (2002).
 - La statistique est deux fois plus faible que pour les autres FCV.
 - Sources ponctuelles près du centre. On pourrait masquer cela, mais il faut le masquer aussi sur l'observation de l'amas. Cela n'est possible que pour les amas brillants.
2. Double soustraction avec FCV de Read & Ponman (2003)
 - Résidu, près du centre, de l'émission de la source pointée lors des observations utilisées (émission dans les ailes de la PSF et événements Out-of-time (pn). Même remarque que plus haut sur le masquage de cet effet.
 - La statistique générale est bonne mais faible au centre. Ceci ajoute des erreurs au profil, mais n'est gênant que pour les amas faibles.
3. Double soustraction avec FCV de Nevalainen et al. (2005).

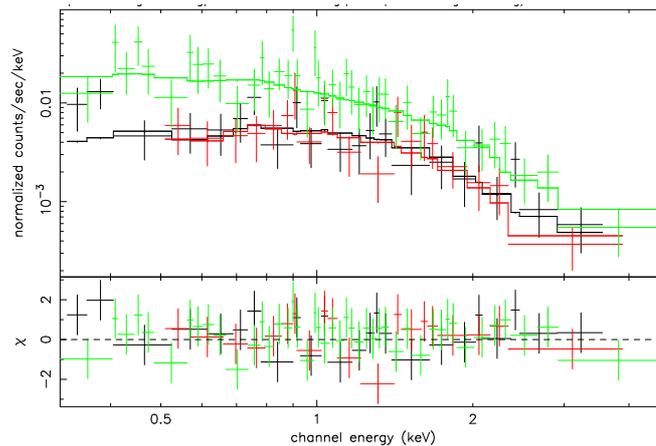


FIG. 9.11 – Spectres MOS1 (noir) MOS2 (rouge) et pn (vert) de RX J2202.7-1902 obtenu après double soustraction du fond.

- La statistique est relativement bonne.
 - On n’a pas de sources ponctuelles importantes près du centre.
 - Les sources ne sont pas excisées. Cela peut créer des artefacts à plus grand rayon, si on ne les masque pas.
4. La simple soustraction.
 - La méthode n’utilise pas de FCV (mauvaise soustraction des raies de fluorescence)
 - Pas de correction de vignetage. La méthode n’est utilisable que pour les amas de faible étendue. Le fond est sous-estimé et mesuré avec une faible précision.
 5. La soustraction avec modélisation du FCV .
 - La méthode n’utilise pas de FCV (mauvaise soustraction des raies de fluorescence)
 - Elle prend correctement en compte le vignetage.
 - Donne des résultats similaires à la double soustraction, avec toutefois un χ^2 et une erreur sur les paramètres plus grande.

En conclusion et pour le reste de notre travail, nous avons choisi la méthode de la double soustraction avec le FCV de Nevalainen et al. (2005).

9.4 Modélisation du spectre de fond résiduel en double soustraction

9.4.1 Les limites de la double soustraction pour l’étude spectrale des amas peu brillants

La méthode de double soustraction prend en compte et fait la soustraction de toutes les contributions du fond : le fond des particules (FP) et le fond astrophysique X (FAX). Malheureusement, avec cette méthode il faut faire deux soustractions, et ces opérations peuvent augmenter sérieusement l’erreur sur les spectres ¹. Pour les sources brillantes, cela n’est pas très important. Cela est critique par contre pour les sources faibles (notre cas). Pour RX J2359.5-211, la statistique s’est avérée encore suffisante après la double soustraction, pour que l’on puisse ajuster correctement les spectres. Cela n’est pas le cas pour RX J0858.4+1357 et RX J2202.7-1902, que nous allons prendre en exemple. Pour cet amas il n’y a que 15 ks d’observation, c’est très court pour un amas distant et froid ! Comme nous pouvons voir Fig. 9.11, le spectre n’est détecté que jusqu’à 4 keV après regroupement pour être en statistique gaussienne. Avec ces spectres nous obtenons pour la température $T = 3.99^{+2.98}_{-1.39}$, $kT = 3.42^{+1.38}_{-0.87}$ et $kT = 4.62^{+1.68}_{-1.01}$ pour MOS1, MOS2 et pn. On note la grande barre d’erreur sur la température (en particulier avec le détecteur pn) et que les résultats des détecteurs sont différents (bien qu’ils soient compatibles). La méthode que

¹Comme discuté Sec.9.2.1, la "simple soustraction" n’est pas une solution car elle ne permet pas de s’affranchir à la fois correctement de l’effet du vignetage du FAX et du FP.

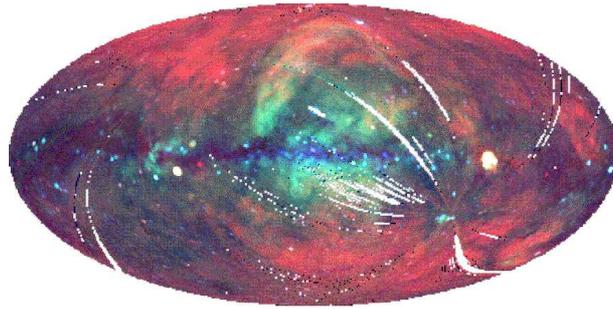


FIG. 9.12 – Image ROSAT de tout le ciel.

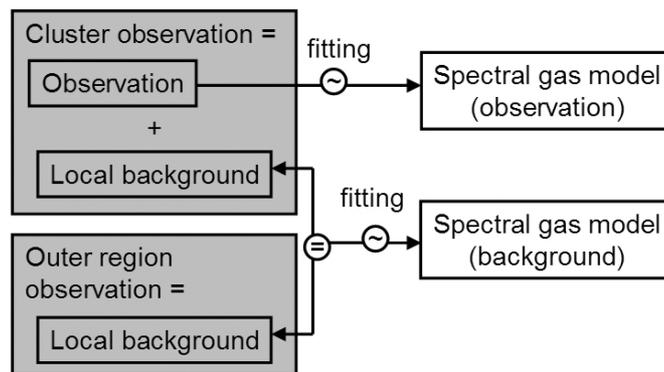


FIG. 9.13 – Schéma de la procédure d’ajustement des spectres

nous avons développée dans la suite améliore le double soustraction et permet d’avoir un ajustement plus précis.

Pour éviter les erreurs statistiques engendrées par la soustraction, il existe une solution générale. Au lieu de soustraire les contributions du fond puis d’ajuster un modèle d’émission correspondant uniquement à l’amas, il s’agirait de faire un ajustement tenant en compte toutes les composantes du fond ET de l’amas. Notons que le modèle à utiliser serait complexe (il faut tenir compte du fait que le FAX est vignetté et pas les particules). Idéalement, il faut aussi utiliser l’information en dehors de l’amas, ie modéliser aussi le spectre des régions extérieures. Le problème de cette approche vient donc de sa complexité de mise en œuvre et de la grande quantité des paramètres libres pendant l’ajustement qui généralement empêche le moteur d’ajustement de trouver le meilleur résultat.

Nous voulons conjuguer les avantages des deux méthodes : la bonne correction du fond particule de la double soustraction et la minimisation des erreurs en utilisant un modèle (plutôt qu’une soustraction).

9.4.2 L’origine du spectre résiduel et sa modélisation

Dans la méthode de la double soustraction, nous soustrayons au spectre de l’amas le spectre du FCV extrait dans la région de l’amas et le spectre du résidu extérieur (RE). C’est ce dernier qui a le niveau le plus faible et dont la soustraction va apporter le plus de bruit. L’idée est donc de le modéliser plutôt que le soustraire. Ce spectre RE est le résultat de la soustraction dans l’anneau extérieur, du FCV à l’observation (après normalisation à haute énergie du fond particule). Ce spectre RE ne contient que des photons provenant d’une variation du FAX entre le FCV et l’observation, essentiellement de basse énergie (voir Sec. 8.4.3). En regardant l’image du survey ROSAT (Fig. 9.12) nous voyons bien que le FAX est variable dans le ciel. Comme décrit Sec. 7.7, la contribution principale à basse énergie est l’émission diffuse galactique, avec une contribution éventuelle héliosphérique. Cette dernière est dominée par des raies, les principales étant celles de OVII et OVIII à 0.56 et 0.65 keV (Snowden et al. 2004b). Puisque le spectre

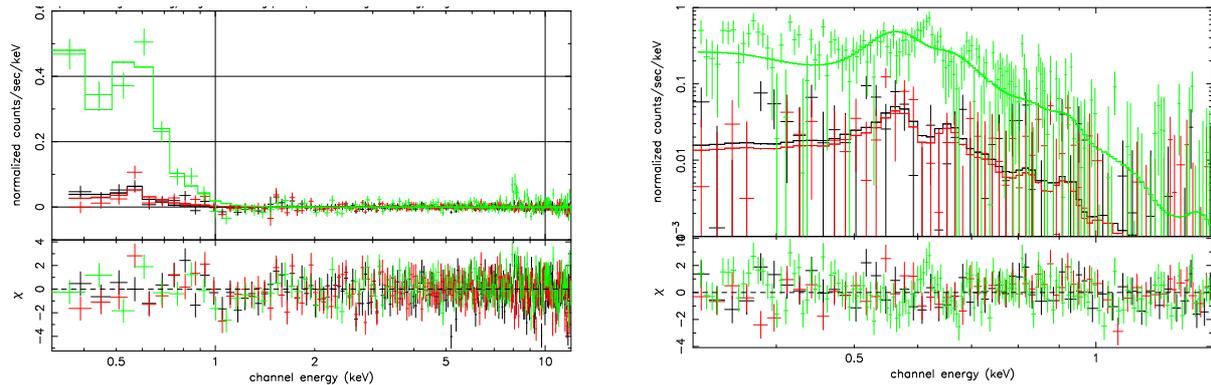


FIG. 9.14 – Les spectres du résidu extérieur (RE) de RX J2202.7-1902 MOS1 (noir), MOS2 (rouge) et pn (vert). Gauche : échelle linéaire ; notez l'absence de résidus au delà de 1.4 keV. Droite : zoom sur la bande en dessous de 1.4 keV. Les courbes pleines sont l'ajustement par un modèle thermique à $kT \sim 0.2$ keV.

RE est la différence entre les observations avec différentes contribution héliosphérique et galactique, nous pouvons modéliser ce spectre RE avec un modèle de l'émission galactique (un plasma chaud à une température ~ 0.2 keV) et un modèle simple de l'émission héliosphérique (une raie autour de 0.6 keV). Les normalisations peuvent être négatives (par exemple si le FAX de l'observation est inférieur à la moyenne des FAX obtenues dans le FCV).

9.4.3 Application de la méthode

D'abord quelques mots sur la fabrication des spectres, parce qu'elle n'est pas la même que pour la DS classique (même si l'idée reste la même). Pour cette méthode (comme pour la DS "classique") nous avons utilisé les 4 spectres déduits de la région de la source et de l'anneau extérieur, pour l'observation et le FCV. Le but de cette méthode est d'ajuster simultanément le spectre de l'amas (soustrait du FCV) et le spectre RE. Pour ce faire, nous chargeons donc deux ensemble de données dans XSPEC. Le premier contient comme source le spectre de l'amas et comme fond le spectre du FCV. Le deuxième ensemble contient le spectre dans l'anneau extérieur de l'observation et comme fond le spectre de l'anneau extérieur du FCV. Comme toujours, le regroupement des deux spectres de l'observation (en terme de S/N minimum par canal) doit être effectué préalablement.

Avec XSPEC on va maintenant ajuster deux modèles. L'un pour le spectre RE qui contient principalement un modèle d'émission de plasma chaud (et accessoirement une raie à 0.6 keV). Le modèle pour le spectre de l'amas contient une composante liée au modèle précédent (excepté bien sur la normalisation) et une composante qui est le modèle d'émission de l'amas proprement dit. L'expérience montre que dans cette situation, le moteur d'ajustement a du mal à trouver un bon résultat s'il est laissé à lui-même, ce qui n'est pas très surprenant vu la statistique et le nombre de paramètres libres. Afin d'"aider" XSPEC, il est donc préférable d'ajuster le spectre RE d'abord seul, puis de charger le spectre et le modèle de l'amas en proposant pour la composante FAX local, les résultats du premier ajustement. Après ces précautions, XSPEC trouve généralement le bon ajustement. Nous présentons la logique de l'ajustement sur le schéma 9.13.

Nous avons déjà dit que le RE est négligeable au delà de 1.4 keV (voir la figure 9.14). Nous avons donc limité la bande d'énergie utilisée pour l'ajustement du spectre RE à 0.3-1.4 keV². Les résultats de l'ajustement du spectre RE seul sont donnés dans la table 9.5 et montrés sur la figure 9.14.

Ensuite nous ajustons simultanément le spectre de l'amas et celui du spectre RE avec le modèle «wabs<1>(mekal<2>) + constant<3>(mekal<4> + gaussian<5>» et pour paramètres de départ :

- pour le spectre de l'amas :
- wabs : N_H fixé à la valeur galactique (Dickey & Lockman (1990)).

²Après un contrôle de l'ajustement du RE dans tout le bande d'énergie où nous avons trouvé le même modèle

Model par	Fit par	Model comp	Component group	Parameter	Unit	Value	
1	1	1	mekal	kT	keV	0.206792	$\pm 0.193813E-01$
2	2	1	mekal	nH	cm ⁻³	1.00000	frozen
3	3	1	mekal	Abundanc		1.00000	frozen
4	4	1	mekal	Redshift		0.	frozen
5	5	1	mekal	Switch		1.00000	frozen
6	6	1	mekal	norm		4.768887E-05	$\pm 0.291818E-04$
7	7	2	gaussian	LineE	keV	0.607374	$\pm 0.343937E-01$
8	8	2	gaussian	Sigma	keV	0.	frozen
9	9	2	gaussian	norm		1.641948E-05	$\pm 0.319040E-04$

TAB. 9.5 – Résultat de l'ajustement du spectre RE de RX J2202.7-1902 avec le modèle «mekal<1> + gaussian<2>»

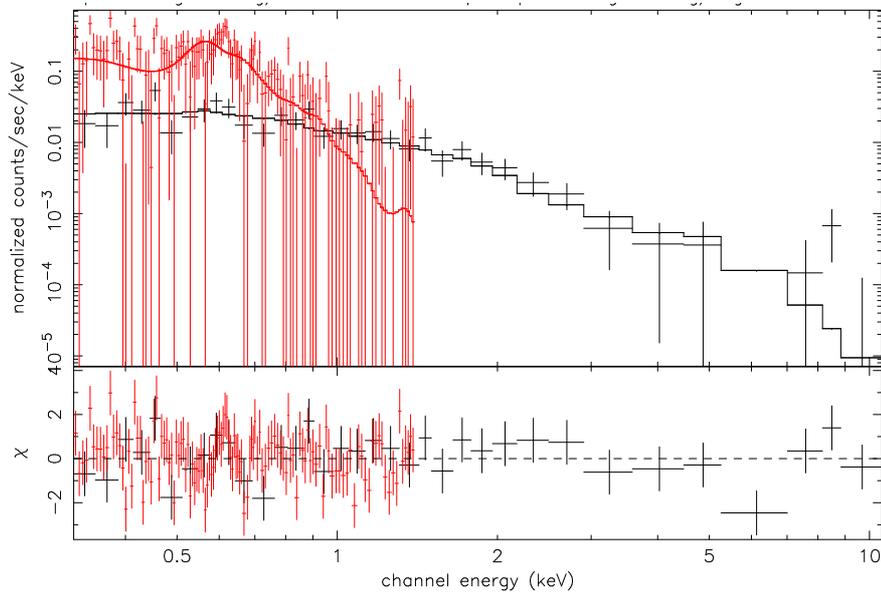


FIG. 9.15 – Les spectres (caméra pn) de RX J2202.7-1902 pour l'anneau extérieur (spectre RE) en rouge et de l'amas (en noir) avec leur modèles.

- mekal (1) : le modèle de plasma chaud, kT égale à 3.5 (libre), décalage vers le rouge et abondances fixés.
- constant : rapport de surface effective entre les deux régions (fixé)
- gauss+mekal (2) : les paramètres trouvés lors de l'ajustement du RE (kT et normalisations libres).
- Pour le spectre extérieur :
 - (wabs*mekal (1)) : normalisation est fixée à 0.0 pour ne pas avoir la contribution de l'amas.
 - constant : 1.0 fixé
 - gauss+mekal (2) : ces paramètres sont "liés" aux paramètres du spectre de la région de l'amas pendant l'ajustement.

Pour illustrer la méthode, nous présentons les résultats pour RX J2202.7-1902 avec la caméra pn sur le Figure 9.15 et la table 9.6.

TAB. 9.6 – Ajustement simultané, dans XSPEC, des spectres pn après soustraction des données de FCV, de la région de l’amas (contient le fond X résiduel et l’amas) et de l’anneau extérieur (ne contient que le résidu), pour RX J2202.7-1902. Le modèle est «wabs<1>(mekal<2>) + constant<3>(mekal<4> + gaussian<5>».

Model par	Fit par	Model comp	Component group	Parameter	Unit	Value		Data
1	1	1	wabs	nH	10^{22}	2.45E-02	frozen	1
2	2	2	mekal	kT	keV	4.50	± 1.05	1
3	3	2	mekal	nH	cm^{-3}	1.00000	frozen	1
4	4	2	mekal	Abundanc		0.30	frozen	1
5	5	2	mekal	Redshift		0.43	frozen	1
6	6	2	mekal	Switch		1.00	frozen	1
7	7	2	mekal	norm		1.06E-04	$\pm 0.15\text{E-}04$	1
8	8	3	constant	factor		0.3741380	frozen	1
9	9	4	mekal	kT	keV	0.19	$\pm 0.13\text{E-}01$	1
10	10	4	mekal	nH	cm^{-3}	1.00	frozen	1
11	11	4	mekal	Abundanc		1.00	frozen	1
12	12	4	mekal	Redshift		0.	frozen	1
13	13	4	mekal	Switch		1.00	frozen	1
14	14	4	mekal	norm		6.36E-05	$\pm 0.28\text{E-}04$	1
15	15	5	gaussian	LineE	keV	0.613995	± 0.296836	1
16	16	5	gaussian	Sigma	keV	0.	frozen	1
17	17	5	gaussian	norm		1.837878E-06	$\pm 0.303975\text{E-}04$	1
18	18	6	wabs	nH	10^{22}	0.0	frozen	2
19	19	7	mekal	kT	keV	0.0	frozen	2
20	20	7	mekal	nH	cm^{-3}	0.0	frozen	2
21	21	7	mekal	Abundanc		0.0	frozen	2
22	22	7	mekal	Redshift		0.0	frozen	2
23	23	7	mekal	Switch		0.0	frozen	2
24	24	7	mekal	norm		0.0	frozen	2
25	25	8	constant	factor		1.00	frozen	2
26	9	9	mekal	kT	keV	0.19	= par 9	2
27	10	9	mekal	nH	cm^{-3}	1.00	= par 10	2
28	11	9	mekal	Abundanc		1.00	= par 11	2
29	12	9	mekal	Redshift		0.	= par 12	2
30	13	9	mekal	Switch		1.00	= par 13	2
31	14	9	mekal	norm		6.36E-05	= par 14	2
32	15	10	gaussian	LineE	keV	0.613995	= par 15	2
33	16	10	gaussian	Sigma	keV	0.	= par 16	2
34	17	10	gaussian	norm		1.837878E-06	= par 17	2

Method	MOS1	MOS2	MOS1+2	pn	all
RX J2359.5-3211					
Classical DS	3.60 ^{+0.61} _{-0.42}	4.26 ^{+0.64} _{-0.57}	3.97 ^{+0.42} _{-0.39}	3.29 ^{+0.27} _{-0.26}	3.56 ^{+0.28} _{-0.21}
Modelled DS	3.48 ^{+0.50} _{-0.43}	4.16 ^{+0.58} _{-0.54}	3.83 ^{+0.42} _{-0.32}	3.22 ^{+0.30} _{-0.40}	3.48 ^{+0.20} _{-0.24}
RX J2202.7-1902					
Classical DS	3.99 ^{+2.98} _{-1.39}	3.42 ^{+1.38} _{-0.87}	3.56 ^{+1.38} _{-0.75}	4.62 ^{+1.68} _{-1.01}	4.14 ^{+0.92} _{-0.68}
Modelled RE	3.55 ^{+1.16} _{-0.81}	3.44 ^{+1.06} _{-0.75}	3.49 ^{+0.75} _{-0.59}	3.71 ^{+0.75} _{-0.57}	3.68 ^{+0.44} _{-0.48}
RX J0858.4+1357					
Classical DS	3.73 ^{+1.16} _{-0.72}	2.92 ^{+0.98} _{-0.55}	3.42 ^{+0.52} _{-0.49}	4.48 ^{+1.15} _{-0.82}	3.85 ^{+0.59} _{-0.49}
Modelled RE	3.07 ^{+0.61} _{-0.44}	2.52 ^{+0.50} _{-0.41}	2.80 ^{+0.45} _{-0.34}	3.66 ^{+0.66} _{-0.49}	3.22 ^{+0.37} _{-0.37}
CL0016+16					
Classical DS	11.08 ^{+1.61} _{-1.33}	8.90 ^{+1.07} _{-0.89}	9.90 ^{+0.94} _{-0.82}	8.72 ^{+0.56} _{-0.56}	9.14 ^{+0.44} _{-0.42}
Modelled RE	11.29 ^{+1.57} _{-1.29}	9.14 ^{+1.13} _{-0.86}	10.11 ^{+0.91} _{-0.83}	8.80 ^{+0.53} _{-0.52}	9.26 ^{+0.48} _{-0.40}

TAB. 9.7 – Table de température. Résultats obtenus avec la double soustraction (DS) et la modélisation du spectre RE, pour chaque amas et caméra. En caractères gris, les cas où la méthode de modélisation apporte une amélioration significative.

Cluster	T_{DS} , KeV	T_{MR} , KeV
CL0016+16	9.1±0.4	9.3±0.4
RXJ1120.1+4318	5.2±0.3	5.4±0.2
RXJ1334.3+5030	6.1±0.5	6.1±0.4

TAB. 9.8 – Comparaison les températures obtenues avec la méthode classique de la double soustraction, T_{DS} et la modélisation du résidu, T_{MR} , sur les amas de l'échantillon secondaire.

9.4.4 Les résultats

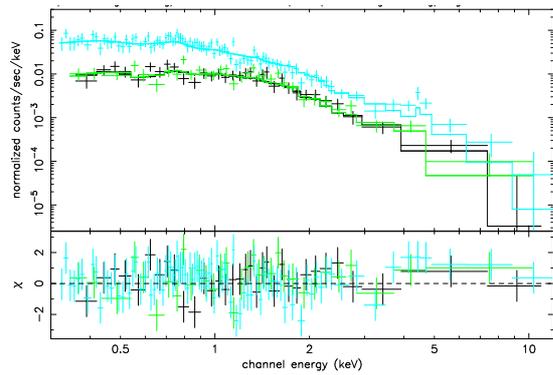
Pour les amas de notre échantillon principal, RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 et RX J0858.4+1357, nous présentons les spectres dans les figures 9.16, 9.17 et 9.18. La table 9.7 permet de comparer les résultats des deux méthodes : double soustraction et modélisation du spectre résiduel. Les résultats de la modélisation du spectre RE sont donnés dans la Table 9.9.

L'avantage de cette méthode par rapport à la double soustraction est que nous avons modélisé la contribution la plus bruitée du fond : le résidu extérieur. Ce qui permet d'utiliser les données spectrales sur l'amas jusqu'aux hautes énergies (10 keV comme on peut le voir sur les figures) et de diminuer sensiblement les erreurs dues au spectre RE. En conséquence, les erreurs sur la détermination de la température sont plus faibles et notre but a été atteint. Par exemple pour RX J2202.7-1902 on est passé de $kT = 4.6_{-1.0}^{+1.7}$ keV à $3.7_{-0.6}^{+0.8}$ keV pour les données pn. De plus, cette valeur est plus compatible avec les valeurs données par les autres caméras.

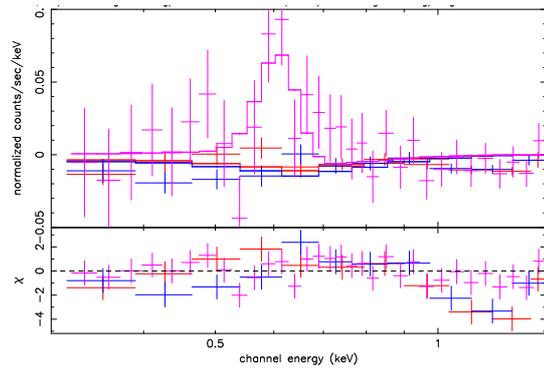
De façon générale (voir Table 9.7) :

- Il y a encore une différence systématique entre les températures déterminées par les caméras pn et MOS, ce qui n'est pas satisfaisant mais qui a déjà été observé dans d'autres amas (avec la DS) et ne semble donc pas attribuable à la méthode mais plutôt à des problèmes de "calibration relative" entre les détecteurs.
- En général, les erreurs ont baissé, grâce à l'utilisation d'un modèle au lieu d'une soustraction (avec les erreurs qu'elle entraîne)
- La température du spectre RE est environ 0.2 keV. C'est en accord avec les paramètres connus du gaz galactique.
- La contribution de la raie d'émission sur 0.61 keV (héliosphérique) est en général faible.

Nous avons aussi vérifié que la méthode n'introduit pas de biais, i.e. ne change pas les résultats d'ajustement si la statistique est relativement bonne. Pour cela, nous avons utilisé les amas de l'échantillon secondaire pour lesquels la statistique est beaucoup plus forte. Nous avons trouvé un excellent accord entre les résultats des deux méthodes (Table 9.8). Des résultats plus détaillés et les spectres cor-



(a) Données (croix) et modèle (lignes) de la région de l'amas après soustraction du FCV. Chaque spectre comprend l'émission de l'amas et le FAX résiduel. Spectres des trois caméras : MOS1,2 (noire, vert) et pn (bleue).



(b) Données (croix) et modèle (lignes) de l'anneau extérieur après soustraction de FCV : spectre RE. Spectres des trois caméras : MOS1,2 (rouge, bleue) et pn (violet).

FIG. 9.16 – Les spectres ajustés simultanément avec modélisation du résidu pour l'amas RX J2359.5-3211.

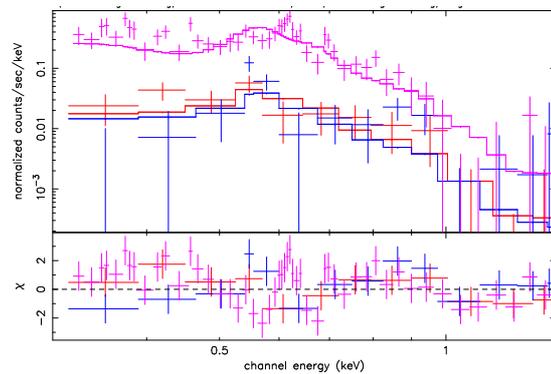
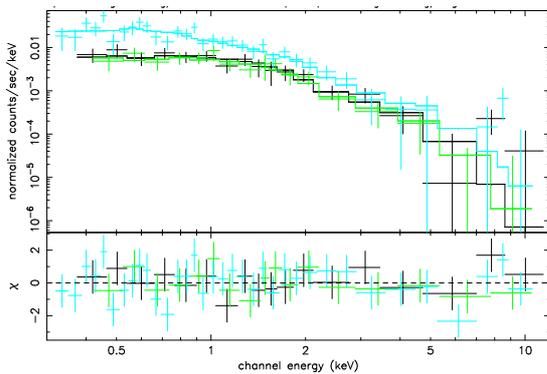


FIG. 9.17 – Même figure que Fig. 9.16, mais pour l'amas RX J2202.7-1902.

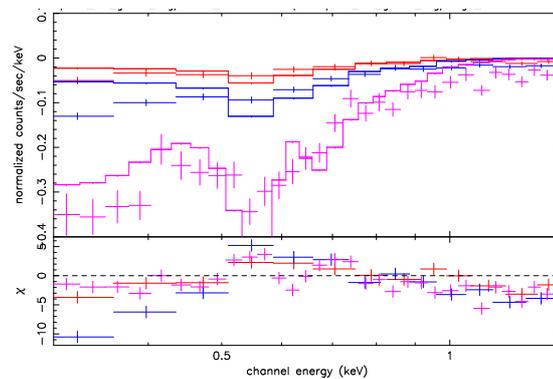
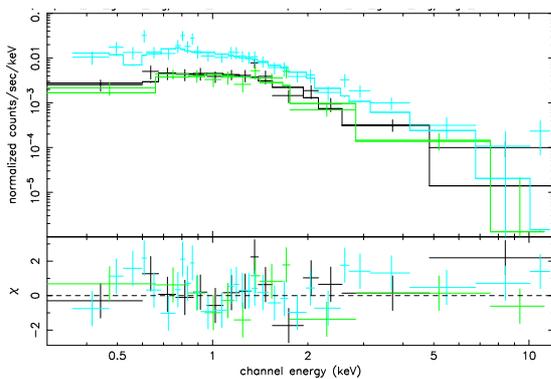


FIG. 9.18 – Même figure que Fig. 9.16, mais pour RX J0858.4+1357

Method	MOS1	MOS2	pn
RX J2359.5-3211			
T, keV	0.31±0.04		
Norm.Mekal	-1.1 10 ⁻⁵	-1.3 10 ⁻⁵	-1.4 10 ⁻⁶
Norm.Gauss	0.0	0.0	0.6 10 ⁻⁵
CL0016+16			
T, keV	0.07		
Norm.Mekal	-8.9 10 ⁻³	-6.8 10 ⁻³	-1.2 10 ⁻²
Norm.Gauss	0.0	0.0	0.0
RX J2202.7-1902			
T, keV	0.19±0.04		
Norm.Mekal	4.6 10 ⁻⁵	3.8 10 ⁻⁵	9.5 10 ⁻⁵
Norm.Gauss	0.0	0.0	2.1 10 ⁻⁸
RX J0858.4+1357			
T, keV	0.19±0.03		
Norm.Mekal	-6.1 10 ⁻⁵	-1.4 10 ⁻⁴	-1.1 10 ⁻⁴
Norm.Gauss	0.0	0.0	2.5 10 ⁻⁵

TAB. 9.9 – Résultats de l'ajustement du spectre RE avec le modèle «mekal+gaussian»

respondants sont montrés Table 9.9, Fig. 9.19 et Fig. 9.20 pour CL0016+16 l'amas le plus brillant de l'échantillon.

9.4.5 Conclusion

La méthode de modélisation du spectre RE donne de bons résultats par rapport à la double soustraction classique. Elle permet de contraindre beaucoup mieux la température surtout quand la statistique est faible. Elle ne semble pas présenter de biais quand la statistique est forte. Nous n'avons pas vraiment besoin de cette méthode pour RX J2359.5-3211, mais pour avoir les températures obtenues de la même façon pour l'échantillon principal d'amas peu massifs, nous l'avons appliquée pour les trois amas.

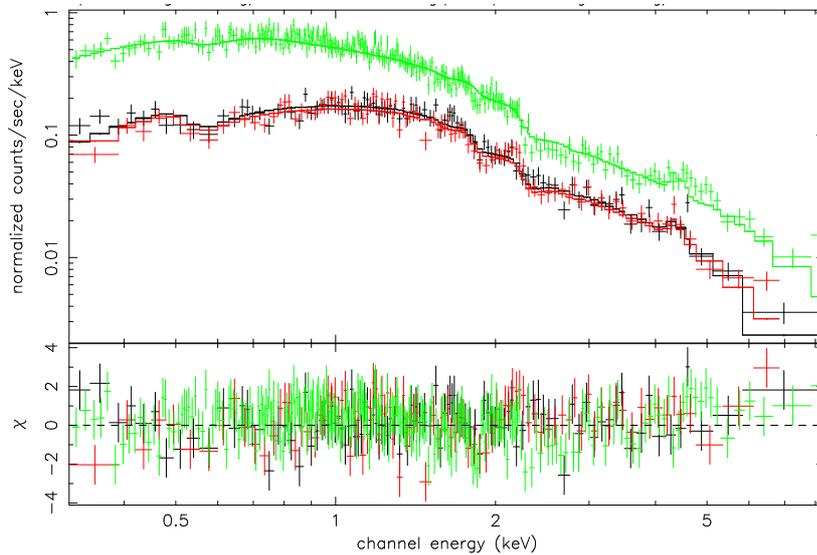


FIG. 9.19 – Spectres MOS1 (noir), MOS2 (rouge) et pn (vert) de CL0016+16 obtenus avec la méthode de double soustraction du fond. La région d'extraction a 5' de rayon.

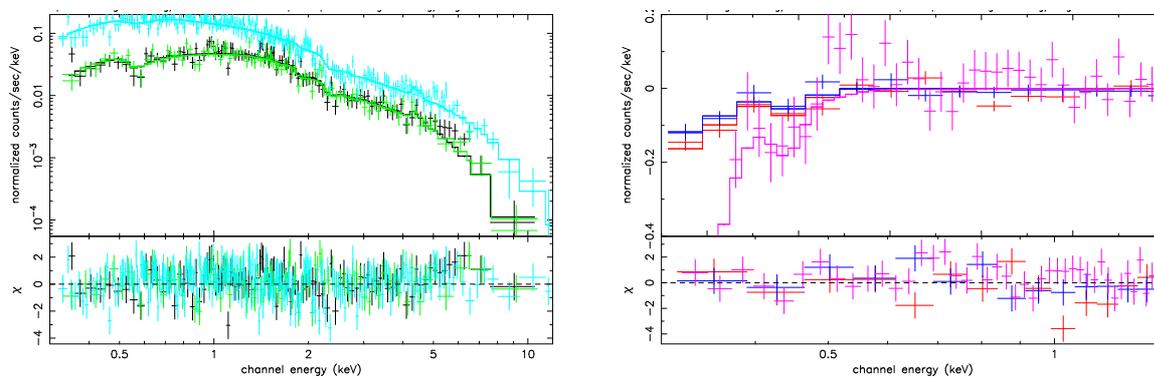


FIG. 9.20 – Même figure que Fig. 9.16, mais pour l'amas CL0016+16.

Troisième partie

Evolution des amas peu massifs

Chapitre 10

Paramètres physiques des amas peu massifs

10.1 Introduction

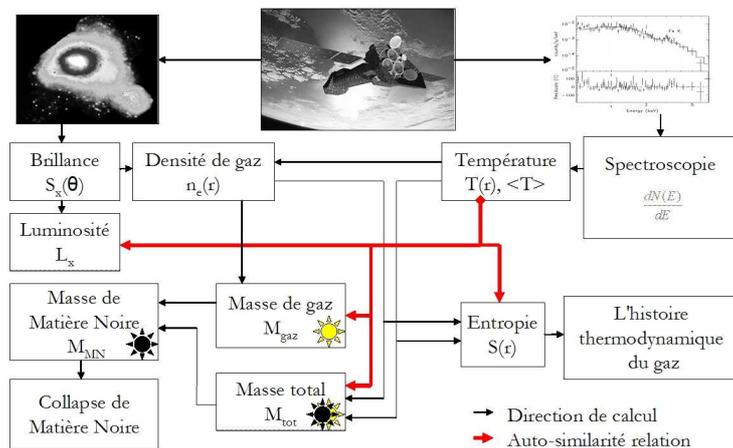


FIG. 10.1 – Le calcul des paramètres physiques de l’amas. Les traits pleins rouges correspondent aux différentes lois d’échelle que l’on veut étudier.

Les paramètres physiques de l’amas sont déterminés en suivant la procédure décrite dans le schéma 10.1 :

1. analyse spatiale : extraction du profil de brillance de surface (S_x)
2. analyse spectrale : extraction du spectre global de l’amas.
3. détermination de la température moyenne en ajustant le spectre par un modèle d’émission thermique de plasma chaud, tenant compte de la réponse instrumentale.
4. ajustement du profil de brillance de surface par un modèle paramétrique tenant compte de la PSF.

On peut alors en déduire les autres paramètres physiques de l’amas :

5. le profil radial de densité du gaz n_e à partir du profil de brillance de surface, compte tenu de l’émissivité qui dépend de la température.
6. La luminosité X qui est donnée par l’intégrale du profil de brillance, compte tenu de l’émissivité qui dépend de la température.
7. La masse de gaz calculée en intégrant la distribution radiale de densité.
8. L’entropie à différent rayons ($S = T/n_e^{2/3}$)
9. la masse totale (en utilisant l’équation d’équilibre hydrostatique) à partir de la température et du profil de densité.

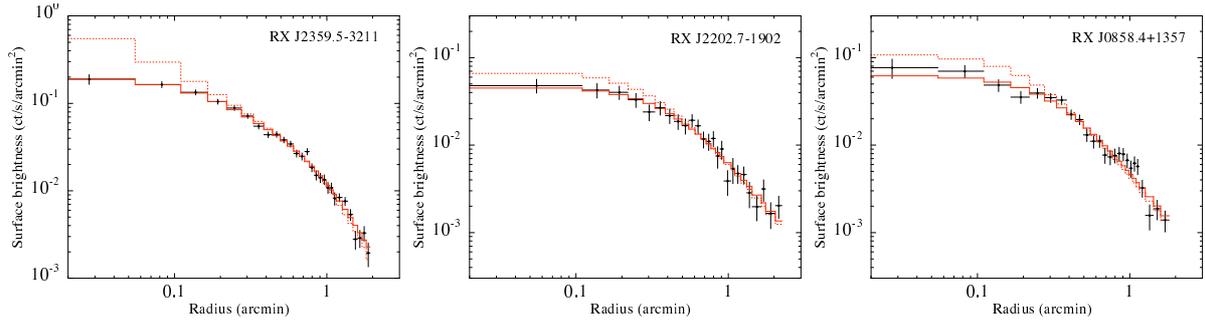


FIG. 10.2 – The combined MOS1 + MOS2 + pn surface brightness profile of in the $[0.3 - 4.5]$ keV band. The profiles are background subtracted and corrected for vignetting. Solid line : best fit model convolved with the PSF. Dashed line : same model before PSF convolution.

Cluster	kT (keV)	z	l' (kpc)	$CR_{xspec}^{Norm=1}$ (ct/s)	S_0 ct/s/arcmin ²	R_c ($'$)	β
RXJ2359.5-3211	$3.40^{+0.26}_{-0.25}$	0.48	357.	454^{+6}_{-6}	$0.103^{+0.002}_{-0.003}$	$0.65^{+0.05}_{-0.02}$	$0.77^{+0.02}_{-0.02}$
RXJ2202.7-1902	$3.03^{+0.50}_{-0.38}$	0.44	339.	426^{+6}_{-9}	$0.068^{+0.003}_{-0.004}$	$0.33^{+0.11}_{-0.08}$	$0.53^{+0.06}_{-0.05}$
RXJ0858+1357	$2.90^{+0.50}_{-0.40}$	0.49	360.	350^{+6}_{-13}	$0.098^{+0.003}_{-0.005}$	$0.23^{+0.06}_{-0.05}$	$0.53^{+0.04}_{-0.04}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$3.40^{+0.26}_{-0.25}$	0.48	357.	454^{+6}_{-6}	-	$0.69^{+0.07}_{-0.07}$	$0.77^{+0.07}_{-0.06}$

TAB. 10.1 – Paramètres de base des amas. Pour le modèle $\beta\beta$, R_c et β sont les paramètres du modèle β extérieur.

10. La masse de matière noire qui est la masse totale moins la masse de gaz (si on néglige la masse des galaxies)

Les paramètres déduits des étapes 1–4, décrites dans les sections précédentes, sont donnés Table 10.1 pour les différents amas.

10.2 Profil de densité du gaz et densité électronique centrale n_{e0}

10.2.1 Modèle β

Les profils de brillance de RXJ2202.7-1902 et RXJ0858+1357 sont bien ajustés par un modèle β (Fig. 10.2). Cet ajustement donne directement les paramètres de forme, r_c et β du modèle de densité correspondant :

$$n_e(r) = n_{e0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (10.1)$$

Il reste à déterminer la densité électronique centrale n_{e0} . Il est nécessaire d'utiliser la température moyenne de l'amas, les paramètres du modèle β ajusté au profil de brillance de surface ainsi que l'émissivité de l'amas dans la bande d'énergie utilisée pour extraire le profil de brillance de surface.

A partir des équations 2.3 et 2.2, reliant profils de densité, de mesure d'émission dans la ligne de visée et de brillance de surface, on obtient pour un modèle β :

$$n_{e0}n_H = \frac{S_0(1+z)^4}{r_c\Omega\Lambda(T,z)\gamma(\beta)} \quad \text{avec} \quad \gamma(\beta) = \frac{\Gamma(\frac{1}{2})\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (10.2)$$

L'émissivité de l'amas dans la bande d'énergie utilisée pour extraire le profil de brillance de surface est :

$$\Lambda(T,z) = \int_{E_2}^{E_1} S(E)e^{-\sigma(E)N_H} f_T((1+z)E)(1+z)^2 dE \quad (10.3)$$

Cluster	n_{e0}, cm^{-3}
RXJ2359.5-3211	$2.93^{+0.04}_{-0.10} \times 10^{-3}$
RXJ2202.7-1902	$2.92^{+0.33}_{-0.30} \times 10^{-3}$
RXJ0858+1357	$4.68^{+0.45}_{-0.40} \times 10^{-3}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	33.40×10^{-3}

TAB. 10.2 – La densité électronique centrale.

où $S(E)$ est la surface effective à l'énergie E , $\sigma(E)$ est la section efficace d'absorption, N_H est la densité d'hydrogène dans le ligne de vise, $f_T((1+z)E)$ est l'émissivité en photons $\text{cm}^3/\text{s}/\text{keV}$ à l'énergie $(1+z)E$ et pour le température du plasma T . Nous pouvons calculer sa valeur dans XSPEC en utilisant le modèle «wabs*mekal», avec normalisation, $Norm$, du modèle «mekal» égale à 1 :

$$Norm = \frac{10^{-14}}{4\pi(D_A(1+z))^2} \int n_e n_H dV = 1 \text{ cm}^{-5} \quad (10.4)$$

Compte tenu de la matrice de réponse chargée dans XSPEC, la commande «show rate» donne le taux de comptage (coups par seconde) correspondant, $CR_{xspec}^{Norm=1}$. En notant que $n_{e0}n_H = n_{e0}^2/1.17354$, la densité électronique centrale est :

$$n_{e0} = \sqrt{\frac{1.17354 \cdot S_0(1+z)^2}{r_c CR_{xspec}^{Norm=1} \Omega \gamma(\beta)}} \cdot 10^{14} \quad (10.5)$$

où r_c est exprimé en cm et le facteur $\Omega = 6.7326 \cdot 10^{-9} \text{ arcmin}^{-2}$ est la fraction de la surface de la sphère correspondant à 1 arcmin^2 . Nous avons besoin de cette conversion parce que S_0 est en unité de $\text{cts}/\text{s}/\text{arcmin}^2$ et CR_{xspec} est en unité de cts/s .

$$\Omega = \frac{S_{\text{arcmin}^2}}{S_{\text{sphere}}} = \frac{\sin(1/60)^2 R^2}{4\pi R^2} = \frac{\sin(1/60)^2}{4\pi} \quad (10.6)$$

Les densités centrales obtenues pour un modèle β sont données dans la table 10.2.

10.2.2 Modèle $\beta\beta$

Le profil de brillance de surface de RXJ2359.5-3211 n'est pas bien ajusté par un modèle β , il est plus piqué au centre (Sec. 8.5.1). Nous avons aussi modélisé la brillance de brillance avec le double β modèle proposé par Pratt, Arnaud & Pointecouteau (2006). Ce modèle, que nous nommerons désormais modèle $\beta\beta$, s'écrit :

$$r < R_{cut} : n_{e0}(r) = n_{e0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c,in}} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta_{in}}{2}} \quad (10.7)$$

$$r > R_{cut} : n_{e0}(r) = N \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}} \quad (10.8)$$

avec

$$N = n_{H,0} \frac{\left[1 + (R_{cut}/r_{c,in})^2 \right]^{-\frac{3\beta_{in}}{2}}}{\left[1 + (R_{cut}/r_c)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}}} \quad (10.9)$$

$$\beta_{in} = \beta \frac{1 + (r_{c,in}/R_{cut})^2}{1 + (r_c/R_{cut})^2} \quad (10.10)$$

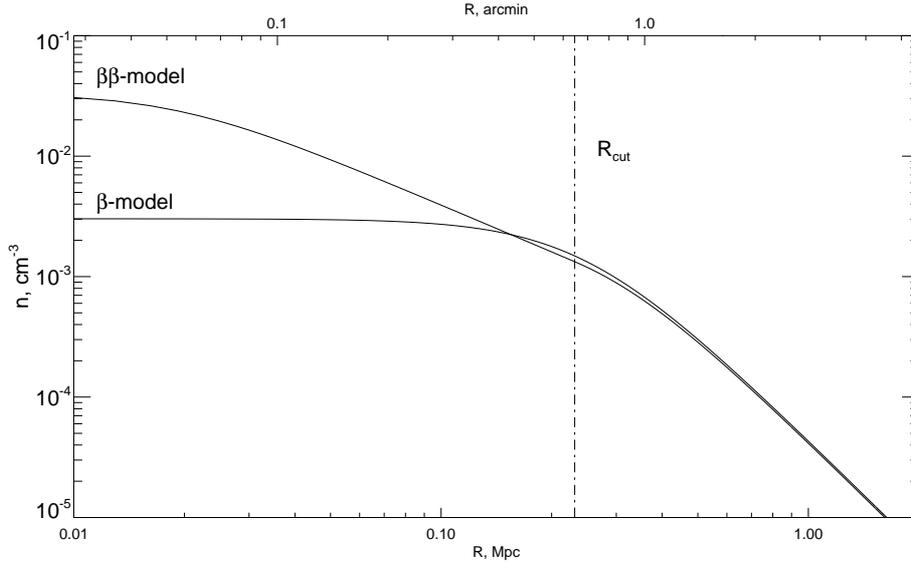


FIG. 10.3 – Comparaison des profils de densité obtenus avec les modèles β et $\beta\beta$ pour l’amas RXJ2359.5-321. R_{cut} est la frontière entre les deux modèle β du modèle $\beta\beta$.

pour que le profil de densité et sa dérivée soient continus en R_{cut} , la frontière entre les deux modèles β .

La figure 10.3 compare le modèle $\beta\beta$ ajustant au mieux les données avec le modèle β tiré de l’ajustement excluant la partie centrale (tracé Fig. 8.18). Les profils diffèrent au centre mais sont quasi identiques aux grandes rayons : pour $\theta > \theta_{cut}$ seul le deuxième modèle β du modèle $\beta\beta$ contribue au profil de brillance de surface et ses paramètres sont naturellement quasi les mêmes que les paramètres du modèle β . Pour le modèle $\beta\beta$ la densité centrale est $n_{e0} = 3.34 \times 10^{-2} \text{cm}^{-3}$, dix fois plus grande que pour le modèle β , reflétant l’excès d’émission au centre par rapport au modèle β . Nous donnons dans la suite les résultats pour les deux modèles et discutons les différences à la fin du chapitre.

10.3 Estimation de M_δ et R_δ pour différents contrastes de densité

Nous supposons que les amas sont en équilibre jusqu’au rayon viriel. Le rayon viriel d’un amas de galaxies peut être assimilé à R_{500} qui se définit comme le rayon où la densité moyenne de l’amas est $\delta = 500$ fois supérieure à la densité critique de l’Univers au redshift de l’amas :

$$M_\delta = \frac{4\pi}{3} \delta \rho_{crit}(z) R_\delta^3 \quad (10.11)$$

avec $\rho_{crit}(z) = 3H_0^2 h(z)^2 / 8\pi G$ et $h^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Lambda$ (Sec 3.2) Il est aussi utile d’estimer R_δ et M_δ pour d’autres contrastes de densité, considérés traditionnellement dans la littérature, comme $\delta = 2500, 1000, 200$. Nous avons considéré deux méthodes :

10.3.1 A partir de l’équation d’équilibre hydrostatique

En supposant l’équilibre hydrostatique et le modèle β isotherme (Eq. 2.10), on peut écrire

$$M_\delta = \frac{3kT\beta}{G\mu m_p} \frac{R_\delta^3}{(r_c^2 + R_\delta^2)} \quad (10.12)$$

d’où en combinant avec l’équation 10.11

$$R_\delta = \sqrt{\frac{6\beta kT}{\delta \mu m_p H_0^2 h^2(z)} - r_c^2} \quad (10.13)$$

Cluster	R_{200}, Mpc	R_{500}, Mpc	R_{1000}, Mpc	R_{2500}, Mpc
RXJ2359.5-3211	$1.22^{+0.05}_{-0.05}$	$0.75^{+0.03}_{-0.03}$	$0.50^{+0.03}_{-0.02}$	$0.26^{+0.02}_{-0.02}$
RXJ2202.7-1902	$0.99^{+0.10}_{-0.08}$	$0.62^{+0.06}_{-0.05}$	$0.43^{+0.05}_{-0.04}$	$0.26^{+0.03}_{-0.03}$
RXJ0858+1357	$0.95^{+0.09}_{-0.07}$	$0.60^{+0.06}_{-0.05}$	$0.42^{+0.04}_{-0.03}$	$0.26^{+0.03}_{-0.02}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$1.22^{+0.08}_{-0.07}$	$0.75^{+0.05}_{-0.05}$	$0.50^{+0.04}_{-0.04}$	$0.25^{+0.04}_{-0.04}$
Cluster	$M_{200}, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{500}, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{1000}, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{2500}, M_\odot \times 10^{14}$
RXJ2359.5-3211	$3.45^{+0.43}_{-0.42}$	$2.01^{+0.27}_{-0.26}$	$1.22^{+0.19}_{-0.17}$	$0.44^{+0.12}_{-0.10}$
RXJ2202.7-1902	$1.73^{+0.53}_{-0.41}$	$1.06^{+0.33}_{-0.26}$	$0.71^{+0.24}_{-0.18}$	$0.38^{+0.16}_{-0.12}$
RXJ0858+1357	$1.63^{+0.46}_{-0.39}$	$1.01^{+0.29}_{-0.24}$	$0.69^{+0.20}_{-0.17}$	$0.40^{+0.13}_{-0.11}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$3.42^{+0.64}_{-0.57}$	$1.97^{+0.39}_{-0.36}$	$1.17^{+0.27}_{-0.25}$	$0.37^{+0.17}_{-0.16}$

TAB. 10.3 – Rayon et masse correspondants à différents contrastes de densité, estimés à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique

Cluster	R_{200}^T, Mpc	R_{500}^T, Mpc	R_{1000}^T, Mpc	R_{2500}^T, Mpc
RXJ2359.5-3211	$1.04^{+0.05}_{-0.05}$	$0.69^{+0.03}_{-0.03}$	$0.49^{+0.02}_{-0.02}$	$0.31^{+0.01}_{-0.01}$
RXJ2202.7-1902	$1.00^{+0.10}_{-0.07}$	$0.66^{+0.06}_{-0.05}$	$0.47^{+0.04}_{-0.03}$	$0.29^{+0.03}_{-0.02}$
RXJ0858+1357	$0.95^{+0.09}_{-0.08}$	$0.62^{+0.06}_{-0.05}$	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$	$0.28^{+0.03}_{-0.02}$
Cluster	$M_{200}^T, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{500}^T, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{1000}^T, M_\odot \times 10^{14}$	$M_{2500}^T, M_\odot \times 10^{14}$
RXJ2359.5-3211	$2.13^{+0.30}_{-0.29}$	$1.54^{+0.22}_{-0.21}$	$1.13^{+0.16}_{-0.15}$	$0.68^{+0.09}_{-0.09}$
RXJ2202.7-1902	$1.79^{+0.52}_{-0.40}$	$1.29^{+0.37}_{-0.29}$	$0.95^{+0.27}_{-0.21}$	$0.57^{+0.16}_{-0.12}$
RXJ0858+1357	$1.61^{+0.49}_{-0.40}$	$1.17^{+0.35}_{-0.28}$	$0.86^{+0.26}_{-0.21}$	$0.52^{+0.15}_{-0.12}$

TAB. 10.4 – Rayon et masse correspondants à différents contrastes de densité, estimés à partir des relations $R-T$ et $M-T$ locales.

La masse M_δ est alors estimée à partir de l'équation 10.11. Les résultats obtenus sont données Tables 10.3.

10.3.2 A partir de la relation $M-T$ locale (Arnaud et al. 2005)

Nous avons aussi calculé M_δ et R_δ à partir de la relation $M-T$ locale établie par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005) :

$$h(z)R_\delta^T = B_\delta \left[\frac{kT}{5KeV} \right]^\beta \quad (10.14)$$

$$h(z)M_\delta^T = A_\delta \left[\frac{kT}{5KeV} \right]^\alpha \quad (10.15)$$

Ces relations ont été dérivées d'observation XMM-NEWTON très précises d'amas relaxés locaux, pour lesquels un profil de masse, bien ajusté par un profil NFW, a été déduit de profils de température en utilisant l'équation d'équilibre hydrostatique. Les rayons et masses correspondants pour les 3 amas sont donnés Table 10.4 et les paramètres A , α , B et β sont rappelés table 10.5 .

δ	B_δ	β	$A_\delta, \times 10^{14} M_\odot$	α
200	1674 ± 23	0.57 ± 0.02	5.35 ± 0.22	1.72 ± 0.10
500	1104 ± 13	0.57 ± 0.02	3.84 ± 0.14	1.71 ± 0.09
1000	791 ± 8	0.57 ± 0.02	2.82 ± 0.09	1.71 ± 0.08
2500	491 ± 4	0.56 ± 0.02	1.69 ± 0.05	1.70 ± 0.07

TAB. 10.5 – Paramètres des relations $R-T$ et $M-T$ locales obtenues par Arnaud et al. (2005) pour différents contrastes de densité.

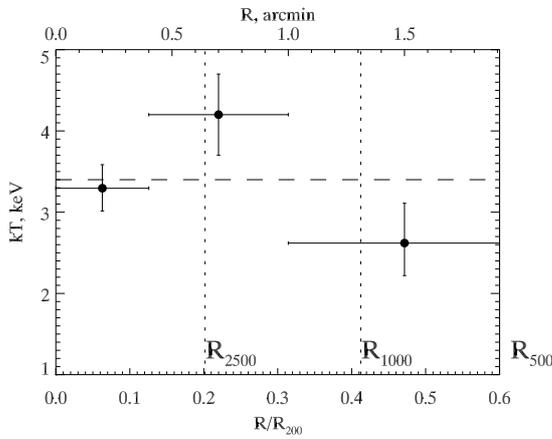


FIG. 10.4 – Profil de température de l’amas RX J2359.5-3211.

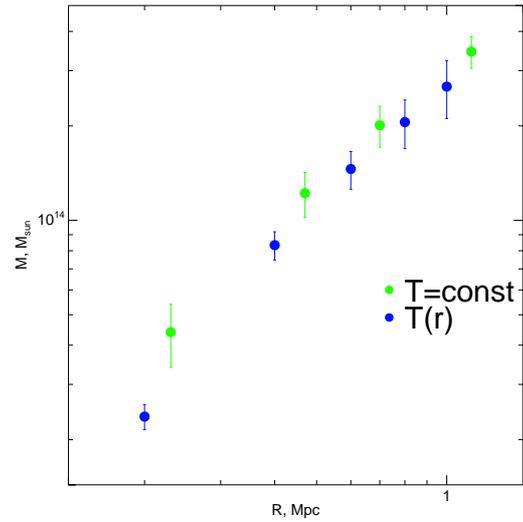


FIG. 10.5 – Profils de masse de l’amas RX J2359.5-3211 obtenus avec l’équation d’équilibre hydrostatique. Points verts : modèle β isotherme ; Points bleus : modèle β et profil de température.

10.3.3 Influence du profil de température

La qualité statistique des données de RX J2359.5-3211 nous a permis de mesurer un profil de température (Fig. 10.4) et donc un profil de masse sans utiliser l’hypothèse d’isothermalité. L’équation d’équilibre statique s’écrit dans ce cas (Eq. 2.10 que nous rappelons) :

$$M_{tot}(r) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_H} \left(3\beta \frac{r^2}{r^2 + r_c^2} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (10.16)$$

Nous avons utilisé le logiciel développé par D. Neumann, basé sur une méthode Monte-Carlo (Neumann & Böhringer 1995).

La figure 10.5 compare le profil de masse obtenu avec celui dérivé plus haut (Table 10.3), c.a.d pour un modèle isotherme. Les barres d’erreurs sont évidemment plus grandes puisque le profil de température est plus imprécis que la température moyenne. Les deux profils sont consistents, compte tenu des barres d’erreurs. Cela n’est pas très étonnant : à un rayon donné, les deux estimations de $M(r)$ diffèrent via le rapport entre $T(r)$ et la température moyenne et le terme additionnel $d \ln T / d \ln r$ (Eq. 10.16). En fait compte tenu des grandes incertitudes sur le profil, $T(r)$ à chaque rayon est quasi consistant avec la température moyenne (Fig. 10.4) et les gradients sont faibles.

10.4 Masse de gaz, fraction de gaz et entropie à différents R_δ

La masse du gaz est simplement l’intégrale du profil de densité, que nous avons estimée numériquement. Par exemple pour le modèle β :

$$M_{gas}(< R_\delta) = \int n_g(r) dV = 4\pi\mu m_p \frac{n_H}{n_e} n_0 \int_0^{R_\delta} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-\frac{3\beta}{2}} r^2 dr \quad (10.17)$$

La fraction de gaz, f_{gaz} , est simplement le rapport M_{gaz}/M_{tot} aux différents rayons. Les résultats, pour R_δ estimés à partir de l’équation d’équilibre hydrostatique, sont donnés Table 10.6 et 10.7.

L’entropie à différents rayons R_δ , $S = T/n^{2/3}$, a été estimée à partir du profil de densité et de la

Cluster	$M_{200}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{500}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{1000}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{2500}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$
RXJ2359.5-3211	$3.58^{+0.33}_{-0.11}$	$2.00^{+0.19}_{-0.08}$	$1.13^{+0.10}_{-0.05}$	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$
RXJ2202.7-1902	$2.12^{+0.67}_{-0.46}$	$1.01^{+0.37}_{-0.25}$	$0.55^{+0.21}_{-0.14}$	$0.21^{+0.07}_{-0.06}$
RXJ0858+1357	$1.97^{+0.54}_{-0.37}$	$0.98^{+0.30}_{-0.21}$	$0.55^{+0.18}_{-0.13}$	$0.24^{+0.08}_{-0.06}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$3.52^{+0.10}_{-0.22}$	$1.95^{+0.13}_{-0.18}$	$1.08^{+0.09}_{-0.11}$	$0.31^{+0.03}_{-0.03}$

TAB. 10.6 – Masse de gaz incluse dans R_{200} , R_{500} , R_{1000} et R_{2500}

Cluster	f_{gas200}	f_{gas500}	$f_{gas1000}$	$f_{gas2500}$
RXJ2359.5-3211	$0.10^{+0.02}_{-0.01}$	$0.10^{+0.02}_{-0.01}$	$0.09^{+0.02}_{-0.01}$	$0.08^{+0.02}_{-0.02}$
RXJ2202.7-1902	$0.12^{+0.05}_{-0.04}$	$0.10^{+0.05}_{-0.03}$	$0.08^{+0.04}_{-0.03}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$
RXJ0858+1357	$0.12^{+0.05}_{-0.04}$	$0.10^{+0.04}_{-0.03}$	$0.08^{+0.04}_{-0.03}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$0.10^{+0.02}_{-0.02}$	$0.10^{+0.02}_{-0.02}$	$0.09^{+0.02}_{-0.02}$	$0.08^{+0.04}_{-0.04}$

TAB. 10.7 – Fraction de gaz à R_{200} , R_{500} , R_{1000} et R_{2500}

température moyenne (i.e sous l'hypothèse d'isothermalité). Dans ce cas nous avons utilisé R_{δ} estimé à partir de la relation $R_{\delta}-T$ locale (Table 10.4). Cela nous permettra une comparaison plus directe avec la $S-T$ locale (Pratt, Arnaud & Pointecouteau 2006), où les entropies sont estimées à des rayons vérifiant la relation $R_{\delta}-T$ locale (Chapitre 12). Les résultats sont donnés Table 10.8.

10.5 Comparaison entre modèle β et modèle $\beta\beta$

Dans la section 10.2.2 nous avons comparé le profil de densité de RXJ2359.5-3211 obtenu avec le modèle $\beta\beta$ avec celui du modèle β (Fig. 10.3). Les densités centrales diffèrent par un facteur dix, mais la densité est quasi la même au delà de $R_{cut} \sim 210\text{kpc}$.

Pour tous les contrastes de densité considérés, R_{δ} est supérieur à R_{cut} . L'estimation des masses et rayons (M_{δ} et R_{δ}) fait intervenir le gradient de densité au rayon considéré, i.e les valeurs de β et r_c du modèle β et du second modèle β pour le modèle $\beta\beta$. Ces valeurs sont très proches (Table 10.1) et naturellement nous obtenons des valeurs très proches pour M_{δ} et R_{δ} avec les deux modèles (Table 10.3). Il en est de même pour l'entropie (Table 10.8) qui ne dépend que de la densité en R_{δ} . Autrement dit, pour toutes les quantités qui ne dépendent que des propriétés locales du gaz, les deux modèles donnent essentiellement les mêmes résultats, parce que les rayons considérés sont au delà de la région où l'amas présente un excès par rapport à un simple modèle β .

On pourrait s'attendre à de plus grandes différences pour la masse de gaz, qui est l'intégrale de la densité et en fait une masse de gaz plus grande pour le modèle $\beta\beta$. De fait on observe le contraire (Table 10.6, mais les deux estimations sont entièrement compatibles). L'explication est la suivante. La masse de gaz est l'intégrale $M_{gas} \propto \int n(r)r^2 dr$. A cause du facteur r^2 , la différence entre les deux modèles aux grands rayons importe plus que celle dans le centre (qui contribue peu à la masse). Or la densité du modèle β à grand rayon est très légèrement supérieure (autour de R_{cut}) à celle du modèle $\beta\beta$ (Fig. 10.3), ce qui explique les différences observées. Les différences sur la fraction du gaz f_{gas} sont naturellement négligeables, comme il en est pour la masse de gaz et la masse totale.

En résumé, pour un profil de densité qui ne diffère d'un modèle β que dans le centre ($< R_{2500}$), les paramètres physiques obtenus à partir du modèle $\beta\beta$ sont les mêmes que pour le modèle β , aux contrastes

Cluster	$S_{200} \times 10^3$	$S_{500} \times 10^3$	$S_{1000} \times 10^3$	$S_{2500} \times 10^3$
RXJ2359.5-3211	$1.74^{+0.26}_{-0.19}$	$0.96^{+0.13}_{-0.10}$	$0.62^{+0.08}_{-0.06}$	$0.36^{+0.04}_{-0.03}$
RXJ2202.7-1902	$1.47^{+0.69}_{-0.53}$	$0.96^{+0.42}_{-0.32}$	$0.68^{+0.28}_{-0.21}$	$0.43^{+0.16}_{-0.12}$
RXJ0858+1357	$1.37^{+0.52}_{-0.46}$	$0.88^{+0.32}_{-0.28}$	$0.63^{+0.22}_{-0.19}$	$0.39^{+0.13}_{-0.11}$
RXJ2359.5-3211 ($\beta\beta$)	$2.20^{+0.97}_{-0.90}$	$1.09^{+0.44}_{-0.42}$	$0.64^{+0.25}_{-0.23}$	$0.32^{+0.12}_{-0.11}$

TAB. 10.8 – Entropie estimée à R_{200}^T , R_{500}^T , R_{1000}^T et R_{2500}^T

de densité considérés .

10.6 Estimation de la luminosité bolométrique

Le logiciel XSPEC permet de calculer la luminosité correspondante au spectre observé. Cependant cela ne suffit pour estimer la luminosité totale (e.g. dans R_{500}) de l'amas. La région d'extraction du spectre ne correspond pas forcément à R_{500} , de plus elle comprend des 'trous' (sources ponctuelles et/ou pixels brillants exclus, intervalles entre les CCDs). De plus on veut avoir la luminosité bolométrique, ie dans une bande d'énergie plus large (traditionnellement 0.01–100 keV) que celle du spectre observé. Nous utilisons une procédure, en plusieurs étapes, qui permet de prendre correctement en compte les photons X émis par l'amas de galaxies mais non détectés :

1. Estimation de la contribution relative de chaque détecteur (pourcentage) au taux de comptage total.
2. Estimation du taux de comptage dans la bande d'énergie utilisée pour les profils de brillance (0.3–4.5 keV) dans le rayon souhaité à partir du modèle β .
3. Calcul du rapport entre taux de comptage et luminosité dans cette bande d'énergie avec XSPEC.
4. Calcul du rapport entre luminosité dans cette bande d'énergie et dans 0.01–100 keV
5. Estimation la luminosité bolométrique L_{bol} en utilisant ces proportions.

Etape 1 : Estimation les contribution des chaque détecteur (pourcentage)

En utilisant le profil de brillance de surface, nous avons estimé les contributions relatives de chaque détecteur dans le même rayon, F . En général, la contribution du détecteur pn est trois fois plus importante que celle du détecteur MOS. Le pourcentage approximatif est 19%, 19% et 62% pour MOS1, MOS2 et pn.

Etape 2 : Estimation de le countrate du modèle β

Nous avons intégré la formule du modèle β ajustant le profil de brillance de surface total (MOS1 + MOS2 + pn) (Eq. 2.5) jusqu'à R_{500} . Rappelons que ce profil de brillance de surface est dérivé à partir des coups dans chaque anneau divisé par la surface 'utile' de l'anneau (surface moins la surface des régions exclues). Cela nous donne le taux de comptage 'vrai' dans la bande d'énergie 0.3–4.5 keV, bande utilisée pour l'extraction de ces profils :

$$CR_{R_{500}}^{\beta} = \int_0^{R_{500}} S_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}} \cdot 2\pi r dr = \frac{\pi S_0 r_c^2}{-3\beta + \frac{3}{2}} \left[1 - \left(1 + \left(\frac{R_{500}}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta + \frac{3}{2}} \right] \quad (10.18)$$

La différence entre ce taux de comptage et le taux de comptage intégré jusqu'au rayon maximum de détection, R_{det} , est petite (moins de 10%). En fait R_{det} est voisin de R_{500} . Il est en général supérieur, i.e notre estimation n'est pas basée sur une extrapolation.

Etape 3 : Rapport entre taux de comptage et luminosité

Pour cette étape, nous utilisons les spectres observés (MOS1, MOS2 et pn) et le modèle « WABS*MEKAL » ajustant au mieux les données, dans le logiciel XSPEC. On sélectionne la partie du spectre dans la bande d'énergie 0.3–4.5 keV. La commande « show rate » donne en sortie « Model predicted rate . . . » le taux de comptage, CR^{spec} , du modèle dans cette bande pour chaque détecteur.

Pour obtenir la luminosité $L_{0.3-4.5}^{spec}$ correspondante, on utilise la commande « lumin 0.3 4.5 0.478 » qui correspond à l'énergie minimale (ici 0.3 keV) et maximale (ici 4.5 keV) et le redshift (0.478) de l'amas. Avant cette commande, si nécessaire, on peut redéfinir la cosmologie. Au préalable il faut fixer l'absorption du milieu interstellaire à $N_H = 0$, pour avoir la luminosité avant absorption, i.e. la luminosité de l'amas.

Cela nous donne le rapport entre taux de comptage et luminosité dans la bande 0.3–4.5 keV.

#	Step		MOS1	MOS2	pn	Total
1.	1	CR_{Rdet}^{Sx}	0.0226 ± 0.00055	0.0236 ± 0.00058	0.095 ± 0.0014	0.141 ± 0.0016
2.	1	Pourcentage	$16 \pm 2.7 \%$	$16.7 \pm 2.7 \%$	$67.3 \pm 1.8 \%$	100 %
3.	2	CR_{R500}^β	-	-	-	$0.151^{+0.015}_{-0.046}$
4.	3	CR^{spec}	0.0173 ± 0.001	0.0155 ± 0.001	0.0655 ± 0.003	-
5.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}$	0.982 ± 0.017	0.885 ± 0.016	1.03 ± 0.018	-
6.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}/CR^{spec}$	5.66 ± 0.016	5.72 ± 0.025	1.57 ± 0.0061	-
7.	4	$L_{bol}^{spec}/L_{0.3-4.5}^{spec}$	1.47 ± 0.027	1.47 ± 0.027	1.47 ± 0.027	-
8.	5	L_{bol}	$2.01^{+0.67}_{-0.64}$	$2.12^{+0.67}_{-0.64}$	$2.35^{+0.67}_{-0.64}$	$2.16^{+0.15}_{-0.39}$

TAB. 10.9 – Calcul de la luminosité de RX J2359.5-3211 dans R_{500} (2.09 arcmin). Tous les taux de comptages, CR , sont pour la bande d'énergie 0.3–4.5 keV et en unité de cts/s. Les luminosités, L , sont en unité de 10^{44} ergs/s. Les cases vides ne sont pas remplies car les valeurs ne sont pas nécessaires au calcul.

#	Step		MOS1	MOS2	pn	Total
1.	1	CR_{Rdet}^{Sx}	0.0125 ± 0.00065	0.0121 ± 0.00066	0.04 ± 0.0016	0.0647 ± 0.0019
2.	1	Pourcentage	$19.3 \pm 6 \%$	$18.7 \pm 6.2 \%$	$61.9 \pm 5 \%$	100 %
3.	2	CR_{R500}^β	-	-	-	$0.0643^{+0.035}_{-0.023}$
4.	3	CR^{spec}	0.011 ± 0.001	0.0081 ± 0.001	0.0323 ± 0.003	-
5.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}$	0.57 ± 0.014	0.435 ± 0.011	0.445 ± 0.011	-
6.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}/CR^{spec}$	5.18 ± 0.036	5.38 ± 0.031	1.38 ± 0.013	-
7.	4	$L_{0.3-4.5}^{spec}/L_{bol}^{spec}$	1.49 ± 0.048	1.49 ± 0.049	1.49 ± 0.049	-
8.	5	L_{bol}	$0.961^{+0.38}_{-0.37}$	$0.968^{+0.38}_{-0.37}$	$0.82^{+0.38}_{-0.37}$	$0.916^{+0.3}_{-0.2}$

TAB. 10.10 – Calcul de la luminosité de RX J2202.7-1902 dans R_{500} (1.82 arcmin). Mêmes définitions des quantités et mêmes unités que dans la table 10.9

Etape 4 : Rapport entre luminosité dans la bande 0.3–4.5 keV et luminosité bolométrique

Pour élargir la bande d'énergie à la bande 0.01-100.0 keV on utilise la commande «dummyrsp 0.01 100», puis la commande «lumin 0.01 100 0.478». Nous pouvons alors estimer le rapport entre les deux luminosités. La luminosité bolométrique est $\approx 50\%$ plus grande que la luminosité dans la bande 0.3–4.5 keV.

Etape 5 : Estimation la luminosité bolométrique L_{bol}

La luminosité bolométrique estimée pour chaque détecteur est alors :

$$L_{bol}(< R_{500}) = \frac{L_{bol}^{spec}}{L_{0.3-4.5}^{spec}} \times \frac{L_{0.3-4.5}^{spec}}{CR^{spec}} \times CR_{R500}^\beta \times F \quad (10.19)$$

Elles sont bien sur compatibles. On en fait ensuite la moyenne. Les tables 10.9, 10.10 et 10.11 présente le calcul pas par pas avec les valeurs obtenues.

La table 10.12 donne les luminosités bolométriques à l'intérieur des différents R_δ considérés.

10.7 Comparaison entre flux ROSAT et flux XMM-NEWTON

Nous avons dans la littérature les résultats du flux X déduit des observations du satellite ROSAT (Burke et al. 2003). Pour comparer avec les résultats XMM-NEWTON nous estimons les flux dans les même conditions : dans la bande d'énergie entre 0.5 et 2.0keV et $r = 3.0'$. C'est simple : il faut intégrer le spectre dans le rayon choisi et estimer le flux dans 0.5-2.0 keV (une cosmologie différente a été utilisé dans les articles ROSAT mais le flux ne dépend pas de la cosmologie). Nous présentons les résultats dans

#	Step		MOS1	MOS2	pn	Total
1.	1	CR_{Rdet}^{SX}	0.00878 ± 0.00045	0.00924 ± 0.00047	0.0407 ± 0.0011	0.0588 ± 0.0013
2.	1	Pourcentage	$14.9 \pm 5.6 \%$	$15.7 \pm 5.5 \%$	$69.3 \pm 3.4 \%$	100 %
3.	2	CR_{R500}^{β}	-	-	-	$0.0549^{+0.03}_{-0.027}$
4.	3	CR^{spec}	0.00809 ± 0.001	0.00743 ± 0.001	0.0289 ± 0.003	-
5.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}$	0.525 ± 0.014	0.515 ± 0.013	0.523 ± 0.013	-
6.	3	$L_{0.3-4.5}^{spec}/CR^{spec}$	6.49 ± 0.057	6.92 ± 0.072	1.81 ± 0.0045	-
7.	4	$L_{0.3-4.5}^{spec}/L_{bol}^{spec}$	1.44 ± 0.031	1.44 ± 0.031	1.44 ± 0.031	-
8.	5	L_{bol}	$0.77^{+0.44}_{-0.4}$	$0.864^{+0.44}_{-0.4}$	$0.996^{+0.44}_{-0.4}$	$0.877^{+0.28}_{-0.26}$

TAB. 10.11 – Calcul de la luminosité de RXJ0858+1357 dans R_{500} (1.68 arcmin). Mêmes définitions des quantités et mêmes unités que dans la table 10.9

Contrast	RXJ0858 L, 10^{44} ergs/s	RXJ2202 L, 10^{44} ergs/s	RXJ2359 L, 10^{44} ergs/s
200	$1.03^{+0.25}_{-0.36}$	$1.12^{+0.19}_{-0.27}$	$2.34^{+0.21}_{-0.24}$
500	$0.888^{+0.23}_{-0.48}$	$0.916^{+0.27}_{-0.41}$	$2.16^{+0.32}_{-0.37}$
1000	$0.747^{+0.16}_{-0.29}$	$0.749^{+0.12}_{-0.23}$	$1.89^{+0.11}_{-0.24}$
2500	$0.566^{+0.16}_{-0.32}$	$0.52^{+0.16}_{-0.34}$	$1.21^{+0.14}_{-0.37}$

TAB. 10.12 – Luminosité bolométrique intégrée dans R_{200} , R_{500} , R_{1000} et R_{2500}

Cluster name	ROSAT	XMM
	f_X , ergs/cm ² /s	f_X , ergs/cm ² /s
RX J2359.5-3211	$11.46 \cdot 10^{14}$	$10.4 \pm 0.2 \cdot 10^{-14}$ ($\theta < 2.0'$)
RX J2202.7-1902	$8.44 \cdot 10^{14}$	$6.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-14}$ ($\theta < 3.0'$)
RX J0858.4+1357	$6.28 \cdot 10^{14}$	$4.9 \pm 0.3 \cdot 10^{-14}$ ($\theta < 3.0'$)

TAB. 10.13 – Comparaison des flux dans le bande 0.5-2.0 keV obtenus avec ROSAT (Burke et al. 2003) et avec XMM-NEWTON.

la table 10.6. La différence entre les flux pour l'amas RX J0858.4+1357 vient essentiellement de l'AGN dans l'amas. Dans notre recherche nous avons soustrait cette source.

Chapitre 11

Propriétés physiques des amas de l'échantillon secondaire

11.1 Introduction

Nous avons entièrement retraité les données XMM-NEWTON sur les amas de l'échantillon secondaire, RXJ1120.1+4318, RXJ1334.3+5030, CL0939+472 et CL0016+16, à partir des fichiers ODF disponibles dans les archives, selon la procédure détaillée plus haut pour les amas peu massifs. Notons que l'émission détectable de l'amas est plus petite que le champ de vue du satellite, ce qui permet d'estimer le fond local. Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus avec la double soustraction du fond classique. Nous avons déjà discuté Chap. 9 que pour ces amas les autres méthodes (i.e modélisation du résidu pour l'analyse spectrale ou modélisation du fond pour le profil de brillance de surface) donne des résultats similaires.

Bien que certains paramètres physiques sur ces amas aient été publiés dans la littérature, le retraitement nous permet d'avoir un ensemble de données entièrement cohérent et donc d'éviter des biais liés au traitement de données exact. De plus tous les paramètres utiles (par exemple l'entropie) n'ont pas été étudiés. Nous comparons à la fin du chapitre nos résultats avec ceux de la littérature.

11.2 Résultats

11.2.1 Image et paramètres de base

Les images (MOS1+MOS2+pn) des 4 amas, dans la bande d'énergie 0.3–4.5 KeV sont montrées Fig. 11.1. Les images sont corrigées du vignettage et le fond a été soustrait. Ce fond a été estimé à partir du profil de brillance de surface et la modélisation du fond présentée Sec. 9.2.2. Les amas CL0016+16, RXJ1120.1+4318 et RXJ1334.3+5030 ont une structure régulière, alors que CL0939+472 a une structure clairement bimodale. Comme cela est bien connu (Filippis et al. 2003), c'est un amas constitué de deux sous-amas en train de fusionner.

Nous avons cependant analysé cet amas comme les autres, par exemple extrait un profil de brillance global et ajusté un modèle β . Cela nous permet d'étudier, dans un cas extrême de sous-structures, l'influence de l'hypothèse de symétrique sphérique sur les paramètres dérivés. Cela est intéressant car nous

Cluster	kT (keV)	z	l' (kpc)	CR_{xspec}^{Norm1} (ct/s)	S_0 ct/s/arcmin ²	R_c (')	β	n_{e0} 10 ⁻³ cm ⁻³
RXJ1120.1+4318	5.15 ^{+0.25} _{-0.25}	0.60	395.0	403. ^{+2.} _{-2.}	0.57 ^{+0.02} _{-0.02}	0.48 ^{+0.02} _{-0.02}	0.79 ^{+0.02} _{-0.02}	8.82 ^{+0.24} _{-0.23}
RXJ1334.3+5030	5.15 ^{+0.40} _{-0.40}	0.62	406.7	374. ^{+4.} _{-6.}	0.28 ^{+0.05} _{-0.23}	0.35 ^{+0.05} _{-0.06}	0.65 ^{+0.04} _{-0.03}	6.94 ^{+1.15} _{-4.18}
CL0939+472	5.70 ^{+0.20} _{-0.20}	0.50	370.4	519. ^{+3.} _{-3.}	0.15 ^{+0.00} _{-0.00}	2.20 ^{+0.20} _{-0.20}	1.32 ^{+0.08} _{-0.04}	2.11 ^{+0.10} _{-0.07}
CL0016+16	8.90 ^{+0.30} _{-0.30}	0.54	384.6	427. ^{+1.} _{-1.}	0.83 ^{+0.02} _{-0.02}	0.71 ^{+0.01} _{-0.01}	0.76 ^{+0.01} _{-0.01}	8.19 ^{+0.11} _{-0.11}

TAB. 11.1 – Paramètres de base des amas.

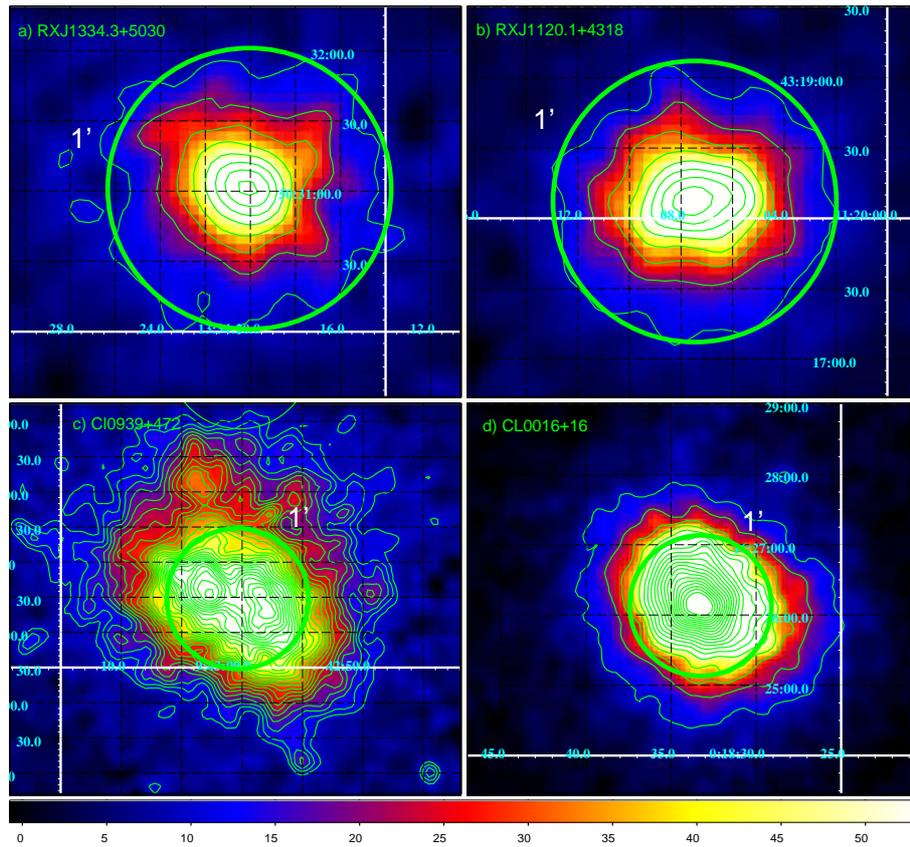


FIG. 11.1 – Images (MOS1+MOS2+p_n) des amas de l'ensemble secondaire, dans la bande d'énergie 0.3–4.5 KeV. Les images sont corrigées du vignettage et le fond a été soustrait.

pouvons ne pas avoir détecter des sous-structures dans les amas peu massifs, par manque de statistique. Les résultats de base de l'analyse du spectre global et du profil de brillance pour les 4 amas sont donnés Table 11.1. Les amas de l'échantillon secondaire sont plus brillants que les amas peu massifs et les paramètres obtenus sont estimés plus précisément, parce qu'on a une très bonne statistique.

11.2.2 Masse, rayon, masse de gaz, fraction de gaz et entropie pour différents contrastes de densité

Les paramètres physiques des amas, pour différent contrastes de densité sont donnés Table 11.2–11.6. Ils ont été dérivés selon les procédures décrites dans le Chapitre 10.

Test de l'influence de l'hypothèse d'isothermalité sur l'estimation des masses avec CL0016+16

Pour CL0016+16, nous avons pu mesurer un profil de température jusqu'au rayon viriel (Figure 11.2). Donc on a pu testé l'influence de l'hypothèse d'isothermalité sur le calcul de masse totale à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique. La différence entre les masses M_{200} dérivées à partir du modèle isotherme et du modèle avec profil de température est important ($\approx 20\%$, Table 11.7). La raison en est la chute de température à R_{200} par rapport à la température moyenne, qui n'est pas compensée par le gradient de température (Eq. 2.10). Par contre la différence est faible à R_{500} (Table 11.7). Le test est plus précis et conclusif qu'avec RXJ2359.5-3211 (Sec. 10.3.3) dû à la précision du profil de température. Ce test est important car il indique qu'il est plus raisonnable de tester la relation M-T (et les autres relations) à R_{500} quand on n'a que la température globale pour estimer la masse.

Cluster	R_{200}, Mpc	R_{500}, Mpc	R_{1000}, Mpc	R_{2500}, Mpc
RXJ1120.1+4318	$1.42^{+0.04}_{-0.04}$	$0.89^{+0.03}_{-0.03}$	$0.61^{+0.02}_{-0.02}$	$0.36^{+0.01}_{-0.01}$
RXJ1334.3+5030	$1.28^{+0.06}_{-0.06}$	$0.80^{+0.04}_{-0.04}$	$0.56^{+0.03}_{-0.03}$	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$
CL0939+472	$1.90^{+0.09}_{-0.06}$	$1.03^{+0.08}_{-0.07}$	$0.44^{+0.15}_{-0.14}$	–
CL0016+16	$1.90^{+0.04}_{-0.04}$	$1.18^{+0.02}_{-0.02}$	$0.82^{+0.02}_{-0.02}$	$0.47^{+0.01}_{-0.01}$
	$M_{200}, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{500}, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{1000}, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{2500}, M_{\odot} \times 10^{14}$
RXJ1120.1+4318	$6.32^{+0.53}_{-0.53}$	$3.84^{+0.33}_{-0.33}$	$2.54^{+0.23}_{-0.23}$	$1.28^{+0.14}_{-0.14}$
RXJ1334.3+5030	$4.73^{+0.71}_{-0.65}$	$2.91^{+0.45}_{-0.41}$	$1.96^{+0.32}_{-0.29}$	$1.07^{+0.20}_{-0.20}$
CL0939+472	$13.54^{+1.81}_{-1.30}$	$5.29^{+1.29}_{-1.09}$	$0.84^{+0.87}_{-0.82}$	–
CL0016+16	$14.11^{+0.78}_{-0.78}$	$8.51^{+0.49}_{-0.49}$	$5.55^{+0.34}_{-0.34}$	$2.66^{+0.20}_{-0.20}$

TAB. 11.2 – Rayon et masse correspondants à différents contrastes de densité, estimés à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique

Cluster	R_{200}^T, Mpc	R_{500}^T, Mpc	R_{1000}^T, Mpc	R_{2500}^T, Mpc
RXJ1120.1+4318	$1.25^{+0.04}_{-0.04}$	$0.83^{+0.02}_{-0.02}$	$0.59^{+0.02}_{-0.02}$	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$
RXJ1334.3+5030	$1.24^{+0.05}_{-0.05}$	$0.82^{+0.03}_{-0.03}$	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$0.36^{+0.01}_{-0.01}$
CL0939+472	$1.40^{+0.04}_{-0.04}$	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.66^{+0.01}_{-0.01}$	$0.41^{+0.01}_{-0.01}$
CL0016+16	$1.71^{+0.06}_{-0.06}$	$1.12^{+0.04}_{-0.04}$	$0.80^{+0.03}_{-0.03}$	$0.50^{+0.01}_{-0.01}$
	$M_{200}^T, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{500}^T, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{1000}^T, M_{\odot} \times 10^{14}$	$M_{2500}^T, M_{\odot} \times 10^{14}$
RXJ1120.1+4318	$4.32^{+0.39}_{-0.39}$	$3.09^{+0.27}_{-0.27}$	$2.26^{+0.19}_{-0.19}$	$1.35^{+0.46}_{-0.46}$
RXJ1334.3+5030	$4.27^{+0.54}_{-0.54}$	$3.05^{+0.38}_{-0.38}$	$2.23^{+0.27}_{-0.27}$	$1.33^{+0.47}_{-0.47}$
CL0939+472	$5.32^{+0.41}_{-0.41}$	$3.80^{+0.28}_{-0.28}$	$2.78^{+0.19}_{-0.19}$	$1.66^{+0.56}_{-0.56}$
CL0016+16	$10.11^{+1.23}_{-1.23}$	$7.22^{+0.80}_{-0.80}$	$5.28^{+0.54}_{-0.54}$	$3.19^{+1.10}_{-1.10}$

TAB. 11.3 – Rayon et masse correspondants à différents contrastes de densité, estimés à partir des relations $R-T$ et $M-T$ locales Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005).

Cluster	$M_{200}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{500}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{1000}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$	$M_{2500}^{gas}, M_{\odot} \times 10^{13}$
RXJ1120.1+4318	$7.93^{+0.28}_{-0.27}$	$4.89^{+0.23}_{-0.22}$	$3.14^{+0.17}_{-0.16}$	$1.44^{+0.08}_{-0.08}$
RXJ1334.3+5030	$5.80^{+1.41}_{-3.88}$	$3.20^{+0.89}_{-2.16}$	$1.94^{+0.57}_{-1.31}$	$0.87^{+0.25}_{-0.58}$
CL0939+472	$16.71^{+2.34}_{-2.86}$	$8.48^{+1.06}_{-1.18}$	$1.57^{+0.12}_{-0.12}$	–
CL0016+16	$22.83^{+0.54}_{-0.53}$	$13.54^{+0.22}_{-0.22}$	$8.39^{+0.12}_{-0.12}$	$3.55^{+0.06}_{-0.06}$

TAB. 11.4 – Masse de gaz incluse dans $R_{200}, R_{500}, R_{1000}$ et R_{2500}

Cluster	f_{gas200}	f_{gas500}	$f_{gas1000}$	$f_{gas2500}$
RXJ1120.1+4318	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	$0.12^{+0.01}_{-0.01}$	$0.11^{+0.01}_{-0.01}$
RXJ1334.3+5030	$0.12^{+0.04}_{-0.08}$	$0.11^{+0.03}_{-0.08}$	$0.10^{+0.03}_{-0.07}$	$0.08^{+0.03}_{-0.06}$
CL0939+472	$0.12^{+0.02}_{-0.02}$	$0.16^{+0.04}_{-0.04}$	$0.19^{+0.20}_{-0.18}$	–
CL0016+16	$0.16^{+0.01}_{-0.01}$	$0.16^{+0.01}_{-0.01}$	$0.15^{+0.01}_{-0.01}$	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$

TAB. 11.5 – Fraction de gaz à $R_{200}, R_{500}, R_{1000}$ et R_{2500}

Cluster	$S_{200} \times 10^3$	$S_{500} \times 10^3$	$S_{1000} \times 10^3$	$S_{2500} \times 10^3$
RXJ1120.1+4318	$2.40^{+0.27}_{-0.27}$	$1.28^{+0.13}_{-0.13}$	$0.78^{+0.07}_{-0.07}$	$0.41^{+0.03}_{-0.03}$
RXJ1334.3+5030	$2.37^{+0.68}_{-1.14}$	$1.39^{+0.37}_{-0.66}$	$0.92^{+0.23}_{-0.43}$	$0.52^{+0.12}_{-0.24}$
CL0939+472	$2.11^{+0.45}_{-0.40}$	$1.02^{+0.16}_{-0.15}$	$0.67^{+0.08}_{-0.07}$	$0.46^{+0.03}_{-0.03}$
CL0016+16	$3.62^{+0.20}_{-0.20}$	$1.96^{+0.10}_{-0.10}$	$1.23^{+0.06}_{-0.06}$	$0.67^{+0.03}_{-0.03}$

TAB. 11.6 – Entropie estimée à $R_{200}^T, R_{500}^T, R_{1000}^T$ et R_{2500}^T

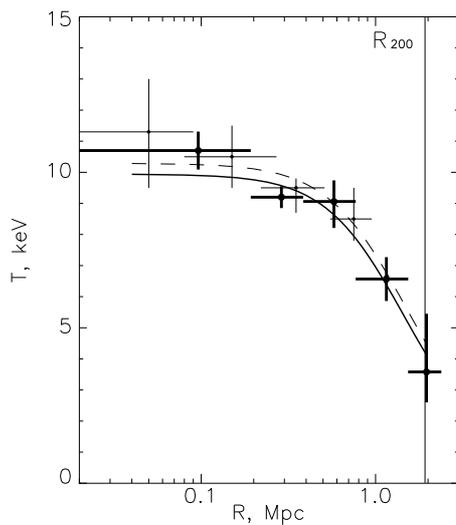


FIG. 11.2 – Profil de température de CL0016+16 (croix épaisse). Ligne continue : ajustement avec le modèle de Kotov & Vikhlinin (2005), $T(r) = T_0 [1 + (r/r_0)^2]^{-\alpha}$. Croix fines : profil de température dérivé par Kotov & Vikhlinin (2005). Ligne pointillée : leur ajustement avec le même modèle.

Méthode	M_{200} ($\times 10^{14} M_{\odot}$)	M_{500} ($\times 10^{14} M_{\odot}$)
T=8.85 keV	14.0 ± 0.6	8.4 ± 0.3
T(r)	11.9 ± 2.0	8.0 ± 1.0

TAB. 11.7 – Masses déduite en supposant une température constante et en utilisant le profil de température.

11.3 Comparaison avec les résultats publiés dans la littérature

Nous avons comparé nos résultats avec ceux publiés dans la littérature à partir des mêmes observations XMM–NEWTON (en particulier Arnaud et al. 2002; Lumb et al. 2004; Kotov & Vikhlinin 2005). Pour les paramètres de base, qui sont le point départ pour la dérivation des paramètres physique, nos résultats sont en accord, dans les barres d'erreurs avec les résultats précédents (Table 11.8 et 11.10). Les petites différences peuvent provenir des différences dans :

- La version du SAS. Nous avons utilisé la version du SAS v7.0 et donc des calibrations plus récentes
- Le filtrage des sursauts (GTI)
- La soustraction des sources ponctuelles
- La technique de soustraction du fond. Arnaud et al. (2002); Lumb et al. (2004) utilisent le FCV de Lumb et al. (2002) et la technique de double soustraction pour RXJ1120.1+4318 mais Lumb et al. (2004) utilise la simple soustraction locale pour RXJ1334.3+5030. Kotov & Vikhlinin (2005) utilise la double soustraction mais un fichier de fond purement particule dérivé d'observations avec la fenêtre fermée des caméras. La région choisie pour estimer le fond local diffère aussi selon les études.
- La bande d'énergie utilisée pour extraire le profil du surface de brillance : 0.3–3.0 keV (Arnaud et al. 2002), 0.3–4.5 keV (Lumb et al. 2004) et 0.5–2 keV (Kotov & Vikhlinin 2005).
- La région d'extraction du spectre global, les amas n'étant jamais strictement isothermes.

Nous discutons ci-dessous plus en détail chaque amas, en particulier les différences sur M_{500} .

11.3.1 RX J1120.1+4318 et RX J1334.3+5030

Nos résultats sur le modèle β et la température sont en excellent accord avec ceux de Lumb et al. (2004). Kotov & Vikhlinin (2005) obtiennent des températures systématiquement plus basses, bien que cohérentes dans les barres d'erreur. C'est peut être dû à des différences dans la région d'extraction du spectre (mais cette information n'est pas donnée dans l'article). De plus Kotov & Vikhlinin (2005)

RXJ1120				
Paramètre	Notre resultat	Arnaud et al. (2002)	Lumb et al. (2004)	Kotov & Vikhlinin (2005)
β	0.79 ± 0.02	$0.78^{+0.06}_{-0.04}$	0.77 ± 0.03	0.81 ± 0.04
$R_c, '$	0.48 ± 0.02	$0.44^{+0.06}_{-0.04}$	0.45 ± 0.02	0.52 ± 0.04
T_{mean}, KeV	5.2 ± 0.3	5.3 ± 0.5	5.6 ± 0.3	4.9 ± 0.3
RXJ1334				
Paramètre	Notre resultat	Lumb et al. (2004)		Kotov & Vikhlinin (2005)
β	0.65 ± 0.03	0.66 ± 0.02		0.61 ± 0.02
$R_c, '$	0.35 ± 0.05	0.33 ± 0.02		0.31 ± 0.03
T_{mean}, KeV	5.2 ± 0.4	5.2 ± 0.3		4.6 ± 0.4
CL0939				
Paramètre	Notre resultat	Filippis et al. (2003)		Kotov & Vikhlinin (2005)
		M1	M2	
β	1.32 ± 0.06	0.66 ± 0.06	0.68 ± 0.03	–
$R_c, '$	2.2 ± 0.2	1.16 ± 0.2	1.11 ± 0.07	–
T_{mean}, KeV	5.7 ± 0.2	4.7 ± 0.4	4.8 ± 0.5	5.3 ± 0.2

TAB. 11.8 – Comparaison des paramètres de base obtenus dans notre recherche avec les données de la littérature.

Name	Notre résultat	Kotov & Vikhlinin (2005)
RX J1120.1+4318		
R_{500}, Mpc	$0.89^{+0.03}_{-0.03}$	0.94 ± 0.07
$M_{500}, M_{\odot} \times 10^{14}$	$3.84^{+0.33}_{-0.33}$	4.6 ± 1.0
$L_{bol}, \text{ergs/s} \times 10^{44}$	13 ± 2	13.04
RX J1334.3+5030		
R_{500}, Mpc	$0.80^{+0.04}_{-0.04}$	0.78 ± 0.04
$M_{500}, M_{\odot} \times 10^{14}$	$2.91^{+0.45}_{-0.41}$	2.7 ± 0.4
$L_{bol}, \text{ergs/s} \times 10^{44}$	8 ± 1	7.48
CL 0939+472		
$L_{bol}, \text{ergs/s} \times 10^{44}$	11.0 ± 0.4	10.05

TAB. 11.9 – Comparaison entre nos résultats sur la masse et luminosité avec les données de la littérature

utilisent les données entre 0.5 et 10.0 keV pour l'ajustement du spectre, alors que nous utilisons la bande 0.3–10. keV pour augmenter la statistique.

Pour le calcul de M_{500} , Kotov & Vikhlinin (2005) utilise l'équation d'équilibre hydrostatique et un profil de température. Le profil de densité utilisé est aussi légèrement différent, c'est un modèle β modifié plus piqué au centre qui tend vers un modèle β à l'extérieur. Le gradient de densité à R_{500} peut donc être aussi un peu différent. Ces différences expliquent probablement les petites différences entre nos résultats sur M_{500} et les leurs. Notons que dans tous les cas les valeurs obtenues sont cohérentes dans les barres d'erreur.

11.3.2 CL0939+472

CL0939+472 est un excellent exemple pour comprendre l'influence de la morphologie sur la détermination des paramètres physiques. L'analyse des deux sous-amas (M1 et M2) ensemble, que nous avons effectuée, donne des résultats très différents de l'analyse séparée des deux sous-amas, effectuée par Filippis et al. (2003), comme on le voit dans la table 11.8.

L'étude séparée des deux sous-amas donne des valeurs de β , pour chaque sous-amas, proche de 2/3, la valeur typique des amas réguliers (comme c'est le cas d'ailleurs pour les autres amas de notre échantillon). Par contre notre analyse globale donne un β beaucoup plus élevé, $\beta = 1.32$, ainsi qu'un rayon de cœur aussi plus élevé. Ce rayon de cœur élevé est la conséquence de l'étendue du centre (constitué en

Reference	β	r_c (Mpc)	T (keV)	M_{500} $10^{14} M_{\odot}$	L_{bol} 10^{44} ergs/s
Nos résultats	0.76 ± 0.01	0.29 ± 0.01	8.9 ± 0.3	8.0 ± 1.0	51 ± 1
Kotov & Vikhlinin (2005)	0.76 ± 0.01	0.27 ± 0.01	8.9 ± 0.3	8.8 ± 1.0	50.79
Worrall & Birkinshaw (2003)	0.70 ± 0.01	0.23 ± 0.01	9.1 ± 0.2	-	-
Neumann & Böhringer (1997)	0.68 ± 0.3	0.28 ± 0.14	8.0 ± 2.0	-	-

TAB. 11.10 – Comparaison entre nos résultats sur CL 0016+16 et ceux publiés dans la littérature.

fait de deux amas) et naturellement on obtient un β élevé pour rendre compte de la chute de la brillance de surface au bord (r_c et β sont corrélés). Un β élevé est en fait la signature d'amas irrégulier et il faut étudier l'amas en détail (si la statistique de l'observation le permet).

On note de plus que la température de chaque sous-amas est plus petite que la température moyenne que nous avons déterminée. Cela est dû au fait que la température de la région entre les deux sous-amas est plus grande, à cause du chauffage dû à l'interaction, $T = 6.0 \pm 0.7$ KeV (Filippis et al. 2003).

11.3.3 CL0016+16

Nos résultats sont en bon accord avec ceux de Kotov & Vikhlinin (2005) comme on peut le voir sur la table 11.10. On notera aussi l'amélioration spectaculaire de la précision sur les paramètres entre les résultats de XMM-NEWTON et ceux de Neumann & Böhringer (1997) basés sur des données ROSAT.

Chapitre 12

Le test du modèle auto-similaire

Ce chapitre porte sur le but général de notre travail : l'évolution et l'auto similarité des propriétés caractéristiques globale des amas de galaxies. Nous comparons les paramètres physiques des amas lointains avec ceux des amas proches similaires. Notre ensemble principal est constitué d'amas froids et nous comparons aussi leur propriétés avec celle des amas chauds à différentes distances. Autrement dit, nous testons leur propriétés vis à vis des lois d'échelles, à la fois en terme de masse et de redshift.

Dans un premier temps, nous discutons la relation masse-température $M-T$ (et rayon-température $R-T$). La relation $M-T$ est fondamentale dans l'étude des lois d'échelle, parce que la température est la valeur observable, mais dans le modèle standard basé sur la gravitation – la masse est la valeur principale, qui définit toutes les autres grandeurs. Ensuite, nous avons présenté les relations basées sur la masse de gaz ($M_{gaz} - T$ et $M - Y$). La relation $M_{gaz} - T$ à $z = 0$ présente une pente non standard, et est donc affectée par les processus non-gravitationnels. Puis nous présentons la relation luminosité-température ($L-T$) et enfin, la relation entropie-température ($S-T$), qui représente l'histoire de dynamique du gaz. En final, nous avons étudié la fraction du gaz.

Nous avons choisi comme rayon viriel R_{500} pour présenter les résultats, afin d'être compatible avec les données dans la littérature. R_{500} est souvent utilisé parce que il est difficile de détecter l'émission des amas jusqu'à un plus grand rayon (par exemple R_{200}). Pour la luminosité, différents rayons d'intégration sont utilisés dans la littérature. Cependant, la luminosité dépendant peu du rayon d'intégration, la dispersion introduite est minimale.

Sur les figures de ce chapitre, les résultats de l'ensemble principal (RXJ2359, RXJ2202, RXJ0858) sont présentés en couleur verte et ceux de l'ensemble secondaire (CL0016, RXJ1120, RXJ1334, CL0939) en couleur bleue.

12.1 Relations $M_{500}-T$ et $R_{500}-T$

Définis à un contraste de densité donné, les paramètres de masse et de rayon sont équivalents : ils sont reliés par l'équation 3.1 : $M_\delta/R_\delta^3 = \frac{4\pi}{3}\delta\rho_{\text{crit}}(z)$. Sur les figures 12.1(a) et 12.1(b), nous avons montré les relations $M_{500}-T$ et $R_{500}-T$, mais il suffit de comparer par exemple les données des amas distants avec la relation $M-T$ locale.

Sur la Figure 12.1(a) nous avons présenté nos données, ainsi que l'échantillon de dix amas proches ($z < 0.15$) dans le domaine de température entre 2 et 9 keV étudiés par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005). Nous avons tracé la relation $M_{500}-T$ locale, dérivée par ces auteurs à partir de l'ensemble des amas (trait plein) et les sous-échantillon d'amas chauds ($T > 3.5$ keV, trait pointillé). Les masses de nos amas distants ont été normalisé es par $h(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Lambda}$, i.e sont corrigées de l'évolution attendue dans le modèle standard.

Nos données ainsi corrigées sont en bon accord avec la relation locale de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005) (que ce soit pour la pente $\alpha = 1.71$ ou 1.49), qui n'est pas loin de la prédiction du modèle standard ($\alpha = 1.5$). La dispersion de nos amas et des amas proches autour de la relation est la même. Il est difficile de dire si nos données d'amas distants sont plus en accord avec $\alpha = 1.71$ ou 1.49. Cependant les amas peu massifs sont plutôt au dessous de la relation avec $\alpha = 1.49$.

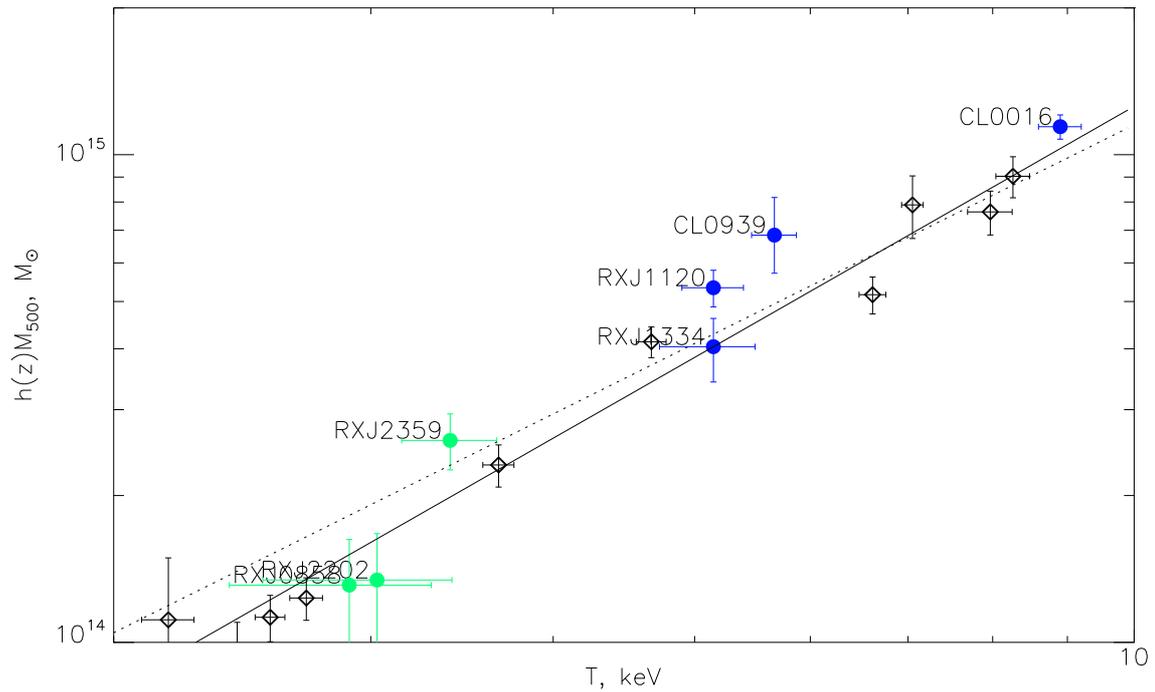
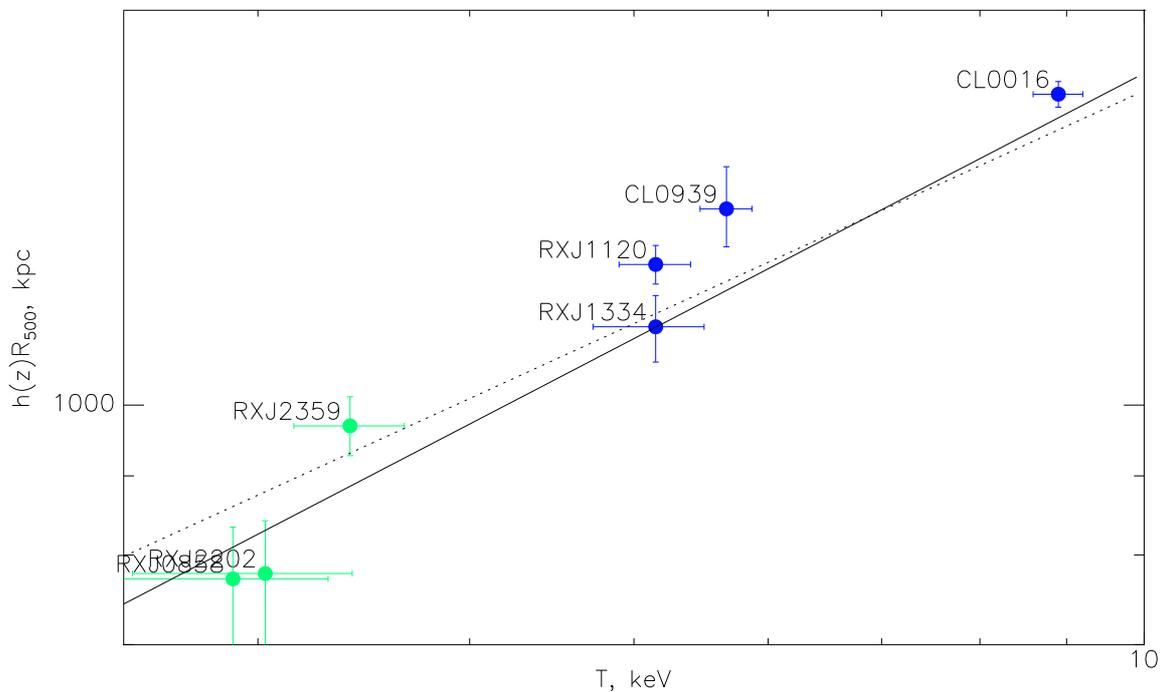
(a) Relation M_{500} - T .(b) Relation R_{500} - T .

FIG. 12.1 – Relation entre $h(z)M_{R500}$ (ou $h(z)R_{500}$) et la température T . Points verts : les données de l'ensemble principal. Points bleus : ensemble secondaire. Trait plein : relation locale de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2005) dérivée de l'observation XMM-NEWTON de dix amas proches ($z < 0.15$) dans la bande des températures entre 2 et 9 keV (cercles noirs). Trait pointillé : relation locale pour les amas $kT > 3.5$ keV.

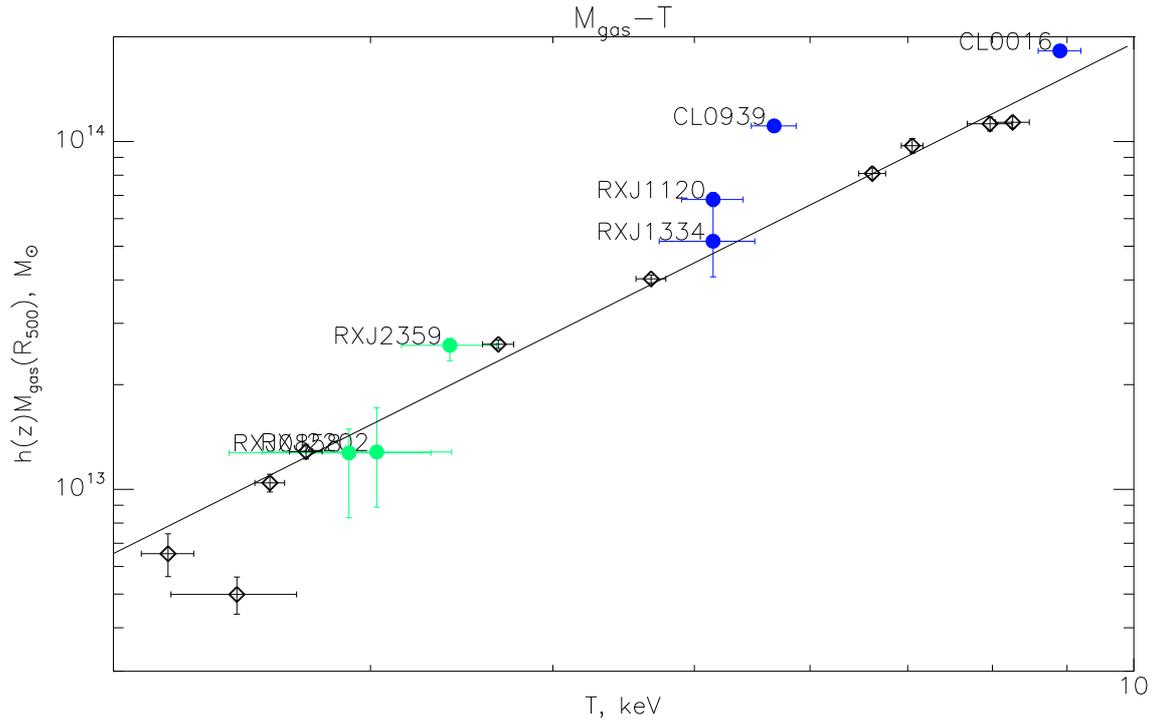


FIG. 12.2 – Relation $h(z)M_{gaz,500}-T$. Trait plein : relation locale dérivée par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007). Cette étude est basée que le même échantillon local (point noir) que celui utilisé pour la relation $M-T$.

En résumé, l'évolution prédite par le modèle standard basé uniquement sur la gravitation est en bon accord avec nos résultats.

12.2 Relation $M_{gaz,500}-T$

Sur la figure 12.2 nous avons tracé la relation locale $M_{gaz,500}-T$ dérivée par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007) (trait plein), ainsi que les données correspondantes (cercles noirs). La pente de la relation ($\alpha = 2.10 \pm 0.05$) est significativement différente de la prédiction du modèle standard ($\alpha = 3/2$).

Nous avons ajouté les données pour notre échantillon avec $M_{gaz,500}$ normalisé par $h(z)$, i.e corrigée de l'évolution attendue dans le modèle standard. Les données des amas peu massifs sont en bon accord avec la relation locale. La masse de gaz de RX J2359.5-3211 est légèrement trop haute. L'amas hautement non relaxé CL 0939+472 sort fortement de la corrélation (comme c'était aussi le cas dans la relation $M-T$).

12.3 Relation $M_{500}-Y_X$

Le paramètre $Y_X = M_{gaz}T$ représente l'énergie thermique du gaz et est l'analogue en rayon X du paramètre de comptonization intégré SZ : Y_{SZ} . Sur la figure 12.3 nous avons tracé (trait plein) la relation locale dérivée par Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007) avec les données correspondantes (cercles noirs). Le trait gras est la relation de pente prédite par le modèle standard, avec la normalisation venant de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007). Le trait pointillé est la relation trouvée par Kravtsov et al. (2006) (dans l'article introduisant pour la première fois la relation $M-Y$), à partir de simulation numérique. Sa pente ($\alpha = 0.579 \pm 0.012$) est très proche de la pente observée ($\alpha = 0.548 \pm 0.027$). La pente prédite par le modèle standard est $\alpha = 0.6$.

Nos données, corrigées de l'évolution attendue dans le modèle standard (normalisées par $h(z)^{2/5}$) sont en accord excellent avec la relation locale. On note aussi la très faible dispersion, beaucoup plus

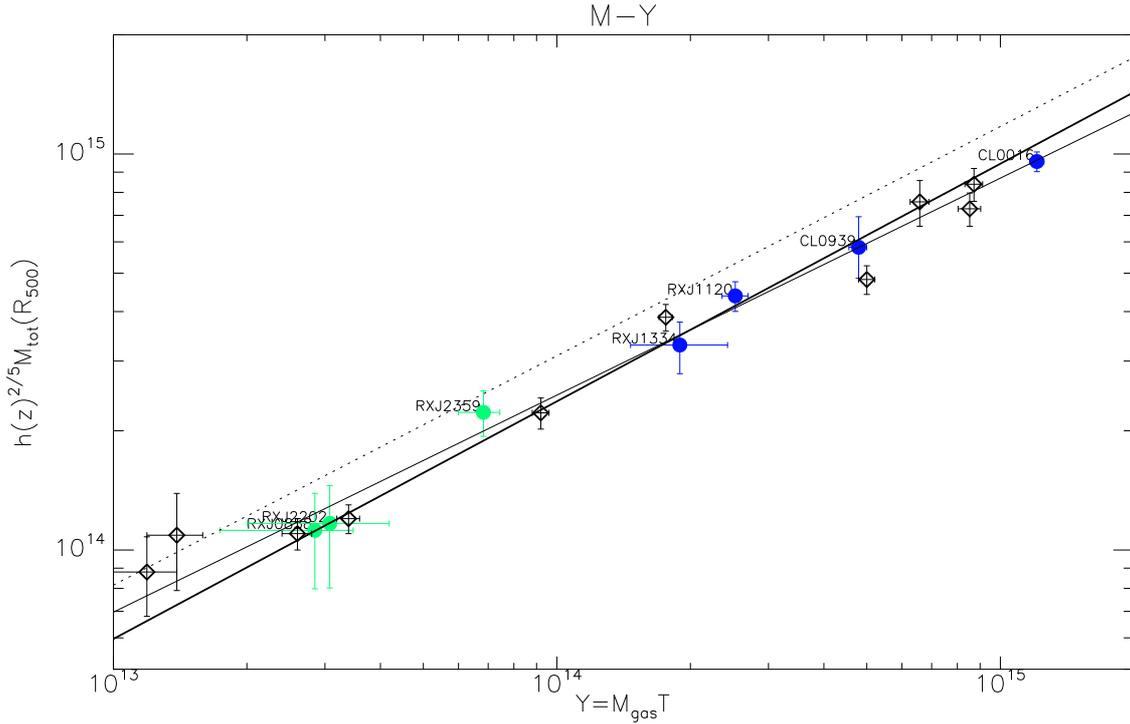


FIG. 12.3 – Relation $M_{500}-Y_X$. Ligne continue : relation locale dérivée Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007) avec les données correspondantes (cercles). Ligne continue épaisse : relation de pente standard avec la normalisation de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007). Ligne pointillée : relation locale de Kravtsov et al. (2006) tirée de simulations numériques.

faible que pour la relation $M_{500}-T$ et $M_{gas,500}-T$. Par exemple, RX J2359.5-3211 mais aussi CL 0939+472 ne sort plus de la corrélation. Il y a « compensation » : ces amas avaient une température 'trop basse' pour leur masse mais une masse de gaz 'trop haute' pour leur température, les deux effets se compensant dans le produit $M_{gas}T$.

12.4 Relation $L_{bol}-T$

La relation $L_{bol}-T$ est la relation étudiée depuis le plus longtemps, car L_{bol} et T sont les paramètres les plus faciles à mesurer. La luminosité dépend fortement des propriétés du gaz au centre et donc de la physique spécifique des baryons.

Sur la figure 12.4 nous avons tracé la relation locale (trait plein) de Arnaud & Evrard (1999) avec les données correspondantes (cercles noirs). La ligne tiretée est la relation locale de Markevitch (1998). La pente ($\alpha = 2.88$) n'est pas compatible avec la pente prédite par le modèle standard ($\alpha = 2$). Le trait gras est la relation de pente prédite par le modèle standard, normalisée sur les amas chauds.

Les étoiles sont les données de Kotov & Vikhlinin (2005) pour un échantillon d'amas lointain ($0.4 < z < 0.6$). Les triangles sont les résultats de Jeltema et al. (2006) d'amas très froids (ou groupes) et lointains ($0.2 < z < 0.6$, $T < 3$ keV). Toutes les luminosités ont été normalisées par $E(z) = (1+z)^{-1.8}$, i.e. corrigées de l'évolution empirique trouvée par Kotov & Vikhlinin (2005). L'évolution standard $h(z)^{-1}$ n'est pas compatible avec les observations.

Nos données sont en bon accord avec la loi d'échelle et son évolution empirique, tirée des observations précédentes (la pente = 2.88 et l'évolution $E(z) = (1+z)^{1.8}$).

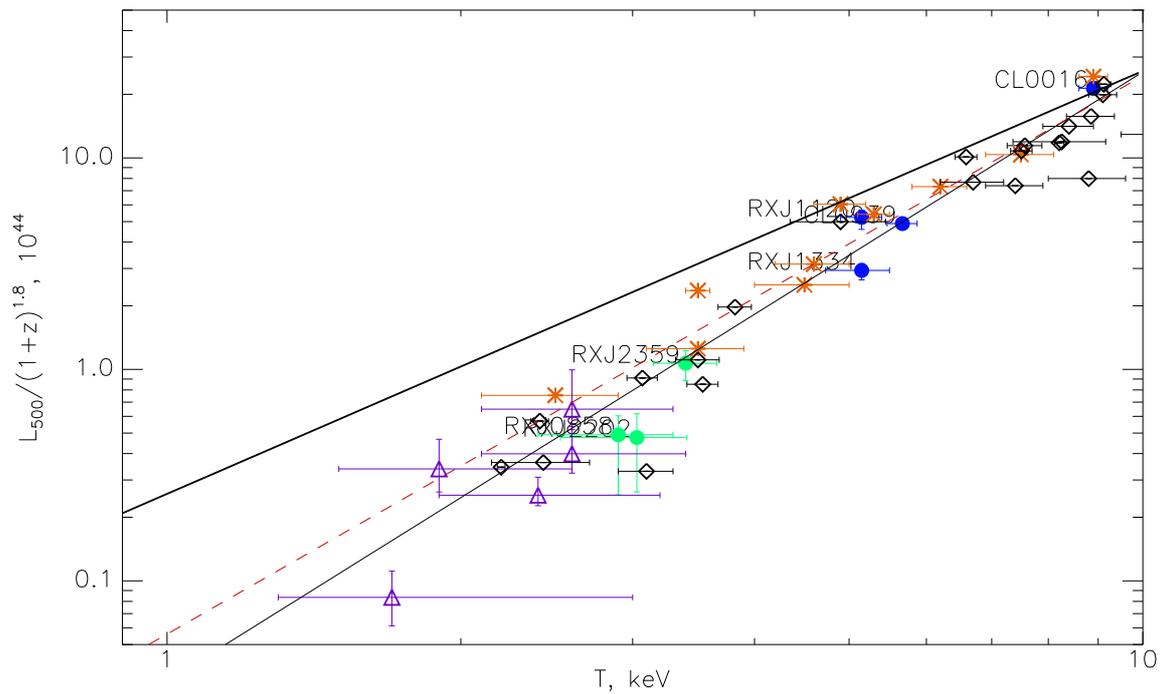


FIG. 12.4 – Relation L_{bol} - T . Ligne continue : relation locale de Arnaud & Evrard (1999) avec les données correspondantes (cercles noirs). Ligne tiretée orange : relation locale de Markevitch (1998). Etoiles oranges : résultats de Kotov & Vikhlinin (2005) sur des amas lointain ($0.4 < z < 0.6$). Triangles violets : résultats de Jeltema et al. (2006) sur des amas très froids (ou des groupes) et lointains ($0.2 < z < 0.6$, $T < 3$ keV). Ligne épaisse : relation de pente prédite par le modèle standard ($\alpha = 2$) normalisée sur les amas chauds.

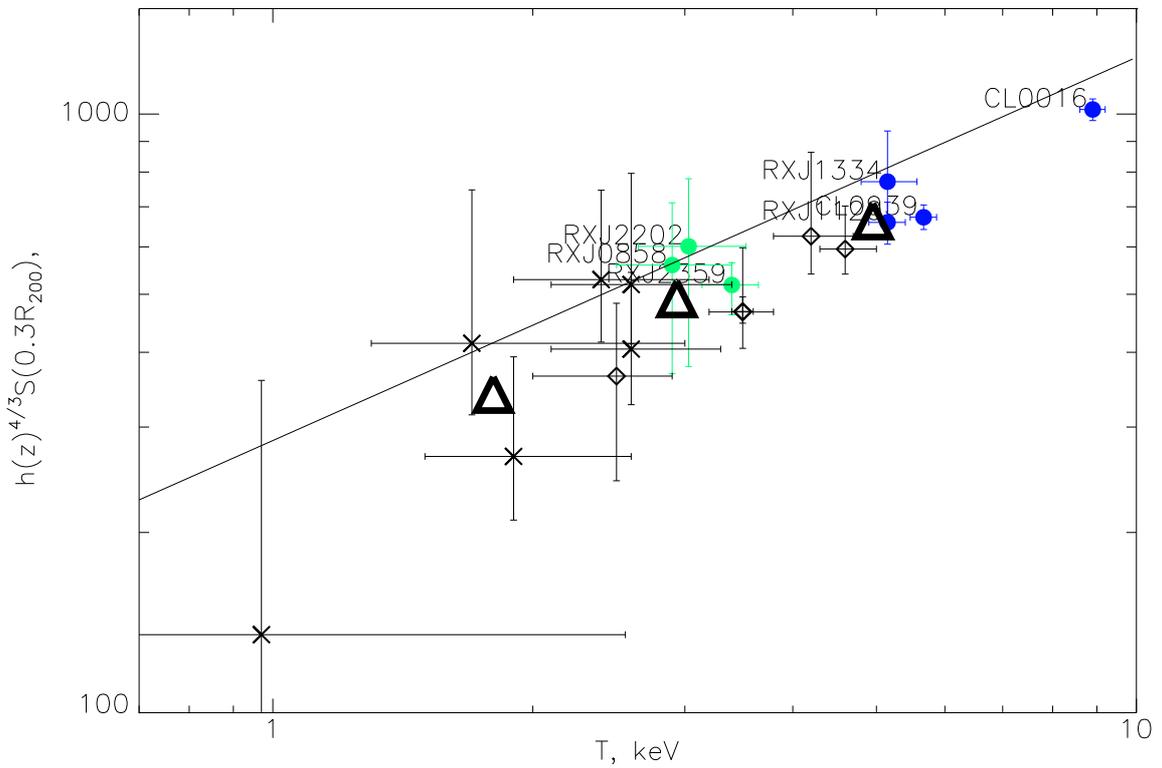


FIG. 12.5 – Relation $S(0.3R_{200})-T$. Ligne continue : relation locale de Pratt, Arnaud & Pointecouteau (2006) basée sur un échantillon d'amas proches ($z < 0.15$) et dans la bande de température ($2.2 < T < 8.3$ keV). Points colorés : nos amas. Cercles et Croix : entropie que nous avons dérivée à partir des résultats publiés par Jeltema et al. (2006) et par (Kotov & Vikhlinin 2005, amas, $T < 5$ keV).

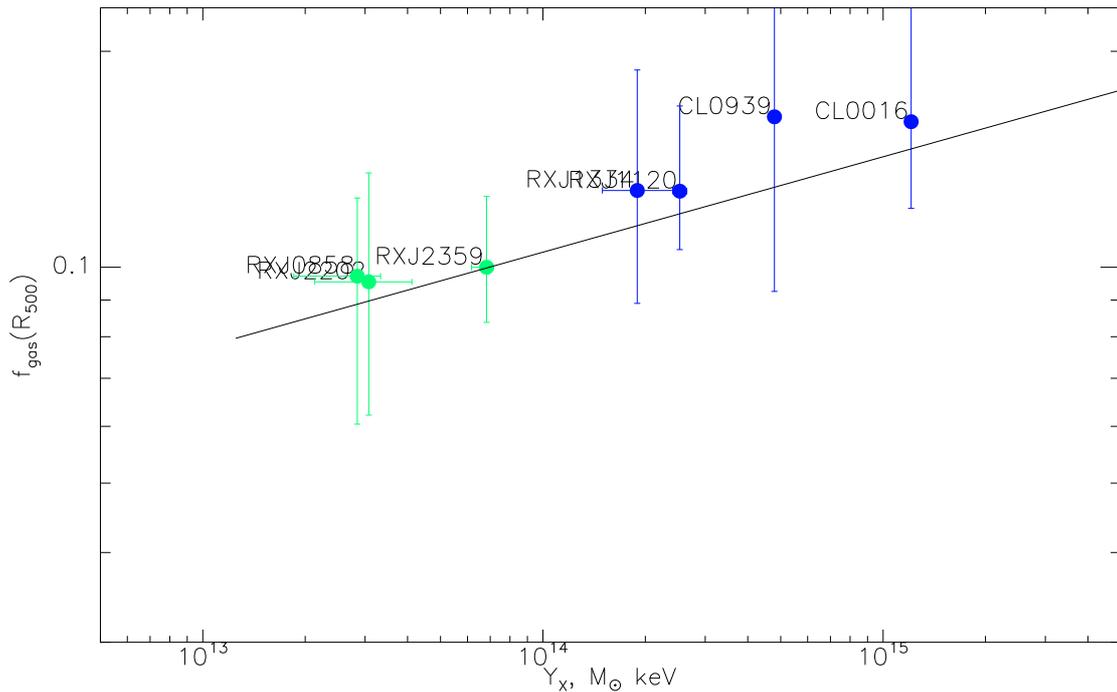


FIG. 12.6 – Relation f_{gas500} - Y . Ligne continue : relation locale de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007).

12.5 Relation entropie–température, S - T

Pour l'entropie, nous avons considéré l'entropie à $0.3R_{200}$, pour être compatible avec les résultats de la littérature. Ce rayon se trouve entre R_{2500} et R_{1000} . L'entropie représente l'histoire dynamique du gaz. L'entropie n'est pas encore suffisamment étudiée. On a besoin de données de bonne qualité pour calculer l'entropie précisément.

Sur la figure 12.5, nous montrons la relation de Pratt, Arnaud & Pointecouteau (2006) tirée d'un échantillon d'amas proches ($z < 0.15$) et dans la bande de températures ($2.2 < T < 8.3$ keV). Les entropies des amas distants sont corrigés de l'évolution prédite par le modèle standard (normalisé es par $E(z) = h(z)^{4/3}$). Nos amas sont indiqués par des points. Nous avons aussi considéré les amas distants étudiés par Jeltema et al. (2006) (croix) et ceux de $T < 5$ keV (cercles) étudiés Kotov & Vikhlinin (2005). A partir des résultats publiés dans ces articles, nous avons déduit les entropies de chaque amas.

Les données pour chaque amas individuel sont compatibles avec l'évolution standard, compte tenu des barres d'erreur. Cependant, si on regroupe les données par bin de température (les triangles gras), on observe une indication que l'entropie normalisée est plus faible que prévue, i.e l'évolution est plus forte.

12.6 Fraction de gaz f_{gas}

Dans le modèle standard, la fraction du gaz à tous les rayons est indépendante de la masse et du redshift. Les observations (e.g. Arnaud, Pointecouteau & Pratt 2007) et les simulations numérique incluant les processus non-gravitationnels (Nagai et al. 2007) montrent que la fraction du gaz dépend de la masse (ou de l'énergie thermique du gaz Y_X).

Sur la figure 12.6 nous avons comparé nos données (croix) à la relation locale de Arnaud, Pointecouteau & Pratt (2007). Les deux sont en accord mais les barres d'erreur sont très importantes.

12.7 Conclusion et discussion

En général, nos résultats sur les amas peu massifs sont en bon accord avec les relations d'échelles, et leur évolution, empiriques c'est à dire tirées des observations.

La relation fondamentale $M - T$ (et $R - T$ par conséquence) est la moins affectée par les processus non gravitationnels. Les études à $z = 0$ (Arnaud, Pointecouteau & Pratt 2005) donnent pour les amas massifs une pente égale à celle du modèle standard et l'évolution mesurée par Kotov & Vikhlinin (2005) est en accord avec les prédictions. Les différences par rapport au modèle standard sont, à $z = 0$, la normalisation et aussi une indication que la pente augmente quand on inclut les amas peu massifs. Nos résultats montrent que les amas peu massifs distants ont les mêmes propriétés, i.e suivent la relation $M-T$ locale avec l'évolution standard de la normalisation.

Notre étude de l'évolution de la relation $M-Y$, indique que l'idée de Kravtsov et al. (2006) d'introduire le nouveau paramètre $Y = M_{gas}T$ est bonne. Cette relation évolue comme attendu dans le modèle standard.

Les quantités comme la masse de gaz, la luminosité ou l'entropie sont fortement affectées par les effets non-gravitationnels. Cela se voit par exemple sur la pente non standard à $z = 0$ des relations $M_{gas}-T$, $L_{bol}-T$ et $S-T$. Nous trouvons une évolution standard pour la relation $M_{gas}-T$, et nos résultats sont en accord avec l'évolution non standard de la relation $L_{bol}-T$, trouvée précédemment par Kotov & Vikhlinin (2005). L'évolution de l'entropie à $0.3R_{200}$ pourrait aussi être différente que prévue, mais les écarts ne sont pas très significatifs. Notre étude montre que l'excès d'entropie, particulièrement marquant dans les amas peu massifs à $z = 0$, est essentiellement déjà là à $z = 0.5$.

Quatrième partie

Conclusion et perspective

Dans le cadre de ce travail, nous avons étudié trois amas de galaxies lointains ($z \sim 0.4$) et de faible masse (ou froid : $T \sim 3$ keV) : RXJ2359.5-3211, RXJ2202.7-1902 et RXJ0858.4+1357 constituant l'ensemble principal. Les amas étant peu brillants, nous avons optimisé la méthode d'analyse des données. Nous avons étudié la morphologie de l'amas RXJ2359.5-3211. Nous avons traité les données d'archive d'autres amas (CL0016+16, RXJ1120.1+4318, RXJ1334.3+5030, CL0939+472 constituant l'ensemble secondaire) pour valider notre chaîne de traitement et les hypothèses correspondantes (isothermalité et modèle β pour les profil de brillance de surface). Nous avons trouvé que les paramètres obtenus pour les amas d'archive sont en accord avec les paramètres publiés dans littérature, sauf dans le cas exceptionnel de fusion majeure. Les propriétés des amas de l'ensemble principal sont en accord avec les lois d'échelle et leur évolution déterminées empiriquement, à partir des observations.

Dans l'introduction du cadre théorique de notre travail, nous avons expliqué les fondements du modèle standard des lois d'échelle. Nous avons comparé les prédictions du modèle standard et les résultats courants des observations et des simulations numériques. Les propriétés des amas froids et des groupes de galaxies sont mal connues. Elles sont différentes de celles des amas chauds. Par exemple, la relation $M - T$ sans les amas froids ($T < 3.5$ keV) est en excellent accord avec le modèle standard.

Pour étudier les amas froids, nous avons besoin de données de bonne qualité, d'une chaîne du traitement précise, faisant appel éventuellement à une modélisation des données. Pour notre analyse, nous avons étudié les différentes méthodes disponibles au début de notre travail, choisi la meilleure ou modifié ce qui existe.

Par exemple, nous avons comparé trois fonds de champ vide (Lumb et al. 2002; Read & Ponman 2003; Nevalainen et al. 2005), utilisés pour la double soustraction du fond, afin de trouver le fond qui présente le minimum de fluctuations parasites. De plus, pour les profils de brillance du surface, nous avons comparé la méthode de double soustraction, la méthode de « simple soustraction » (utilisée pour l'analyse des données des satellites X précédents) et notre nouvelle méthode de double soustraction avec modélisation du fond de champ vide. Notre méthode donne de bons résultats sur l'ensemble des amas, comparables à ceux obtenus avec la double soustraction classique. Finalement nous avons utilisé la double soustraction classique dans la chaîne de traitement de données, parce que notre méthode n'est pas idéale, faisant appel à l'hypothèse de symétrie sphérique du fond. Cependant nous avons utilisé notre méthode pour soustraire le fond des images (Fig. 11.1).

Un autre exemple est la méthode de double soustraction des spectres avec modélisation du résidu local (ou résidu extérieur, RE). Dans la double soustraction classique des spectres, nous avons trouvé que le spectre du RE est celui dont la soustraction apporte le plus de bruit. De plus, ce spectre RE a un origine physique simple : la différence entre l'émission du gaz galactique pour le fond du champ vide et celle pour l'observation. Nous avons avec succès ajusté le spectre RE avec un modèle d'émission thermique de gaz froid ($T \sim 0.19$ keV). La comparaison des deux méthodes (classique et avec modélisation du RE) appliquées aux observations de bonne qualité a validé notre méthode. Les données de RXJ2202.7-1902 et RXJ0858.4 +1357 ayant une faible statistique, la méthode classique de double soustraction abouti à des erreurs jusqu'à 40% sur la température. Notre méthode permet d'obtenir des erreurs de l'ordre de 7-10%.

De plus, nous avons effectué une étude des raies de fluorescence pour les détecteurs MOS et pn. Nous avons étudié la distribution spatiale du chaque raie sur le champ de vu à partir des profils de brillance et des images. Nous avons trouvé que la distribution n'est pas toujours à symétrie sphérique. C'est pourquoi la méthode de double soustraction des profils avec modélisation du fond est moins valable que la double soustraction classique. Néanmoins, les résultats de la modélisation pour la bande d'énergie entre 0.3 et 4.5 keV sont valables.

Dans la partie détaillant le calcul des paramètres physiques des amas, nous avons présenté la méthode utilisée. La méthode de base suppose que le milieu intra-amas est isotherme et que le profil de brillance de surface suit un modèle β . Par contre, pour l'amas RXJ2359.5-3211 nous avons essayé un autre modèle du profil de brillance de surface : le modèle $\beta\beta$, qui ajuste mieux les profils piqués au centre. Nous n'avons pas trouvé de différence entre les résultats de ces deux modèles aux rayons intéressants – le pic de densité

dans le centre de l'amas est moins important que le profil dans les parties intermédiaires et extérieures. De plus, pour cet amas nous avons calculé la masse totale sans faire l'hypothèse d'isothermalité. Les différences entre les deux méthodes sont dans les barres d'erreur.

Nous avons étudié les amas de l'ensemble secondaire pour valider notre chaîne du traitement. Les résultats sont en accord avec ceux publiés dans la littérature, sauf pour CL0939+472 – un cas de fusion majeure. Dans ce cas, il faut faire une étude plus détaillée. La qualité statistique des données pour l'ensemble principal ne permet pas une étude détaillée de la morphologie du MIA. Cependant, pour ces amas nous avons obtenu des valeurs de $\beta \sim 0.76$, et nous pouvons supposer qu'aucun n'est similaire à CL0939+472 pour lequel $\beta \sim 1.32$. Nous avons présenté une étude de l'amas CL0016+16. C'est un amas très massif et lointain. Cela nous a permis de vérifier notre chaîne du traitement avec une observation de très bonne qualité et de comparer la masse obtenue par deux méthodes (modèle isotherme et profil de température).

Dans le cadre de la vérification de l'auto similarité pour les amas de l'ensemble principal (lointains et froids), nous n'avons pas trouvé de paramètre physique qui dévie des lois d'échelles établies précédemment. C'est-à-dire que ces amas suivent les lois d'échelle et leur évolution déduites récemment dans la littérature à partir des observations, mais celles ci ne sont pas toujours en accord avec le modèle standard. Nous avons trouvé que nos résultats sont compatibles avec l'évolution prédite par le modèle standard pour les relations liant plutôt la masse et la température : $M - T$, $R - T$, $M_{gaz} - T$, $M - Y$. Pour $S - T$ et $L - T$ (sensible à la physique du gaz) – nous avons confirmé les lois d'échelle et leur évolution empirique publiée dans la littérature.

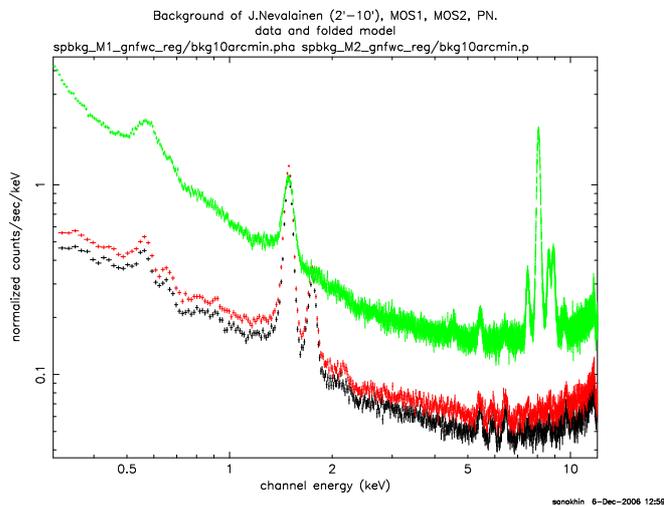
Notre étude des amas peu massifs montre que les effets non- gravitationnels jouent un rôle important pour tous les paramètres physiques des amas. Pour mieux étudier ces effets, par exemple comprendre les influences de chacun, nous avons besoin d'observations de meilleure qualité. En même temps, les observations permettent de calibrer les simulations numériques. Actuellement, des ordinateurs puissants permettent d'effectuer des simulations numériques avec un très grand nombre de particules. Les simulations numériques permettent de simuler la formation des structures en tenant compte des forces gravitationnelles et de quelques effets physiques spécifiques du gaz. Mais l'importance de chaque effet non gravitationnel reste mal connu. Pour comprendre mieux les contributions de chaque effet, on a besoin des résultats d'études parallèles : des noyaux actifs de galaxies, des supernova et des effets non gravitationnels pour le gaz.

La nouvelle génération d'observatoires en X (Constellation-X, XEUS) permettra d'étudier les amas des galaxies avec une meilleure précision. L'observatoire « Planck » permettra d'étudier les amas de galaxies via l'effet SZ. Planck permettra d'étudier le ciel dans un domaine de longueur d'onde complémentaire de celui des rayons X étudiés avec XMM-NEWTON et Chandra.

Annexe A

Les raies de Fluorescence

A.1 Les raies de fluorescences



Al	K α	1.487	MOS, pn
Si	K α	1.740	MOS
Cr	K α	5.412	MOS, pn
Mn	K α	5.895	MOS, pn
Fe	K α	6.400	MOS, pn
Ni	K α	7.473	pn
Cu	K α	8.040	pn
Zn	K α	8.630	pn

TAB. A.1 – Les raies de fluorescence des détecteurs

FIG. A.1 – Spectre du fond de champ vide (Nevalainen et al. 2005) dans la région 2'-10' pour MOS1 (noir), MOS2 (rouge), pn (vert).

Sur la figure A.1, nous montrons le spectre extrait du fichier de fond de champ vide (FCV) de Nevalainen et al. (2005) dans un anneau compris entre 2' et 10' du centre des détecteurs, pour les données MOS1 (noir), MOS2 (rouge) et pn (vert). Au delà de 1keV, la plus grande contribution vient du fond induit par les particules (voir aussi Fig. 7.8). Les raies que l'on observe dans cette bande d'énergie sont des raies des fluorescences. Elles proviennent de l'interaction des particules de haute énergie avec l'ensemble de la caméra, qui excitent les matériaux présents. Leur énergie est donnée Table A.1. L'élargissement visible sur les spectres est uniquement dû à la résolution des détecteurs CCDs (la largeur naturelle des raies de fluorescence est beaucoup plus faible).

Dans la partie qui suit, nous discutons le problème de la soustraction de ces raies de fluorescence, qui sont présentes dans toutes les observations.

A.2 Distribution spatiale des raies de fluorescence

Pour mieux comprendre l'influence des raies de fluorescence sur les observations, nous avons étudié leur distribution spatiale sur les détecteurs. Pour cela nous avons construit pour chaque caméra, les images dans des bandes d'énergie étroites centrées sur chaque raie et leurs profils de brillance de surface (sans correction de vignettage). Les résultats sont montrés sur les figures :

- Aluminium (1.3-1.645 keV) : Fig. A.3

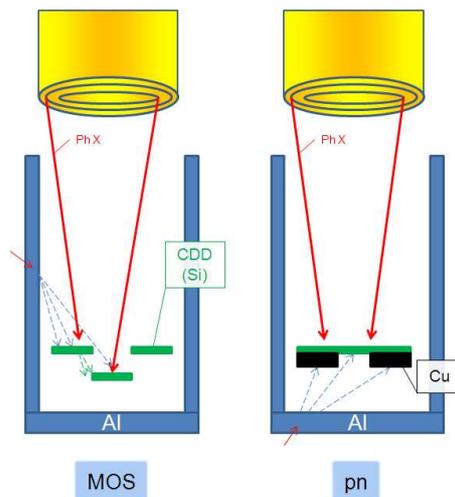


FIG. A.2 – Schémas des caméras MOS et pn pour expliquer la distribution de l'émission des raies de fluorescence sur le champ de vue, avec le silicium des CCD (en vert), la structure environnante en Aluminium (en bleu). Traits rouges épais : les photons X venant du système optique ; Trait rouge fin : particules engendrant un photon K. Les lignes pointillées représentent l'émission secondaire de l'Aluminium et du Silicium.

- Silicium (1.655-2.0 keV) : Fig. A.4
- Chrome, Manganèse et Fer (5.0-7.0 keV) : Fig. A.5
- Nickel, Cuivre et Zinc (7.0-10.0 keV) : Fig. A.6

Pour comprendre la répartition spatiale des raies de fluorescence, il faut garder en mémoire le schéma d'installation des caméras, qui est présenté Fig. A.2.

A.2.1 Raies de l'Aluminium

Toute la structure de la caméra est en aluminium. Les particules énergétiques interagissent avec l'aluminium en arrachant un électron K. Il s'en suit, principalement, une émission K_{α} d'énergie 1.487 keV. On voit bien les raies de l'aluminium sur les spectres de tous les détecteurs. Tout le champ de vue est atteint par l'émission de cette raie. Cependant pour la caméra MOS le CCD central est partiellement écranté par les autres CCDs situés au dessus (Fig. A.2) et on observe un flux moindre sur ce CCD central, particulièrement au bord du CCD plus écranté que le centre.

Le flux est quasi-homogène sur la caméra pn qui est construite d'un seul tenant. Notons cependant que sur le profil de brillance, on voit une diminution du centre vers le bord : cela est dû à la contribution du fond astrophysique qui se superpose à la raie et qui est vignetté. Cet effet est moins apparent dans les figures ci-dessous, de moins en moins quand on monte en énergie, car la contribution relative du fond astrophysique diminue avec l'énergie.

A.2.2 Raies du Silicium

Pour expliquer la répartition du Silicium (Fig. A.4), il faut savoir qu'un photon K émis par le silicium n'est que difficilement ré-absorbé dans le Silicium et que de fait son libre parcours est assez grand. C'est ce qui explique que certaines zones en bord de CCD MOS présentent plus de détection de silicium, c'est celui venant des photons émis par le ccd qui lui est immédiatement au-dessus. C'est encore plus net dans le CCD central qui est en dessous de tous les CCDs périphériques et qui par contre-coup, "récolte" les photons K de tous ses voisins. Nous n'avons pas cet effet avec le détecteur pn, parce que comme dit plus haut la caméra pn est construite d'un seul tenant dans un "wafer" silicium et que donc tout le silicium est au même niveau.

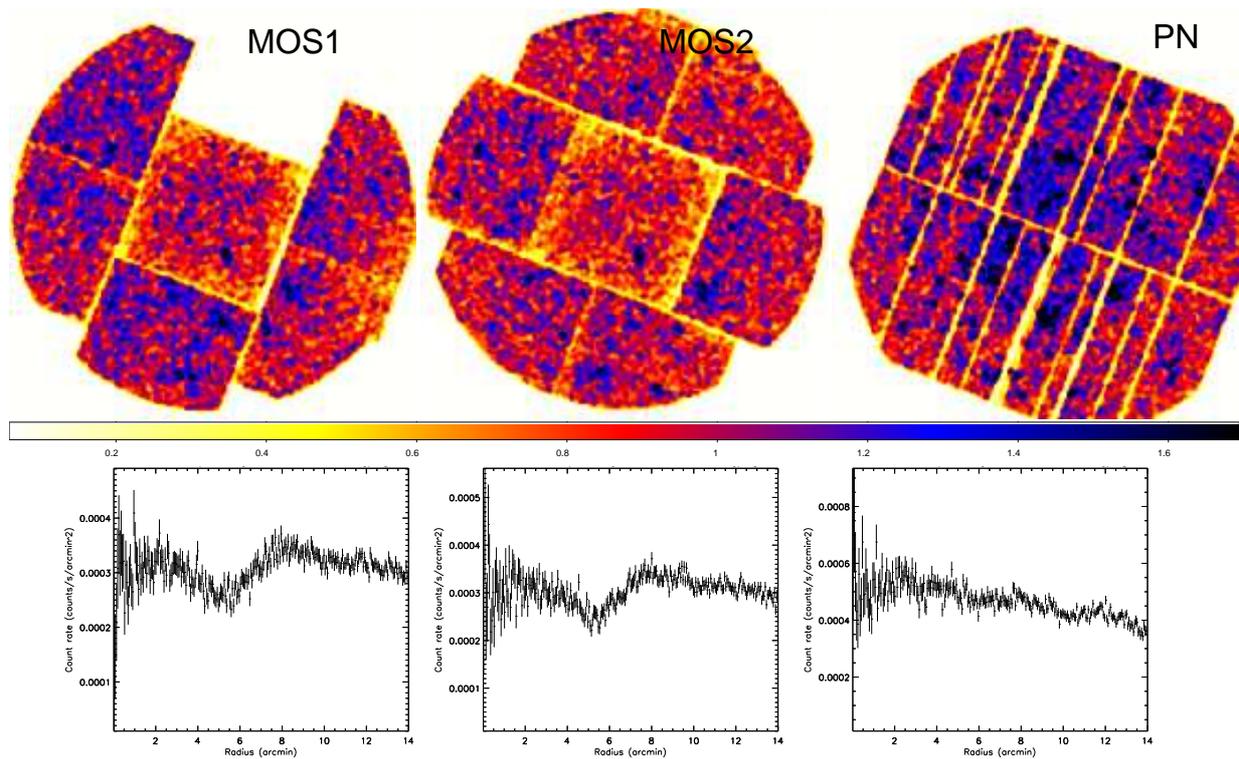


FIG. A.3 – Image (en haut) et profils de brillance de surface (en bas) pour les caméras MOS1, MOS2 et pn, dans la bande d'énergie entre 1.3 et 1.645 keV et centrée sur la raie de fluorescence de l'Aluminium (extraits des listes d'événements de Nevalainen et al. (2005)).

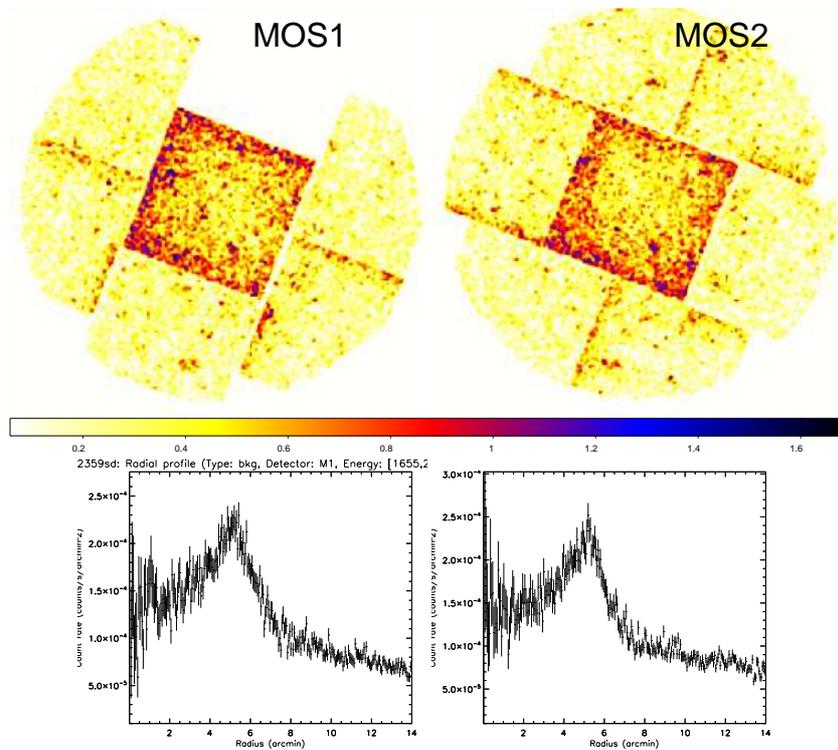


FIG. A.4 – Image (haut) et profils de brillance de surface (en bas) pour les caméras MOS1 et MOS2 dans la bande d'énergie entre 1.655 et 2.0 keV et centrée sur raie de fluorescence du Silicium (extraits des listes d'événements de Nevalainen et al. (2005)).

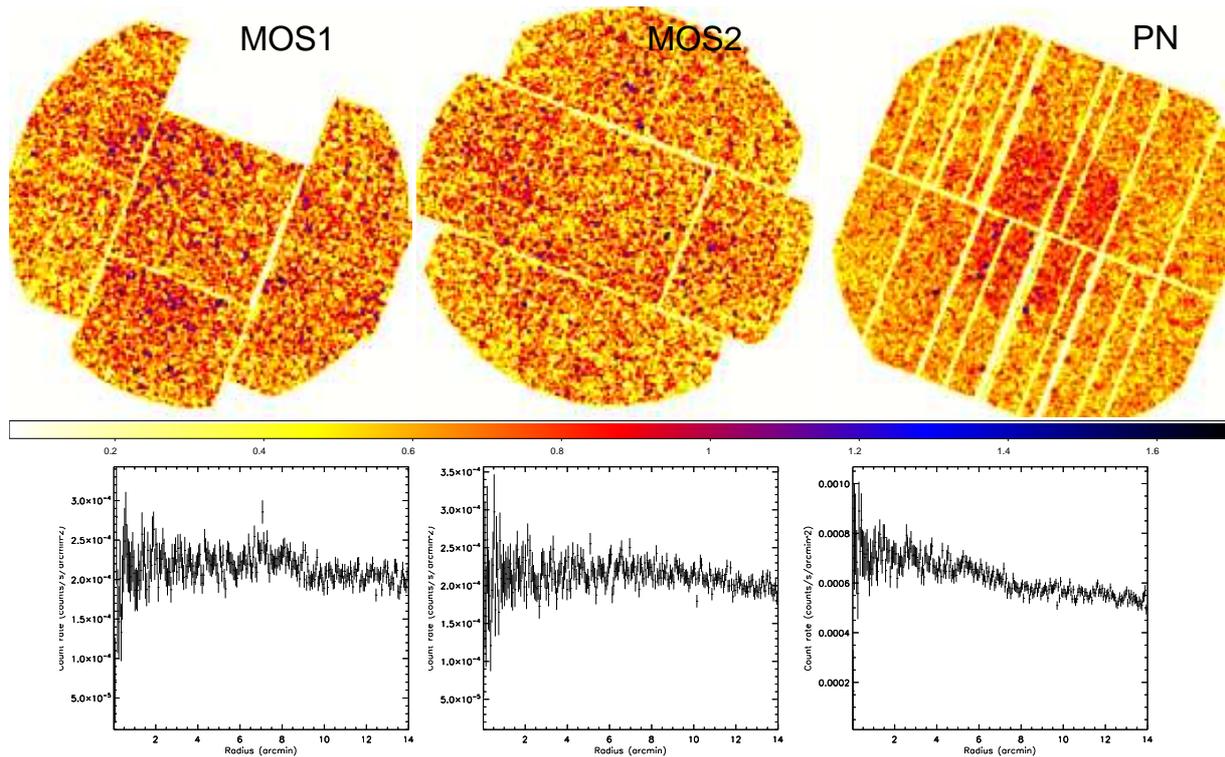


FIG. A.5 – Image (haut) et profils de brillance de surface (bas) pour les caméras MOS1, MOS2 et pn dans la bande d'énergie entre 5.0 et 7.0 keV et centrée sur les raies des fluorescences du Chrome, Manganèse et Fer(extraits des listes d'événements de Nevalainen et al. (2005)).

A.2.3 Raies du Chrome, Manganèse et Fer

La construction de la caméra pn est vraiment différente, ce qui entraîne une distribution des raies de fluorescence différente. En particulier, il y a sous le "wafer" de la caméra pn une plaque de circuit imprimé qui contient l'électronique proche nécessaire à la lecture et au contrôle de la caméra. Elle est recouverte de cuivre, excepté dans sa partie centrale. Par conséquent, on voit l'effet d'écrantage de cette plaque dans la bande 5-7 keV (Fig. A.5) dans les parties extérieures. La caméra pn montre une augmentation au centre alors que pour les caméras MOS la répartition est tout à fait homogène.

A.2.4 Raies du Cuivre, Nickel et Zinc

La situation est inversée dans la bande d'énergie entre 7.0 et 10.0 keV, celle qui contient la raie du cuivre (et du nickel et zinc mais celles ci sont moins intenses). Sur le pn nous voyons une émission très forte à la forme exacte de la plaque de Cuivre (Fig. A.6).

A.3 Le problème de la soustraction des raies de fluorescence

Nous avons limité notre étude aux quatre raies les plus importantes du fond (Fig. A.1). En conclusion :

- La contribution des raies de fluorescence au profil de brillance du fond dépend de la distance au centre.
- De plus l'émission n'est pas toujours à symétrie circulaire.

En conséquence, les méthodes de soustraction du fond qui ne font intervenir que les données de l'observation ne permettent pas de soustraire correctement les raies de fluorescence. La simple soustraction d'un fond estimé dans les régions extérieures à l'amas (Sec. 9.2.1) va donner des contributions résiduelles dans le profil de brillance ou le spectre de l'amas, dues aux variations spatiales des raies (en particulier

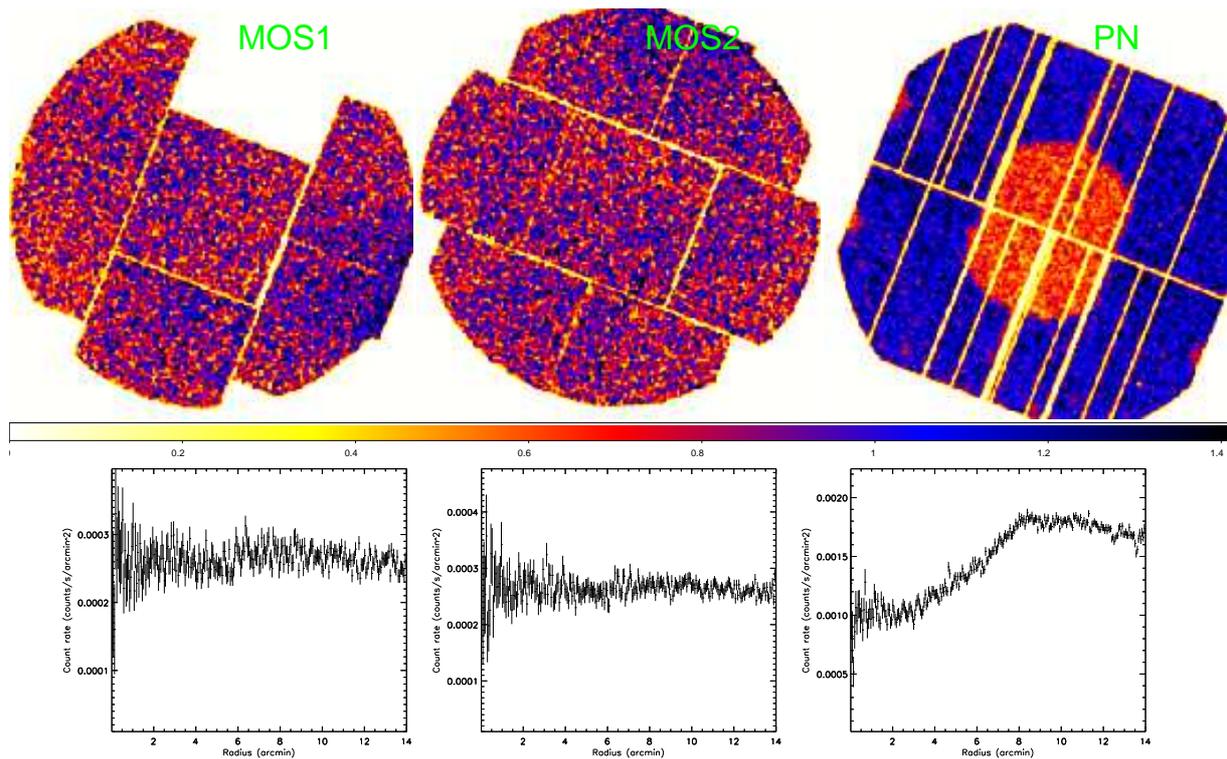


FIG. A.6 – Image (haut) et profils de brillance de surface (bas) des caméras MOS1, MOS2 et pn dans la bande d'énergie entre 7.0 et 10.0 keV et centrée sur les raies des fluorescences du Nickel, Cuivre et Zinc (extraits des listes d'événements de Nevalainen et al. (2005)).

radiales). Il en est de même de la méthode (Sec. 9.2.2, analyse des profils de brillance de surface) basée sur une modélisation des contributions du fond particule et X, contrainte par les données dans les régions extérieures, qui suppose explicitement que le fond particule est uniforme sur le détecteur.

Par contre la méthode de double soustraction du fond, utilisant des données de champ vide, est a priori meilleure. Dans la première étape de cette méthode, on soustrait au produit extrait des observations (e.g un spectre), le produit correspondant extrait des données de champ vide, dans la *même* région du détecteur. Cette première étape permet donc en principe de soustraire correctement les raies. C'est souvent le cas (voir par exemple Fig. 8.14(a)) mais pas toujours. En effet le fond particule varie d'une observation à l'autre. Nous tenons compte de cela en 'normalisant' les données de champ vide par le rapport des taux de comptage à haute énergie (Sec.8.4.1). Cela normalise la partie continue du spectre produit par les particules lors de leur interaction avec les CCDs. Cependant, les raies de fluorescences proviennent de l'interaction des particules de haute énergie avec l'ensemble de la caméra, il n'a que peu de raisons d'être *strictement* proportionnel à ce fond continu (d'autant plus qu'il y a un délai dans la production des raies de fluorescence). C'est pourquoi la "première" soustraction ne supprime pas toujours correctement ces raies de fluorescence.

La deuxième soustraction (i.e la soustraction du fond résiduel estimé dans la région extérieure à l'amas) ne résout pas le problème, au contraire. En effet, les données étant corrigées du vignettage, cette deuxième étape ne peut soustraire correctement qu'un résidu de fond astrophysique, ie un résidu spatialement uniforme une fois 'dévignetté'. Dans le cas des raies de fluorescence, le résidu dans les régions extérieures va être incorrectement amplifié par ce processus de correction du vignettage, par rapport au résidu dans la région de l'amas. Supposons par exemple, que les raies sont plus faibles/fortes dans l'observation que dans le FCV (résidu négatif/positif dans l'amas et dans la région extérieure), la deuxième soustraction va sur-corriger le problème et laisser un résidu positif/négatif, même si la distribution des raies étaient uniforme.

Dans notre recherche sur les raies de fluorescence, nous avons essayé d'améliorer le traitement pour soustraire plus correctement les raies de fluorescence des spectres. Nous avons développé un logiciel

qui permet d'estimer, à partir des spectres, l'intensité d'une raie donnée dans la région de la source et extérieure à la source pour le FCV, et extérieure à la source pour les données de l'observation. En faisant l'hypothèse que la distribution spatiale des raies restait toujours la même, on peut en déduire l'intensité de la raie dans la région de source pour l'observation et la soustraire au spectre correspondant. Cependant, cette méthode s'est avérée peu efficace et n'a pas amélioré la qualité finale des résultats. Un des problèmes est la faible statistique dans la région de la source (qui est petite) qui ne permet pas de mesurer précisément l'intensité de la raie de FCV dans cette région. Nous avons donc décidé de ne pas montrer plus en détail cette méthode qui n'est pas efficace.

Annexe B

Etude de CL 0016+16

CL 0016+16 est un amas déjà très étudié en rayons X avec ROSAT (Neumann & Böhringer 1997) et avec XMM-NEWTON (Worrall & Birkinshaw 2003; Kotov & Vikhlinin 2005) et aux autres longueurs d'onde. Il est brillant et lointain, $z = 0.54$. Dans notre recherche, on a utilisé les données du satellite XMM-NEWTON avec un temps d'exposition de 26ks après soustraction des sursauts (seulement 17% du temps).

Comme décrit dans la thèse, j'ai utilisé cet amas pour tester la chaîne de traitement des amas peu massifs : comparaison des différentes méthodes de soustraction du fond (que ce soit pour les profils de brillance ou les spectres) et le biais possible introduit sur l'estimation de la masse par l'hypothèse d'isothermalité. Par rapport aux amas de l'ensemble principal, cet amas a suffisamment de statistique en effet pour étudier la distribution de température. Cela permet de calculer, sous l'hypothèse de symétrie sphérique et d'équilibre hydrostatique, la masse totale plus précisément avec le profil de température.

L'article suivant présente l'étude détaillée de CL 0016+16 (Solovyeva et al. 2007). Nous avons réussi à détecter l'émission de cet amas jusqu'au delà de R_{200} . Pour cela on a utilisé la double soustraction avec le fond de Nevalainen et al. (2005) et avec la méthode de modélisation du fond. Aussi on a vérifié la possibilité de détection de l'émission jusqu'à rayon viriel avec XMM-NEWTON à l'aide de simulation. Nous avons mesuré le profil de température et de masse jusqu'à R_{200} .

Aussi, nous avons obtenu une carte de la température qui nous a permis d'étudier l'état dynamique de l'amas. Nous avons observé des perturbations dans le centre, indiquant que cet amas n'est pas relaxé. Pour comprendre l'influence de ces perturbations sur l'estimation de la masse totale, nous avons obtenu les profils de température et les profils de brillance de surface dans quatre directions et dérivé les profils de masse totale dans chaque direction. A R_{500} et à R_{200} les différences sont $< 20\%$ et dans les barres d'erreur. Enfin, nous avons testé les lois d'échelle avec cet amas et obtenu que il est trop lumineux pour sa température.

B.1 Article : The distant galaxy cluster CL0016+16 : X-ray analysis up to R_{200}

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

L. Solovyeva¹, S. Anokhin¹, J.L. Sauvageot¹, R. Teyssier¹ and D. Neumann¹

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

Received May 15, 2007; accepted ,

ABSTRACT

Aims. CL0016+16 seems to be a good candidate, for studying the mass distribution of galaxy clusters up to their Virial radius, since it is a bright massive cluster, previously considered as dynamically relaxed.

Methods. Using XMM-Newton observations of CL0016+16, we performed a careful X-ray background analysis and detected its X-ray emission convincingly 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. We used the assumption of both spherical symmetry and hydrostatic equilibrium (HE), to determine the main cluster parameters: total mass, temperature profile, surface brightness profile, and β -parameter. We also built a temperature map that clearly exhibits departure from spherical symmetry in the centre. To estimate the influence of these perturbations on our total mass estimate, we also computed the total mass in the framework of the HE approach, but this time with various temperature profiles obtained in different directions.

Results. 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 for studying 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 *virialised* 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. The X-ray observations of galaxy clusters allow us to study the hot intracluster 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 clusters 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 has 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 of 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 highquality surface brightness profiles using different background 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. An N body and hydrodynamics numerical simulations have shown that, within this radius, the gas and dark matter halo can be reasonably considered to be 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, and our cosmological parameters $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Most theoretical predictions (mass function, density profiles, scaling laws) are computed within this radius, while most X-ray observations are limited to much more inner regions, such as R_{1000} .

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

The purpose of this paper is 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 used Eq.1 to estimate that $R_{200} = 1.92$ Mpc or $5'$ for $z=0.54$. We then verified 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 deduced 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 Λ CDM cosmological model, we tested how CL0016+16 fits into the 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. This 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 the count rate of the observation data we detected and excluded the periods of "flare". We used the count rate of the observation in the high energy bands (10-12 keV) and exposure time of the observation to normalise 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 an exposure map. The vignetting is a geometrical effect, and both approaches lead to similar results. Throughout 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. Our analysis 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 normalised blank field obtained using the same spatial and energy selection (NXB component), and then 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 any "flare" rejection (Read & Ponman 2003). We excluded the "flare" period using a 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 we performed the "flare" rejection in the standard selection for the observation and background data (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 and 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 so as 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 and less sources and no artefacts in the centre of the FOV. In this analysis for observation we excluded the "flare" rejection in the standard selection with 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

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

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

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

3.1.1. Surface brightness profile with the 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 keV and calculated the corresponding exposure maps taking into account the detector geometry for the observation

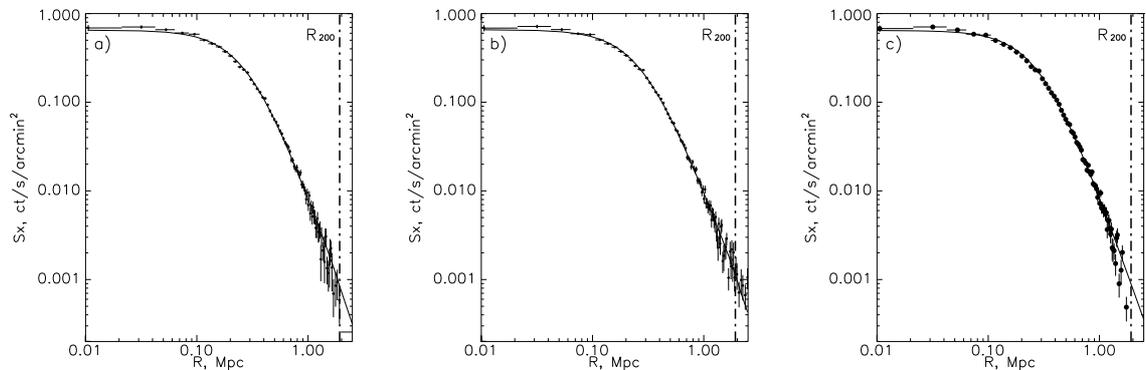


Fig. 1. The surface brightness profiles combined MOS1, MOS2, and pn cameras obtained using different backgrounds: a) the background of A. Read, b) the background of J. Nevalainen, and c) the background model from observation data. The solid line is the best-fit β -model.

and background data for the XMM-Newton three cameras. 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 a detection limit of 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 the blank field of J. Nevalainen

To obtain a surface brightness profile using background from 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 a detection limit of 3σ . We fitted S_0 with a β -model, without the first three points but with the PSF deconvolution (see the results in Table 1). The same results of the β -model fit parameters were obtained using all the 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 those in 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 it would be better to use the observation data for the background modelling. We used the observation data to model the CXB and NXB components of the background. The CXB component of background is vignettted by X-optics, but the NXB component is not (Arnaud et al. 2002). In this analysis we selected of the “flare” events in the observation data, created the surface brightness profile from observation data, used the vignetting function to search the CXB and NXB components of the background by

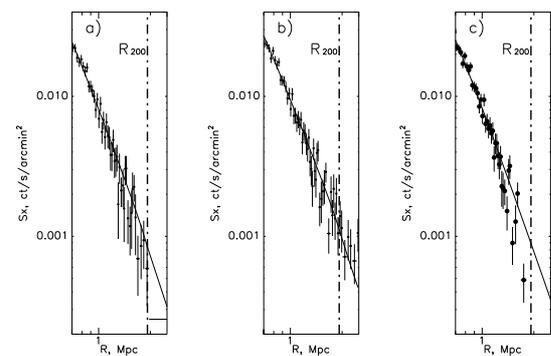


Fig. 2. The combined (MOS1, MOS2, pn) surface brightness profiles in the external region obtained using: a) the background of A. Read, b) the background of J. Nevalainen, c) the background modelling from corresponding observation data. The solid line is the best-fit β -model.

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 the β -model, see Fig.1c. The fit of the cluster profile is given in Table 1.

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} , which is important for studying the cluster physics in the outskirts.

In all samples, the β -model agree well with the surface brightness profiles using the method of double background subtraction. The different results of the fitting β -model for CL0016+16 are shown in Table 1, obtaining good agreement with other authors.

We obtained worse reduced χ^2 using the background of A. Read and the modelling of background. It may be because the A. Read background has artefacts in the centre

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

data source	β -fit (0.01-2.5 Mpc)			β -fit by region extern (0.3-2.5 Mpc)		
	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

of the FOV so the surface brightness profile of the cluster does not fit in the centre well 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 detecting up to R_{200} with XMM-Newton data (see Appendix A).

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

4. Spectral analysis

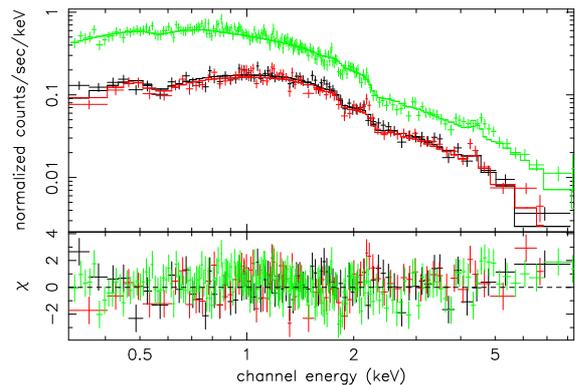
We needed to study the ICM dynamics of CL0016+16 and to calculate the total mass profile up to R_{200} more precisely using the equilibrium approach. From the spherical brightness emission, CL0016+16 looks like a relaxed cluster without any cool core. On the other hand, CL0016+16 has the companion cluster RX J0018.3+1618 (Worrall & Birkinshaw 2003) and radio halo (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 $N_H = 4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 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 cases, but sometimes we cannot reliably determine 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 cor-

rected for the vignetting and the background. The integration region for the cluster was restricted to $5'$ (R_{200}), because 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 $kT = 8.81 \pm 0.35 \text{ keV}$ and an abundance of 0.18 ± 0.05 , the reduced χ^2 is 0.93. We also estimated the mean temperature in a $6.4'$ radius, the best fit gives $kT = 8.83 \pm 0.36 \text{ keV}$ with a reduced χ^2 of 0.93 and an abundance 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 show the best fit of the isothermal model with $kT = 8.81 \text{ keV}$ and abundance of 0.18 solar units.

4.2. Temperature profile

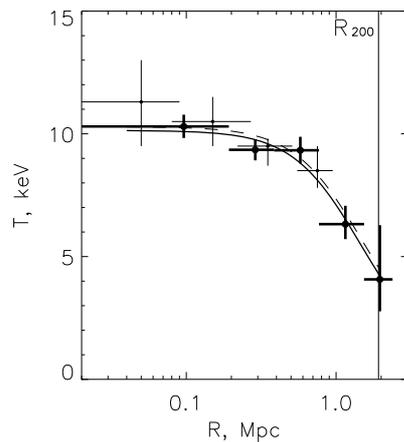
For a more exact determination of the total mass profile, it is better to use the temperature profile. We supposed that CL0016+16 was a relaxed cluster and assumed that the temperature structure of this cluster was spherically symmetric. The spectra were extracted in the five concentric annuli centred 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 the temperature profile with frozen and free abundances and obtained 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

Table 2. The spectral-fit results of the temperature profile with frozen and free abundances for all EPIC cameras.

annulus r_1 - r_2 (')	$T(\text{keV})/\chi_{red}^2$	$T(\text{keV})/\chi_{red}^2$	$Z (Z_{\odot})$	$T(\text{keV})/\chi_{red}^2$	$T(\text{keV})/\chi_{red}^2$
	$Z = 0.18Z_{\odot}$	free Z		free Z	free Z
	mos1+mos2+pn	mos1+mos2+pn	mos1+mos2+pn	mos1+mos2	pn
0.0-0.5	$10.63^{+0.57}_{-0.47}/0.92$	$10.27^{+0.48}_{-0.47}/0.91$	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	$4.14^{+2.18}_{-1.27}/0.87$	$4.07^{+2.21}_{-1.30}/0.85$...	$1.99^{+2.43}_{-0.55}/0.89$	$4.98^{+2.49}_{-2.51}/0.82$

with the spectral-fit results of Kotov & Vikhlinin (2005), as seen in the comparison in the figure from our analysis. Note that temperature was detected up to R_{200} and obtained points agree with the function of temperature profile by Kotov & Vikhlinin (2005).

**Fig. 4.** The obtained total temperature profile of CL0016+16. The solid points and line are the obtained temperatures and the fitting of the temperature profile function. The thin points and dotted line are the obtained temperatures and the temperature profile function of Kotov & Vikhlinin (2005).

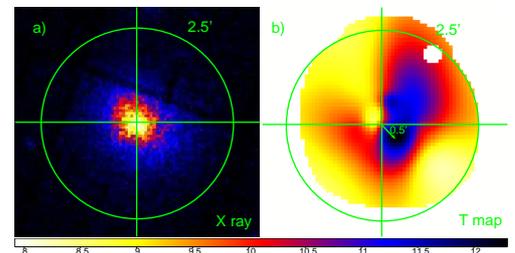
4.3. Temperature map

To understand the ICM dynamics of CL0016+16 it is necessary to obtain a temperature map, which is the most accessible measurable indicator of a system equilibrium. The temperature map was obtained by a X-ray wavelet spectral mapping algorithm (XWSM). The spatial temperature variations are coded on different scales in the wavelet space using the Haar wavelet and then 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 $45''$ with a 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 8.7 keV in the cold region of the cluster. We observed the maximum of temperature southwest (SW) of the cluster emission centre, and the minimum of temperature northeast (NE) of cluster emission centre. Fig.5 shows the hot regions to the southeast (SE) and to the northwest (NW) and two cold regions in other directions. Note that the maximum of the temperature is not superimposed on the maximum emission. The peak of the temperature is displaced by $0.5'$ (190 kpc) from the cluster emission peak.

**Fig. 5.** a) The X-ray emission from EPIC (MOS1, MOS2, and pn cameras) 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 observed the same variation in the cluster centre, in the direction of the temperature map elongation from SE to 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 the temperature map. These results are shown in Table 3. The temperature obtained for the regions is in 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.

6

 L. Solovyeva et al.: The distant galaxy cluster CL0016+16: X-ray analysis up to R_{200}

keV, respectively. Regions 9 and 3 are the temperature minima and the region 10 has the highest 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 centre. It is important to understand whether these variations in temperature would have any significant effect on the total mass.

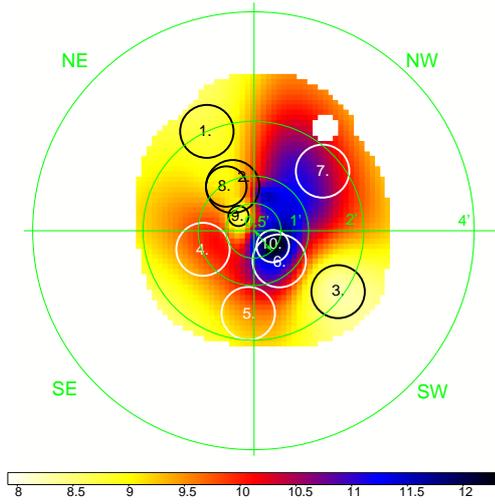


Fig. 6. The temperature map with chosen regions and sectors. The white contours illustrate the chosen regions from which spectra were extracted. The regions were defined on the basis of temperature map. The green contours are the sectors chosen, for extracting the spectra for four temperature profiles.

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

region	$T(\text{keV})/\chi^2_{red}$
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	$12.01^{+1.45}_{-1.34}/0.84$

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 they are lower in the SW and NE

direction. Figure 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 to be similar to that of the total temperature profile. We obtained the temperature profiles in each direction. Figure 7a shows the total temperature profile and two 'hot' temperature profiles. Figure 7b shows the total and 'cold' temperature profiles.

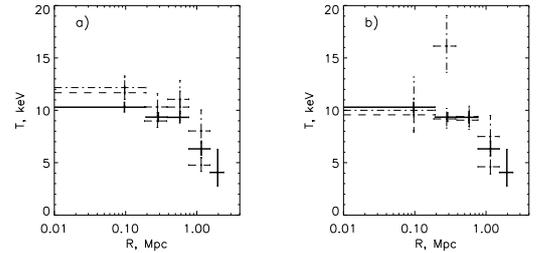


Fig. 7. The temperature profiles in different directions. The solid points are the total temperature profile. The dotted points are the obtained temperature profiles from sectors: a) the 'hot' temperature profiles (the SE and NW directions) b) the 'cold' temperature profiles (the SW and NE directions) 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 SE and NW directions and the decrease in the SW and NE directions. The maximum temperature variations were observed in the cluster centre. We used these temperature profiles to determine the variation in the total mass profiles.

5. Mass analysis

To calculate the total mass profile more precisely 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. As a result, we performed a surface brightness analysis in each chosen direction and obtained β -model for each profile (see Table 4).

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

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 $n_{e0} = (7.85 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ assuming a temperature of 8.85 keV and using the β -model parameters obtained from the

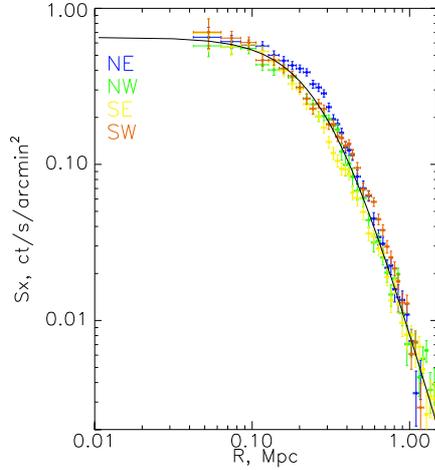


Fig. 8. The surface brightness profiles in different directions. The solid line is the best fit of the total radial profile.

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

Nevalainen's background subtraction, given in Table 1. The total gas mass is shown in Table 5.

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

5.2. Cluster total mass

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

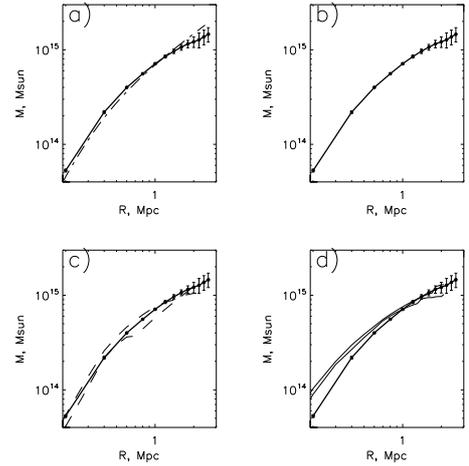


Fig. 9. The integrated total mass profile of CL0016+16. a) The bold solid line showing the total mass profile was obtained using the total temperature profile. The dot-dashed line is the total mass profile obtained using constant temperature. b) The bold solid line is the total mass profile obtained 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.

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 the resulting temperature profiles. Using the hydrostatic equilibrium approach, the β parameters obtained with the subtraction of 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 input. The method of Neumann & Bohringer (1997) was used, which allows 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. Figure 9 shows the total mass profiles obtained using the constant temperature and assumption temperature profiles. Using a similar approach 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 compares 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 do 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 that the total mass estimates in sectors are all within 1σ 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 also calculated the gas mass fraction of 0.16 ± 0.01 , which 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 the $M - T$ scaling relation using the best fit of the mean temperature in $5'$ radius at the cluster redshift and in Λ CDM cosmology. Assuming structural similarity and the virial theorem, we provide a scaling relation between virial mass, radius, and the overall X-ray temperature T_X : $M_{VT200}/R_{VT200} \propto T_X$. This relation corresponds to a fixed density contrast at redshift z and is derived using the virial theorem: $M_{VT200}/(4/3\pi\rho_c R_{VT200}^3) = 200$. 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 normalisation factor adapted from the numerical simulations of Bryan & Norman (1998), rescaled at R_{VT200} . The result for M_{VT200} is in 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 galaxy 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.

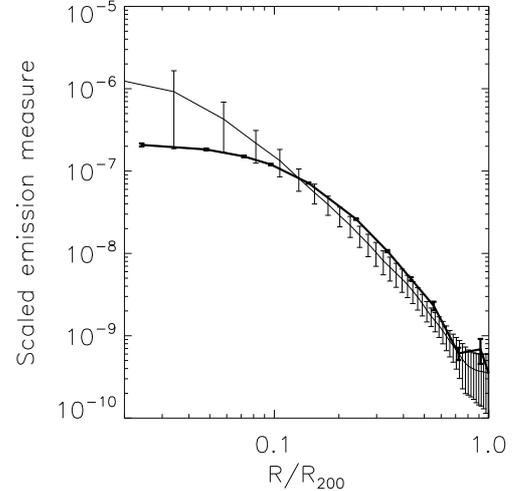


Fig. 11. The scaled emission measure (ScEM) profiles. The dotted lines are the ScEM profiles of the nearby clusters. The bold solid line shows the ScEM profile of CL0016+16. The radius is normalised to R_{200} .

We used R_{200} for the normalisation on the radius. The self-similarity of cluster implies that the scaled emission measure profile (ScEM) should be identical for all clusters:

$$ScEM(r/R_{200}) = \frac{4\pi(1+z)^4 S(r/R_{200})}{\Lambda(T, z)\sqrt{T}(\sqrt{\Delta_c}E(z))^3}. \quad (6)$$

there, $ScEM(r/R_{200})$ was calculated directly from the observed surface brightness distributions, and $S(r)$ 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 Λ CDM 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). Figure 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 can commonly be explained by the non-gravitational processes. The ScEM profile of CL0016+16 is lower in the centre in comparison with the 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 profile of nearby galaxy clusters. We compared the total emission from CL0016+16 and from the nearby galaxy clusters at the radii $0.2R_{200} > r > R_{200}$. The total scaled emission of CL0016+16 is stronger by a factor of 1.6 than the total emission from nearby galaxy clusters.

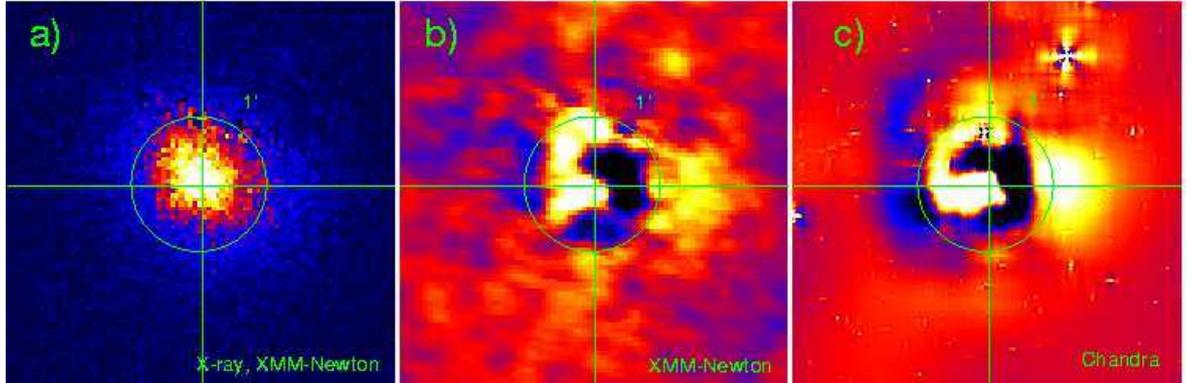


Fig. 10. a) The X-ray emission from the XMM-Newton data. b) The X-ray residual from the XMM-Newton data in the cluster centre, was obtained with the help of 2D β -model. c) The obtained X-ray residual from the Chandra data.

Finally, these results can be explained by the cluster properties of CL0016+16, in particular by the absence of cooling core and high luminosity, due to a merger activity.

6.2. $L_X - T$ relation

We tested the scaling $L_X - T$ relation for a distant luminous galaxy cluster with a possibility of merger. We computed the bolometric luminosity L_X within R_{200} (see Table 5) and obtained the count rate in the 0.3-4.5 keV. 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 a 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 normalisation 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 a merger in the maximum core collapse for CL0016+16, because the numerical simulation (Randall et al. 2002) suggests 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 the 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 fitted the surface brightness distribution of CL0016+16 obtained from XMM-Newton data with a 2D β -model and quantified the deviation from this model.

For the XMM-Newton data, we used three cameras, with the modelling and subtraction of background from the image (same method were used in sect 3.1.3) and with point sources and gap corrections. To confirm XMM/Epic 2D β

analysis, we also used the Chandra data to compare the residuals at a better spatial resolution. We are confident of the reality of these residuals since we found very similar results with XMM/EPIC and Chandra/ACIS. A reduced, cleaned ACIS event list was downloaded directly from the Chandra X-ray Center (CXC). The analysis was performed with CIAO software. The images were smoothed with a Gaussian filter before fitting. We fitted 2D β -model in the region $2'$ ($0.8 \text{ Mpc} \approx R_{500}$). 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. We obtained very similar results from the XMM-Newton and Chandra data. 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, which explains the difference in the core radii. Two very similar residual maps established the perturbations at the centre over at least a $1'$ radius (0.4 Mpc). In both cases, 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 the total surface brightness profile, but we observed perturbations in 2D. At first glance, CL0016+16 looks rather homogeneous in brightness and not in temperature. Now, after the 2D β subtraction, we enhanced the brightness structures in the inner core. We 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 (hence in the mass estimate in the HE scheme), but they are important for qualifying the relaxation status of the inner core of CL0016+16 and thus the limit of the hydrostatic equilibrium hypothesis.

If CL0016 is in the maximum core collapse phase, it will present very similar residuals as observed in numerical simulations around this phase. See, for example, Fig.4 in Ricker and Sarazin (2001), where they present a 1- to -1 mass ratio collision with a 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 times too luminous than the simulation

found for a cluster at 0.01 Gyr around its maximum core collapse (see Fig. 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 find 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 in 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 as hosting 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 $\sigma_v = 1800$ 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 on the total mass estimation and found that, depending on the adopted temperature profiles. (but always in the framework of hydrostatic equilibrium), the total mass may vary by something like 20%, which is much greater than the quoted error 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 summarised as follows. We performed detailed image and spectral analyses 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 these 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, and our results are in a good agreement with results from Kotov & Vikhlinin (2005). The temperature map shows the asymmetry in the radius $1'$, and the temperature maximum ($T = 12.0 \pm 1.5$ keV) is not superposed on the central X-ray cluster emission and is located in SW direction; also we observed the ‘cold’ regions ($T = 6.2 \pm 1.2$ keV) to the NE. To study the dynamics of CL0016+16 more precisely, we chose several regions using the temperature map. We extracted temperature in the regions and 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 the total mass within R_{200} and R_{500} , but the temperature variations do not significantly impact on the total mass, $\Delta M < 20\%$ at R_{200} . But the temperature variations in the centre mainly influence the inner part of total mass profile. To better understand the possible dynamics in the cluster centre, we calculated a 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. The ScEM of distant galaxy cluster CL0016+16 is higher than the mean ScEM profile of nearby clusters 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 a 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 the XWSM code available to us.

References

- Arnaud, M., Majerowicz, 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., Meneghetti, 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

To check the possibility of the cluster emission detection up to R_{200} with XMM-Newton data, we decided to treat the template of a similar cluster from the Hydro N-body cosmology simulation, code RAMSES (Teyssier 2002).

The main idea for using 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 all the observational effects into account as precisely as possible, in particular, the relationship between the background, the instrumental response, and the hot temperature of this cluster. The scaling applied to Cluster 6 directly follows the M-T relation and allow properly study of 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.

We used the self-similarity theory to scale the Cluster 6 to CL0016+16, in particular its temperature and mass, without changing the radial profile (below, we refer to this cluster as a 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 that depends on the chosen cosmology (Bourdin et al. 2004).

The photons were obtained from cosmology simulation for the simulated cluster. We convolved these photons with the XMM-Newton response. In our analysis we took into account the PSF effect, vignetting correction function, and mask of CCD cameras (gap) and then added the randomly selected events from the 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 cuspier 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 a 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} .

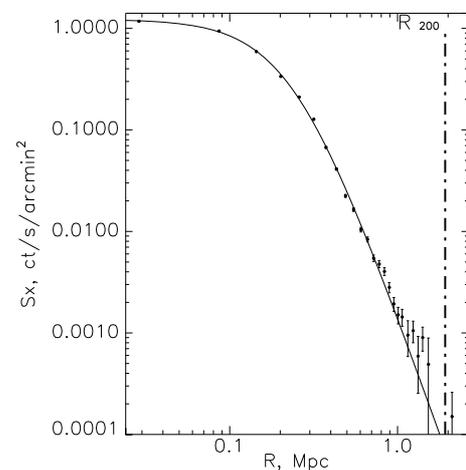


Fig. A.1. The surface brightness profile for a similar cluster to CL0016+16 obtained from the Hydro N-body cosmology simulations.

Annexe C

Article : XMM-Newton observations of low mass galaxy clusters at intermediate redshift

XMM-Newton observations of low mass galaxy clusters at intermediate redshift.

S. Anokhin and M. Arnaud

Laboratoire AIM, DAPNIA/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: sergey.anokhin@cea.fr, monique.arnaud@cea.fr

Received xxx; accepted xxxx

ABSTRACT

We present *XMM-Newton* observations of RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, the three lowest luminosity clusters discovered at intermediate redshift, $0.4 < z < 0.5$, in the SSHARC survey. The clusters appear to be in different dynamical states. RX J2359.5-3211 exhibits a regular morphology and the highly peaked density profile and central temperature drop typical of cooling core clusters. This suggests that it is dynamically relaxed. The morphology of RX J2202.7-1902 is that of a late type merger. The surface brightness profiles of this cluster and of RX J0858.4+1357 are well fitted by a classical β -model. The total mass M_{500} at a density contrast of 500 is estimated from the M_{500} - Y_X relation, where Y_X is the product of the gas mass and T_X , the temperature outside the core region. The derived T_X and M_{500} values are in the range 2.9–3.4 keV and 1.2 – $1.7 \cdot 10^{14} M_\odot$, respectively. The data are used to study cluster evolution in the low mass regime. The cluster properties agree well with the classically evolving tight relation between $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$, the bolometric luminosity within $[0.15-1]R_{500}$, and Y_X , derived by Maughan et al (2007) from a large sample of clusters. This provides additional evidence that $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ may be a good mass proxy, including for low mass systems. The gas mass fraction within R_{500} is smaller than that of massive clusters, as observed for local clusters of similar masses. We estimated the entropy at $0.1 R_{200}$ and at R_{2500} . The present data set are completed by values derived from published *XMM-Newton* observations of 8 cool ($T < 4$ keV) clusters in the $0.4 < z < 0.6$ redshift range. The entropy data at R_{2500} are consistent with the local S - T_X relation, once scaled according to the standard self-similar evolution. This suggests that the entropy excess is already present at $z \sim 0.5$. The entropy at $0.1 R_{200}$ is also discussed.

Key words. Cosmology: observations, Galaxies: cluster: general, galaxies: clusters: individual: RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902, RX J0858.4+1357, (Galaxies) Intergalactic medium, X-rays: galaxies: clusters

1. Introduction

It is now well established that the simplest model of structure formation, purely based on gravitation, fails to explain all the observed properties of the nearby cluster population. In particular, the gas entropy, S , exceeds the value attainable through gravitational heating alone, throughout the ICM (Pratt & Arnaud 2003; Ponman et al. 2003; Pratt et al. 2006). The general consensus is that the gas history depends not only on gravitational effects, but also on the interplay between cooling and various galaxy feedbacks (see Voit 2004, for a review). However, none of these processes is well understood.

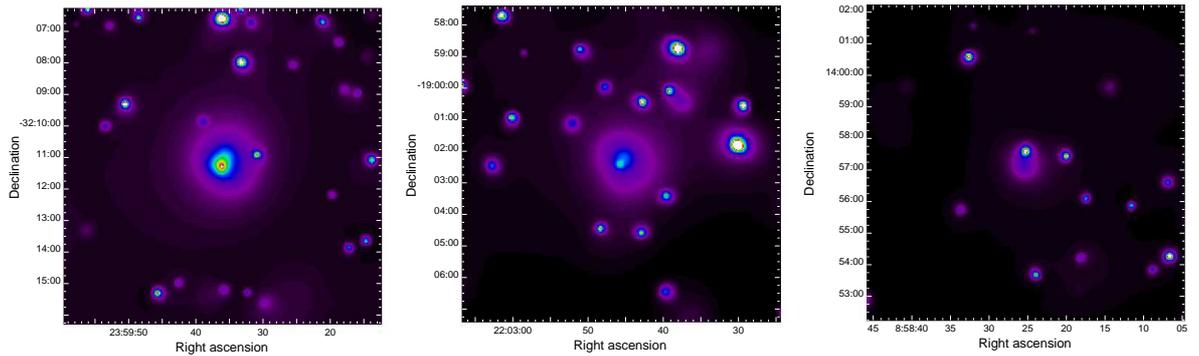
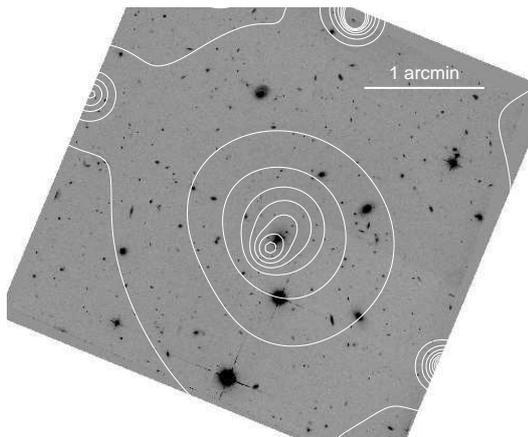
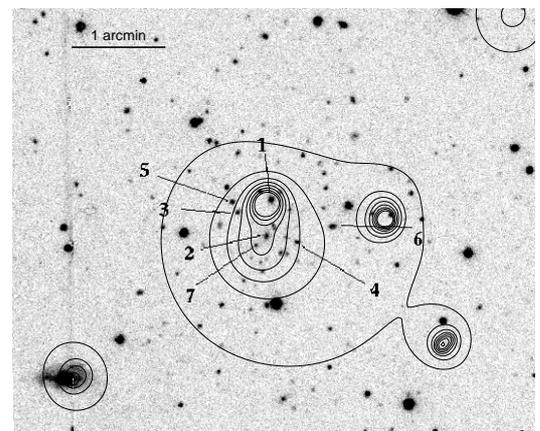
Local clusters can only provide a fossil record of non gravitational processes. The evolution of cluster properties, specially of the entropy, is a key information to disentangle and understand the respective role of each non-gravitational process, which are expected to affect the ICM entropy at different level and time scale. Recent evolution studies do confirm that clusters follow scaling laws up to high z (Vikhlinin et al. 2002; Lumb et al. 2004; Ettori et al. 2002; Kotov et al. 2005, 2006; Maughan et al. 2006; Maughan 2007). However, the amount of entropy evolution remains uncertain. Ettori et al. (2002) studied the S - T relation measured at $0.1 R_{200}$ with *Chandra* in a sample of 28 clusters in the redshift range $0.4 < z < 1.3$. The data present a large scatter, with a slightly smaller evolution than expected in the standard self-similar model. On the other hand, the evolu-

tion seems larger than expected, at the 2 - 3σ level, for the cluster sub-sample at $z > 0.6$. In the low mass regime, Jeltema et al. (2006) studied with *XMM-Newton* six $0.2 < z < 0.6$ groups and poor clusters ($kT < 2.5$ keV). They found an excess of entropy at $0.1 R_{200}$ and R_{500} , once corrected for standard evolution, consistent, within relatively large error bars, with the local values. Both studies assumed isothermality. Significant progress were made recently by Morandi & Ettori (2007) on the entropy of massive ($kT > 6$ keV) clusters at intermediate redshift (median $z \sim 0.35$) using spatially resolved spectroscopy. The entropy profiles are similar outside the core, following standard self-similar evolution, while the core entropy of cooling core clusters might be larger than that of nearby objects.

Low mass ($2 \lesssim kT \lesssim 3$ keV) clusters are particularly interesting targets for entropy study. Indeed, in such systems, the entropy excess due to non-gravitational processes dominates over the entropy due to gravitational heating (Pratt et al. 2006, Fig. 6), whereas they do not present the large dispersion observed in groups. In this paper, we present *XMM-Newton* observations of RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, the three lowest luminosity clusters in the Southern SHARC catalog at intermediate redshift $0.4 < z < 0.5$ (Burke et al. 2003). RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357 were also detected in the 160SD survey (Mullis et al. 2003). The expected temperature of the clusters, iteratively estimated from the published *ROSAT* unabsorbed flux in the $[0.5-2]$ keV band and the evolving $L_{\text{bol}}-T$

Table 1. Summary of XMM-Newton observations

Cluster	RA	Dec	z	$N_{\text{H}}(\text{cm}^{-2})$	Obs ID	Exposure time	Clean exposure time (ksec)		
							PN	MOS1	MOS2
RX J2359.5-3211	23:59:36.2	-32:11:18	0.478	$1.22 \cdot 10^{20}$	0302580501	37.8	36.7	37.7	28.5
RX J2202.7-1902	22:02:45.8	-19:02:26	0.436	$2.45 \cdot 10^{20}$	0203450201	51.6	21.7	23.2	14.9
RX J0858.4+1357	08:58:25.3	+13:57:14	0.485	$3.60 \cdot 10^{20}$	0203450101	50.7	37.1	37.6	27.1

**Fig. 1.** Wavelet filtered EMOS1 + EMOS2 + EPN images centered on RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, in the [0.2–3] keV energy band.**Fig. 2.** Contours from the wavelet filtered EMOS1 + EMOS2 + EPN image of RX J2202.7-1902 overlaid on the *HST* ACS/WFC image.**Fig. 3.** Contours from the wavelet filtered EMOS1 + EMOS2 + EPN image of RX J0858.4+1357 overlaid on the R-band CCD image from Mullis et al. (2003).

relation derived by Lumb et al. (2004) for a Λ CDM cosmology, is in the range [2.6–3.3] keV.

Throughout the paper, we assume a Λ CDM cosmology with $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_M=0.3$ and $\Omega_\Lambda=0.7$. Errors are given at the 68 % confidence level. We fix the absorbing column density at the galactic value (Dickey & Lockman 1990) and the redshift at the optical value (Burke et al. 2003). The values are listed in Table 1. At the cluster redshift, 1 arcmin corresponds to 357 kpc, 339 kpc and 360 kpc for RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, respectively.

2. Observation and Data reduction

The tree clusters were observed with *XMM-Newton* between April and June 2005. All observations were performed with the

THIN filter, with the EMOS and EPN camera in full-frame mode and extended full frame mode, respectively.

Observations data files (ODFs) were reprocessed with SAS v7.0 to generate the event lists used in this analysis. We only kept events with $\text{PATTERN} \leq 4$ from EPN data (single and double pixel events), $\text{PATTERN} \leq 12$ from EMOS data and $\text{FLAG} = 0$ for both detectors.

We filtered the event list for each camera for periods of high background due to soft proton flares. We first excluded long periods of high background from visual inspection of the light curves in the high energy band, [10–12] keV for EMOS and [12–14] keV for EPN. We then fine tuned the flare cleaning, as described in Pratt & Arnaud (2003). We used a 3σ clipping selection of good time interval applied to the light curves in the high energy band, with a second pass in the broad [0.3–10] keV energy band.

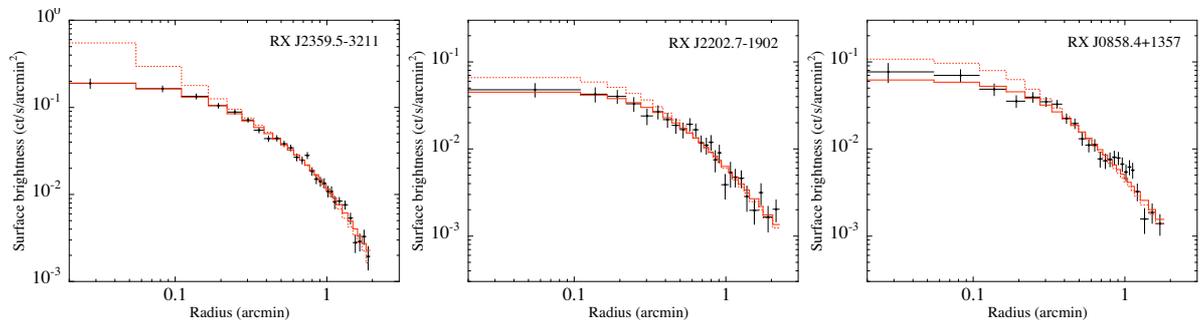


Fig. 4. The combined EMOS1 + EMOS2 + EPN surface brightness profile of RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357 in the [0.3 – 4.5] keV band. The profiles are background subtracted and corrected for vignetting. Solid line: best fit model convolved with the PSF. Dashed line: same model before PSF convolution.

The remaining clean exposure times are listed in Table 1. The observations of RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357 were severely affected by flares, with more than half of the exposure time being lost ($\sim 70\%$ for RX J2202.7-1902).

Background subtraction was undertaken following the double-subtraction method described in Arnaud et al. (2002). It involves subtraction of blank field data, normalized to the observed count rate in the high energy bands defined above, and subsequent subtraction of the residual cosmic X-ray background (CXB), estimated from a region free of cluster emission. The clusters studied here have low surface brightness and accurate background estimates in the cluster region is essential. Blank Field event lists (Read & Ponman 2003), that include pointed observations of bright sources are not optimum for the present study. After central bright source excision, the net exposure time in the center ($\theta < 2'$, the typical extent of the clusters) is significantly decreased. Furthermore, any residual of the central bright source emission (e.g in the PSF wings) is a source of systematic errors. We thus used the Blank Field event lists of Nevalainen et al. (2005), essentially constructed from observations of extragalactic survey fields, with no bright point source in the center.

To correct for the vignetting effect, we used the photon weighting method (Arnaud et al. 2001). The weight coefficients were computed by applying the SAS task EVIGWEIGHT to each event file. The spectroscopic analysis can then be done using the on-axis response files, that we built with the ARFGEN and RMFGEN SAS tools.

3. Image and spectral analysis

3.1. Images

For each detector, we extracted images in the [0.2 – 3] keV energy band. The co-added (EMOS1 + EMOS2 + EPN) photon images were then filtered with the iterative wavelet technique developed by Starck & Pierre (1998) for images with Poisson noise. A threshold of 10^{-5} (equivalent to $\sim 4\sigma$ for the gaussian case) was applied to select the significant wavelet coefficients. The resulting images are shown in Figure 1.

RX J2359.5-3211 exhibits symmetric X-ray isophotes, suggesting that it is relatively relaxed. Of the three clusters in our sample, this object has the greatest signal-to-noise ratio.

RX J2202.7-1902 morphology is typical of offset-center clusters as defined by Jones & Forman (1999). The peak of the X-ray emission is offset from the centroid of the emission

at larger scale. This is clearly apparent on Fig. 2 where the X-ray contours are overlaid on the archival *HST* ACS/WFC image. The peak of the X-ray emission is offset from the position of the brightest galaxy by $6.5''$, whereas the emission at larger scale ($\theta \geq 0.2'$) is centered on it. This suggests that RX J2202.7-1902 could be a late type merger, after core passage.

RX J0858.4+1357 presents a very compact peak surrounded by faint diffuse emission. An overlay of the X-ray contours on the R-band CCD image from Mullis et al. (2003) shows that this peak coincides with the galaxy labeled g1, a background AGN at $z=0.4937 \pm 0.0014$ (Mullis, priv. comm.). On the other hand, the diffuse emission appears centered on the brightest galaxy g2 at $z = 0.4868$, although its peak cannot be determined precisely. We thus considered that only the diffuse emission corresponds to the cluster. The region around the AGN ($14''$ in radius or twice the HEW of the PSF) was excluded in the following analysis.

For all clusters, point sources in the FOV were detected from the image in the broader [0.3–4.5] keV band with SAS tool EWAVELET. Events from these regions were excluded directly from the event lists. We generated corresponding mask images (also masking regions excluded by the FLAG = 0 criteria), which were used in the following analysis to compute the surface of each extraction region.

3.2. Surface brightness profiles

We extracted the surface brightness profiles of the clusters in the [0.3–4.5] keV energy band. This energy band corresponds to the maximum signal to noise (S/N) ratio for the total count rate within $2'$ in radius. We binned weighted photons into concentric radii with a width of $3.3''$ (3 pixels of the EMOS camera), centered on the emission peak for RX J2359-3211 and the central galaxy for the other clusters (see above). The co-added (EMOS1 + EMOS2 + EPN) profiles were re-binned after background subtraction so that at least a S/N ratio of 3σ is reached in each bin. The resulting vignetting corrected and background subtracted profiles are shown in Fig. 4.

The gas density profile was derived by fitting parametric models, convolved with the XMM PSF (Ghizzardi 2001, 2002) and binned as the data. A classical β -model, $n_e(r) = n_{e,0}[1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$, poorly fits the profile of RX J2359.5-3211, with a reduced χ^2 of $\chi^2/\text{d.o.f} = 47.8/25$. The profile is more peaked in the center, as generally found for relaxed clusters (e.g. Pratt et al. 2006). We then considered the double β (BB) density model introduced by Pratt & Arnaud (2002): $n_e(r) = n_{e,0}[1 +$

Table 2. Results of surface brightness profile analysis.

Cluster	$n_{e,0}$ (cm^{-3})	β	r_c ($'$)	$r_{c,in}$ ($'$)
RX J2359.5-3211	3.3510^{-2}	$0.770^{+0.069}_{-0.063}$	$0.693^{+0.066}_{-0.076}$	2.3610^{-2}
RX J2202.7-1902	2.9110^{-3}	$0.525^{+0.068}_{-0.048}$	$0.334^{+0.086}_{-0.086}$...
RX J0858.4+1357	4.6610^{-3}	$0.534^{+0.044}_{-0.035}$	$0.235^{+0.059}_{-0.050}$...

$(r/r_{c,in})^{-2}]^{-3\beta_{in}/2}$ for $r < r_{cut}$ and $n_e(r) = N[1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$. The free parameters are r_{cut} , $r_{c,in}$, r_c and β and the central density. The other parameters (N and β_{in}) are linked to them so that both the density and its derivative are continuous functions at $r = r_{cut}$ (see Eq. 4 and 5 in Pratt & Arnaud (2002)). The best fit r_{cut} value is poorly constrained. We thus fixed it at its best fit value, $r_{cut} = 0.6'$. This model adequately fits the data, with a reduced χ^2 of $\chi^2/d.o.f = 23/24$. The inner core radius is very small, which must be simply interpreted as a quasi power law behavior of the central density profile.

The surface brightness profiles of RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357 are less centrally peaked than the profile of RX J2359.5-3211, as evident on Fig. 4. A good fit is obtained with the classical β -model with a reduced χ^2 of $\chi^2/d.o.f = 15/22$ and $\chi^2/d.o.f = 29/22$, respectively. The quality of the fit is not improved if we exclude the core emission, $\theta < 0.28'$ (or $r \lesssim 0.15R_{500}$, see below), and the best fit β value, which characterizes the slope at large radii, remains stable: we obtained $\beta = 0.57^{+0.11}_{-0.08}$ and $\beta = 0.50^{+0.05}_{-0.03}$, to be compared to $\beta = 0.53^{+0.07}_{-0.05}$ and $0.53^{+0.04}_{-0.04}$ for RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, respectively.

The best fitting parameters are given in Table 2 and the best fit models shown in Fig. 4. The central electronic density, given in Table 2, was derived from the best fit model and the emissivity in the considered energy range, computed from an absorbed redshifted MEKAL model at the spectroscopic temperature T_X for each cluster (see below).

3.3. Spectral analysis

We extracted cluster spectra from an aperture of $\theta < 1'$ centered on each cluster. This radial range roughly corresponds to maximum S/N ratio for the cluster emission. We first used the double background subtraction method (see Sect. 2). The difference between the observation background spectrum and that of the blank field is positive for RX J2359.5-3211 and RX J2202.7-

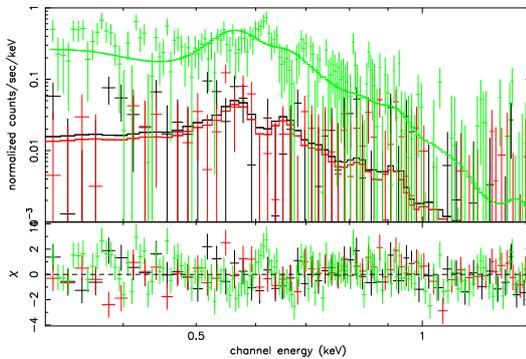


Fig. 5. The residual CXB spectrum of the $3' < \theta < 7'$ region centered on RX J2202.7-1902, after blank field data subtraction. Black: EMOS1; red:EMOS2; green:EPN. The fit is a solar abundance MEKAL model with $kT = 0.19$ keV.

Table 3. Comparison of temperatures estimated within $\theta < 1'$, for different background subtraction methods and combination of detectors. BBS: Double background subtraction. BBF: After subtraction of blank field data, the cluster spectrum and the residual CXB spectrum are fitted simultaneously (see text for details).

Cluster	Method	Temperature (keV)		
		EMOS1&2	EPN	ALL
RX J2359.5-3211	BBS	$4.0^{+0.4}_{-0.4}$	$3.3^{+0.3}_{-0.3}$	$3.6^{+0.2}_{-0.3}$
	BBF	$3.8^{+0.4}_{-0.3}$	$3.2^{+0.3}_{-0.4}$	$3.5^{+0.2}_{-0.2}$
RX J2202.7-1902	BBS	$3.6^{+1.4}_{-0.8}$	$4.6^{+1.9}_{-1.0}$	$4.1^{+0.9}_{-0.7}$
	BBF	$3.5^{+0.8}_{-0.7}$	$3.7^{+0.8}_{-0.7}$	$3.7^{+0.7}_{-0.5}$
RX J0858.4+1357	BBS	$3.4^{+0.5}_{-0.5}$	$4.5^{+1.1}_{-0.8}$	$3.9^{+0.7}_{-0.5}$
	BBF	$2.8^{+0.5}_{-0.4}$	$3.7^{+0.7}_{-0.5}$	$3.2^{+0.4}_{-0.4}$

1902 (shown in Fig 5) and negative for RX J0858.4+1357. To avoid introducing unnecessary noise in the cluster spectrum, we only subtract this residual spectrum in the energy range where it is significant (typically below 2 keV). The cluster spectrum was then fitted with XSPEC with a redshifted absorbed MEKAL model. Only the normalization for each camera and the temperature were let free. The statistical quality of the data do not allow for independent estimate of the abundance, which was fixed at 0.3 the solar value. In Table 3, we list the best fit temperatures derived with the EMOS and EPN camera separately, together with the values derived from a simultaneous fit. The EPN and EMOS values are consistent within the errors, although marginally. The typical difference is at the 2σ level. For the two faintest clusters, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, the EPN spectrum is very noisy, leading to large uncertainties on the EPN temperature. This likely results from the conjunction of the faintness of the clusters and the large CXB residual, specially for the EPN camera, more sensitive to the very soft CXB emission.

We thus also tried an alternative method, based on a modeling of the residual spectrum (e.g. Pratt et al. 2007). As the expense of additional assumption, this is equivalent to decrease noise in the net cluster spectrum. In practice, the residual CXB spectrum and the cluster spectrum, obtained after blank field spectrum subtraction only, are fitted simultaneously. The residual CXB spectrum is fitted adequately with an unabsorbed so-

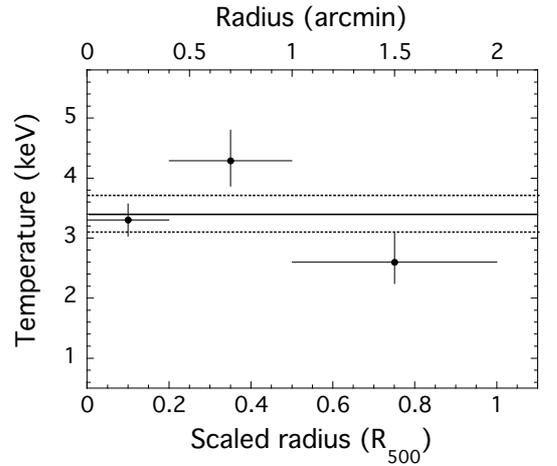


Fig. 6. Temperature profile of RX J2359.5-3211. The solid line shows the temperature estimated in the $[0.15-0.75]R_{500}$ aperture. The dashed lines correspond to the $\pm 1\sigma$ error.

Table 4. Physical cluster parameters derived using the $M_{500}-Y_X$ relation (Arnaud et al. 2007). M_{500} is the total mass within R_{500} , the radius inside which the mean mass density is 500 times the critical density of the Universe at the cluster redshift. Y_X is the product of T_X , the spectroscopic temperature within the $[0.15-0.75]R_{500}$ aperture and the gas mass within R_{500} (see text). $f_{g,500}$ is the gas mass fraction within R_{500} . $L_{X,500}$ and $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ are the bolometric luminosities within R_{500} and $[0.15-1]R_{500}$, respectively. For comparison, columns (5) and (6) give the mass estimated from the $M_{500}-T_X$ relation (Arnaud et al. 2005), assuming standard evolution, and from the hydrostatic equilibrium equation.

Cluster	T_X (keV)	R_{500} (kpc)	M_{500} ($10^{14} M_\odot$)	M_{500}^I ($10^{14} M_\odot$)	M_{500}^{HE} ($10^{14} M_\odot$)	Y_X ($10^{13} M_\odot \text{ keV}$)	$f_{g,500}$	$L_{X,500}$ (10^{44} ergs/s)	$L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ (10^{44} ergs/s)
RX J2359.5-3211	$3.4^{+0.3}_{-0.3}$	714^{+17}_{-19}	$1.73^{+0.12}_{-0.11}$	$1.54^{+0.24}_{-0.22}$	$1.95^{+0.37}_{-0.34}$	$6.41^{+0.82}_{-0.77}$	$0.109^{+0.010}_{-0.009}$	$2.28^{+0.07}_{-0.07}$	$1.34^{+0.05}_{-0.05}$
RX J2202.7-1902	$3.0^{+0.3}_{-0.3}$	646^{+27}_{-26}	$1.22^{+0.16}_{-0.14}$	$1.27^{+0.38}_{-0.28}$	$1.04^{+0.33}_{-0.24}$	$3.26^{+0.81}_{-0.63}$	$0.089^{+0.014}_{-0.013}$	$0.90^{+0.03}_{-0.03}$	$0.75^{+0.03}_{-0.04}$
RX J0858.4+1357	$2.9^{+0.5}_{-0.4}$	623^{+26}_{-26}	$1.16^{+0.15}_{-0.14}$	$1.17^{+0.36}_{-0.26}$	$1.00^{+0.30}_{-0.22}$	$3.05^{+0.77}_{-0.60}$	$0.091^{+0.013}_{-0.013}$	$1.01^{+0.03}_{-0.03}$	$0.78^{+0.04}_{-0.04}$

lar abundance MEKAL model (Fig. 5). The temperature is left free (kT \sim 0.2 keV), as well as the normalization. This model component is added to the cluster spectrum model, with its normalization scaled according to the ratio of extraction region areas. The resulting best fit temperatures are listed in Table 3. Not surprisingly, they are quasi identical to the values obtained with the double subtraction background method for RX J2359.5-3211. This is the brightest cluster and the residual is faint. On the other hand, this method yields better estimates of the temperature for the two other clusters, specially of the EPN value, which are now in better agreement with the EMOS value. In the following, we will use the temperatures obtained with this method for these clusters.

The photon statistics for RX J2359.5-3211 allowed us to derive a crude temperature profile, shown in Fig. 6. In view of the large errors, we did not attempt to correct this profile for projection and PSF effect. Nevertheless, the profile is qualitatively similar to that of local clusters with a cooling core (Pratt et al. 2007): a decreasing profile at large scale and significant temperature drop in the center. The highly peaked density profile is also typical of cooling core clusters. The cooling core provides further evidence that the cluster is dynamically relaxed, as suggested from its regular morphology.

3.4. Comparison of ROSAT and XMM-Newton fluxes

We measured the fluxes from the clusters in the $[0.5-2]$ keV band. They are compared to the ROSAT values from the SSHARC survey (Burke et al. 2003) and/or the 160SD survey (Mullis et al. 2003) in Table 5. The present fluxes were derived from the best fit model of the surface brightness profiles, before PSF convolution, that we integrated up to the maximum radius of detection. As above, the conversion between the count rates and fluxes were performed using a redshifted MEKAL model at the temperature T_X . The errors include the statistical error on the count rate and errors due to uncertainties on T_X , the former dominating the error budget.

There is an excellent agreement between the ROSAT flux and the XMM-Newton flux for RX J2359.5-3211. The ROSAT flux is systematically higher than the XMM-Newton flux for the

Table 5. Comparison of cluster flux from the ROSAT surveys (Burke et al. 2003; Mullis et al. 2003) and from the present XMM-Newton observation (within the aperture given in parenthesis). Fluxes are unabsorbed fluxes in the $[0.5-2]$ keV energy band, in units of $10^{-14} \text{ ergs/cm}^2/\text{s}$.

Cluster	ROSAT		XMM-Newton
	SSHARC	160SD	
RX J2359.5-3211	11.5 ± 1.1	-	10.4 ± 0.2 ($\theta < 1.9'$)
RX J2202.7-1902	8.4 ± 0.9	6.6 ± 2.2	5.7 ± 0.3 ($\theta < 2.2'$)
RX J0858.4+1357	6.3 ± 0.8	6.4 ± 1.0	4.8 ± 0.2 ($\theta < 1.8'$)

two other clusters, although the difference for the 160SD value of RX J2202.7-1902 is formally not significant, taking into account its large uncertainty. This overestimation is very likely due to contamination by point sources, in particular the background AGN in RX J0858.4+1357 and the numerous sources around RX J2202.7-1902 (Fig. 1).

4. Scaling properties

4.1. Determination of R_{500} and M_{500}

To compare cluster evolution with the prediction of the self-similar model, physical quantities of clusters at various redshifts must be estimated in a consistent way, i.e. at the same scaled radius. A commonly used scaling radius is R_{500} , the radius in which the mean mass density is 500 times the critical Universe density at the cluster redshift z : $M_{500} = 500 \rho_c(z) (4\pi/3) R_{500}^3$, where M_{500} is the mass within R_{500} , $\rho_c(z) = 3 H(z)^2 / 8\pi G$ and $H(z) = H_0 h(z)$ is the Hubble constant. R_{500} can be estimated from the mass profile derived from the hydrostatic equilibrium (HE) equation. However, the statistical quality of the present spectroscopic data is insufficient to derive precise temperature profiles and the isothermality approximation has to be used. Furthermore, RX J2202.7-1902 presents evidence of being unrelaxed (Sect. 3.1) and the HE mass estimate might be biased.

We thus preferred to estimate R_{500} using Y_X as a mass proxy. This mass proxy, recently proposed by Kravtsov et al. (2006), is defined as the product of $M_{g,500}$, the gas mass within R_{500} and T_X , the spectroscopic temperature outside the core region. The numerical simulations of Kravtsov et al. (2006) showed that the $M_{500}-Y_X$ relation has a low scatter, regardless of cluster dynamical state, and that its evolution is close to the standard self-similar expectation. Assuming standard evolution, we used the relation derived by Arnaud et al. (2007) from XMM-Newton observations of a sample of local relaxed clusters:

$$h(z)^{2/5} M_{500} = 10^{14.556} \left[\frac{Y_X}{2 \times 10^{14} M_\odot \text{ keV}} \right]^{0.548} M_\odot \quad (1)$$

where T_X is the temperature derived from a single-temperature fit to the integrated spectrum in the $[0.15-0.75]R_{500}$ aperture. R_{500} was computed iteratively, as described by Kravtsov et al. (2006). From Eq. 1 and the definition of M_{500} and Y_X , one has to solve an equation of the form $R_{500}^3 = C [M_g(R_{500}) T_X(R_{500})]^\alpha$. Starting from the temperature measured in Sect. 3.3, the equation is solved for R_{500} , the gas mass being computed from the model density profile (Sect. 3.2). A new temperature is estimated within $[0.15-0.75]R_{500}$ and the procedure is repeated until it converges.

The resulting values, T_X , R_{500} , M_{500} and Y_X , are given in Table 4. Errors include errors due to statistical uncertainties on T_X and on M_g . Once T_X has been determined, its contribution to the errors on R_{500} (and thus on the other quantities) are estimated

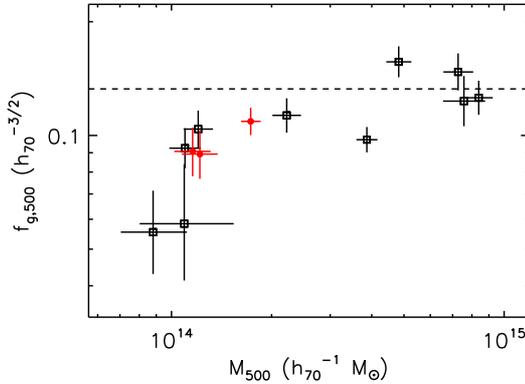


Fig. 7. Gas mass fraction within R_{500} versus M_{500} . Red filled circles: present data set. Black open squares: local sample of Arnaud et al. (2007). The dashed line is the mean value for the three most massive clusters.

by solving again the R_{500} equation for T_X plus/minus its 1σ statistical error. The same method is used for the M_g contribution, its statistical uncertainty being estimated as described in Elbaz et al. (1995, Sect. 4.1). Note that the measured surface brightness profiles extend up R_{500} (formally $0.95R_{500}$ for RX J2359.5-3211) and there is no extrapolation systematic uncertainty. The two error contributions are then summed quadratically.

We also give in Table 4 the mass M_{500}^T derived from the $h(z)M_{500}-T_X$ relation (Arnaud et al. 2005) and the mass M_{500}^{HE} derived from the HE equation and an isothermal model at temperature T_X . The errors on M_{500}^{HE} include the uncertainties on the density shape parameters (taking into account that they are correlated). All methods give consistent results, within the errors. Note that the statistical errors on M_{500}^T and M_{500}^{HE} are larger than that on the mass derived from the $M_{500}-Y_X$ relation. The errors are dominated by the contribution of the T_X uncertainty, and this contribution is larger for M_{500}^T and M_{500}^{HE} than for $M_{500}(Y_X)$, due to their different temperature dependence (Kravtsov et al. 2006).

4.2. Gas mass fraction

The gas mass fraction within R_{500} , $f_{g,500}$, is a direct product of the procedure described above to estimate M_{500} from the $M_{500}-Y_X$ relation. The values are given in Table 4 and compared with the local data¹ of Arnaud et al. (2007) on Fig. 7. Our $f_{g,500}$ values well follows the trend observed for the local gas mass fraction as a function of M_{500} : they are similarly lower than the asymptotic value at high mass. This result is not entirely trivial: although by construction the distant clusters would follow the same $[Y_X = M_{g,500}T_X]-M_{500}$ relation than nearby clusters, this does not imply that they would follow the same $M_{g,500}$ (and thus $f_{g,500}$)- M_{500} relation.

4.3. Luminosity

For each cluster, we derived the bolometric luminosity, $L_{X,500}$, within R_{500} . We also estimated the luminosity excluding the

¹ For that sample, M_{500} and R_{500} are derived from mass profiles obtained from the HE equation and not from the best fitting $M_{500}-Y_X$ relation

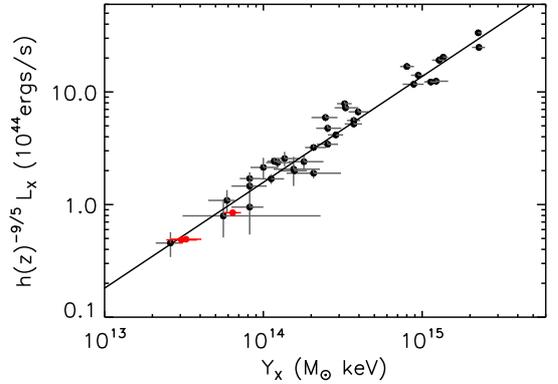


Fig. 8. Scaled bolometric luminosity measured in the $[0.15-1]R_{500}$ aperture versus Y_X . Red points: present data set. The solid line is the best fit relation derived by Maughan (2007) from a sample of $0.1 < z < 1.3$ clusters observed with *Chandra*. The black points show the corresponding data for the clusters in the $0.4 < z < 0.6$ redshift range.

core emission, that is $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ in the $[0.15-1]R_{500}$ aperture (Table 4). We used the best fitting model of the surface brightness profile before PSF convolution to estimate count rates in both apertures and the temperature T_X to convert count rate into bolometric luminosity, defined as the luminosity in the 0.01–100 keV range. Errors include both statistical errors and errors due to uncertainties in R_{500} , which are summed quadratically.

Using a large sample of clusters at $0.1 < z < 1.3$ observed with *Chandra*, Maughan (2007) derived a tight $h(z)^{-9/5}L_{X,[0.15-1]R_{500}}-Y_X$ relation, suggesting that $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ is a robust mass proxy. Our data agree well with this relation, as shown in Fig. 8, in a luminosity range where *Chandra* data are sparse and of poorer qualities than obtained here. This provides additional evidence that $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ may be a good mass proxy, including for low mass systems.

4.4. Entropy

We estimated the entropy of the clusters using the standard definition of entropy, $S = T/n_e^{2/3}$. We considered the entropy at small radii, $0.1R_{200}$, and well beyond the cluster core, at R_{2500} , the radius corresponding to a density contrast of 2500. These radii were estimated from R_{500} using the mean relation² observed in local clusters: $0.1R_{200} \sim 0.15R_{500}$ and $R_{2500} \sim 0.44R_{500}$ (Arnaud et al. 2005, Table 2). The corresponding densities were computed from the model density profile (Sect. 3.2). We neglected statistical uncertainties on the gas density, but took into account errors on the scaled radii, due to the uncertainty on R_{500} . The temperature was fixed at the T_X value. The temperature at R_{2500} is expected to be very close to T_X , R_{2500} being the median value of the $[0.15-0.75]R_{500}$ radial range used to extract T_X . We might slightly underestimate the temperature at $0.1R_{200}$ and thus the entropy, by about 5–10%, if the distant clusters actually follows the typical temperature profile observed in nearby clusters Pratt et al. (2007, Fig. 4).

To extend this sample, we searched the literature for published *XMM-Newton* data on cool clusters ($kT < 4$ keV) at sim-

² This is equivalent to assume the same ‘universal’ mass profile than observed in the local Universe.

Table 6. Physical parameters for cool clusters in the $0.4 < z < 0.6$ redshift range with published *XMM-Newton* observations. R_{500} is re-derived from the $M_{500}-Y_X$ relation and $S_{0.1 R_{200}}$ and S_{2500} are the entropy at $0.1 R_{200}$ and R_{2500} , respectively (see text). Column (4) gives the extraction region, in units of R_{500} , for the published spectroscopic temperature given column (3). Reference: (1) Jeltema et al. (2006); (2) Lumb et al. (2004); (3) Kotov et al. (2005).

Cluster	z	T_X (keV)	R_{ext} (R_{500})	R_{500} (Mpc)	$S_{0.1 R_{200}}$ (keV cm ²)	S_{2500} (keV cm ²)	Reference
RX J0329.0+0256	0.412	$1.9^{+0.7}_{-0.4}$	0.00–0.9	$0.57^{+0.04}_{-0.03}$	142^{+54}_{-29}	222^{+102}_{-55}	1
RX J0337.7-2522	0.577	$2.5^{+0.4}_{-0.3}$	0.07–1.3	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	102^{+16}_{-12}	265^{+49}_{-42}	2
RX J0505.3-2849	0.510	$2.6^{+0.4}_{-0.3}$	0.11–1.1	$0.63^{+0.02}_{-0.02}$	144^{+25}_{-15}	286^{+55}_{-40}	3
RX J1205.9+4429	0.593	$2.6^{+0.7}_{-0.3}$	0.00–0.9	$0.58^{+0.04}_{-0.03}$	118^{+36}_{-20}	282^{+102}_{-66}	1
MS 0302.5+1717	0.420	$3.8^{+0.8}_{-0.5}$	0.09–1.0	$0.80^{+0.04}_{-0.04}$	166^{+41}_{-31}	403^{+112}_{-103}	3
RX J1325.5-3826	0.445	$3.8^{+0.4}_{-0.4}$	0.14–0.7	$0.75^{+0.02}_{-0.02}$	155^{+20}_{-12}	455^{+65}_{-55}	2
RX J1354.2-0222	0.551	$3.9^{+0.6}_{-0.6}$	0.06–1.0	$0.76^{+0.02}_{-0.03}$	194^{+30}_{-30}	380^{+68}_{-74}	2
RX J0847.2+3449	0.560	$3.9^{+0.5}_{-0.3}$	0.06–1.1	$0.73^{+0.02}_{-0.02}$	217^{+30}_{-18}	398^{+66}_{-43}	2

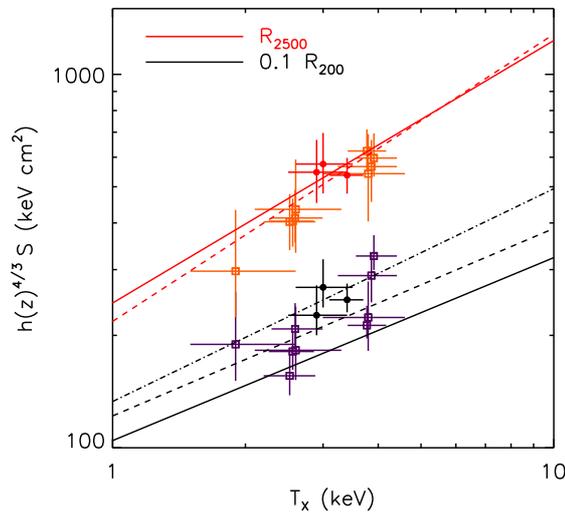


Fig. 9. Scaled entropy measured at $0.1 R_{200}$ and R_{2500} versus T_X . Black and red filled circles: present data set. Purple and orange open squares: values derived from published *XMM-Newton* observations of cool clusters in the $0.4 < z < 0.6$ redshift range (see text). The solid, dashed and dot-dashed lines are the local relations of Pratt et al. (2006), Nagai et al. (2007) and Ponman et al. (2003), respectively.

ilar redshifts ($0.4 < z < 0.6$). The clusters, together with the corresponding reference, are given in Table 6. For the T_X value, we used either the ‘global’ temperature (Jeltema et al. 2006) or, when several values were given, the temperature closest to our definition, i.e. the temperature obtained excluding the central region for Lumb et al. (2004) and Kotov et al. (2005, Col 5 in Tab. 3) samples. For the latter sample, we kept the original *XMM-Newton* value³ for consistency with the present work. The gas density model was taken from the published work: a β -model for clusters studied by Jeltema et al. (2006) and Lumb et al. (2004) and a modified β -model for clusters studied by Kotov et al. (2005, Eq. 1). We derived the central gas density from the published bolometric luminosity (Kotov et al. 2005; Jeltema et al. 2006), or the MEKAL model normalization

³ Kotov et al. (2005) re-normalized the *XMM-Newton* value by 8% to account for *Chandra* vs *XMM-Newton* cross-calibration

(Lumb et al. 2004). We took care to take into account the assumptions (e.g. temperature, energy band, integration region, correction factor) made in the original derivation of these quantities, and the difference in assumed cosmology when necessary. The R_{500} values were then derived from the $M_{500}-Y_X$ relation. Errors only take into account errors on T_X . They are given in Table 6 together with the corresponding extraction region for T_X . It is typically larger than $[0.15-0.75] R_{500}$ used in our definition of T_X . However, the effect on T_X estimates is expected to be negligible as compared to the statistical errors. For instance the T_X value given by (Kotov et al. 2006) is extracted within $[70 \text{ kpc}-R_{500}]$ and we can note that $T_X[0.15 R_{500}-0.75 R_{500}] \sim (1.03 - 1.06) T_X[0.15 R_{500}-R_{500}]$ (Arnaud et al. 2007) whereas $T_X[0.15 R_{500}-R_{500}] \sim 0.97 T_X[70 \text{ kpc}-R_{500}]$ (Kotov et al. 2006). The entropy values at $0.1 R_{200}$ and R_{2500} , given in Table 6, were then estimated as described above.

The data at R_{2500} are compared on Fig. 9 with the $S-T_X$ relations of Pratt et al. (2006) and Nagai et al. (2007), derived from *XMM-Newton* and *Chandra* observations of nearby relaxed clusters. Note that these two local relations are in excellent agreement. In the standard self-similar model, purely based on gravitation, the entropy at a given temperature is expected to evolve with z as $h(z)^{-4/3}$. Once scaled accordingly, the data at R_{2500} agree well with the local relation (Fig. 9), as was found for massive clusters by Morandi & Ettori (2007) at a similar radius ($0.3 R_{200}$). We recall that the local relations have a smaller slope ($\alpha \sim 0.65$) than the standard value, with the entropy at high mass well matching the expected value from purely gravitational models (Pratt et al. 2006). In other words, there is an entropy excess, increasing with decreasing mass. The good agreement of the distant cluster scaled data with the local relation shows that this entropy excess is already present at $z \sim 0.5$. This is consistent with the predictions of numerical simulations including cooling and galaxy feedback of Kay et al. (2007): the entropy at large radii is found to simply scale with redshift (up to $z \sim 1$) as predicted from gravitational-heating models.

The situation is more confused at $0.1 R_{200}$. The scaled distant cluster data are clearly above the local relation of Pratt et al. (2006), below that of Ponman et al. (2003) and in better agreement with the relation of Nagai et al. (2007). It is beyond the scope of this paper to discuss in details the origin of these systematic differences in local data. However, we can first say that the differences are not very significant. In particular, the normalization and slopes of the Pratt et al. (2006) and Nagai et al. (2007) relations are actually consistent within their respective errors (Nagai et al. 2007, Table 3). Differences in data modeling can also contribute to the offset between Ponman et al. (2003)

and Pratt et al. (2006) or Nagai et al. (2007) relations. In particular, R_{200} is derived from theoretical scaling with temperature in the Ponman et al. (2003) study and on hydrostatic mass estimate in the Pratt et al. (2006) and Nagai et al. (2007) analysis, based on more precise *Chandra* and *XMM-Newton* data. A maybe more important factor is the difference in considered cluster samples. As pointed out by Pratt et al. (2006) the entropy dispersion increases with decreasing radii for relaxed cluster samples, considered by Pratt et al. (2006) and Nagai et al. (2007), and even more so for samples covering a large variety of dynamical states (Morandi & Ettori 2007), like the Ponman et al. (2003) sample. In fact, the core entropy appears to be very sensitive to both the cluster dynamical state and the core specific history (e.g cooling versus AGN and/or merger heating). It is thus very likely that the differences in the local relations at $0.1 R_{200}$ largely reflect this intrinsic scatter. In conclusion, we need to compare representative large samples of clusters at various redshifts to derive unambiguous constraints on the evolution of the entropy at $0.1 R_{200}$.

5. Conclusions

We have presented results of *XMM-Newton* observations of RX J2359.5-3211, RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357, the three lowest luminosity clusters discovered at intermediate redshift, $0.4 < z < 0.5$, in the SSHARC survey. The clusters appear to be in different dynamical states. RX J2359.5-3211 is dynamically relaxed, with a cooling core, while RX J2202.7-1902 is probably a late type merger. We derived the mass M_{500} for all clusters from the $M_{500}-Y_X$ relation, calibrated at low z by Arnaud et al. (2007). The derived T_X and M_{500} values are in the range 2.9–3.4 keV and $1.2-1.7 \cdot 10^{14} M_{\odot}$, respectively. The gas density profiles have been mapped at least up to R_{500} and are well described by a classical β -model for RX J2202.7-1902 and RX J0858.4+1357 and a double β -model for RX J2359.5-3211.

The cluster properties, once scaled with z according to the standard self-similar model, agree well with local cluster properties. The clusters follow the tight $h(z)^{-9/5} L_{X,[0.15-1]R_{500}} - Y_X$ relation derived by Maughan (2007) from a large sample of clusters, providing additional evidence that $L_{X,[0.15-1]R_{500}}$ may be a good mass proxy, including for low mass systems. The gas mass fraction is smaller than that of massive clusters, as observed for local clusters of similar masses. We studied the entropy at $0.1 R_{200}$ and at R_{2500} . The present data set was completed by values derived from published *XMM-Newton* observations of 8 cool ($T < 4$ keV) clusters in the $0.4 < z < 0.6$ redshift range. The entropy data at R_{2500} well agrees with the local $S-T_X$ relation, once scaled according to the standard self-similar evolution. This suggests that the entropy excess is already present at $z \sim 0.5$. No meaningful constraints could be put on the evolution of the entropy at $0.1 R_{200}$, in view of the present uncertainty on the local relation at this radius. We need first to firmly establish the local relation, and understand the origin of its intrinsic scatter, from representative large sample of clusters, such as REXCESS (Böhlinger et al. 2007).

Acknowledgements. We thank E. Pointecouteau and G. Pratt for useful discussions and C. Mullis for providing optical information on the clusters.

References

Arnaud, M. & Evrard, A.E. 1999, MNRAS, 305, 631
 Arnaud, M., Neumann, D., Aghanim, N. et al. 2001, A&A, 365, L80
 Arnaud, M., Aghanim, N. & Neumann, D. 2002, A&A, 389, 1

Arnaud, M., Majerowicz, S., Lumb, D., Neumann, D. M., Aghanim, N., Blanchard, A., Boer, M., Burke, D. J., Collins, C. A., Giard, M., Nevalainen, J., Nichol, R. C., Romer, A. K. & Sadat, R. 2002, A&A, 390, 27
 Arnaud, M., Pointecouteau, E. & Pratt, G.W. 2005, A&A, 441, 893
 Arnaud, M., Pointecouteau, E. & Pratt, G.W. 2007, A&A, 474, L37
 Böhlinger, H., Schuecker, P., Pratt, G.W. et al. 2007, A&A, 469, 363
 Burke, D.J., Collins, C.A., Sharples, R.M., Romer, A.K., Nichol, R.C. 2003, MNRAS, 341, 1093
 Dickey, J.M., Lockman, F.J. 1990, ARA&A, 28, 215
 Elbaz, D., Arnaud, M. & Böhlinger, H. 1995, A&A, 293, 337
 Ettori, S., Tozzi, P., Borgani, S. & Rosati, P. 2004, A&A, 417, 13
 Ghizzardi, S. 2001, EPIC-MCT-TN-011 (XMM-SOC-CAL-TN-0022)
 Ghizzardi, S. 2002, EPIC-MCT-TN-012
 Jeltema, T.E., Mulchaey, J.S., Lubin, L.M., Rosati, P. & Böhlinger, H. 2006, ApJ, 649, 649
 Jones, C. & Forman, W. 1999, ApJ, 511, 65
 Kay, Scott T., da Silva, A.C., Aghanim, N., Blanchard, A., Liddle, A.R., Puget, J.-L., Sadat, R. & Thomas, P. 2007, MNRAS, 377, 317
 Kotov, O. & Vikhlinin, A. 2005, ApJ, 633, 781
 Kotov, O. & Vikhlinin, A. 2006, ApJ, 641, 752
 Kravtsov, A.V., Vikhlinin, A. & Nagai, D. 2006, ApJ, 650, 128
 Lumb, D., Bartlett, J., Romer, A.K., Blanchard, A., Burke, D.J., Collins, C.A., Nichol, R.C., Giard, M., Marty, P.B., Nevalainen, J., Sadat, R. & Vauclair, S.C. 2004, A&A, 420, 853
 Maughan, B.J., Jones, L.R., Ebeling, H. & Scharf, C. 2006, MNRAS, 365, 509
 Maughan, B.J. 2007, ApJ, submitted, astro-ph/0703504
 Morandi, A. & Ettori, S. 2007, MNRAS, submitted, astro-ph/0706.2971
 Mullis, C. R., McNamara, B. R., Quintana, H., Vikhlinin, A., Henry, J. P., Gioia, I. M., Hornstrup, A., Forman, W. & Jones, C. 2003, ApJ, 594, 154
 Nagai, D., Kravtsov, A. & Vikhlinin, A. 2007, ApJ, submitted, astro-ph/0703661
 Nevalainen, J., Markevitch, M. & Lumb, D. 2005, ApJ, 629, 172
 Ponman, T.J., Sanderson, A.J.R., & Finoguenov, A. 2003, MNRAS, 343, 331
 Pratt, G.W., & Arnaud, M. 2002, A&A, 394, 375
 Pratt, G.W., & Arnaud, M. 2003, A&A, 408, 1
 Pratt, G.W., Arnaud, M. & Pointecouteau, E. 2006, A&A, 446, 429
 Pratt, G.W., Böhlinger, H., Croton, J.H., Arnaud, M., Borgani, S., Finoguenov, A. & Temple, R.F. 2007, A&A, 461, 71
 Read, A.M. & Ponman, T.J. 2003, A&A, 409, 395
 Starck, J.-L. & Pierre, M. 1998, A&AS, 128, 397
 Vikhlinin, A., VanSpeybroeck, L., Markevitch, M., Forman, W.R. & Grego, L., ApJ, 2002, 578, L107
 Voit, G.M., 2004, Rev. Mod. Phys., 77, 207

List of Objects

‘RX J2359.5-3211’ on page 1
 ‘RX J2202.7-1902’ on page 1
 ‘RX J0858.4+1357’ on page 1
 ‘RX J0329.0+0256’ on page 7
 ‘RX J0337.7-2522’ on page 7
 ‘RX J0505.3-2849’ on page 7
 ‘RX J1205.9+4429’ on page 7
 ‘MS 0302.5+1717’ on page 7
 ‘RX J1325.5-3826’ on page 7
 ‘RX J1354.2-0222’ on page 7
 ‘RX J0847.2+3449’ on page 7

Bibliographie

- Abell, G.O., 1958, Ap.J.Suppl, 3, 211.
- Allen, S.W., Schmidt, R.W., Fabian, A.C., 2001, MNRAS, 328, L37.
- Arnaud, K., Dorman, B., HEASARC, Lab.High Energy Astroph., Greenbelt, MD 20771
- Arnaud, M., Evrard, A.E., 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., Aghanim N., Neumann D., 2002, A&A, 389, 1
- Arnaud, M., Majerowicz, S., Lumb, D., Neumann, D.M., Aghanim, N., Blanchard, A., Boer, M., Burke, D.J., Collins, C.A., Giard, M., Nevalainen, J., Nichol, R.C., Romer, A.K., Sadat, R., 2002, A&A, 390, 27
- Arnaud M., et al, XMM-Newton Proposal ID #03025819, #040275 and #050243
- 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., Pointecouteau, E., Pratt, G.W., 2005, A&A, 441, 893
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., Pratt, G.W., 2007, A&A, 474, L37
- Böhringer, H., Schuecker, P., Pratt, G. W. et al 2007,A&A, 469, 363
- Bryan, G.L., Norman, M.L., 1998, ApJ, 495, 80
- Buote, D.A., Lewis A.D., 2004, ApJ, 604,116
- Burke, D.J., Collins, C.A., Sharples, R.M., Romer, A.K., Nicole, R.C., 2003, MNRAS, 341, 1093
- Castillo-Morales A., Schindler S., 2003, A&A, 403, 433
- Cavaliere, A., Fusco-Femiano,R., 1976, A&A, 49, 137
- Churazov, E., Sunyaev, R., Forman, W, Böhringer, H., 2002, MNRAS, 332, 729
- Clowe,D., Gonzalez, A.H., Markevitch, M., 2004, ApJ, 604,596
- De Filippis, E., Schindler, S., Castillo-Morales, A., 2003, A&A, 404, 63
- Dickey, J., Lockman, F., 1990, ARAA., 28, 215.
- Eddington, A.S.Space, Time, and Gravitation : An Outline of the General Relativity Theory.Cambridge, England : Cambridge University Press, 1920b.Reprinted by Cambridge University Press in 1987.

- Ehle, M., Breitfellner, M., Gonzalez Riestra, R., Guainazzi, M., Loiseau, N., Rodriguez, P., Santos-Lleo, M., Schartel, N., Tomas, L., Verdugo, E., Dahlem, M., *XMM-Newton Users' Handbook*, XMM-Newton SOC, European Space Agency.
- Eke, V., Cole, S., Frenk, C., 1996, MNRAS, 282, 263
- Ettori, S., De Grandi, S., Molendi, S., 2002, A&A, 391, 841
- Ettori, S., Tozzi, P., Rosati P., 2003, A&A, 398
- Ettori, S., Tozzi, P., Borgani, S., Rosati, P., 2004, A&A, 417
- Evrard, A.E., Henry, J.P., 1991, ApJ, 383, 95.
- Fabian, A., Sanders, J.S., Ettorri, S., et al., 2000, MNRAS, 318, L86
- Fabian, A., Sanders, J.S., Allen, S.W., et al., 2003, MNRAS, 344, L43
- Fabian, A. C., Reynolds, C. S., Taylor, G. B., Dunn, R. J. H., 2005, MNRAS, 363, 891
- Helsdon, S.F., Ponman, T.J., 2000, MNRAS, 315, 356.
- 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
- Kay, S.T., da Silva, A.C., Aghanim, N., Blanchard, A., Liddle, A.R., Puget, J.-L., Sadat, R., Thomas, P.A., 2007, MNRAS, 377, 317K
- King, I., 1962, Astron.J.67, 471.
- Kotov, O., Vikhlinin, A., 2005, ApJ, 633, 781
- Kravtsov, A., Vikhlinin, A., Nagai, D., 2006, ApJ, 650, 128K.
- Lewis, A.D., Buote, D.A., Stocke, J.T., 2003, ApJ., 586, 135
- Loiseau, N., Ehle, M., Pollock, A.M.T., Talavera, A., Gabriel, C., Chen, B., Ballet, J., Dennerl, K., Freyberg, M., Guainazzi, M., Kirsch, M., Metcalfe, L., Osborne, J., Pietsch, W., Saxton, R., Smith, M., Verdugo E., *User's Guide to the XMM-Newton Science Analysis System*, Edited by : N.Loiseau, 16.12.2004.
- Lumb, D.H., Bartlett, J.G., Romer, A.K., Blanchard, A., Burke, D.J., Collins, C.A., Nichol, R.C., Giard, M., Marty, P.B., Nevalainen, J., 2004, A&A, 420, 853
- Lumb, D.H., Warwick, R.S., Page, M., & De Luca, A., 2002, A&A, 389, 93
- McNamara, B. R., Nulsen, P. E. J., Wise, M. W., Rafferty, D. A., Carilli, C. ; Sarazin, C. L., Blanton, E. L., 2005, Nature, 433, 45
- Majerowicz, S., Neumann, D.M., Reiprich, T.H., 2002, A&A, 394, 77M
- Markevitch, M., Forman, W.R., Sarazin, C.L., Vikhlinin, A., 1998, ApJ, 503, 77
- Markevitch, M., Gonzalez, A.H., David, L., Vikhlinin, A., Murray, S., Forman, W., Jones, C., Tucker, W., 2002, ApJ 567, L27
- Markevitch, M., Bautz, M.W., Biller, B., Butt, Y., Edgar, R., Gaetz, T., Garmire, G., Grant, C.E., Green, P., Juda, M., et al., 2003, ApJ, 583, 70M
- Maughan, B.J., Jones, L.R., Ebeling, H., Scharf, C., 2006, MNRAS, 365, 509

- Mewe, R., Gronenschild, E.H.B.M., and van den Oord, G.H.J. 1985, A&AS, 62, 197
- Mohr, J.J., B.Mathiesen, and A.E.Evrard, 1999, ApJ, 517, 627
- Morrison, R., McCammon, D., 1983, ApJ, 270, 119
- Muanwong, O., Kay, S.T., Thomas, P.A., 2006, ApJ, 649, 640
- Mulchaey, J.S., Mushotzky, R.F., Burstein, D., Davis, D.S., 1996, ApJ, 456, 80
- Mullis, C.R., McNamara, B.R., Quintana, H., Vikhlinin, A., Henry, J.P., Gioia, I.M., Hornstrup, A., Forman, W., Jones, C., 2003, ApJ, 594, 154
- 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.M., Arnaud, M., 1999, A&A, 348, 711
- Neumann, D.M., Arnaud, M., 2001, A&A, 373, L33.
- Neumann, D.M., 2005, A&A 439, 465
- Nevalainen, J., Markevitch, M., Lumb, D., 2005, ApJ, 629, 172
- Newbury, Pete, *Gravitational Lensing*. Institute of Applied Mathematics, The University of British Columbia. <http://www.iam.ubc.ca/~newbury/lenses/lenses.html>
- Novicki, M.C., Sornig, M., Henry, J.P., 2002, Astron.J., 124, 2413
- Osmond, J.P.F., Ponman, T.J., 2004, MNRAS, 350, 1511.
- Piffaretti, R., Jetzer, P., Kaastra, J., Tamura, T., 2005, A&A, 433, 101.
- Ponman, T.J., Cannon, D.B., Navarro, J.F., 1999, Nature, 397, 135.
- Ponman, T.J., Sanderson, A.J.R., Finoguenov, A., 2003, MNRAS, 343, 331.
- 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.
- Pratt, G.W., Arnaud M., 2002, A&A, 394, 375
- Pratt, G.W., Arnaud M., 2003, A&A, 408, 1
- Pratt, G.W., Arnaud, M., 2005, A&A, 429, 791
- Pratt, G.W., Arnaud, M., Pointecouteau, E., 2006, A&A, 446, 429
- Read, A., Ponman, T.J., 2003, A&A, 490, 395-410
- Reichart D.E., Castander, F.J., Nichol, R.C., 1999, ApJ, 516.
- Sadat, R., Blanchard, A., Vauclair, S.C., Lumb, D.H., Bartlett, J., Romer, A.K., Bernard, J.-P., Boer, M., Marty, P., Nevalainen, J., et al., 2005, A&A, 437, 31S
- Sarazin, C.L., 1988, *X-Ray Emissions from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, Cambridge

- Snowden, S.L., McCammon, D., Burrows, D.N., Mendenhall, J.A., 1994, ApJ, 424, 714S
- Snowden, S.L., Egger, R., Freyberg, M.J., McCammon, D., Plucinsky, P.P., Sanders, W.T., Schmitt, J.H.M.M., Truemper, J., Voges, W., 1997, ApJ, 485, 125S
- Snowden, S., Immler, S., Arida, M., Perry, B., Still, M., Harrus, I., *The XMM–NEWTON ABC Guide : An Introduction To XMM–NEWTON Data Analysis*, Version 2.01, 2004, NASA/GSFC
- Snowden, S., Collire, M., Kuntz, K., 2004, ApJ, 610, 1182
- Solovyeva, L., Anokhin, S., Sauvageot, J.L., Teyssier, R., Neumann, D., 2007, A&A, arXiv0709.4560S
- Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G., Cailloux M., 1988, A&A, 191, L19
- Springel, V., White, S.D.M., Jenkins, A., Frenk, C.S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J.A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., Pearce, F., 2005, Nature, 435, 629-636
- Starck, J.-L. & Pierre, M. 1998, A&AS, 128, 397
- Turner, M.J.L., Abbey, A., Arnaud, M., Balasani, M., Barbera, M., Belsole, E., Bennie, P.J., Bernard, J.P., Bignami, G.F., Boer, M., Briel, U., Butler, I., Cara, C., Chabaud, C., Cole, R., Collura, A., Conte, M., Cros, A., Denby, M., Dhez, P., Di Coco, G., Dowson, J., Ferrando, P., Ghizzardi, S., Gianotti, F., Goodall, C.V., Gretton, L., Griffiths, R.G., Hainaut, O., Hochedez, J.F., Holland, A.D., Jourdain, E., Kendziorra, E., Lagostina, A., Laine, R., La Palombara, N., Lortholary, M., Lumb, D., Marty, P., Molendi, S., Pigot, C., Poindron, E., Pounds, K.A., Reeves, J.N., Reppin, C., Rothenflug, R., Salvatat, P., Sauvageot, J.L., Schmitt, D., Sembay, S., Short, A.D.T., Spragg, J., Stephen, J., Struder, L., Tiengo, A., Trifoglio, M., Trumper, J., Vercellone, S., Vigroux, L., Villa, G., Ward, M.J., Whitehead, S., Zonca, E., 2001, A&A, 365, L27
- Vikhlinin A., McNamara B.R., Forman W., Jones C., Quintana H., Hornstrup A, 1998, ApJ., 502, 558
- Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., 1999, ApJ, 525, 47.
- Vikhlinin, A., VanSpeybroeck, L., Markevitch, M. et al., 2002, ApJ, 578, L107.
- 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
- Worrall D.M., Birkinshaw, M., 2003, MNRAS, 340, 1261
- Zwicky, F., 1933, AcHPh, 6, 110
- Zwicky, F., Herzog, E., Wild, P., Karpowicz, M., Kowal, C.T., 1961, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies (Caltech, Pasadena), Vols. 1-6.