



HAL
open science

Sondages d'amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich : Corrélations et combinaison avec les observations X

Antoine Chamballu

► **To cite this version:**

Antoine Chamballu. Sondages d'amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich : Corrélations et combinaison avec les observations X. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT : . tel-00201701

HAL Id: tel-00201701

<https://theses.hal.science/tel-00201701>

Submitted on 2 Jan 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

APC-07-87

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT

UFR de Physique

DOCTORAT de Cosmologie

Antoine CHAMBALLU

<p>SONDAGES D'AMAS DE GALAXIES PAR EFFET SUNYAEV-ZEL'DOVICH : Corrélations et combinaison avec les observations X</p>
--

Thèse dirigée par James G. BARTLETT,
effectuée d'octobre 2004 à septembre 2007
au Laboratoire AstroParticule et Cosmologie
soutenue le 24 septembre 2007.

JURY

Mme Monique ARNAUD, rapporteuse
M. James G. BARTLETT, directeur de thèse
M. Pierre BINÉTRUY, président du jury

M. Alain BLANCHARD, rapporteur
M. Jean-Baptiste MELIN, examinateur
M. Joseph SILK, examinateur

Remerciements

*Tout livre est le produit d'une collaboration
entre l'écrivain et ses lecteurs.*

Aldous Huxley, *Le meilleur des mondes* (Préface à l'édition française)

SERTES¹ Aldous, mais j'irais volontiers un peu plus loin. D'une jolie jeune fille qui m'aurait fait un sourire dans le métro me lançant ainsi sur une journée productive², à l'auteur d'une vidéo absurde mise en ligne sur YouTube qui m'aurait permis d'oublier le problème sur lequel j'étais bloqué pour y revenir avec un regard nouveau³, la liste des gens à qui je dois des remerciements à l'issue de cette thèse pourrait certainement demander plus de pages que ce manuscrit lui-même. Je vais cependant en donner ici une version écourtée, hautement subjective et donc fondamentalement essentielle.

Je remercie en premier lieu Daniel Vignaud et Pierre Binétruy pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie (PCC) du Collège de France et du laboratoire AstroParticule & Cosmologie (APC), respectivement.

Ensuite, je remercie Joseph Silk, Pierre Binétruy et Jean-Baptiste Melin pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie d'autant plus Monique Arnaud (avec laquelle j'ai pris plaisir à travailler lorsque l'occasion s'en est présentée) et Alain Blanchard pour avoir quant à eux été les rapporteurs de ma thèse : vos commentaires, remarques et corrections m'ont beaucoup apporté ; votre conciliation face à mon organisation pitoyable lors de mes dernières semaines s'est avérée capitale. J'en profite pour remercier une fois de plus Jean-Baptiste pour l'aide qu'il m'a apporté lors de mon arrivée au PPC et la façon dont on a pu interagir tout au long de ces trois années.

Pendant les quelques mois précédant le début de ma thèse, je me suis plusieurs fois pris au jeu d'imaginer la relation que l'on peut avoir avec son directeur de thèse... en bien comme en mal. Au bout du compte, j'ai alors trouvé Jim Bartlett : je ne me risquerais certainement pas à essayer de décrire ce qu'il a été pour moi⁴ ; ce qui est sûr, c'est que j'ai pris un plaisir immense à ce qu'il le soit et que je l'en remercie franchement. Pour moi aussi, ce mois passé à Baltimore restera mémorable. J'ai énormément appris à ses côtés et lui en serai longtemps redevable. J'espère que notre collaboration ne s'arrêtera pas de sitôt !

Toutes les personnes qui ont participé à mettre en place un cadre de travail des plus

¹Le fait que mon premier mot dans cette thèse soit "certes" me procure une satisfaction sans bornes.

²Même si c'était effectivement à la personne derrière moi qu'elle souriait ; il suffit de pas grand chose...

³Je suis conscient que cela peut ressembler à une piètre tentative pour justifier le temps que j'ai passé au bureau à ne pas travailler. Je vais donc appeler John Locke à la rescousse :

Il faut perdre la moitié de son temps pour pouvoir employer l'autre.

⁴Evidemment, cela a été différent de ce que j'avais imaginé. Comme dit Borges dans *Le Miracle Secret* :

[...] prévoir un détail circonstanciel, c'est empêcher que celui-ci se réalise.

agréables ont leur place ici, à savoir tout le groupe Cosmologie et Gravitation de l'APC (permanents, thésards et stagiaires), ainsi que le service informatique et le personnel administratif du laboratoire. Plus particulièrement, je pense ici à Laurence et Lucien avec lesquels j'ai réellement apprécié partager mon bureau au Collège de France et à Yannick Giraud-Héraud, qui m'a d'une part accueilli au sein de ce groupe et a d'autre part toujours pris soin d'être là au moment où j'en avais le plus besoin (généralement après 20h et le samedi matin!).

Je remercie également tous ceux qui m'ont empêché de travailler quand je n'aurais de toute façon été bon à rien et avec qui j'ai donc eu le plaisir indispensable de perdre un temps considérable : Antoine⁵ & Gwen, Marco, Alex, Jule, Marion, Rud, Anne-Isabelle, Claire, David, Got & Gaëlle, Yo & Mimie, Alain, Clem & Nat, Crick & Anne-So et quelqu'un que tu connais pas⁶. Evidemment, ces remerciements dépassent très largement le cadre de ma thèse!

Pour avoir été parmi les compagnons les plus fidèles pendant mes séances de travail, je remercie John Zorn et toute sa bande, Meredith Monk (que je félicite d'autre part pour son union avec Robert Hue), le Kronos Quartet (de veau ravigote, bien entendu), Steve Reich (troisième du nom), Philip Glass, Arvo Pärt (et sa femme, Blanche), Alfred Schnittke, John Coltrane, Keith "Demain" Jarrett, GY!BE, John, Paul & George (non, pas Ringo; un peu de sérieux!), Radiohead, et bien d'autres (dont Ringo, allez...). Dans le même ordre d'idée, je tiens à remercier "Jeannette", chez qui un nombre considérable des lignes qui suivent a été écrit, à l'aide de force Saint-Chinian et assiettes de charcuterie et/ou de fromage.

Enfin, je remercie toute ma famille qui a toujours su m'encourager au cours de ces années. Plus particulièrement, je pense naturellement à mon père, qui m'a certainement donné le plaisir de comprendre les choses et, pour finir, à ma mère, sans qui (tout simplement) rien n'aurait été possible...

⁵Non non, ce n'est pas moi...

⁶Je prie tous ceux qui se sentent oubliés dans l'histoire de bien vouloir être convaincus que c'est d'eux que je parle ici (ce qui, bien entendu, est la stricte vérité). Merci d'avance...

Table des matières

Introduction	1
I Le modèle cosmologique	5
I.1 C'est dans les vieilles questions qu'on fait les meilleures réponses	5
I.2 Le cadre théorique	7
I.2.1 Le principe cosmologique	8
I.2.2 La relativité générale	9
I.2.3 Les modèles de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	13
I.2.4 Loi de Hubble, <i>redshift</i> et distances	18
I.2.5 Paramètres cosmologiques	21
I.2.6 Age de l'Univers	22
I.3 Le modèle du <i>Big Bang</i>	23
I.3.1 Résumé des épisodes précédents	24
I.3.2 L'inflation	26
I.3.3 La nucléosynthèse primordiale	28
I.3.4 Le fond diffus cosmologique	30
I.4 Etat des lieux	37
II Les structures dans l'Univers	41
II.1 La formation des structures	41
II.1.1 Evolution linéaire des perturbations de densité	41
II.1.2 Description statistique des champs de densité	45
II.2 Les amas de galaxies	49
II.2.1 Généralités	49
II.2.2 La formation des amas	51
II.2.3 La fonction de masse	53

II.2.4	Différentes composantes...	56
II.2.5	... différentes émissions	59
II.2.6	Le modèle auto-similaire	67
II.3	Cosmologie avec les amas de galaxies	69
II.3.1	Les techniques propres à l'effet SZ	71
III	Modélisation SZ/X	73
III.1	Modèle de base	74
III.1.1	Simulations d'amas de galaxies	74
III.1.2	Approche choisie	77
III.2	Réconciliation théorie/observation	79
III.2.1	La relation $L - T$ locale : état des lieux	80
III.2.2	Paramètres et contraintes intervenant dans le modèle	81
III.2.3	Détermination de $x_{500}(T_{spec})$	86
III.2.4	Fraction de gaz dépendant de la température	87
III.2.5	Fonctions de luminosité	90
III.3	Evolution avec le <i>redshift</i>	92
III.3.1	Evolution de la relation $M - T$	92
III.3.2	Evolution de la relation $L - T$	97
III.3.3	Comptages du sondage REFLEX	98
III.3.4	" <i>And the winner is...</i> "	100
III.4	Constitution de cartes	100
III.4.1	Modélisation du signal SZ	100
III.4.2	Intensité spécifique	102
III.4.3	Exemple de cartes	102
IV	Applications du modèle constitué	105
IV.1	Instruments	106
IV.1.1	Le satellite PLANCK	106
IV.1.2	ROSAT	110
IV.1.3	XMM-Newton	111
IV.2	Relation entre les sondages faits par PLANCK et ROSAT	113
IV.2.1	Propriétés générales des deux catalogues	114
IV.2.2	Les amas communs	115
IV.2.3	Les amas exclusifs	117

IV.3 Suivi des amas PLANCK par XMM	120
IV.3.1 Amas pertinents	121
IV.3.2 Cas où les <i>redshifts</i> sont connus <i>a priori</i>	121
IV.3.3 Cas où l'on ne connaît pas les <i>redshifts</i>	125
V Perspectives	129
V.1 Introduction de la dispersion	130
V.2 Profils d'amas	130
V.2.1 Profils de température	131
V.2.2 Profils non-sphériques	132
V.3 Modifications du modèle	133
V.4 Applications dans le cadre d'autres instruments	133
V.4.1 eROSITA	134
V.4.2 SPT	135
Conclusion	137
Annexes	141
A Expression théorique de la luminosité X	143
B Conversion de masses	145
B.1 Contraste en densité	145
B.2 Conversion	147
C Calcul de la fraction de gaz	149
Bibliographie (de Abell à Zwicky...)	153
Index	161

Table des figures

I.1	L'isotropie implique l'homogénéité	9
I.2	Galaxies et quasars dans SDSS	10
I.3	Fond diffus cosmologique et principe cosmologique	11
I.4	Détermination de la constante de Hubble par HST	19
I.5	Densité totale de l'Univers et géométrie	23
I.6	Abondances prédites et observées des éléments légers	29
I.7	Spectre de corps noir du CMB	31
I.8	Oscillations acoustiques et spectre de puissance	33
I.9	Influence de la cosmologie sur le spectre de température	35
I.10	Carte et spectre de puissance des anisotropies en température du CMB .	36
I.11	Contraintes dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$	39
II.1	Evolution du facteur de croissance avec le <i>redshift</i> dans différentes cos- mologie	45
II.2	Evolution dans grandes structures en fonction de la cosmologie	46
II.3	Spectres de puissance $P(k)$ théorique et observé	48
II.4	Evolution des contrastes en densité critique δ_c et Δ_c avec le <i>redshift</i> . . .	53
II.5	Fonction de masse de Press-Schechter	55
II.6	Comparaison entre les résultats de la simulation "Millennium Run" et les fonctions de masse de Jenkins et Press-Schechter	56
II.7	Exemple d'observations d'un amas de galaxies en optique et en X (Abell 2029)	60
II.8	Exemples de spectres X prédits dans le cadre du modèle isotherme	61
II.9	Effet de lentille gravitationnelle créé par l'amas Abell 2218	62
II.10	Distorsion du spectre du CMB par effet SZ	64
II.11	Exemples d'observations SZ	65
II.12	Distribution en <i>redshift</i> des amas en fonction de la cosmologie	70

III.1	Le “Millenium Run”	76
III.2	Déviations par rapport au modèle β au centre et en périphérie des amas .	78
III.3	Estimation de σ_8 à partir de la XTF locale et de la valeur de T^* mesurée	84
III.4	Comparaison de différentes XTF intégrales disponibles dans la littérature	85
III.5	Evolution du profil en fonction de la température	88
III.6	Evolution du rayon de cœur en fonction de la température	89
III.7	XLF différentielle locale	91
III.8	Evolution avec le <i>redshift</i> de différentes masses par rapport à $M_{Jenkins}$.	94
III.9	XTF intégrales et XLF différentielles à haut <i>redshift</i>	96
III.10	Comparaison des comptages du sondage REFLEX aux prédictions du modèle	99
III.11	Calcul du profil SZ de l’amas	101
III.12	Exemple de cartes SZ et X simulées	104
IV.1	Vue d’artiste du satellite PLANCK	107
IV.2	Capacités de PLANCK quant à la détermination des spectres des différents types d’anisotropies du CMB	108
IV.3	Fréquences d’observations du satellite PLANCK	109
IV.4	Vue d’artiste du satellite ROSAT	110
IV.5	Vue d’artiste du satellite XMM-Newton	112
IV.6	Comparaison des distributions en <i>redshift</i> des sondages réalisés par PLANCK et ROSAT	115
IV.7	Effet de la connaissance <i>a priori</i> de la taille angulaire sur la mesure du flux SZ	117
IV.8	Masses et tailles angulaires des amas suivant les sous-catalogues dont ils font partie	118
IV.9	Flux SZ et taille angulaire d’amas simulés et détectés par PLANCK ou ROSAT d’après les codes de détection	120
IV.10	Propriétés du catalogue constitué des nouveaux amas PLANCK	122
IV.11	Exemples d’observations réalisées avec XMM pour les amas MS 1054- 0321 et ClJ1226.9+3332	124
IV.12	Complétude et qualité des catalogues accessibles à partir d’une coupure en flux SZ	126
IV.13	Propriétés d’un catalogue d’amas à grand Y	127
V.1	Profils en température observés	131

V.2	Exemple d'observation SZ d'un amas issu d'une simulation hydrodynamique	132
V.3	Vue d'artiste de l'instrument eROSITA	134
V.4	Photographie du télescope SPT	135
B.1	Evolution du rapport entre les différentes masses avec la cosmologie . . .	148


Liste des tableaux

III.1 Mesures de la pente de la relation $L - T$	80
III.2 Détermination d'une relation $L - T$ avec <i>cooling flows</i>	90
III.3 Comparaison de la XLF locale prédite par le modèle avec les mesures	91
III.4 Contraintes observationnelles sur l'évolution de la relation $L - T$	98
III.5 Comparaison des comptages du sondage REFLEX aux prédictions du modèle	99
IV.1 Caractéristiques des instruments du satellite PLANCK	109
IV.2 Nombres d'amas de différents types parmi les nouveaux amas PLANCK	122

Introduction

*Notre univers est en expansion
depuis un big bang chaud
qui a vu la synthèse des éléments légers.
Il y eut une période d'inflation,
qui conduisit à l'univers "plat" actuel.
Les structures ont été engendrées par des irrégularités gaussiennes,
reliques de fluctuations quantiques,
et la dynamique des structures est dominée par la matière noire froide,
mais la constante cosmologique (ou la quintessence) domine dynamiquement.*

Martin Rees (1999)

 ES QUELQUES LIGNES de Martin Rees (issues d'une présentation à un ASI (pour *Advanced Study Institute*) de l'OTAN), résumant en quelques mots les principaux points de ce que l'on sait sur l'Univers (plus exactement, ce sur quoi la communauté s'est accordée). En d'autres termes, elle décrit le *modèle standard de la cosmologie* en énonçant certaines de ses principales étapes (le *big bang*, la nucléosynthèse primordiale, l'inflation, la formation des structures) et composantes (matière noire et constante cosmologique ou énergie noire). En ce qui me concerne, elles ont servi d'introduction à mon premier cours de cosmologie, donné par Alain Bouquet, qui lui avait attribué le qualificatif de "credo cosmologiste". L'élaboration de ce modèle a nécessité de nombreuses années¹ et est finalement très récentes. Dans ce sens, la cosmologie ne peut prétendre au statut de science que depuis très peu de temps. Malgré des avancées majeures telles que les développements théoriques du début du siècle dernier que sont la constitution de la relativité générale par Einstein, de la métrique de Robertson-Walker et des équations de Friedmann, ou les progrès observationnels tels que la découverte de l'expansion par Hubble ou l'observation du fond diffus cosmologique (prédit par Gamov comme un des piliers du modèle du *big bang*; CMB pour *Cosmic Microwave Background*) par Penzias et Wilson, ce n'est qu'à travers la concordance dans l'interprétation de multiples observations que l'on a pu prétendre "savoir ce que l'on faisait". Ainsi, les observations des abondances des éléments légers, des anisotropies du CMB, des supernovae de type Ia, des oscillations baryoniques et de l'abondance des amas de galaxies peuvent toutes être expliquées dans le cadre du modèle de concordance (c'est l'autre nom du modèle standard de la cosmologie). La première partie de ma thèse sera alors consacrée à la description de ce modèle, du point de vue théorique

¹Evidemment, on pourrait dire que cela a nécessité 13,7 milliards d'années, soit l'âge de l'Univers, mais ce n'est pas ce dont je veux parler.

comme observationnel (il serait d'ailleurs bien difficile et peu pertinent de dissocier les deux). Ceci me permettra alors de définir les grandeurs les plus pertinentes en cosmologie. Je décrirai ensuite les points essentiels du modèle du *big bang*, à travers ses piliers théoriques et les étapes les plus significatives de l'histoire de l'Univers.

Le processus qui a conduit la cosmologie moderne à ce qu'elle est aujourd'hui, c'est-à-dire la contrainte du modèle par de nombreuses sondes indépendantes, est destiné à rester la condition *sine qua non* des progrès futurs. L'observation et la compréhension d'objets divers et variés doit rester une des priorités des efforts de la communauté pour pouvoir à la fois estimer la cohérence globale et bénéficier des atouts de chaque technique. Il apparaît alors évident que l'étude de la formation des structures et en particulier des amas de galaxies, plus grandes structures gravitationnellement liées de l'Univers, doit jouer un rôle de poids dans ce contexte (les processus de leur formation sont dominés par la matière noire alors que leur distribution et leur abondance dépendent de l'énergie noire ; on a alors accès à deux centres d'intérêts à travers le même objet). Par suite, de la même façon que l'on cherche à étudier l'objet univers de multiples façons, les amas de galaxies doivent être observés à travers tous les types d'émissions dont ils sont responsables pour tirer le meilleur de chacune de ces observations à travers leur combinaison. On a alors naturellement envie d'associer deux domaines d'observation particuliers des amas de galaxies : l'émission dans les rayons X du gaz intra-amas et l'effet Sunyaev-Zel'dovich (distorsion du spectre du CMB par la diffusion par effet Compton inverse des photons du CMB sur les électrons du gaz intra-amas ; SZ). Le premier est sans doute celui qui s'est avéré le plus prolifique en terme de science des amas ; le deuxième peut être considéré comme le plus prometteur, en particulier à travers une caractéristique majeure : son indépendance à la distance de l'amas. Je décrirai donc ces différents points dans ma seconde partie. Pour commencer, je me porterai sur l'étude générale de la formation des structures, pour me focaliser ensuite sur les amas de galaxies eux-mêmes. Je donnerai alors les principaux points de la formation de ces objets, les outils existants pour les décrire, leurs principales composantes et les émissions dont elles sont responsables (en insistant sur les émissions X et l'effet SZ) pour finir par leur utilisation pour la cosmologie.

Mon travail de thèse à proprement parler s'inscrit dans plusieurs cadres. D'une manière générale, il intervient à un moment où la connaissance sur les amas de galaxies est assez bonne (dans le sens où l'on voit de plus en plus souvent des accords entre les modèles théoriques, les simulations numériques et les observations) pour que l'on puisse prétendre l'utiliser comme sonde cosmologique de précision. D'autre part, bien qu'étant connu depuis le début des années 1970, l'effet SZ ne commence à être utilisé que depuis très peu de temps. Ainsi de nombreux instruments destinés à observer les amas par effet SZ ont-ils été récemment mis au point ou sont-ils encore en cours de développement (en particulier, le satellite PLANCK) ; d'autre part, les satellites X les plus performants jamais conçus sont actuellement en cours d'utilisation. Il est alors fondamental de préparer l'utilisation des données qui seront prochainement accessibles. La première étape (indispensable) est de pouvoir prédire quel sera effectivement le potentiel d'un instrument donné, c'est-à-dire de répondre à la question : "Connaissant ses caractéristiques principales, quels sont les amas observables avec tel instrument ?" Répondre à cette question nécessite de disposer d'un modèle d'amas réaliste (*i.e.* contraint par un nombre conséquent d'observation et pouvant reproduire les autres) traitant de façon cohérente les signaux X et SZ. C'est dans ce modèle que réside la plus grande part de ce travail de thèse ; en conséquence, la troisième partie lui est consacrée. Après avoir discuté l'approche générale choisie pour la constitution de ce modèle, j'énumérerai les différentes

contraintes observationnelles que j'ai prises en compte puis les différents succès du modèle, tant pour les prédictions locales que celles dépendant du *redshift*. Le modèle ainsi constitué me permet de simuler des catalogues d'amas contenant tous les paramètres pertinents en terme de signaux X et SZ, et de réaliser des cartes simulées de ces de signaux.


Un tel modèle peut permettre de nombreuses applications. Tout dépend des instruments que l'on considère et de l'utilisation que l'on veut faire des données auxquelles ils donnent accès. A titre d'exemple, j'ai considéré les cas des utilisations conjointes de PLANCK et ROSAT d'une part, et PLANCK et XMM-Newton de l'autre. Dans ma quatrième partie, après avoir décrit en quelques points clefs les caractéristiques de ces instruments, je détaillerai donc les résultats que j'ai pu mettre en avant dans le cadre de ces applications à partir de mon modèle. On verra en particulier que PLANCK et ROSAT vont à la fois permettre l'accès à de nombreuses informations et bénéficier l'un de l'autre ; d'autre part, PLANCK et XMM rendront possible la constitution d'un catalogue d'amas particulièrement pertinents d'un point de vue cosmologique, et donc d'une importance considérable.

Dans une dernière partie, significativement plus courte que les autres, je listerai rapidement les principaux points qui restent à être traités (du moins, ceux auxquels je pense aujourd'hui). Ils correspondront aussi bien à l'évolution naturelle du modèle qu'à son amélioration par l'introduction de nouvelles composantes ou qu'à l'utilisation du modèle à travers de nouvelles applications (*i.e.* considérant d'autres instruments X et SZ).

I. Le modèle cosmologique

*Il n'est pas nécessaire de construire un labyrinthe
quand l'Univers déjà en est un.*

Jorge Luis Borges, *Abenhacan El Bokhari mort dans son labyrinthe*

ES EFFORTS fournis depuis bientôt un siècle, tant sur le plan observationnel que théorique, ont permis de constituer le *modèle standard de la cosmologie* (dénommé ainsi à l'image du modèle standard de la physique des particules). Celui-ci peut aujourd'hui prétendre s'appuyer sur des bases solides, puisqu'il fournit une explication pour la plupart des observations actuelles, même si certaines de ces explications ne peuvent être considérées que comme partiellement satisfaisantes puisqu'elles génèrent plus de questions qu'elles n'apportent de réponses (en particulier l'origine et la nature de la matière noire et de l'énergie noire). Les principaux piliers de ce modèle sont d'une part la relativité générale et la description de la gravitation et, d'autre part, le modèle du *big bang*.

Dans cette première partie, je vais présenter les grandes lignes de ce modèle : après une courte section justifiant la question cosmologique aux vues de l'intérêt qui lui a été porté par l'ensemble de l'humanité (§I.1), je décrirai le cadre théorique de ce modèle, qui correspond essentiellement à la description d'un univers homogène et isotrope dans le cadre de la relativité générale (§I.2), puis le modèle du *big bang* en particulier à travers ses principaux succès que sont la nucléosynthèse primordiale et l'émission du fond diffus cosmologique (§I.3). Pour finir, je décrirai brièvement la composition de l'Univers sur laquelle la communauté s'accorde majoritairement (§I.4).

La plupart des informations données ici sont issues des ouvrages de Peebles (1993), Peacock (1999) et Kolb & Turner (1990), auxquels on pourra se référer pour obtenir de plus amples détails.

I.1 C'est dans les vieilles questions qu'on fait les meilleures réponses

La question à laquelle la cosmologie se propose de répondre n'est rien d'autre que la version adulte et étendue du célèbre : "*Papa, comment on fait les bébés ?*" (D'aucuns diraient d'ailleurs que la cosmologie connaît ses roses, choux et autres cigognes.) En effet, la question de l'origine du monde, ce qu'il serait alors plus juste de qualifier de cosmogonie¹,

¹La cosmogonie est l'ensemble des mythes ou conjectures scientifiques visant à expliquer l'origine de l'Univers alors que la cosmologie est la science des lois générales qui gouvernent l'Univers physique.

est certainement la première question fondamentale que s'est posée l'humanité (à l'image de la question de sa propre origine pour un enfant). Paul Valéry (1924) en dit d'ailleurs à très juste titre :

La cosmogonie est un genre littéraire d'une remarquable persistance et d'une étonnante variété, l'un des genres les plus antiques qui soient. On dirait que le monde est à peine plus âgé que l'art de faire le monde.

Je ne serais pas capable de dire s'il y a jamais eu une civilisation n'ayant pas considéré une explication pour l'existence de l'Univers (qu'elle lui soit propre ou partagée par d'autres civilisations) ; j'en doute cependant. Tous ces mythes (que je ne considère évidemment certainement pas au même titre que la cosmologie moderne que je vais par la suite décrire) exhibent généralement de nombreux points communs : l'Univers est la plupart du temps conçu comme ayant une origine, souvent violente (combats de dieux, de héros, gigantomachies...), tout en étant dans certains cas issu d'un chaos primordial qui voit tous les éléments mélangés, par opposition à l'état structuré dans lequel ils se trouvent désormais (en particulier dans la théogonie d'Hésiode). Mon propos n'est certainement pas ici de faire un inventaire exhaustif de tous ces mythes ou de discuter de l'intérêt même qu'ils représentent (je n'ai certainement pas la prétention d'en être capable), mais plus simplement de mettre en avant un point commun majeur entre ceux-ci et la cosmologie moderne : ils sont tous basés sur les observations que l'on peut faire du monde qui nous entoure, la cosmologie s'étant de plus placée dans le cadre de la rigueur scientifique et s'imposant en conséquence de ne pas parler de ce qui est inaccessible à l'observation et de ne valider une explication que si elle permet la prédiction de phénomènes effectivement observés *a posteriori*. Le principe est donc sensiblement le même dans les deux cas : on observe l'Univers et tente de construire un "modèle" rendant compte de toutes les observations. On pourrait ainsi qualifier la cosmologie de "science primitive" (ce qu'il faut ici clairement entendre de façon méliorative).

Cela étant dit, il est à mes yeux difficile de prétendre que la cosmologie *sert* à l'humanité : elle n'a jamais directement permis de sauver une vie ni apporté de remède à quelque maladie, n'a jamais techniquement conduit à des découvertes participant au développement des différentes civilisations, ou n'a tout simplement jamais été à l'origine d'une invention. Néanmoins, il est indéniable que chacune des grandes découvertes cosmologiques (le fait que la Terre ne soit pas au centre de l'Univers ou qu'elle soit ronde, l'expansion de l'Univers, le fait qu'il ait une histoire, voire une origine, etc.) a profondément influencé l'humanité dans son ensemble. En ce sens, on peut alors dire que la cosmologie est "totalement inutile et donc rigoureusement indispensable"².

L'époque actuelle apparaît alors comme une période clef : ce n'est que depuis quelques années que les découvertes dues aux progrès techniques, en termes de moyens d'observations et de calculs, permettent de satisfaire cette envie (voire nécessité) d'expliquer l'origine de l'Univers et les lois qui gouvernent son évolution à travers les critères d'une théorie physique acceptable (reproduction des observations, prédictions effectivement observées). Ceci est réalisé à travers le *modèle standard de la cosmologie*, dont la construction a cependant demandé bien plus que ces quelques dernières années, et auquel sont consacrées les sections suivantes.

²Je reprends ici une formule chère non pas à un philosophe ni à un physicien, mais bien à un animateur de télévision à savoir Jérôme Bonaldi. (Chacun sa culture!...)

I.2 Le cadre théorique

Je ne détaillerai pas ici les bases constituées à travers près de vingt-cinq siècles à partir desquelles le modèle standard de la cosmologie a pu être construit, mais vais plutôt mettre rapidement en avant les principales étapes de cette histoire, à titre d'introduction à ce qui va suivre (la thèse de Lucien Larquère (2006) s'intéresse plus particulièrement à ces aspects historiques).

La première conception scientifique de l'Univers est attribuée à Aristote, qui le décrit comme constitué de sphères cristallines centrées sur la Terre, chacune d'entre elles contenant les principaux astres observables, à savoir le Soleil, la Lune, les quelques planètes alors connues et les étoiles, le tout mis en mouvement par une entité divine motrice, le *premium mobile*. Ce premier modèle, proposé au IV^e avant J.-C., résista relativement longtemps aux confrontations observationnelles puisque ce n'est qu'au II^e siècle que Ptolémée le modifia pour rendre compte de la variation de luminosité des différents astres ; ceux-ci sont maintenant contenus sur des épicycles, *i.e.* des sphères elles-mêmes centrées sur les sphères cristallines d'Aristote. Devant le manque de nouvelles données observationnelles, ce modèle géocentrique décrivant un univers borné et éternel resta la "meilleure solution" jusqu'à la Renaissance.

En effet, Nicolas Copernic publie l'année de sa mort *Des révolutions des orbés célestes* (1543), qui met en place le premier modèle héliocentrique à rencontrer un certain succès³. Le Soleil prend alors la place de la Terre au centre de l'Univers, cette dernière tournant désormais sur son axe. Ce modèle permet d'expliquer naturellement le mouvement journalier du Soleil (et des étoiles), son mouvement au cours de l'année et le mouvement rétrograde des planètes externes. Il conserve cependant l'idée d'orbites sphériques et même des sphères solides. Bien que représentant une révolution considérable, il ne peut alors pas être considéré comme plus juste que le modèle aristotélicien, mais comme plus simple et donc "meilleur".

Les observations faites par Galilée grâce à sa fameuse lunette confortent le modèle héliocentrique (en particulier celles des phases de Vénus), ce qu'il mit en avant dans son *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde* (1632). Soutenant ainsi la thèse copernicienne alors considérée comme hérétique, il fut contraint à abjurer ses convictions pour éviter le bûcher et assigné à résidence pour les neuf dernières années de sa vie. La description du mouvement des planètes fut finalement complet après les travaux de Johannes Kepler, qui mit en évidence le caractère elliptique de leurs orbites. Cependant, aucune explication valable n'existait alors⁴ ; en particulier, les mouvements des corps célestes (décrits par les lois de Kepler) ne sont pas considérés comme obéissant aux mêmes lois que ceux des corps terrestres (quant à eux décrits par les lois issues des travaux de Galilée).

Cette unification est l'œuvre d'Isaac Newton, qui mit au point en 1666 sa théorie de l'attraction universelle publiée vingt ans plus tard dans ses *Principes mathématiques de la philosophie naturelle* (1687), souvent considérés comme un des travaux les plus importants de l'histoire des sciences (voire de l'humanité). Cette théorie connut des confirmations observationnelles admirables jusqu'à la fin du XIX^e siècle⁵. L'Univers est alors infini et éternel,

³D'autres modèles héliocentriques avaient précédemment été proposés, en particulier par Aristarque de Samos (310-230 av. J.-C.), mais n'avaient pas été retenus.

⁴On peut d'ailleurs noter que Kepler n'attribuait pas le mouvement des astres à la gravitation, mais au magnétisme.

⁵Ce qu'elle n'expliquait pas (en particulier l'anomalie de l'avance du périhélie de Mercure) le fut grâce à

gouverné par la gravitation, force fondamentale de portée infinie et dont l'action est instantanée (ce qui choquait particulièrement Newton, à juste titre) ; l'espace et le temps sont absolus.

La dernière partie de cette histoire (du moins, pour ce qui en est écrit aujourd'hui) a eu lieu au cours du siècle dernier. C'est ce sur quoi portent les sections suivantes.

I.2.1 Le principe cosmologique

Dans l'élaboration d'une théorie quelle qu'elle soit, la simplicité est certainement un des aspects auxquels il est absolument capital de s'attacher. On peut pour illustrer ceci invoquer le *rasoir d'Occam* (dont le moine franciscain Guillaume d'Occam est à l'origine) qui dit en substance que toutes choses étant égales, la solution la plus simple est vraisemblablement la meilleure. Einstein ne l'oublia certainement pas lorsqu'il mit au point sa théorie de la relativité générale⁶. En effet, la tâche à laquelle il s'était attelé –décrire physiquement l'Univers dans son ensemble– ne demandait pas moins. A partir du principe de Mach (du physicien Ernst Mach⁷), Einstein élaborait le *principe cosmologique*, qui simplifie considérablement la caractérisation de l'Univers et de la distribution de matière en son sein. Celui-ci repose sur deux hypothèses :

- l'isotropie : les propriétés physiques de l'Univers ne dépendent pas de la direction dans laquelle on les étudie. En d'autres termes, dans un repère sphérique, la seule coordonnée pertinente est la coordonnée radiale ;
- l'universalité : les caractéristiques de l'Univers ne dépendent pas de la position à laquelle se trouve l'observateur qui l'étudie (c'est le principe de Copernic).

La combinaison de ces deux hypothèses mène à l'hypothèse d'homogénéité de l'Univers (la réciproque n'est pas vraie), *i.e.* la densité est la même en tout point de l'Univers. La figure I.1 illustre cette conclusion. Il est cependant évident que cette homogénéité n'est pas absolue : l'Univers est composé de structures fortement inhomogènes, dont notre système solaire est sans doute la première preuve. L'homogénéité de l'Univers ne doit donc être considérée que sur les grandes échelles. Ceci constitue explicitement ce que l'on nomme principe cosmologique :

L'Univers est homogène et isotrope sur les grandes échelles.

Les observations faites depuis l'introduction de ce principe n'ont fait que renforcer la conviction que l'on peut en avoir. D'une part, la distribution des galaxies observée dans les sondages tels le 2dFGRS⁸ (*2 degree Field Galaxy Redshift Survey* ; Colless et al., 2003) ou le SDSS⁹ (*Sloan Digital Sky Survey* ; Gott et al., 2005) s'avère, ne serait-ce qu'à l'oeil, complètement compatible avec le principe cosmologique. La figure I.2 présente justement les résultats finaux de ce dernier sondage. D'autre part, l'hypothèse d'isotropie est vérifiée de façon exceptionnellement convaincante à travers l'observation du fond diffus cosmologique ou CMB (pour *Cosmic Microwave Background* ; cf. §I.3.4). Sa température, égale à $2,725 \pm$

la relativité générale d'Einstein.

⁶On peut d'ailleurs le citer : “Les choses devraient être faites aussi simple que possible, mais pas plus simple.”

⁷Il est également à l'origine du principe de l'économie, dont on peut remarquer la proximité avec le rasoir d'Occam : “Les savants doivent utiliser les concepts les plus simples pour parvenir à leurs résultats et exclure tout ce qui ne peut être perçu par les sens.”

⁸<http://magnum.anu.edu.au/~TDFgg/>

⁹<http://www.sdss.org/>

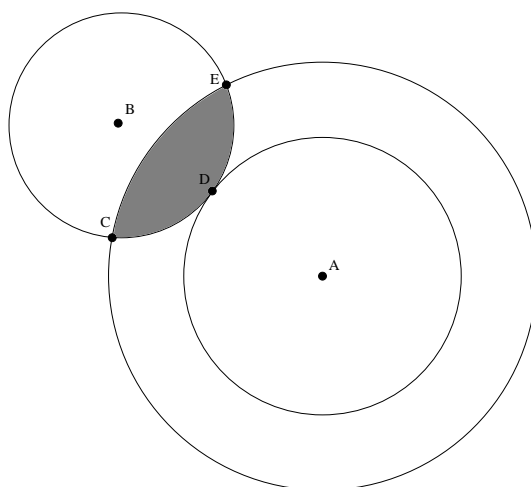


FIG. I.1: L'isotropie implique l'homogénéité. Considérons l'hypothèse d'isotropie autour de deux points A et B (ce que l'universalité autorise). A partir de l'isotropie autour de B, on peut dire que la densité est la même aux points C, D et E. Le fait de représenter des sphères de rayon AD et AC (= AE) permet de déduire que la densité est la même à l'intérieur de la zone grisée. Un tel raisonnement peut être répété à l'infini et donc appliqué à l'Univers dans son ensemble. Adaptée de Peacock (1999).

0,002 K (Mather et al., 1994; Mather et al., 1999) est la même dans chaque direction du ciel en dehors d'infimes anisotropies d'une grandeur relative de l'ordre de $\Delta T/T_{\text{CMB}} \sim 10^{-5}$ (Smoot et al., 1992)¹⁰. C'est ce que souligne la figure I.3.

Au cours de la présente étude, le principe cosmologique ne sera jamais remis en question.

Remarque L'universalité, dans sa version complète, implique également que les caractéristiques de l'Univers doivent être indépendante de l'époque à laquelle se trouve l'observateur qui l'étudie. On aboutit alors à un principe cosmologique dit fort, dans lequel l'Univers reste identique au cours du temps. Il a conduit à la proposition par Fred Hoyle du modèle dit de l'Univers stationnaire (qui lorsqu'il prend en compte l'expansion de l'Univers viole la conservation de l'énergie); il est cependant très fortement exclu par les observations, en particulier celles du CMB.

I.2.2 La relativité générale

La relativité générale, publiée en 1916 par Albert Einstein, a pour but de donner une description de l'Univers dans son ensemble. Pour ce faire, elle relie son contenu en matière et rayonnement (d'une manière générale, son contenu en énergie) à la géométrie de son espace-temps (dix ans avant sa théorie de la relativité générale, Einstein avait lié le temps et l'espace dans le cadre de la relativité restreinte). En effet, les deux sont indissociables dans le sens où la géométrie de l'espace-temps régit le comportement de la matière en son sein alors que la matière est responsable de la courbure de ce même espace-temps. Cette théorie est basée sur le principe d'équivalence, qui trouve son origine dans les observations

¹⁰La mesure de cette température, faite à l'aide de l'instrument FIRAS du satellite COBE, valut le prix Nobel de Physique 2006 à John C. Mather. C'est l'observation de ces anisotropies avec l'instrument DMR du même satellite qui rapporta à George F. Smoot l'autre part du même prix.

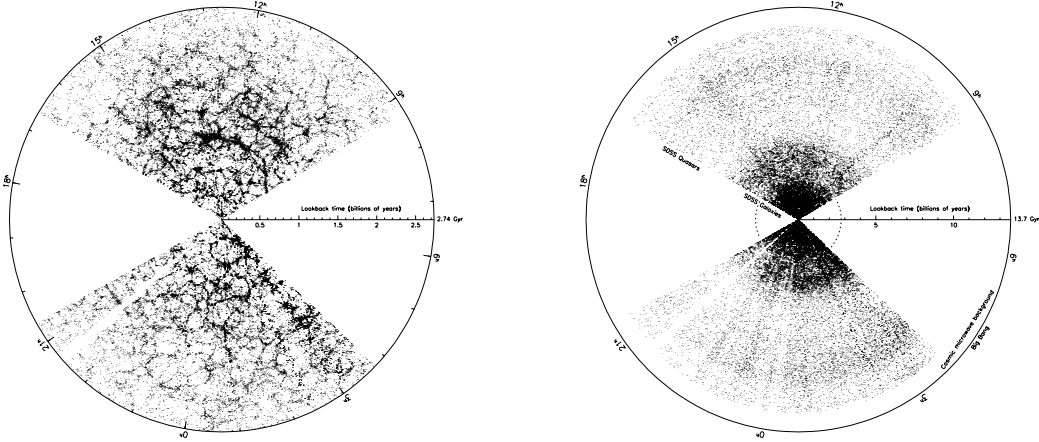


FIG. I.2: Galaxies et quasars observés dans le sondage SDSS où la coordonnée radiale représente le temps mis par le rayonnement de l’objet représenté par un point pour nous parvenir (*lookback time*). Gauche : Seule la partie locale de l’Univers est représentée (correspondant aux rayonnements émis il y a, au plus, 2,74 milliards d’années). Même si l’on observe clairement une structure constituée de zones pleines et vides, l’homogénéité de l’Univers n’est pas remise en question : il n’est pas possible de différencier deux petites zones prises au hasard sur toute la carte. Droite : Même chose, mais pour tout l’Univers observable (la zone correspondant à la figure de gauche est représentée en pointillés). La structure observée précédemment n’apparaît plus. L’homogénéité est d’autant plus vérifiée. Dans les deux cas, il en est de même pour l’isotropie. On vérifie d’autre part que l’hypothèse d’universalité en fonction du temps n’est pas respectée. Ces figures sont tirées de Gott et al. (2005).

de Galilée : la masse inerte et la masse gravitationnelle d’un même objet sont égales (les mesures actuelles ont montrées que les éventuelles différences relatives entre les deux masses sont inférieures à 10^{-12}). Dans ces conditions, la gravitation ne se distingue pas des forces dites fictives, telles que la force centrifuge ; elle disparaît alors par un choix de repère dit “en chute libre”.

Dans les quelques pages qui vont suivre, les indices grecs prendront comme valeurs 0, 1, 2, 3 et permettront de décrire l’espace-temps ; les indices latins décriront quant à eux l’espace et prendront en conséquence les valeurs 1, 2, 3 ; l’indice 0 correspondra donc à la coordonnée temporelle. D’autre part, j’utiliserai la convention de sommation d’Einstein sur les indices répétés où, par exemple :

$$v = \sum_i v^i e_i = v^i e_i. \quad (\text{I.1})$$

Enfin, je me placerai, sauf cas particulier, dans le système d’unité où la vitesse de la lumière vaut l’unité, *i.e.* $c = 1$.

Dans le cadre de la relativité générale, la géométrie de l’espace-temps est totalement caractérisée à l’aide du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, qui y détient donc le premier rôle. Il permet de définir l’intervalle élémentaire entre deux événements infiniment proche (*i.e.* deux

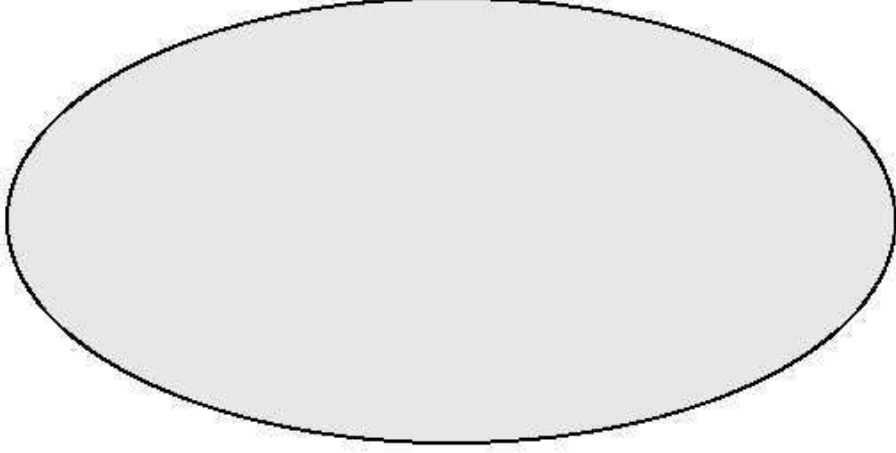


FIG. I.3: Carte du fond diffus cosmologique représenté en coordonnées galactiques sur une échelle linéaire de gris où une température de 0K est représentée en noir et 3K correspond au blanc. Cette carte est homogène jusqu'à des amplitudes relatives de l'ordre de 10^{-5} (lorsque l'on enlève la contribution du dipôle (cf. §I.3.4) qui est dû au mouvement de la Terre dans le référentiel du CMB).

événements dont les coordonnées sont x^μ et $x^\mu + dx^\mu$:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu . \quad (\text{I.2})$$

Cet intervalle est nécessairement indépendant du système de coordonnées dans lequel on se place (c'est un scalaire).

Plusieurs autres tenseurs particulièrement utiles peuvent être construits à partir du tenseur métrique et de ses dérivées¹¹. Le symbole de Christoffel est défini par :

$$\Gamma^\alpha_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} g^{\alpha\nu} (g_{\mu\nu,\lambda} + g_{\lambda\nu,\mu} - g_{\mu\lambda,\nu}) . \quad (\text{I.3})$$

Il intervient par exemple dans l'expression de la trajectoire d'une particule libre ponctuelle, *i.e.* de la géodésique :

$$\frac{du^\mu}{ds} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta = 0 , \quad (\text{I.4})$$

avec u^μ la quadri-vitesse de la particule considérée (*i.e.* $u^\mu = \frac{dx^\mu}{ds}$). Le tenseur de courbure de Riemann, $R^\mu_{\alpha\beta\gamma}$ s'écrit :

$$R^\mu_{\alpha\beta\gamma} = \Gamma^\mu_{\alpha\gamma,\beta} - \Gamma^\mu_{\alpha\beta,\gamma} + \Gamma^\sigma_{\alpha\gamma} \Gamma^\mu_{\sigma\beta} - \Gamma^\sigma_{\alpha\beta} \Gamma^\mu_{\sigma\gamma} . \quad (\text{I.5})$$

Les contractions de ce tenseur seront particulièrement utiles, étant donné qu'elles interviennent dans l'équation d'Einstein (éq.(I.12)), dont le rôle est justement de relier les "contenu" et "contenant", *i.e.* l'espace-temps et les différentes formes d'énergie. Celles-ci sont d'une

¹¹On distinguera ici deux types de dérivées :

- la dérivée partielle désignée par une virgule : $\phi_{,\mu} = \frac{\partial\phi(x)}{\partial x^\mu}$;
- la dérivée covariante désignée par un point virgule : $A_{\mu;\nu} = A_{\mu,\nu} - \Gamma^\alpha_{\mu\nu} A_\alpha$.

On peut noter que la dérivée (quelle qu'elle soit) augmente l'ordre du tenseur considéré : par exemple, la dérivée d'un scalaire est un vecteur.

part le tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} &= R^{\alpha}_{\mu\alpha\nu} \\ &= \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} - \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha,\nu} + \Gamma^{\alpha}_{\sigma\alpha}\Gamma^{\sigma}_{\mu\nu} - \Gamma^{\alpha}_{\nu\sigma}\Gamma^{\sigma}_{\mu\alpha}, \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

et le scalaire de courbure ou scalaire de Ricci \mathcal{R} :

$$\mathcal{R} = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}. \quad (\text{I.7})$$

On peut, à partir de ces tenseurs, définir le tenseur d'Einstein, $G_{\mu\nu}$, qui sera la partie géométrique de l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R}. \quad (\text{I.8})$$

Il est le seul tenseur d'ordre 2 à faire intervenir le tenseur métrique et ses dérivées (jusqu'à l'ordre 2) tout en étant à divergence nulle (il est ainsi conservé) :

$$G^{\mu\nu}{}_{;\nu} = \left(R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\mathcal{R} \right)_{;\nu} = 0. \quad (\text{I.9})$$

Cette relation est connue sous le nom d'identité de Bianchi. C'est ce qui rend $G_{\mu\nu}$ pertinent dans l'équation d'Einstein.

D'autre part, le contenu en énergie va être décrit par le tenseur énergie-impulsion, $T_{\mu\nu}$. Chacune de ses composantes permet de caractériser le fluide que l'on fait intervenir : T_{00} est la densité volumique d'énergie du fluide, les composantes T_{0i} le flux d'énergie, les composantes T_{i0} la densité de moments ; la sous-matrice T_{ij} est la matrice des flux de moments dans laquelle la diagonale correspond à la pression et les termes extra-diagonaux décrivent la viscosité. Dans le cas d'un fluide parfait, cas dans lequel on va se placer, le tenseur énergie-impulsion (alors diagonal) est défini par :

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_{\mu}u_{\nu} - g_{\mu\nu}p, \quad (\text{I.10})$$

où ρ et p sont respectivement les densité et pression du fluide. Ce tenseur est également à divergence nulle. De même que pour $G_{\mu\nu}$, ceci implique que l'énergie est conservée. Ainsi s'attend-on à ce que l'équation d'Einstein consiste en une relation de proportionnalité entre $G_{\mu\nu}$ et $T_{\mu\nu}$.

Etant désormais en possession de tous les outils nécessaires, on peut finalement dériver l'équation d'Einstein. Pour ce faire, il faut considérer que l'action S dans sa forme complète (*i.e.* qui tient compte du contenu en énergie et de la géométrie) :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\mathcal{L} - \frac{1}{16\pi G} \mathcal{R} \right) \quad (\text{I.11})$$

(où $g = \det g_{\mu\nu}$, \mathcal{L} est le lagrangien de la matière et la radiation et G la constante de Newton) étant un scalaire, doit être indépendante du choix de coordonnées. Le fait d'imposer que la variation de S estimée dans deux systèmes de coordonnées x^{μ} et $\bar{x}^{\mu} = x^{\mu} + \xi^{\mu}(x)$ soit nulle mène à l'équation d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} = 8\pi GT_{\mu\nu}. \quad (\text{I.12})$$

Dans l'expression (I.11), le facteur devant le scalaire de courbure \mathcal{R} a été postulé par Einstein dans le but de pouvoir obtenir l'équation de Poisson newtonienne (éq. (II.4)) comme limite de son équation dans le cas d'un champ gravitationnel faible. Cette équation étant symétrique en μ et ν , elle comporte dix composantes ; l'équation (I.9) apporte quatre contraintes, ce qui laisse au final six composantes indépendantes.

Dans ces conditions, la solution à laquelle on est amené est celle d'un univers non statique, ce qui ne correspondait à aucune réalité physique au yeux d'Einstein, son *a priori* de l'époque étant que l'Univers était effectivement statique ; dans ces conditions, il n'a pas trouvé de solution. Il a donc voulu "corriger" son équation pour lui permettre d'obtenir une solution correspondant à un univers statique (*i.e.* de compenser l'expansion prédite). La seule contrainte qu'il avait alors était d'introduire un terme de divergence nulle, ce que vérifient tous les tenseurs proportionnels à $g_{\mu\nu}$. L'équation (I.12) devient alors :

$$\boxed{G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}}, \quad (\text{I.13})$$

où Λ est la constante cosmologique. Elle est ici considérée comme une nouvelle constante de la nature changeant les propriétés géométriques de l'Univers. Ce terme supplémentaire peut cependant aussi bien être ajouté dans le membre de droite ; dans ce cas, le sens en est changé. $\Lambda g_{\mu\nu}$ représente alors une forme d'énergie que le tenseur énergie-impulsion, qui prend en compte la matière et le rayonnement, ne permet pas de décrire : c'est l'*énergie noire*. Je reviendrais sur ses propriétés plus loin. Lorsque les observations mirent en évidence l'expansion de l'Univers, Einstein qualifia l'ajout de ce terme de plus grande erreur de sa vie. Le génie d'Einstein se manifeste peut-être plus dans les erreurs qu'il a faites à cause de ces *a priori*s que dans ce qu'il réussit. En effet, les observations actuelles de l'accélération de l'expansion semblent mettre en avant le fait qu'il existe bel et bien une composante de ce type à prendre en compte dans l'équation d'Einstein¹².

I.2.3 Les modèles de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Reste maintenant à savoir dans quel cadre on va vouloir appliquer cette équation. En d'autre terme, puisque l'on a déjà caractérisé le tenseur énergie-impulsion, il faut maintenant en faire de même pour la partie géométrique de l'équation d'Einstein, c'est-à-dire définir la métrique. On se placera alors dans le cadre de l'hypothèse simplificatrice qu'est le principe cosmologique. C'est le propos de la section suivante.

La métrique de Robertson-Walker

Comme on l'a vu plus haut, la métrique de l'espace-temps est caractérisée par le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (\text{I.14})$$

¹²A mes yeux, sa plus belle "erreur" reste cependant son pari sur l'incomplétude de la mécanique quantique et la nécessité d'y introduire des variables cachées pour conserver le caractère déterministe de la réalité, le tout connu sous le nom de paradoxe E.P.R. (Einstein et al., 1935). Il fut depuis montré que la mécanique quantique, bien qu'étant fondamentalement probabiliste, n'en est pas moins complète (Bell, 1964; Aspect et al., 1981; Aspect et al., 1982). Pour apprécier la beauté des conséquences issues de ce mauvais *a priori* d'Einstein, on peut se référer au livre de Bernard d'Espagnat (1979).

Dans cette section, je vais exprimer l'intervalle élémentaire entre deux événements infinitésimalement proches ds^2 de façon explicite dans le but de définir clairement la métrique dans laquelle on va par la suite se placer.

Considérons deux événements voisins sur la ligne d'univers d'un observateur séparés par $dx^i = 0$ (*i.e.* les coordonnées spatiales sont inchangées) et $dx^0 = dt$. On a alors :

$$dt^2 \equiv ds^2 = g_{00}dt^2, \quad (\text{I.15})$$

ce qui impose $g_{00} = 1$. D'autre part, puisque dans le cadre du principe cosmologique l'Univers est considéré isotrope, il ne doit exister aucune direction privilégiée dans le vecteur g_{0i} : ses composantes sont donc toutes nulles (celles de g_{i0} également, $g_{\mu\nu}$ étant symétrique). L'expression (I.14) peut alors être réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} ds^2 &= dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j \\ &= dt^2 - dl^2, \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

où dl^2 est l'intervalle séparant deux événements ayant lieu au même temps cosmique t . Pour expliciter la partie spatiale décrite par dl^2 , on se place dans un espace qui correspond à la surface d'une sphère à quatre dimensions, elle-même dans un espace qu'on repère par les coordonnées x, y, z et w . On a alors :

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + dw^2 \quad (\text{I.17})$$

$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2 + w^2 \quad (\text{I.18})$$

où R est la distance entre l'origine du repère et la surface de la sphère. Dans cette expression, on retrouve nos trois variables d'espace indépendantes (x, y, z) ; on s'occupe de la quatrième variable en écrivant $w^2 = R^2 - r^2$ avec $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. On peut alors remplacer dw dans l'équation (I.17) par :

$$dw = \frac{rdr}{w} = \frac{rdr}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad (\text{I.19})$$

Finalement, en se plaçant dans un système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) où :

$$\begin{cases} z = r \cos \theta \\ y = r \sin \theta \cos \varphi \\ x = r \sin \theta \sin \varphi \end{cases}, \quad (\text{I.20})$$

on obtient la forme générale de la métrique :

$$ds^2 = dt^2 - \left[\frac{dr^2}{1 - \frac{r^2}{R^2}} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right]. \quad (\text{I.21})$$

Cependant, l'Univers décrit par cette métrique correspond à l'Univers tel que le voyait Einstein, c'est-à-dire un univers statique. Dans le cadre d'un univers en expansion, ce qui correspond aux observations, cette métrique doit prendre la forme :

$$\boxed{ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right]}, \quad (\text{I.22})$$

où k décrit la courbure spatiale de l'Univers et $a(t)$ est le facteur d'échelle. Ce dernier décrit la taille de l'Univers en expansion en fonction du temps (le fait qu'il ne dépende que du

temps est une conséquence du principe cosmologique); il sera donc croissant dans le cas d'un univers en expansion, décroissant pour un univers en contraction et constant pour un univers statique. On dispose ici d'une certaine liberté sur le choix des dimensions de l'équation. Dans le premier cas, on considère que le facteur d'échelle a la dimension d'une longueur. Ainsi, la coordonnée r et k (lié à R) sont sans dimension. On a alors $k \in \{-1; 0; 1\}$ suivant que l'Univers est ouvert (hyperbolique), plat (euclidien) ou fermé (sphérique). Le choix de la valeur de $a_0 = a(t_0)$ ne peut ici pas être fait de façon arbitraire. En revanche, l'autre possibilité fait porter la dimension de longueur à r . Dans ce cas, on peut choisir $a_0 = 1$: le facteur d'échelle décrira ainsi la taille de l'Univers par rapport à sa taille actuelle. D'autre part, $k = R^{-2}$ peut être négatif, positif ou égal à 1, ce qui correspond alors à un univers ouvert, fermé ou plat respectivement. Je me placerai toujours dans ce dernier cas. Cette métrique est la métrique de Robertson-Walker, c'est-à-dire la forme la plus simple d'une métrique prenant en compte le principe cosmologique et l'expansion de l'Univers (Robertson, 1935; Walker, 1936). Ce résultat fut d'abord mis en avant par Alexander Friedmann.

Le système de coordonnées spatiales qu'on a ici établi est dit comobile : il est indépendant du temps et permet donc de s'affranchir de l'expansion de l'Univers. Dans ce système de coordonnées, un observateur qui ne fait que suivre le *flow* de Hubble est immobile. A l'opposé, un observateur mobile dans ce système possédera une *vitesse particulière*.

Remarque On peut cependant l'écrire dans une forme similaire avec une coordonnée radiale χ sans dimension :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)R^2 [d\chi^2 + S_k^2(\chi) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)] , \quad (\text{I.23})$$

avec

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi & (k > 1) \\ \chi & (k = 1) \\ \sinh \chi & (k < 1) \end{cases} . \quad (\text{I.24})$$

Les équations de Friedmann

Nous disposons désormais de tous les ingrédients nécessaires à la constitution du modèle décrivant la dynamique de l'Univers ou, en d'autres termes, l'évolution du facteur d'échelle a en fonction du temps cosmique t . En effet, il ne reste qu'à résoudre l'équation d'Einstein dans le cadre de la métrique de Robertson-Walker. Les résultats auxquels on aboutit sont connus sous le nom d'équations de Friedmann, du nom du physicien russe Alexander Alexandrovich Friedmann qui fut le premier à les écrire (Friedmann, 1922; Friedmann, 1924). Le chanoine belge Georges Lemaître les redémontra indépendamment quelques années plus tard (Lemaître, 1927), tout en faisant le lien entre expansion et décalage vers le rouge¹³ (cf. §I.2.4).

On peut maintenant exprimer les tenseur et scalaire de Ricci en fonction du facteur

¹³Cette relation, bien qu'antérieure aux travaux de Hubble est passée inaperçue puisqu'elle a d'abord été publiée en français puis traduite par Eddington après la publication des résultats de Hubble (Lemaître, 1931).

d'échelle a . Les composantes non nulles du tenseur de Ricci sont :

$$R_{00} = -3\frac{\ddot{a}}{a}; \quad (\text{I.25a})$$

$$R_{ij} = -\left[\frac{\ddot{a}}{a} + 2\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{2k}{a^2}\right]g_{ij}. \quad (\text{I.25b})$$

Le scalaire de Ricci devient quant à lui :

$$\mathcal{R} = -6\left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2}\right]. \quad (\text{I.26})$$

En conséquence, la composante 00 de l'équation d'Einstein est :

$$\boxed{H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}}, \quad (\text{I.27})$$

avec $\dot{a} \equiv \frac{da}{dt}$. Cette équation permet d'exprimer le taux d'expansion de l'Univers $\frac{\dot{a}}{a}$ en fonction de sa densité ρ . On définit d'autre part le paramètre de Hubble $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$, dont la valeur actuelle H_0 , dénommée constante de Hubble, entre en jeu dans la loi de Hubble (cf. §I.2.4). D'autre part, la différence de la composante ii et de l'équation (I.27) est :

$$\boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}}. \quad (\text{I.28})$$

Cette équation relie quant à elle l'accélération de l'expansion de l'Univers $\frac{\ddot{a}}{a}$ aux caractéristiques du fluide, c'est-à-dire sa densité ρ et sa pression p . Une troisième équation peut-être établie en utilisant la conservation du tenseur énergie-impulsion $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$. On obtient alors :

$$\boxed{\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0}. \quad (\text{I.29})$$

Cependant, on peut se rendre compte assez aisément que seules deux des trois équations (I.27), (I.28) et (I.29) sont indépendantes. Les paramètres du problèmes sont quant à eux au nombre de trois : ρ , p et a . La troisième contrainte indépendante nécessaire est alors l'équation d'état du fluide considéré $w = \frac{p}{\rho}$. Suivant les types de fluide considérés, ou d'une manière plus générale, suivant les types de fluide dominant à une époque donnée, le comportement de $a(t)$ ne sera pas le même. Certains cas particuliers sont détaillés ci-dessous.

Domination du rayonnement L'équation d'état pour le rayonnement est $w = \frac{1}{3}$. L'équation (I.29) devient alors :

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -4\frac{\dot{a}}{a}, \quad (\text{I.30})$$

ce qui mène à :

$$\rho \propto a^{-4}. \quad (\text{I.31})$$

On peut alors réécrire l'équation (I.27), en considérant un univers de courbure nulle et sans constante cosmologique :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_r \propto a^{-4}, \quad (\text{I.32})$$

qui conduit directement à :

$$a \propto t^{1/2}. \quad (\text{I.33})$$

Domination de la matière L'équation d'état pour la matière est $w = 0$ (pression nulle). On peut alors écrire en suivant exactement la méthode décrite ci-dessus :

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a} \implies \rho \propto a^{-3}, \quad (\text{I.34})$$

puis :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_m \propto a^{-3} \implies a \propto t^{2/3}. \quad (\text{I.35})$$

On peut noter que la densité d'énergie de la matière diminue avec le temps moins rapidement que celle du rayonnement. Cette dernière ayant été initialement plus importante que celle de la matière, il existe un temps t_{eq} où les densités des deux espèces étaient égales : le temps d'*égalité matière-rayonnement*. Ce temps a une importance capitale car il a pour conséquence d'introduire une échelle caractéristique dans le spectre de puissance de la matière, qui dépend pourtant d'une physique dans laquelle aucune échelle caractéristique n'existe *a priori* (cf. §II.1.2).

Domination de Λ L'équation (I.27) s'écrit ici :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3} \implies a \propto e^{Ht} = e^{\sqrt{\Lambda/3}t}. \quad (\text{I.36})$$

Un univers dominé par la constante cosmologique croît donc de façon exponentielle. De tels modèles cosmologiques, connus sous le nom d'univers de Sitter, présentent aujourd'hui en intérêt tout particulier en ce qui concerne deux époques : l'inflation (cf. §I.3.2), *i.e.* la courte période d'expansion accélérée qui aurait eu lieu dans les premiers instants de l'histoire de l'Univers, et la période actuelle, où les observations semblent mettre en évidence une accélération de l'expansion. On peut réécrire l'équation d'Einstein avec la constante cosmologique seule en exprimant le tenseur énergie-impulsion correspondant ; on ne parle alors plus de constante cosmologique mais d'énergie noire :

$$G_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G \tilde{T}_{\mu\nu} \implies \tilde{T}_{\mu\nu} = \frac{\Lambda g_{\mu\nu}}{8\pi G}. \quad (\text{I.37})$$

Ce tenseur énergie-impulsion respecte alors :

$$\tilde{T}_{\mu\nu} = \frac{\Lambda g_{\mu\nu}}{8\pi G} = (p_\Lambda + \rho_\Lambda)u_\mu u_\nu - p_\Lambda g_{\mu\nu}, \quad (\text{I.38})$$

où on a en identifiant :

$$\begin{cases} p_\Lambda = -\frac{\Lambda}{8\pi G} \\ \rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \end{cases}. \quad (\text{I.39})$$

L'équation d'état caractérisant l'énergie noire est donc : $w = -1$. Un fluide dont la pression est négative est alors responsable d'effets gravitationnels répulsifs.

I.2.4 Loi de Hubble, *redshift* et distances

Dans cette section, je vais définir différentes grandeurs utiles dans le cadre d'études cosmologiques. Ces grandeurs sont d'une part, les différentes distances qu'il est possible de définir et d'autre part, celle en fonction de laquelle tout pourra finalement être défini, le *redshift*. Cette dernière est sans aucun doute celle à laquelle on doit accorder la plus grande importance, dans le sens où elle est la grandeur observable. J'y établirai en chemin la loi de Hubble.

Loi de Hubble

La distance la plus "naturelle" que l'on peut dans un premier temps définir est la *distance propre*. Elle correspond à ce que l'on mesurerait avec un mètre ruban qui relierait les objets dont on veut connaître la distance qui les sépare, en faisant en sorte qu'il suive une géodésique. On se rend facilement compte qu'une telle mesure est complètement irréaliste sur des échelles cosmologiques et qu'en conséquence, la distance propre, bien que paraissant être la "vraie" distance entre deux objets, ne correspond à aucune réalité observationnelle. Son expression est :

$$D_{pro}(t) = a(t) \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} = \frac{a(t)}{a_0} D_{com}, \quad (\text{I.40})$$

où D_{com} est la *distance comobile*, c'est-à-dire qui permet de s'affranchir des effets de l'expansion : elle n'évolue donc pas pour deux objets ayant une vitesse particulière nulle. La dérivée de cette expression est :

$$v(t) = \frac{\dot{a}}{a_0} D_{com} = \frac{\dot{a}}{a} D_{pro}(t) = H D_{pro}(t). \quad (\text{I.41})$$

On obtient alors la loi de Hubble (1929), qui décrit l'expansion en disant que la vitesse d'un objet par rapport à un autre est d'autant plus grande que ces deux objets sont distants l'un de l'autre. La mesure de la valeur actuelle de la constante de Hubble H_0 est sujette à un effort particulièrement important (c'est la raison d'être du télescope spatial Hubble¹⁴, dont on peut aisément comprendre le nom ; cf. Fig. I.4). Notons qu'on exprime généralement H_0 sous une forme adimensionnée¹⁵ (j'adopterai d'ailleurs cette convention) :

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}. \quad (\text{I.42})$$

La valeur que je retiendrai tout au long de ce travail est $h = 0,732_{-0,032}^{+0,031}$ (Spergel et al., 2007). Cette valeur est issue des observations du fond diffus cosmologique en faisant l'hypothèse d'un univers plat.

Redshift

Comme on l'a vu, la distance propre n'est pas une grandeur accessible à la mesure. La grandeur à laquelle on va alors s'attacher est le décalage vers le rouge du spectre des objets

¹⁴<http://hubble.nasa.gov/index.php>

¹⁵Un parsec (pc) est défini comme étant la distance à laquelle une unité astronomique (distance Terre-Soleil) sous-tend un angle d'une seconde d'arc. On a alors $1 \text{ pc} \sim 3,26 \text{ années lumières}$.

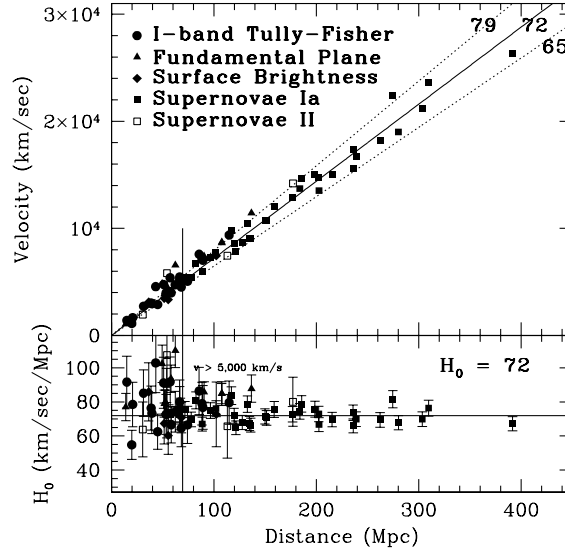


FIG. I.4: Détermination de la constante de Hubble H_0 à partir des données de HST (*Hubble Space Telescope*). La partie supérieure de la figure représente la vitesse mesurée de différents objets (supernovae, galaxies, amas) en fonction de leur distance. La partie inférieure donne la valeur de H_0 mesurée pour chaque objet en fonction de la distance. La meilleure valeur pour reproduire l'ensemble de ces données est $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Tirée de Freedman et al. (2001).

observés, ou *redshift*. La première observation de ce phénomène est due à Vesto Slipher (1913) mais, comme on l'a vu, c'est Hubble (1929) qui lui donna tout son poids : les spectres des galaxies qu'il a observées étaient d'autant plus décalés vers le rouge que ces galaxies étaient distantes et donc, que leur vitesses d'éloignement étaient grandes. C'est ce qui a conduit Hubble à identifier cet effet à un simple effet Doppler :

$$z \sim \frac{v}{c} = \frac{HD_{com}}{c} \quad (\text{I.43})$$

où z est le décalage spectral de l'objet observé, ou *redshift* (ce décalage est vers le rouge pour des objets s'éloignant de l'observateur, ce qui est le cas dans un univers en expansion, du moins pour des objets assez distants). Cette définition n'est valable que pour les faibles distances.

Afin d'en donner une définition plus juste, considérons une onde électromagnétique émise par une galaxie située à la coordonnée comobile r . Cette onde est émise au temps t_e et sa longueur d'onde est λ_e . Elle est ensuite observée par un observateur, que l'on peut placer à l'origine de notre système de coordonnées, au temps $t_o > t_e$ avec une longueur d'onde λ_o . Cette onde se propage alors suivant une géodésique, dont l'expression pour les particules non-massives est :

$$ds = 0 \implies \int_{t_e}^{t_o} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} \quad (\text{I.44})$$

(on peut montrer que le photon en question suit un chemin sur lequel θ et ϕ sont constants). La crête suivante de cette onde est émise au temps $t_e + \delta t_e$ où $\delta t_e = \frac{\lambda_e}{c}$ et observée au temps

$t_o + \delta t_o$ où $\delta t_o = \frac{\lambda_o}{c}$. On a alors :

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_o + \delta t_o} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e}^{t_o} \frac{dt}{a(t)}. \quad (\text{I.45})$$

On peut considérer qu'entre l'émission de chacune des crêtes de cette onde la facteur d'échelle a reste constant. Alors :

$$\frac{\delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\delta t_o}{a(t_o)} \quad (\text{I.46})$$

ou, en considérant que l'observation est faite à l'instant présent, *i.e.* $t_o = 0$ (et donc $a(t_o) = a_0 = 1$) :

$$\boxed{a(t_e) = \frac{\delta t_e}{\delta t_o} = \frac{\lambda_e}{\lambda_o} = \frac{1}{1+z}}. \quad (\text{I.47})$$

On voit ainsi que l'on peut utiliser de façon complètement transparente l'un des trois paramètres t , a ou z pour caractériser la distance/l'âge d'un objet ou d'un événement ; le *redshift* z étant le seul de ces paramètres à être accessible observationnellement, c'est celui sur lequel je me focaliserai désormais majoritairement.

Remarque On considère ici que la vitesse de récession d'un objet qui peut être observée par le décalage de son émission est un bon indicateur de la "distance" de cet objet, dans le sens où plus il est loin, plus il s'éloigne de nous rapidement¹⁶. Ce raisonnement n'est valable que si la vitesse particulière de l'objet en question reste négligeable, c'est-à-dire pour des objets suffisamment lointains. On considérera donc que le *redshift* n'est pertinent que pour $z \gtrsim 0,01$.

Distances angulaire et de luminosité

Bien que la distance propre d'un objet ne soit pas accessible à la mesure, on peut utiliser deux autres types de distance, dont les définitions s'avèrent simples. Plaçons-nous donc dans un premier temps en présence d'une source de luminosité L située à la coordonnée comobile r (on se placera à l'origine du repère). Au cours d'un temps Δt_e centré en t_e , la source émet N photons d'énergie moyenne E_e avec $L = \frac{NE_e}{\Delta t_e}$. Lorsque ce rayonnement est observé à t_0 , les photons émis sont distribués sur la surface d'une sphère de rayon $a_0 r$ centrée sur la source ; l'aire de cette surface est donc $4\pi a_0^2 r^2$. A cause de l'expansion, l'énergie moyenne des photons est alors $E_0 = E_e \frac{a_e}{a_0}$; ils mettent un temps $\Delta t_0 = \Delta t_e \frac{a_0}{a_e}$ à traverser la surface de la sphère. Ainsi, le flux d'énergie à travers cette surface est-il :

$$\phi = \frac{NE_0}{4\pi a_0^2 r^2 \Delta t_0} = \frac{NE_e / \Delta t_e}{4\pi a_0^2 r^2 (1+z)^2} = \frac{L}{4\pi D_L^2}. \quad (\text{I.48})$$

C'est grâce à cette relation que l'on définit la distance de luminosité D_L :

$$\boxed{D_L = a_0 r (1+z)}. \quad (\text{I.49})$$

La distance de luminosité est donc la distance qui permet de relier la luminosité d'une source à son flux observé.

¹⁶Des objets assez distants peuvent d'ailleurs avoir des vitesses de récession plus grande que celle de la lumière ; ceci ne pose pas de problème puisque cette vitesse n'est pas liée à un échange d'information.

Considérons maintenant un objet situé à la même distance comobile r , dont la taille physique est ΔS . La séparation angulaire $\Delta\Theta = \sqrt{d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2}$ est déterminée à partir de la métrique; on a donc $\Delta S = a_e r \Delta\Theta$. Deux photons émis depuis chaque extrémité de l'objet observé en t_e voyagent jusqu'à nous (nous nous plaçons toujours à l'origine du repère) sur des chemins pour lesquels θ et ϕ sont constants : la séparation angulaire sur le ciel avec laquelle on les observe est donc égale à $\Delta\Theta$. On définit alors la distance angulaire D_A :

$$\Delta\Theta = \frac{\Delta S}{a_e r} = \frac{\Delta S}{D_A}. \quad (\text{I.50})$$

D'où :

$$\boxed{D_A = a_e r = \frac{D_L}{(1+z)^2}}. \quad (\text{I.51})$$

La distance angulaire permet donc de lier la taille physique et la taille sur le ciel d'un même objet.

On peut remarquer que dans la limite où $z \ll 1$, les quatre distances que l'on a pu définir, à savoir D_{pro} , D_{com} , D_L et D_A , sont équivalentes (ce qui est naturellement rassurant).

I.2.5 Paramètres cosmologiques

La forme avec laquelle j'ai écrit les équations de Friedmann est loin d'être simple à utiliser : on compare l'influence des différentes composantes à travers des termes qui rendent les choses difficilement comparables. Dans le but de remédier à ce problème, je vais caractériser chacune des espèces présentes (matière/rayonnement, constante cosmologique, courbure...) avec les mêmes termes adimensionnels. Je vais ainsi définir les principaux paramètres cosmologiques (les autres le seront par la suite).

Dans un premier temps, je vais définir la densité critique de l'Univers ρ_c , *i.e.* la densité pour laquelle, dans un modèle sans constante cosmologique, la courbure de l'espace est nulle. On a alors (cf. (I.27)) :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (\text{I.52})$$

où la densité critique prend alors comme expression :

$$\boxed{\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}}. \quad (\text{I.53})$$

On comprend alors que dans un univers (sans constante cosmologique) pour lequel $\rho > \rho_c$, la courbure k est positive et l'espace est fermé (et réciproquement). On peut ainsi réécrire l'équation (I.27) dans le cas général :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{I.54})$$

$$= H(z)^2 [\Omega_m(z) - \Omega_k(z) + \Omega_\Lambda(z)] \quad (\text{I.55})$$

avec

$$\boxed{\Omega_m(z) = \frac{\rho}{\rho_c} ; \quad \Omega_k(z) = \frac{k}{a^2 H^2} ; \quad \Omega_\Lambda(z) = \frac{\Lambda}{3H^2}} \quad (\text{I.56})$$

où Ω_m est donc la densité de matière/rayonnement (rapportée à la densité critique), Ω_k la densité de courbure et Ω_Λ la densité de constante cosmologique (ou d'énergie noire). L'équation (I.27) est finalement réécrite :

$$\boxed{\Omega_m(z) - \Omega_k(z) + \Omega_\Lambda(z) = 1}. \quad (\text{I.57})$$

On voit ainsi que l'on peut relier la courbure de l'Univers aux densités des autres composantes (cf. Fig. I.5) :

$$\Omega_k(z) = \Omega_m(z) + \Omega_\Lambda(z) - 1 = \Omega_{tot}(z) - 1 \quad (\text{I.58})$$

où $\Omega_{tot}(z)$ est la densité *totale* de l'Univers. Je noterai par la suite Ω_m , Ω_k , Ω_Λ et Ω_{tot} les valeurs actuelles de ces paramètres cosmologiques :

$$\begin{aligned} \Omega_m(z) &= \frac{8\pi G}{3H^2} \rho = \Omega_m E^{-2}(z)(1+z)^3 \\ \Omega_k(z) &= \frac{k}{a^2 H^2} = \Omega_k E^{-2}(z)(1+z)^2 \\ \Omega_\Lambda(z) &= \frac{\Lambda}{3H^2} = \Omega_\Lambda E^{-2}(z) \end{aligned} \quad (\text{I.59})$$

où $E(z) \equiv \frac{H(z)}{H_0}$, ce qui permet de caractériser la dépendance en *redshift* de la constante de Hubble. (Les équations que j'ai écrites ci-dessus sont dérivées pour un univers dans lequel la matière domine. En effet, on a vu qu'alors $\rho \propto a^{-3} \propto (1+z)^3$.) Réciproquement, on a :

$$\boxed{E^2(z) = \left[\frac{H(z)}{H_0} \right]^2 = \Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_{tot})(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (\text{I.60})$$

En pratique, le principal but de la cosmologie est de mesurer les valeurs de ces paramètres cosmologiques, et ce par différentes méthodes indépendantes : le fait que des techniques n'ayant en commun que l'Univers observé mènent à un résultat similaire est, au moins, une forte indication de la validité de ce résultat.

Remarque Dans certains modèles, l'équation d'état de l'énergie noire n'est pas $w = -1$. En effet, on peut montrer que la seule contrainte que l'on doit imposer pour obtenir une accélération de l'expansion est $w < -1/3$ (cf. éq.(I.66)). Dans ces conditions, l'équation (I.60) doit être écrite sous la forme :

$$E^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_{tot})(1+z)^2 + \Omega_\Lambda(1+z)^{3(1+w)}. \quad (\text{I.61})$$

I.2.6 Age de l'Univers

A chaque *redshift* on peut associer un temps $t(z)$ qui correspond à l'âge de l'Univers au moment où le rayonnement auquel le *redshift* z a été associé a été émis : c'est le temps cosmique. Il se calcule comme suit :

$$t(z) = \int_z^\infty \frac{dz'}{(1+z')H(z')}. \quad (\text{I.62})$$

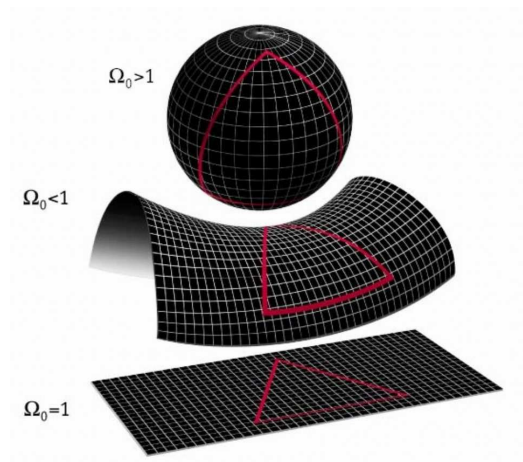


FIG. I.5: La géométrie de l'Univers est directement liée à sa densité (sur la figure, Ω_0 correspond à mon Ω_{tot}). Pour $\Omega_{tot} > 1$ ($\rho_{tot} > \rho_c$), l'Univers est fermé (sphérique) et donc fini (mais non borné); pour $\Omega_{tot} < 1$ ($\rho_{tot} < \rho_c$), l'Univers est ouvert (hyperbolique) et infini (du moins lorsque l'on ne se place pas dans le cadre de topologies non triviales); finalement, pour $\Omega_{tot} = 1$ ($\rho_{tot} = \rho_c$), l'Univers est plat (euclidien) et infini (même remarque). Cette figure est tirée du site internet de WMAP (<http://map.gsfc.nasa.gov/>).

A partir de cette équation, on exprime l'âge de l'Univers $t_0 = t(0)$, *i.e.* le temps écoulé depuis le *big bang*. Cette estimation peut permettre d'exclure facilement certains modèles : ceux qui conduisent à un âge de l'Univers plus faible que celui de certains objets effectivement observés sont naturellement exclus. Les observations du fond diffus cosmologique ont permis de l'estimer : $t_0 = 13,73_{-0,15}^{+0,16} \times 10^9$ ans (Spergel et al., 2007).

I.3 Le modèle du *Big Bang*

La découverte de l'expansion de l'Univers par Hubble (1929) est sans doute à l'origine d'une des plus grandes révolutions dans la conception que l'humanité se fait du monde dans lequel elle vit. Lemaître fut le premier à remarquer que si les objets qui peuplent l'Univers s'éloignent les uns des autres, ils ont par le passé été de plus en plus proches les uns des autres, jusqu'à former ce qu'il avait dénommé "*l'atome primordial*". Quand bien même ce concept correspond à une erreur quant à l'idée que l'on peut se faire du *big bang*, il a permis de franchir un pas essentiel : l'Univers a eu une histoire dans le sens où il n'a pas toujours été le même qu'aujourd'hui. C'est le propos essentiel de la théorie du *big bang* :

L'Univers est en expansion ; ainsi a-t-il été plus dense et plus chaud dans le passé jusqu'à atteindre une singularité que l'on nomme big bang.

A proprement parler, la théorie du *big bang* ne dit rien de plus. Cependant, dans le cadre des modèles standards de la physique des particules et de la cosmologie, un scénario retraçant l'histoire de l'Univers a pu être mis en avant.

Il est d'ailleurs un point sur lequel il est à mon avis important d'insister. Il est souvent dit que Fred Hoyle, en étant à l'origine de l'expression "*big bang*" qu'il avait utilisée pour railler cette théorie dont il était le premier détracteur, avait en fait été un de ses meilleurs

promoteurs en trouvant cette appellation digne des plus grands publicitaires. C'est à mon avis une erreur : le terme *big bang* suggère naturellement (du moins, ça a été le cas pour moi pendant des années) l'image de l'explosion de l'Univers, jusqu'alors assimilable à un point contenant toute sa matière, à l'intérieur d'un espace vide. "L'atome primordial" de Lemaître suggère le même type d'idée (mais est nettement moins populaire). D'une part, dans l'état actuel des connaissances, l'expansion ne doit pas être considérée comme une conséquence du *big bang* mais plutôt une condition initiale. D'autre part, quand bien même on voudrait se représenter le *big bang* comme une explosion, il ne faudrait pas la considérer comme ayant lieu *quelque part* mais *partout à la fois*. En effet, si l'Univers est aujourd'hui infini (*i.e.* s'il est plat ou ouvert) il l'était déjà au moment du *big bang* et celui-ci s'est produit en chacun de ses points. De plus, quand bien même il serait fini (*i.e.* fermé), le *big bang* a également eu lieu en chaque point, puisque l'Univers n'est pas *dans* quelque chose. En d'autres termes, si on pouvait observer le *big bang*, il serait visible dans chaque direction du ciel (cf. Fig. I.2).

Dans cette section, je commencerai par décrire en quelques étapes clés ce scénario. Je m'attarderai ensuite sur des étapes bien particulières, à savoir l'inflation, la nucléosynthèse primordiale et la recombinaison, responsable de l'émission du fond diffus cosmologique.

I.3.1 Résumé des épisodes précédents

Je vais ici décrire rapidement l'histoire de l'Univers depuis le temps de Planck, qui est le plus petit temps accessible à l'aide de la physique actuelle, à aujourd'hui ; le *big bang* est considéré comme ayant eu lieu à $t = 0$. Le temps que j'indique est le temps cosmique. A chaque temps correspond alors une certaine température ou énergie. Les valeurs données ci-dessous pour les temps, énergies et températures correspondent généralement à des valeurs indicatives et ne doivent pas être considérées différemment.

- $t \sim 10^{-43} \text{ s}$; $E \sim 10^{19} \text{ GeV}$; $T \sim 10^{32} \text{ K}$

C'est le temps de Planck, $t_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$, avant lequel aucune théorie existante ne décrit ce qui se passe¹⁷. On pense que les quatre interactions fondamentales, *i.e.* les interactions forte, faible, électromagnétique et la gravitation, sont alors unifiées. La description d'une telle période nécessite une théorie de la gravitation quantique, ce qui n'existe pas à l'heure actuelle.

- $10^{-43} \text{ s} < t < 10^{-35} \text{ s}$; $10^{19} \text{ GeV} < E < 10^{15} \text{ GeV}$; $10^{32} \text{ K} < T < 10^{27} \text{ K}$

La gravitation n'est plus unifiée aux autres forces qui, de leur côté, le sont : c'est la période de grande unification. Les théories de grande unification (ou GUT pour *Grand Unified Theories*) la décrivent. A la fin de cette période (10^{-35} s après le *big bang*), la température de l'Univers est devenue assez faible (à cause de l'expansion) pour que les forces forte et électrofaible (elle-même unification des interactions électromagnétique et faible) se séparent par le mécanisme de Higgs.

- $10^{-35} \text{ s} < t < 10^{-32} \text{ s}$; $10^{15} \text{ GeV} < E < 10^{13} \text{ GeV}$; $10^{27} \text{ K} < T < 10^{25} \text{ K}$

Dans les premiers instants de son histoire, l'Univers semble (du moins la communauté s'accorde généralement sur cette hypothèse, malgré l'absence totale de confirmation observationnelle) avoir connu une courte période d'expansion accélérée : c'est l'*inflation*. Pour chaque dimension spatiale, cela se serait traduit par une expansion d'un facteur 10^{26} . L'introduction de cette période dans le modèle permet de résoudre divers pro-

¹⁷Du moins, à ma connaissance, aucune théorie proposée ne peut être testée.

blèmes, tels que le problème de la platitude de l'espace et le problème de l'horizon (cf. §I.3.2). D'autre part, les fluctuations quantiques subies par le champ responsable de l'inflation sont à l'origine des fluctuations de densité dans le fluide primordial et sont donc les graines de chaque future structure. La période où cette inflation est supposée avoir eu lieu varie d'un modèle à l'autre (il existe en effet une grande variété de modèle d'inflation).

- **$t \sim 10^{-12}$ s ; $E \sim 300$ GeV ; $T \sim 10^{15}$ K**

Par un processus similaire à celui ayant eu lieu lors de la séparation des interactions forte et électrofaible, la symétrie électrofaible est brisée. A partir de cet instant, l'Univers est soumis aux quatre forces fondamentales que l'on connaît aujourd'hui.

- **10^{-12} s < t < 10^{-6} s ; 300 GeV < E < 1 GeV ; 10^{15} K < T < 10^{12} K**

Durant cette période, les quarks ne sont pas encore soumis au confinement : la température de l'Univers est encore assez importante pour qu'ils puissent rester isolés. Le fluide qui le remplit est alors un plasma quark-gluon, l'un des principaux thèmes de recherche des physiciens des particules. Lorsque l'énergie devient inférieure à l'énergie de liaison des baryons, les quarks s'associent et forment les premiers hadrons : c'est la *transition quarks-hadrons*. L'Univers est alors essentiellement composé de protons, neutrons, électrons, positrons, neutrinos, photons et de matière noire.

- **10^{-6} s < t < 1 s ; 1 GeV < E < 1 MeV ; 10^{12} K < T < 10^{10} K**

La masse de l'Univers est dominée par les baryons. On assiste alors à la fin des créations de paires hadron/anti-hadron, qui s'annihilent majoritairement. D'autre part, la fin de cette période voit les neutrinos se découpler du fluide (la température est devenue trop faible pour qu'ils interagissent) : c'est l'émission du fond diffus de neutrinos ; sa température actuelle est estimée à 1,95 K.

- **1 s < t < 3 s ; 1 MeV < E < 500 keV ; 10^{10} K < T < $5 \cdot 10^9$ K**

A leur tour, les leptons représentent la majeure partie de la masse de l'Univers, jusqu'à ce que les créations de paires lepton/anti-lepton cessent et qu'une grande partie de ceux-ci s'annihilent.

- **3 s < t < 180 s ; 500 keV < E < 100 keV ; $5 \cdot 10^9$ K < T < 10^9 K**

La température est désormais assez faible pour que les premiers noyaux formés ne soient plus dissociés. Se forment alors les noyaux de deutérium D, d'hélium ^3He et ^4He et de lithium ^7Li . C'est la *nucléosynthèse primordiale*. Les éléments plus lourds ne peuvent pas encore être produits ; ils le seront alors dans les réacteurs astronomiques que sont les étoiles (cf. §I.3.3).

- **$t \sim 10^4$ ans ; $E \sim 0,5$ eV ; $T \sim 5 \cdot 10^3$ K ; $z \sim 3500$**

On a vu que les densités d'énergie pour le rayonnement et la matière n'évoluaient pas de la même façon : $\rho \propto a^{-4}$ et $\rho \propto a^{-3}$ respectivement (cf. §I.2.3). Jusqu'à cette période, la densité de rayonnement était plus importante que celle de la matière ; plus tard, l'Univers est dominé par la matière. On parle alors d'*égalité matière-rayonnement* ; les temps et *redshift* qui la repère sont respectivement t_{eq} et z_{eq} .

- **$t \sim 380\,000$ ans ; $E \sim 0,3$ eV ; $T \sim 3000$ K ; $z \sim 1100$**

Les électrons, qui jusqu'à maintenant ne pouvaient pas former d'atomes (ceux-ci étant dissociés par les photons suffisamment énergétiques), se recombinent aux noyaux. Ainsi les photons n'interagissent-ils plus avec la matière et voient leur libre parcours moyen devenir plus grand que la taille de l'horizon. On parle de *découplage matière-rayonnement*. On passe alors d'un univers opaque à un univers transparent : c'est l'émission du fond diffus cosmologique ou CMB pour *Cosmic Microwave Background* (cf. §I.3.4).

- $t \sim 10^9$ ans ; $E \sim 0,01$ eV ; $T \sim 15$ K ; $z \sim 5$

Les premières structures se forment par effondrement gravitationnel des surdensités du fluide primordial sous la forme de galaxies. Par suite, ces premières structures sont les briques des plus grandes structures telles que les amas de galaxies, puis les super-amas. C'est le scénario *bottom-up* : les petites structures se forment en premier ; les plus grandes structures se forment par accrétion de ces dernières, etc.

- $t \sim 13,7 \cdot 10^9$ ans ; $E \sim 2 \cdot 10^{-4}$ eV ; $T \sim 2,725$ K ; $z = 0$

Nous observons aujourd'hui l'Univers comme composé de structures sur des échelles diverses. A faible échelle (par exemple à l'échelle du système solaire) l'Univers est profondément inhomogène. Il l'est cependant à grande échelle ; en particulier, il est baigné dans le rayonnement de corps noir homogène (à 10^{-5} près) à la température de 2,725 K qu'est le CMB.

I.3.2 L'inflation

Le but de cette section n'est certainement pas de faire une description exhaustive de ce qu'est l'inflation ; je ne vais ici que décrire les problèmes intervenant dans un modèle où l'on ne considère pas de période d'inflation, tel qu'il était dans les années 70 (*i.e.* essentiellement sans constante cosmologique et, évidemment, sans inflation) et les solutions mises en avant grâce à l'inflation. Pour une description plus poussée, on peut se référer à Kolb & Turner (1990), Peebles (1993) ou à Peacock (1999).

Les problèmes du modèle "standard"

Problème de l'horizon Jusqu'à maintenant, je me suis placé dans le cadre d'un modèle homogène et isotrope. Ceci est aujourd'hui complètement justifié par les observations. Cependant, rien ne justifie *a priori* cette hypothèse. (Au bout du compte, elle était surtout une hypothèse simplificatrice qu'Einstein a considéré pour résoudre de façon simple son équation.) Plus encore, une homogénéité telle que celle observée, en particulier dans le CMB, ne devrait pas exister. On définit l'horizon d'une particule :

$$D_{hor}(t) = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')}, \quad (\text{I.63})$$

comme étant la distance maximale de laquelle une information émise au temps t a pu être reçue par cette particule en $t = 0$. A l'époque du découplage matière-rayonnement ($z \sim 1100$), cet horizon avait une taille de l'ordre de $100 h^{-1}$ Mpc, ce qui correspond à un angle sur le ciel de l'ordre de 1° . Des régions plus grandes que cet horizon n'ont pas pu être en contact causal avant l'émission du CMB. On ne peut donc pas expliquer que la même température (à 10^{-5} près) soit observée sur l'ensemble du ciel.

Problème de la platitude L'ensemble des données récentes semblent s'accorder sur le fait que la densité de l'Univers est proche de la densité critique ρ_c . Un tel univers est instable. En effet, on peut voir qu'en se plaçant dans le cas $\Omega_{tot} = \Omega_m$ (c'est-à-dire dans un modèle sans constante cosmologique), on peut réécrire l'équation de Friedmann (I.27) :

$$|\Omega_{tot} - 1| = \frac{|k|}{H^2 a^2} = \frac{|k|}{\dot{a}^2}. \quad (\text{I.64})$$

Dans ces conditions, si \dot{a} décroît avec le temps, *i.e.* si l'expansion de l'Univers est décélérée (comme on le croyait à l'époque), $|\Omega_{tot} - 1|$ s'éloigne de 0. Il a donc fallu que la valeur de Ω_{tot} soit extrêmement proche de 1 dès les premiers instants de l'Univers. Quantitativement, on peut montrer qu'il faut vérifier :

$$|\Omega_{tot}(t_P) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-60}) \quad (\text{I.65})$$

pour justifier la valeur actuelle. Aucun mécanisme n'explique cependant cette valeur de Ω_{tot} dans le cadre du modèle standard de l'époque.

Origine des inhomogénéités Comme je l'ai écrit plus haut, on observe dans l'Univers de nombreuses structures, allant des étoiles aux super-amas de galaxies. Si la physique de l'évolution de ces structures aux cours du temps à partir d'inhomogénéités du fluide primordial (également observables dans les anisotropies du CMB) est bien comprise, il n'existe aucune justification à l'existence de ces fluctuations.

Monopôles Les théories de grande unification prédisent l'existence de particules très massives produites dans les premiers instants de l'Univers (pendant lesquels la température était excessivement importante) sans pour autant avoir été annihilées depuis, en particulier les monopôles magnétiques. Ils devraient être très nombreux et participer de façon significative à Ω_{tot} , à tel point que Kolb & Turner (1990) les disent souffrir du "syndrome de Hitler" : le besoin de dominer l'Univers¹⁸. Ces particules n'avaient jusqu'alors jamais été observées, sans que l'on puisse l'expliquer.

Les solutions qu'apporte l'inflation

L'inflation, originellement introduite par Alan Guth (1981), consiste en une courte période d'expansion accélérée ($\ddot{a} > 0$) ayant eu lieu dans les premiers instants de l'Univers. Cette condition est respectée dès lors que l'Univers est dominé par un champ scalaire dont le potentiel est non nul. En effet, un tel champ est caractérisé par $p = -\rho$ (ou $w = -1$). L'équation (I.28) sans constante cosmologique conduit alors à :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) > 0 \quad (\text{I.66})$$

(cette condition est d'ailleurs vérifiée pour $w < -\frac{1}{3}$). Ce champ, que l'on nomme inflaton, serait issu de la brisure de symétrie correspondant à la séparation des interactions forte et électrofaible. Lorsque $\ddot{a} > 0$, on a également :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{H^{-1}}{a} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\dot{a}} \right) < 0 \quad (\text{I.67})$$

ce qui implique que le rayon de Hubble H^{-1} diminue pendant l'inflation (exprimé en coordonnées comobiles ; en coordonnées propres, il reste constant). Les régions liées causalement étant celles comprises à l'intérieur du rayon de Hubble, certaines d'entre elles qui se trouvaient liées avant l'inflation se retrouvent séparées à sa fin. Elles rentreront plus tard à nouveau dans le rayon de Hubble pour devenir de nouveau causalement liées (les petites régions y rentrant évidemment avant les grandes). Le problème de l'horizon est donc résolu :

¹⁸A mon grand désespoir, force est de constater que ce mal est loin d'avoir été éradiqué...

les régions dont on pourrait croire qu'elles n'ont jamais été liées au moment de l'émission du CMB l'ont en fait été avant l'inflation.

Le problème de la platitude est également résolu. En reprenant l'équation (I.64), on peut noter que si l'expansion de l'Univers est accélérée, *i.e.* si \dot{a} croît avec le temps, Ω_{tot} tend naturellement vers 1. La période d'inflation aplati donc l'Univers.

D'autre part, l'origine des inhomogénéités qui vont conduire aux structures que l'on observe aujourd'hui après s'être effondrées gravitationnellement est aussi expliquée par l'inflation. Elles seraient le résultat des fluctuations quantiques du champ responsable de l'inflation. Les perturbations qui en résultent sont alors naturellement gaussiennes.

Finalement, on comprend bien que les particules présentes dans l'Univers vont se retrouver diluées pendant l'inflation. Ceci affecte chaque type de particules, *i.e.* celles que l'on observe aujourd'hui autant que les monopôles. Cependant, la fin de la période d'inflation serait caractérisée par un re-chauffage (ou *reheating*) de l'Univers lorsque le potentiel de l'inflation s'annule. La température est alors suffisamment importante pour produire de nouveaux les particules présentes aujourd'hui mais trop faibles pour générer les particules exotiques telles que les monopôles.

L'inflation n'a malgré tout pas encore pris une place très confortable dans le modèle standard de la cosmologie (même si elle en fait bien partie) car elle fait face à un problème de taille : jusqu'à aujourd'hui, aucune observation n'a permis de la valider de façon claire, même si les prédictions de l'inflation qui l'ont à l'origine motivée n'ont connu que des confirmations observationnelles (la platitude de l'Univers est de plus en plus contrainte, aucune violation du principe cosmologique n'a été observée, etc.). Malgré cette compatibilité de l'inflation avec les observations, il n'existe pas de preuve directe de son existence. L'observation des modes B de polarisation du CMB, générés par l'émission d'ondes gravitationnelles prédite au cours de l'inflation est en conséquence devenue un des principaux buts de la cosmologie observationnelle.

I.3.3 La nucléosynthèse primordiale

Un des plus grands succès du modèle du *big bang* est la nucléosynthèse primordiale : elle prédit l'abondance des éléments légers (D, ^3He , ^4He , ^7Li) produits au cours des (trois) premières minutes de l'Univers. Les pères de cette théorie sont George Gamow et Ralph Alpher qui, avec Hans Bethe, écrivirent l'article fondateur de la nucléosynthèse primordiale¹⁹ (Alpher et al., 1948). Dans sa version originale, elle avait pour but d'expliquer la synthèse de tous les éléments par incrémentation successive du nombre de masse. Cette théorie s'opposait à l'époque à la nucléosynthèse stellaire de Fred Hoyle et Margaret Burbidge (Burbidge et al., 1957) : dans le modèle d'univers stationnaire de Hoyle, les éléments ne peuvent naturellement pas être produit dans les premiers instants de l'Univers, celui-ci étant éternellement semblable à lui même. La "bonne" solution consista en un compromis entre les deux théories : la nucléosynthèse primordiale ne peut pas permettre de synthétiser les éléments au delà du lithium ^7Li car d'une part, les noyaux de masses atomiques 5 et 8 sont instables et d'autre part car les réactions à trois corps permettant de produire des noyaux plus massifs

¹⁹Bethe ne semble avoir pris qu'une part minimale (voire nulle) aux travaux qui conduisirent à cet article. Gamov l'aurait essentiellement mis comme signataire de l'article pour que leurs noms, Alpher-Bethe-Gamow, soient associés aux premières lettres de l'alphabet grec. Cet article est d'ailleurs surnommé "l'article $\alpha\beta\gamma$."

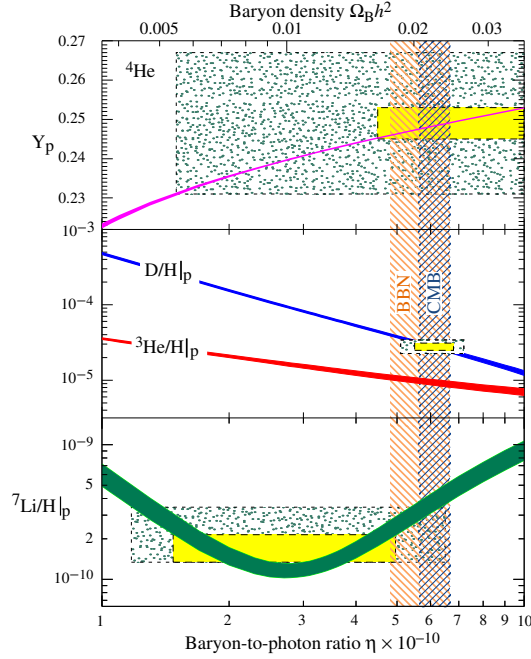


FIG. I.6: Abondances des éléments légers issues des prédictions de la nucléosynthèse primordiale en fonction du nombre de baryons par rapport au nombre de photons, η . Les rectangles représentent les abondances observées des éléments légers (les petits rectangles correspondent aux erreurs statistiques à 2σ ; les grands aux erreurs statistiques et systématiques à $\pm 2\sigma$). Le domaine de compatibilité entre prédictions et observations est représenté par la plus large bande rayée verticale notée BBN (pour *Big Bang Nucleosynthesis*). La bande rayée la plus fine correspond à la mesure de la densité de baryons à partir des observations du CMB. Le tout est complètement compatible. Cette figure est due à Fields & Sarkar (Yao et al., 2006).

stables sont trop peu probables, la densité de l'Univers étant déjà trop faible; les éléments plus lourds sont donc produits plus tard au sein des étoiles.

Les grands principes de la nucléosynthèse primordiale sont les suivants (pour une revue, on pourra se référer à Olive et al. (2000)). Pour des températures supérieures à ~ 1 MeV, le fluide primordial composé de neutrons et protons est en équilibre thermique. La proportion relative de neutrons et de protons dépend alors de la température (et de la différence de masse entre protons et neutrons). En dessous de ~ 1 MeV, l'équilibre thermique n'est plus respecté et le rapport du nombre de neutrons et de protons est gelé. Au moment où les réactions produisant les éléments légers démarrent, ce rapport est $n/p \simeq 1/7$.

Les taux des réactions intervenant ici ne dépendent que de la densité de baryons, que l'on exprime normalisée par rapport à la densité de photons : $\eta \equiv n_B/n_\gamma$ (qu'il est possible de relier à Ω_b , *i.e.* la part baryonique de Ω_m). Le premier élément formé est le deutérium à travers la réaction : $p + n \rightarrow \gamma + D$. Ce n'est cependant qu'à une température de l'ordre de 100 keV que ces premiers noyaux ne sont plus dissociés par les photons du CMB. Les (plus importantes) réactions qui ont alors lieu sont $D + p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$ et ${}^3\text{He} + D \rightarrow p + {}^4\text{He}$. Le lithium est également produit à travers la réaction $T + {}^4\text{He} \rightarrow \gamma + {}^7\text{Li}$, mais dans une proportion très nettement moindre. Les prédictions des abondances de ces différents éléments sont représentées sur la figure I.6 en fonction de η . Les principaux éléments sont l'hydrogène

et l'hélium 4 (en première approximation, tous les neutrons se retrouvent les noyaux d'hélium 4). On a alors la fraction de masse d'hélium 4 par rapport à l'hydrogène :

$$Y_p = \frac{2 \times n/p}{1 + n/p} \simeq 0,25. \quad (\text{I.68})$$

Les autres abondances sont représentées en termes de fractions numériques par rapport à l'hydrogène. Sur cette figure, les rectangles correspondent aux mesures des différentes abondances. La zone rayée notée BBN (pour *Big Bang Nucleosynthesis*) correspond aux valeurs de η permises pour concilier prédictions et observations. On a :

$$4,7 \leq \eta \times 10^{10} \leq 6,5 \iff 0,017 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,024. \quad (\text{I.69})$$

Le fait que ces abondances puissent conduire à des valeurs de η compatibles est un premier grand succès. Mais le plus important est que ce résultat est également compatible avec l'estimation de Ω_b faite à partir des observations du CMB, représentée par la fine bande rayée. Ceci est alors un argument de poids en faveur de la théorie du *big bang*.

I.3.4 Le fond diffus cosmologique

Prédit par Alpher, Gamow et Herman (Gamow, 1946; Alpher & Herman, 1949) comme un des éléments clefs du modèle du *big bang*, observé pour la première fois par Penzias & Wilson²⁰ (1965) (dont les observations ont été interprétées par Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson (1965)²¹), le rayonnement de fond diffus cosmologique ou CMB (pour *Cosmic Microwave Background*) est sans doute le premier fait observationnel ayant amené la cosmologie au rang de science. Dans ce sens, il a permis de trancher de façon quasi définitive entre les deux modèles qui s'opposaient jusqu'alors, à savoir le modèle du *big bang* et celui de l'Univers stationnaire.

L'origine du CMB

Comme cela est déjà dit plus haut, l'Univers était plus dense (et ainsi plus chaud) dans le passé. Jusqu'à environ 380 000 ans après le *big bang*, il l'était tellement que la matière et le rayonnement n'étaient pas indépendants : les premiers atomes d'hydrogène qui se formaient alors étaient dissociés par les photons encore assez énergétiques, peuplant ainsi l'Univers d'électrons libres sur lesquels diffuser. Ce couplage entre matière et rayonnement a mené à la thermalisation de l'ensemble : le spectre qui décrit ce fluide est donc celui d'un corps noir dont la température est celle de l'Univers. Avec l'expansion, l'Univers se refroidit. Les photons deviennent donc moins énergétiques jusqu'à ne plus pouvoir dissocier les atomes d'hydrogène. La température de l'Univers est alors de l'ordre de 3000 K²² et $z \sim 1100$. On

²⁰Une première observation indirecte à l'aide de molécules interstellaires (l'explication de leurs transitions énergétiques nécessitait l'invocation d'un rayonnement d'une température de l'ordre de 2,3 K) avait auparavant été réalisée par McKellar (1941), mais son interprétation cosmologique n'avait pas été faite.

²¹Ils préparaient de leur côté une expérience justement destinée à observer le CMB. Après que Dicke a été contacté par Penzias et Wilson qui cherchaient à expliquer leur observation, il aurait déclaré à ses trois collègues : "*Boys, we've been scooped.*"

²²Cette température est directement liée à l'énergie de liaison de l'hydrogène, mais n'y est pas égale : quand bien même la température de l'Univers est inférieure à celle correspondant à l'énergie de liaison de l'hydrogène, il peut toujours y avoir des photons assez énergétiques pour dissocier ces atomes, ceux-ci étant distribués selon un spectre de corps noir et étant très nettement surnuméraires (il y a quelques 10^9 photons par nucléons).

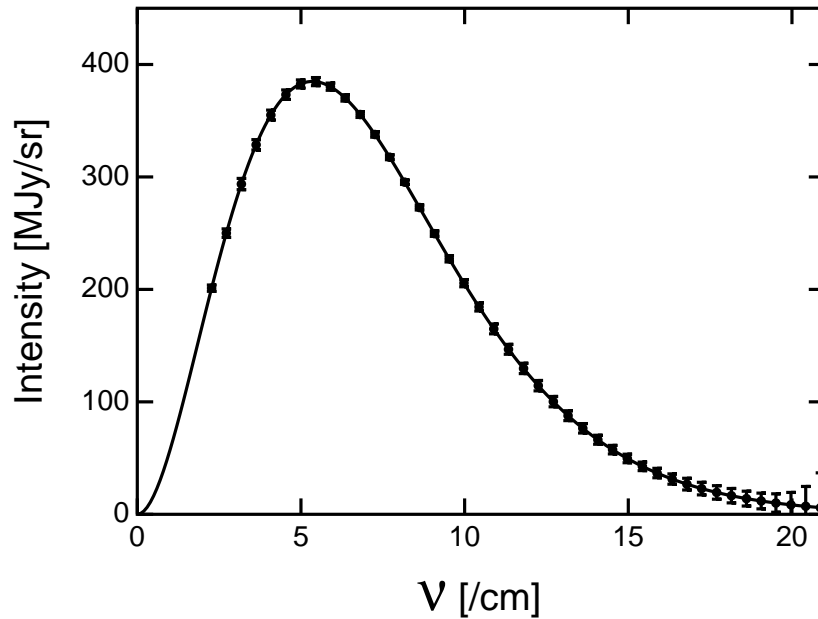


FIG. I.7: Spectre de corps noir du CMB. Les points représentent les mesures faites par l'instrument FIRAS où les barres d'erreurs correspondent à $\pm 400\sigma$. La ligne solide correspond au spectre théorique d'un corps noir d'une température de 2,725 K. Cette figure est tirée de Smoot (1997).

parle de *recombinaison* (les atomes se forment) ou encore de *découplage matière-rayonnement* (les photons sont libérés)²³. Les photons ont ainsi vu leur libre parcours moyen tendre vers l'infini : l'Univers, jusqu'alors opaque, est devenu transparent. C'est l'émission du CMB.

On l'observe toujours aujourd'hui sous la forme d'un rayonnement provenant de toutes les directions du ciel et ayant parcouru une même distance depuis son émission ; il nous apparaît donc comme provenant de la surface interne d'une sphère dont nous sommes le centre : cette surface est la *surface de dernière diffusion*. Le spectre du CMB est toujours celui d'un corps noir, mais sa température est considérablement plus faible du fait de l'expansion. En effet, on peut montrer que le spectre de corps noir est conservé au cours de l'expansion (Tolman, 1931) et que la variation de sa température est décrite par :

$$T_0 = \frac{T}{1+z}, \quad (\text{I.70})$$

où T_0 est la température actuelle du CMB et T et z les température et *redshift* au moment du découplage (Revenu, 2000). On s'attend donc à observer un corps noir à une température de l'ordre de 3 K. C'est ce qu'a effectivement observé l'instrument FIRAS (*Far InfraRed Absolute Spectrophotometer*) du satellite COBE (*COsmic Background Explorer*). La figure I.7 représente le spectre observé pour le CMB ; celui-ci reproduit avec une impressionnante précision une loi de Planck pour une température égale à 2,725 K (Mather et al., 1999).

²³Ces deux événements n'ont en fait pas lieu au même instant (ce qui revient à dire que la surface de dernière diffusion n'est pas infiniment fine) : les photons ont besoin d'un certain temps après la recombinaison pour être effectivement libérés.

Les anisotropies du CMB

Lorsqu'on soustrait cette température moyenne à l'ensemble du CMB, des anisotropies de température apparaissent. Elles sont générées par de nombreux processus différents, que je vais décrire succinctement. On pourra se référer à Hu & Dodelson (2002) pour une revue détaillée.

La plus importante de ces anisotropies, d'un niveau relatif $\Delta T/T_{\text{CMB}} \sim 10^{-3}$, est le *dipôle*. Il est la marque du mouvement de la Terre dans le référentiel du CMB : à cause d'un effet Doppler, les photons observés sont plus ou moins énergétiques suivant la direction d'observation, les écarts maximaux correspondant à la direction du mouvement de la Terre par rapport au CMB et la direction opposée. Bien que Georges Smoot prétende²⁴ (et ce même dans son exposé pour le prix Nobel) que sa découverte lui est due (Smoot et al., 1977), les premières observations significatives (*i.e.* mettant en évidence une déviation de l'isotropie supérieure à 3σ) sont issues des travaux de Henry (1971) et Corey & Wilkinson (1976). Il fut ensuite à nouveau observé entre autres par l'instrument DMR (*Differential Microwave Radiometer*) embarqué sur le satellite COBE (Kogut et al., 1993), puis par le satellite WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) (Bennett et al., 2003) avec une précision bien plus conséquente. Ses caractéristiques sont une amplitude égale à $3,346 \pm 0,017$ mK et une orientation donnée en coordonnées galactiques par $(l, b) = (263,85^\circ \pm 0,1^\circ, 48,25^\circ \pm 0,04^\circ)$. En soustrayant à son tour ce dipôle, on s'ouvre l'accès à des anisotropies d'un niveau relatif de l'ordre de 10^{-5} . Ces anisotropies ont été constituées à la fois à l'époque du découplage (on parle d'anisotropies primaires) et pendant le voyage des photons entre la surface de dernière diffusion et nous (anisotropies secondaires).

L'origine des anisotropies primaires est liée à la combinaison de trois processus distincts. Le fluide primordial (essentiellement composé de matière noire, baryons, électrons et photons ; le processus d'oscillations que je vais décrire dans quelques lignes ne concerne cependant pas la matière noire) n'est pas parfaitement homogène : il est perturbé par des surdensités et des sous-densités qui sont elles-mêmes les reliques des fluctuations quantiques produites lors de l'inflation. Leur amplitude n'évolue pas tant que le rayonnement domine. Après z_{eq} , les perturbations peuvent s'effondrer, pour peu qu'elles soient plus petites que la taille de l'horizon : cet effondrement nécessite un lien causal dans toute la perturbation. Les petites perturbations s'effondrent donc avant les grandes. La pression de radiation au sein de la surdensité en formation augmente au cours de l'effondrement, jusqu'à pouvoir prendre le dessus sur la gravitation et diluer la surdensité jusqu'à ce que la gravitation redevienne plus forte. On assiste alors à la génération d'oscillations acoustiques résultant de la compétition entre gravitation et pression de radiation. Après le découplage, la pression de radiation est nécessairement négligeable et les oscillations cessent : les surdensités continuent à s'effondrer librement. L'état de ces fluctuations (surdense, sous-dense ou relaxé) dépend donc de leur taille et du moment du découplage. Les photons qui vont constituer le CMB peuvent donc se trouver dans des zones plus chaudes (surdenses) ou plus froides (sous-denses) que la moyenne, et être ainsi plus chauds ou plus froids que la moyenne. C'est la première cause de l'existence de ces anisotropies ; c'est également la moins importante. En effet, quand les photons s'échappent des surdensités, ils doivent dépenser de l'énergie pour lutter contre le potentiel gravitationnel et se retrouvent donc plus froids. Réciproquement,

²⁴On pourra s'amuser à parcourir les pages du site web de Ned Wright (en particulier celle concernant la découverte du dipôle : <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CMB-dipole-history.html>) pour apprécier l'honnêteté avec laquelle Smoot peut décrire l'histoire...

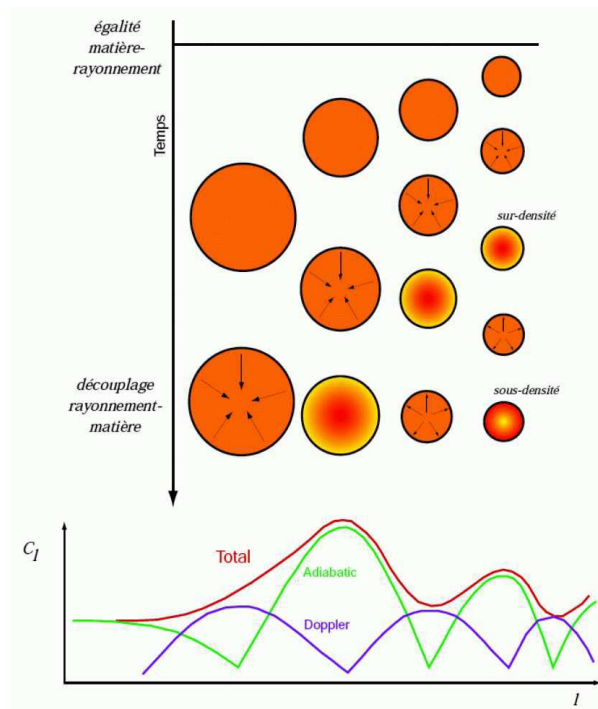


FIG. I.8: Cette figure met en avant le lien entre l'état des fluctuations de densité au moment du découplage et le spectre de puissance des anisotropies en température du CMB. Entre l'égalité matière-rayonnement (z_{eq}) et le découplage (z_{dec}), les perturbations de densité ont le temps de s'effondrer et d'osciller (alternance d'états surdenses et sous-denses) en conséquence de la compétition entre gravitation et pression de radiation ; plus une perturbation est petite, plus elle entre tôt dans l'horizon et plus le nombre d'oscillation est important. Au moment du découplage, l'état des fluctuations sur les différentes échelles laisse une empreinte particulière dans le spectre de puissance des anisotropies de température du CMB : aux extrema de densité correspondent les extrema de la composante dite adiabatique du spectre de puissance (les photons dépensent ou gagnent un maximum d'énergie en sortant du puits de potentiel) ; entre les extrema, la part due à l'effet Doppler est maximale (la vitesse des photons dans la perturbations est maximale). Au final, les maxima locaux du spectre de puissance (somme des deux effets) correspondent aux surdensités (pics impairs) ou aux sous-densités (pics pairs) ; les minima locaux sont la signature des états intermédiaires. Les plus grandes échelles n'ont pas eu le temps de s'effondrer. Cette figure est due à Revenu (2000), adaptée de Lineweaver (1999).

des photons sortant d'une zone sous-dense sont réchauffés. C'est l'effet Sachs-Wolfe (Sachs & Wolfe, 1967). D'autre part, les photons à l'intérieur d'une surdensité (sous-densité) sont animés d'un mouvement radial vers le centre (l'extérieur) de la fluctuation : leur température est donc modifiée par effet Doppler. Ceci est illustré sur la figure I.8. Ces anisotropies, correspondant à une "photographie" de l'Univers primordial, sont particulièrement riches en termes d'informations de caractère cosmologique (cf. §I.3.4).

Le CMB peut ensuite être distordu au cours de son voyage jusqu'à nous et ainsi voir générées de nouvelles anisotropies (dites secondaires) par les effets suivants (pour une revue, on pourra se référer à Aghanim et al, 2007) :

- L'effet Sachs-Wolfe intégré (ou ISW pour *Integrated Sachs-Wolfe*) : sur leur parcours,

les photons du CMB traversent des puits de potentiel dont l'amplitude varie au cours du temps (en particulier entre l'entrée et la sortie du puits) et voient ainsi leur énergie modifiée.

- L'effet Rees-Sciama (Rees & Sciama, 1968) : cet autre effet gravitationnel est très semblable à l'ISW, mais est non-linéaire. Il est dû au changement du potentiel sur la ligne de visée, non pas à cause de l'évolution d'une structure mais à cause de son mouvement propre.
- L'effet de lentille gravitationnelle (ou *lensing* ; Blanchard & Schneider, 1987) : la présence de structures massives perturbe les géodésiques que suivent les photons. Ils ne se propagent donc pas en ligne droite : un photon observé dans une direction peut en fait provenir d'une direction voisine.
- La réionisation (Aghanim et al., 1996) : après avoir acquis sa neutralité lors de la recombinaison, l'Univers a connu une période de réionisation (typiquement, on la situe dans la zone $6 \lesssim z_{ri} \lesssim 15$). Elle est due à la formation de structures suffisamment avancées pour produire un nombre conséquent de sources de rayonnement (galaxies ou quasars) et ioniser le milieu inter-galactique. Les photons du CMB peuvent donc de nouveau interagir avec ce milieu ionisé inhomogène (la réionisation se fait de manière irrégulière) par diffusion Thomson et voir leur impulsion modifiée ce qui génère des anisotropies par effet Doppler.
- L'effet Ostriker-Vishniac (Ostriker & Vishniac, 1986) : le processus mis en jeu est ici le même que celui décrit précédemment. La différence provient de l'origine des inhomogénéités dans le milieu ionisé : elles sont ici dues aux inhomogénéités présentes dans le champ de densité de la matière lui-même.
- Les effets Sunyaev-Zel'dovich (SZ) : le titre de cette thèse étant assez explicite, on peut se douter que les effets SZ (en fait, l'effet SZ thermique) occupe une part importante de mon travail. La partie §II.2.5 y est donc (en partie) consacrée.

Le spectre de puissance du CMB

Dans le cadre de l'inflation, les fluctuations de densités primordiales prédites sont gaussiennes. Les anisotropies du CMB étant le résultat de l'évolution de ces fluctuations et donc la réalisation d'un processus aléatoire gaussien, toute l'information que l'on peut en tirer est contenue dans leur spectre de puissance. Pour le constituer, on décompose les anisotropies de température dans la direction \vec{n} sur la base des harmoniques sphériques Y_l^m (le CMB étant observé sur la sphère de dernière diffusion) :

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}}(\vec{n}) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_l^m(\vec{n}) \quad (\text{I.71})$$

où les a_{lm} sont les coefficients de la décomposition définis par :

$$a_{lm} = \int \frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}}(\vec{n}) Y_l^{m*}(\vec{n}) d\vec{n}. \quad (\text{I.72})$$

Le multipôle l est directement relié à la taille angulaire sur le ciel : on a $l \sim \theta/200$. On déduit alors le spectre de puissance C_l à partir des a_{lm} :

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (\text{I.73})$$

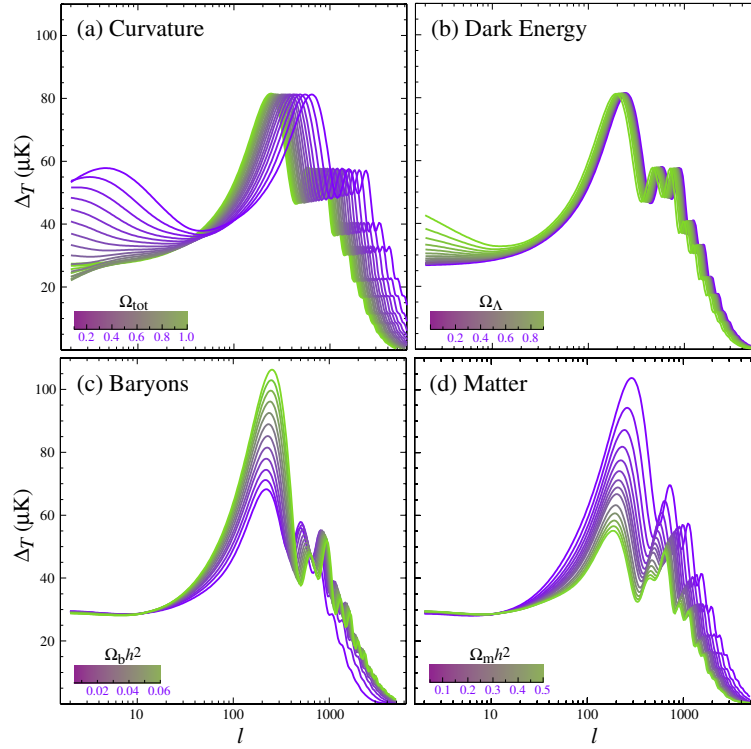


FIG. I.9: Influence de la cosmologie sur le spectre de température. Ceci est séparé en quatre cas distincts où l'on fait évoluer une composante spécifique : (a) densité totale de l'Univers (*i.e.* courbure) ; (b) densité de constante cosmologique/énergie noire ; (c) densité de baryons ; (d) densité de matière totale (*i.e.* de matière noire, Ω_b étant fixé par ailleurs). Figure tirée de Hu & Dodelson (2002).

La première égalité est la définition même du spectre de puissance. Cependant, la moyenne d'ensemble ne peut ici pas être réalisée étant donné que nous ne disposons que d'un seul univers (ce qui est mieux que rien), et donc d'une seule réalisation du processus aléatoire que l'on cherche à caractériser (en d'autres termes, nous ne disposons que d'un seul ciel à observer). La deuxième égalité met alors en avant l'estimateur dont on se sert généralement ; on utilise ici le principe d'ergodicité pour remplacer de manière équivalente la moyenne d'ensemble du deuxième membre par la moyenne spatiale du dernier membre. Cet estimateur n'étant pas parfait puisque, encore une fois, on ne dispose que d'un ciel, on peut alors commettre une erreur sur l'estimation des C_l ; l'incertitude correspondante est d'autant plus grande que l est petit, *i.e.* que l'on s'intéresse aux grandes échelles (il y a alors moins de modes disponibles). Cette incertitude intrinsèque est la *variance cosmique* : $\langle (C_l^{vrai} - C_l^{est})^2 \rangle$. Le lien entre les états des fluctuations de densité au moment du découplage et le spectre de puissance du CMB est exposé dans la figure I.8.

La cosmologie avec le CMB

L'étude des anisotropies de température dans le fond diffus cosmologique permet de contraindre le modèle cosmologique en donnant accès aux conditions qui régnaient dans l'Univers primordial. Les mécanismes de génération de ces anisotropies étant bien compris

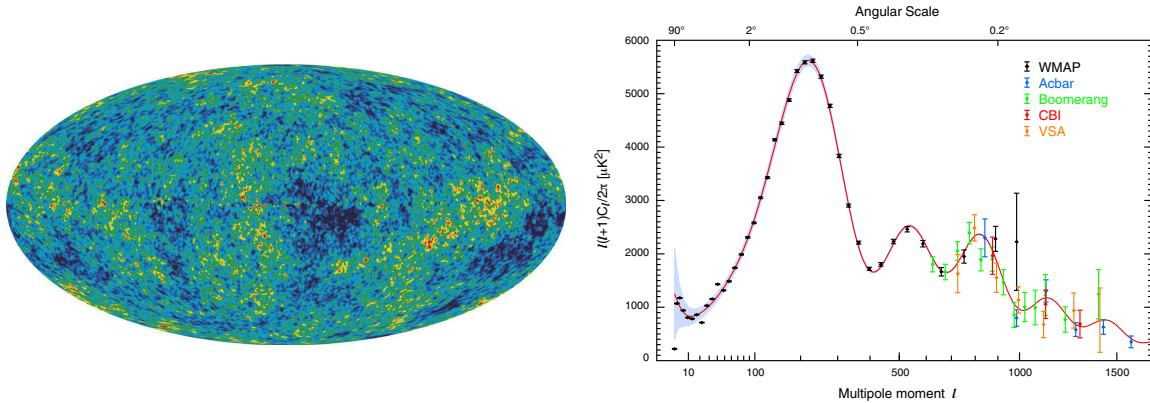


FIG. I.10: Résultats des principales observations récentes du fond diffus cosmologique. Gauche : carte des anisotropies de température issue des trois années d’observations de WMAP représentée en coordonnées galactiques dans le domaine $\pm 200 \mu\text{K}$. Des structures sont nettement visibles sur des échelles diverses. Droite : spectre de puissance de ces mêmes anisotropies. Les mesures sont issues de WMAP (trois ans) ainsi que ACBAR (*Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver*), BOOMERANG (*Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation And Geophysics*), CBI (*Cosmic Background Imager*) et VSA (*Very Small Array*) à haut l . La zone grisée correspond à la variance cosmique. Figures tirées de Hinshaw et al. (2007).

(ainsi que les éventuelles distorsions qui peuvent survenir entre l’émission et l’observation, quand elles ne sont pas négligeables), on peut prédire les effets de différentes cosmologies sur le spectre de puissance (ceci est mis en évidence dans les différentes parties de la figure I.9) :

- **Courbure** (*i.e.* densité totale) Suivant que l’Univers est plat, ouvert ou fermé, les photons ne vont pas se propager de la même façon entre la surface de dernière diffusion et nous ; la taille apparente des fluctuations sur le ciel sera donc différente. Connaissant la taille de l’horizon au moment du découplage, la position des pics peut être reliée à la géométrie de l’Univers (Fig. I.9(a)).
- **Constante cosmologique/énergie noire** Le CMB n’est que très peu sensible aux effets de la constante cosmologique, celle-ci étant très sous-dominante à l’époque de son émission. On ne peut ici la contraindre qu’en contraignant Ω_m : faire varier Ω_Λ revient alors à faire varier Ω_{tot} (ou, de façon équivalente, Ω_k) ; l’effet correspondant est donc le même que celui dû à la courbure (Fig. I.9(b)).
- **Baryons** Plus l’Univers est riche en baryons, plus l’importance de la gravitation par rapport à la pression de radiation est grande au sein des perturbations ; ainsi, les surdensités sont-elles “plus surdenses” et les sous-densités “moins sous-denses”. Ceci se traduit par une différence dans l’amplitude relative des pics pairs et impairs du spectre de puissance (Fig. I.9(c)).
- **Matière noire** Les baryons (la seule composante de matière qui oscille) sont piégés d’autant plus fortement dans les puits de potentiel que la quantité de matière noire est grande. L’amplitude des oscillations en est donc réduites, ce qui affecte l’amplitude de l’ensemble du spectre de puissance (Fig. I.9(d)).

Il est important de remarquer que la plupart des contraintes que l’on peut poser à partir du CMB sont dégénérées et nécessitent une contrainte extérieure de la constante de Hubble, h .

Les résultats des trois années d'observations du fond diffus cosmologique par le satellite WMAP sont donnés sur la figure I.10 en termes de carte d'anisotropies et de spectre de puissance. Leurs implications cosmologiques seront décrites dans la section suivante.

Remarque Il existe d'autres types d'anisotropies dans le CMB : les anisotropies de polarisation. En effet, les photons du CMB diffusent (diffusion Thomson) sur les électrons encore libres avant le découplage ce qui polarise le rayonnement qu'est le CMB. Elles sont tout aussi riches en informations et permettent surtout de lever les dégénérescences présentes dans les études des anisotropies de température. Traditionnellement, ces anisotropies sont décrites à travers une décomposition selon deux modes de parité différente : les modes E et B, respectivement pairs et impairs. Leur étude pourrait également permettre pour la première fois de vérifier observationnellement une prédiction de l'inflation : la présence d'ondes gravitationnelles primordiales (générées pendant l'inflation) laisse une empreinte caractéristique dans les modes B de polarisation du CMB (cf. Fig. IV.2). Pour une description détaillée de cette polarisation, on pourra se référer à la revue de Hu & White (1997) ou à la thèse (en français) de Benoît Revenu (2000).

I.4 Etat des lieux

Dans cette dernière section introductive, je vais faire une description assez grossière et non exhaustive des contraintes cosmologiques que l'on peut poser à partir des observations aujourd'hui disponibles ; certaines ont été décrites plus haut (nucléosynthèse primordiale, CMB), d'autres le seront dans la prochaine partie (celles basées sur les amas), les dernières ne le seront pas (BAO, SN-Ia). Le modèle cosmologique que je vais donc décrire ici est celui sur lequel la majorité de la communauté s'accorde ; en conséquence, on y fait référence en tant que *modèle de concordance*.

Certaines des contraintes sur lesquelles je vais ici me porter ont déjà été introduites plus haut ; la première d'entre elles est la mesure de la constante de Hubble (adimensionnée) :

$$h = 0,72 - 0,73 \quad (\text{I.74})$$

(suivant les sources).

Intéressons-nous ensuite à la géométrie de l'Univers. Comme on l'a vu, les études des anisotropies du CMB permettent d'apporter beaucoup de contraintes, dont la seule à ne pas être dégénérée est celle sur Ω_k : la position du premier pic dans le spectre de puissance des anisotropies du CMB en est une mesure directe. Ainsi toutes les observations du CMB ont-elles mis en avant le fait que l'Univers était très proche d'une platitude parfaite ; la densité totale d'énergie est donc proche de l'unité :

$$\Omega_k \simeq 0 \iff \Omega_{tot} \simeq 1. \quad (\text{I.75})$$

On peut ensuite naturellement se demander quelles sont les différentes composantes intervenant dans Ω_{tot} et quelles sont leur importance. Dans un premier temps, qu'en est-il de la matière (dont on est évidemment sûr qu'elle existe) ? Les observations des structures, d'une manière générale, en sont une bonne sonde : on peut par exemple citer les études du spectre de puissance de la matière, aussi bien dans sa forme générale (Percival et al., 2001) quand dans la détection d'oscillations acoustiques de baryons (ou BAO pour *Baryonic*

Acoustic Oscillations) en son sein (Percival et al., 2007), des anisotropies du CMB, des comptages d'amas de galaxies ou encore de mesures de la fraction de gaz dans les amas (Allen et al., 2007). La combinaison de ces multiples contraintes indépendantes permet de lever les éventuelles dégénérescence qu'une de ces contraintes seule pourrait présenter. Ainsi a-t-on pu mettre en avant que la densité de matière dans l'Univers ne rend pas compte de la totalité de la densité d'énergie :

$$\Omega_m \simeq 0,3. \quad (\text{I.76})$$

Fukugita et al. (1998) ont d'autre part estimé la densité de matière lumineuse (dans le domaine optique) :

$$\Omega_{lum} \simeq 0,002. \quad (\text{I.77})$$

Finalement, on a vu qu'à partir de la nucléosynthèse primordiale et des observations du CMB, il est possible d'estimer la densité de matière baryonique Ω_b :

$$\Omega_b \simeq 0,04. \quad (\text{I.78})$$

Plusieurs conclusions importantes peuvent être tirées de ces trois dernières valeurs. La première est que la majeure partie des baryons dans l'Univers ne sont pas lumineux ($\Omega_{lum} \ll \Omega_b$); on ne sait pas à l'heure actuelle où ils se trouvent. Cependant, l'explication la plus probable est que ces baryons sombres composent majoritairement des nuages de gaz froid ionisé. C'est ce que l'on appelle la *matière noire baryonique*. En deuxième lieu, ces chiffres montrent que les baryons ne représentent qu'une petite partie de toute la matière de l'Univers ($\Omega_b \ll \Omega_m$). L'autre partie (qui n'est d'ailleurs pas lumineuse) est ce que l'on nomme généralement *matière noire non-baryonique*, et par extension, simplement *matière noire*.

Aucune détection directe de cette matière noire n'a jusqu'à présent été faite. Son existence est cependant étayée par plusieurs autres faits observationnels : les courbes de rotation des galaxies ne peuvent être expliquées qu'en faisant intervenir un halo de matière noire dans lequel la partie lumineuse des galaxies est plongée; les mesures de champs de vitesse dans les amas de galaxies conduisent également à la prise en considération d'un halo de matière noire composant la majeure partie de l'amas; les arcs caractéristiques de l'effet de lentille gravitationnelle produits par les amas de galaxies ne peuvent être produits qu'avec une quantité de matière bien plus conséquente que celle des seules galaxies et du gaz intra-amas. On ne sait alors que peu de chose sur cette composante, en dehors du fait qu'elle est nécessaire pour réconcilier les observations actuelles et la relativité générale²⁵, qu'elle n'interagit que par interaction faible (le contraire la rendrait visible) et qu'elle est non-relativiste (on parle alors de matière noire froide ou CDM pour *Cold Dark Matter*)²⁶. Il existe à l'heure actuelle plusieurs candidats pour cette matière noire : je ne citerai ici que les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*; par exemple le neutralino, *i.e.* le partenaire supersymétrique du neutrino) et les axions.

²⁵Des théories faisant intervenir des modifications de la gravitation, telle que la théorie MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*) de Milgrom (1983) ont été proposées pour constituer un modèle sans matière noire. A ma connaissance, malgré les quelques succès de ces théories, elles font face à deux problèmes majeurs : elles ne sont généralement pas motivées *a priori* mais sont adaptées pour rendre compte des observations; elles nécessitent malgré tout l'introduction d'une composante de matière noire pour permettre la production d'arcs gravitationnels.

²⁶Dans ce cas, la formation des structures suit le scénario *bottom-up*, où les petites structures se forment en premier lieu, fusionnent pour former des structures plus grandes, etc. Une matière noire relativiste (dite chaude ou HDM pour *Hot Dark Matter*) imposerait que les grandes structures soient les premières formées puis se fragmentent en structures plus petites : c'est le scénario *top-down*. Les observations sont clairement en faveur du scénario *bottom-up*.

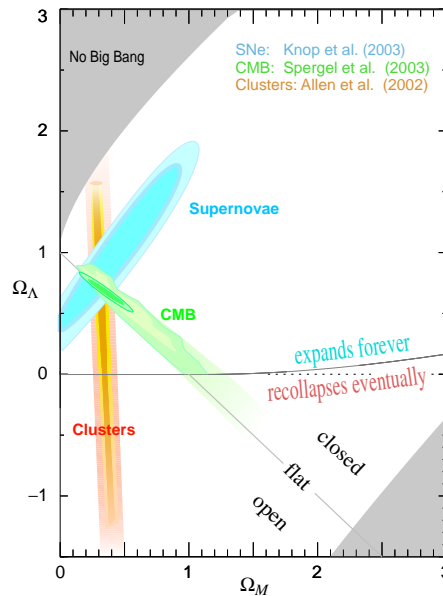


FIG. I.11: Contraintes obtenues à partir d’observations des SN-Ia, du CMB et de la fraction de gaz d’amas de galaxies représentées dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$. Les trois sondes cosmologiques s’accordent sur $\Omega_m \simeq 0,3$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0,7$. Cette figure est due au *Supernova Cosmology Project*.

Finalement, la dernière question à laquelle on doit ici répondre est : “qu’est-ce qui compose le reste de la densité totale ?” La solution qui est alors proposée est la *constante cosmologique* ou *l’énergie noire*. L’accélération de l’expansion de l’Univers mise en évidence par les observations de supernovae de type Ia (SN-Ia), dont on se sert comme chandelles standards, par Perlmutter et al. (1999) et Schmidt et al. (1998) soutient cette idée (on a vu que la constante cosmologique ou l’énergie noire est responsable d’une telle accélération à cause de sa pression négative, synonyme d’effets gravitationnels répulsifs ; cf. I.2.3). Ces observations, ainsi que celles du CMB et des BAO ont permis de mettre en avant :

$$\Omega_\Lambda \simeq 0,7 \quad (\text{I.79})$$

(ce qui semble évident en considérant $\Omega_{tot} = \Omega_m + \Omega_\Lambda \simeq 1$ avec $\Omega_m \simeq 0,3$). Le modèle cosmologique que l’on constitue ainsi porte le nom générique de modèle Λ CDM.

De nombreuses théories ont été proposées pour expliquer l’existence et l’importance de cette composante (*vraie* constante fondamentale, énergie du vide, quintessence...), mais seules les observations futures (et en particulier la détermination de l’équation d’état w et de son évolution éventuelle avec le *redshift*, qui mobilise un effort considérable) pourront, peut-être, permettre de trancher. Pour en savoir plus, on pourra se référer à la revue de Peebles & Ratra (2003) ainsi qu’au rapport du DETF (*Dark Energy Task Force*) (Albrecht et al., 2006). Il faut cependant noter que, de la même façon que pour la matière noire, l’existence de l’énergie noire n’est pas acceptée par l’ensemble de la communauté ; on peut par exemple se référer à Blanchard (2003; 2005) ou Hunt & Sarkar (2007).

La figure I.11 représente les contraintes posées par les études de la fraction de gaz des amas (Allen et al., 2002), du CMB (Spergel et al., 2003) et des SN-Ia (Knop et al., 2003)

dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$; la raison pour laquelle on parle de modèle de concordance apparaît ici de façon évidente.

II. Les structures dans l'Univers

*L'Univers n'est qu'un défaut
dans la pureté du non-être.*

Paul Valéry, *L'ébauche d'un serpent*

DANS LE MODÈLE STANDARD de la cosmologie, l'Univers a une histoire. Les principales étapes de cette histoire ont été décrites dans la partie précédente (cf. §I.3), exceptée la dernière, à savoir la formation des structures issues de l'effondrement gravitationnel des fluctuations de densité primordiales. Cette partie lui est consacrée.

Je décrirai d'abord l'ensemble de la théorie de la formation des structures (§II.1). Pour ce faire, je m'intéresserai à la description et l'évolution linéaire des perturbations de densité de la matière dans l'Univers quand celle-ci est décrite par un fluide non-collisionnel (*i.e.* de pression nulle) dans le cas non-relativiste (§II.1.1). J'introduirai ensuite la description statistique de ces fluctuations de densité, dont les principaux outils sont la fonction de corrélation et le spectre de puissance (§II.1.2).

Dans un deuxième temps, je me porterai sur les amas de galaxies, plus grandes structures gravitationnellement liées de l'Univers (§II.2). Après quelques généralités (§II.2.1), je détaillerai les principales étapes de leur formation telle qu'elle est décrite dans le cadre du modèle sphérique (§II.2.2). J'aborderai ensuite une description statistique (abondance des amas) à travers la fonction de masse (§II.2.3). La physique du milieu intra-amas sera ensuite décrite, *i.e.* les différentes composantes constituant un amas (§II.2.4) et les émissions dont elles sont responsables ; en particulier, on s'intéressera aux émissions X et à l'effet Sunyaev-Zel'dovich (§II.2.5). Les liens entre les différents paramètres de l'amas seront exposés dans le cadre du modèle auto-similaire (§II.2.6). Pour finir, je mettrai en avant les techniques qui permettent d'utiliser les amas de galaxies comme sondes cosmologiques (§II.3).

II.1 La formation des structures

II.1.1 Evolution linéaire des perturbations de densité

Comme on l'a vu (cf. §I.2.1), l'Univers n'est pas parfaitement homogène et isotrope (ce dont on ne peut que se satisfaire!). Cependant, les écarts à cette homogénéité sont petits et peuvent être traités comme des perturbations. C'est l'évolution des petites inhomogénéités primordiales (issues de l'inflation, qui n'intervient cependant nullement dans leur évolution)

sous l'effet de la gravitation qui est alors à l'origine des structures que l'on observe aujourd'hui. Cette évolution est celle décrite dans le cadre du modèle standard de la cosmologie et est dite passive¹. Dans cette section, je vais décrire l'évolution de ces fluctuations de densité à l'aide de la physique newtonienne. Pour ce faire, il faut considérer des régions assez petites pour que l'énergie potentielle gravitationnelle et les vitesses relatives des particules puissent être considérées petites ; en d'autres termes, les relations qui vont suivre ne sont pas valables dans le cas relativiste. Les modes que l'on va donc traiter ici sont dits "sub-horizon" : la taille R des structures que l'on va étudier est plus petite que le rayon de Hubble ($R \ll H^{-1}$).

Dans ce qui va suivre, j'appellerai \vec{r} la coordonnée propre et \vec{x} la coordonnée comobile ; les deux sont reliées par : $\vec{r} = a(t)\vec{x}$ où $a(t)$ est le facteur d'échelle. D'autre part, ρ désignera la densité du fluide, $\vec{u} \equiv d\vec{r}/dt$ sa vitesse, p sa pression et Φ le potentiel gravitationnel.

En tenant compte de ces différentes hypothèses, la matière dans l'Univers peut être décrite par un fluide parfait. Son comportement est alors régi par l'équation de continuité² :

$$\dot{\rho} + \nabla_{\vec{r}} \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (\text{II.1})$$

qui donne la conservation de la masse, l'équation d'Euler :

$$\rho \left[\dot{\vec{u}} + (\vec{u} \cdot \nabla_{\vec{r}}) \vec{u} \right] = -\nabla_{\vec{r}} p - \rho \nabla_{\vec{r}} \Phi, \quad (\text{II.2})$$

qui relie la force gravitationnelle et l'accélération du fluide et, finalement, l'équation de Poisson :

$$\nabla_{\vec{r}}^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (\text{II.3})$$

qui spécifie la nature newtonienne de la force gravitationnelle. En toute rigueur, on doit cependant modifier cette dernière équation pour sortir du cadre strictement newtonien et tenir compte de la pression du fluide et de la constante cosmologique Λ , qui sont toutes deux responsables d'effets gravitationnels. L'équation (II.3) devient dans ce cas :

$$\nabla_{\vec{r}}^2 \Phi = 4\pi G(\rho + 3p) - \Lambda. \quad (\text{II.4})$$

On obtient donc la limite newtonienne des équations de la relativité générale.

On veut d'autre part s'affranchir des effets de l'expansion, et donc exprimer ces équations de manière comobile. Les coordonnées et différents opérateurs vont devoir être modifiés comme suit :

$$\vec{r} = a(t)\vec{x}; \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{u} = \dot{\vec{r}} = \dot{a}\vec{x} + \vec{v}(\vec{x}, t); \quad (\text{II.6})$$

$$\nabla_{\vec{r}} |_{t} f(t, \vec{x}) = \frac{1}{a} \nabla_{\vec{x}} |_{t} f(t, \vec{x}); \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} |_{\vec{r}} f(t, \vec{x}) = \frac{\partial}{\partial t} |_{\vec{x}} f(t, \vec{x}) - \frac{\dot{a}}{a} \vec{x} \cdot \nabla_{\vec{x}} |_{t} f(t, \vec{x}). \quad (\text{II.8})$$

De plus, je vais réécrire les pressions et densités en faisant apparaître une partie ne dépendant que du temps (*i.e.* les pression et densité du fond, caractérisées par une indice b pour

¹Par opposition, d'autres mécanismes de formation des structures ont été mis en avant, à savoir les défauts topologiques, qui font intervenir des forces non-gravitationnelles : on parle alors de perturbations actives.

²Dans les quelques équations qui suivent, le point désigne les dérivées temporelles à \vec{r} constant et les $\nabla_{\vec{r}}$ les gradients par rapport à \vec{r} à t constant.

background) et une partie dépendant du temps *et* de l'espace (les perturbations, de moyenne nulle) :

$$\rho(t, \vec{x}) = \rho_b(t) + \delta\rho(t, \vec{x}) \equiv \rho_b(t)[1 + \delta(t, \vec{x})]; \quad (\text{II.9})$$

$$p(t, \vec{x}) = p_b(t) + \delta p(t, \vec{x}); \quad (\text{II.10})$$

$$\Phi(t, \vec{x}) = \Phi_b(t) + \phi(t, \vec{x}). \quad (\text{II.11})$$

On appelle en particulier $\delta(t, \vec{x})$ le contraste en densité. Les équations (II.1), (II.2) et (II.4) deviennent alors :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a}\nabla \cdot [(1 + \delta)\vec{v}] = 0; \quad (\text{II.12})$$

$$\dot{\vec{v}} + \frac{\dot{a}}{a}\vec{v} + \frac{1}{a}(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{1}{a}\nabla\phi - \frac{1}{\rho_b a}\nabla\delta p; \quad (\text{II.13})$$

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho_b a^2\delta. \quad (\text{II.14})$$

Le système que l'on étudie est donc décrit par trois équations alors qu'il contient quatre variables indépendantes (δ , v , δp et ϕ); la quatrième équation nécessaire pour fermer ce système est l'équation d'état $p = w\rho$, qui caractérise le fluide décrit.

Ces équations, bien que dérivées dans le cadre de la limite newtonienne, décrivent des mouvements et des fluctuations de densité qui peuvent être non-linéaires (comme, par exemple, dans les galaxies). Elles n'ont pas de solutions analytiques dans le cas général. Pour y remédier, on se place alors dans l'approximation linéaire où l'on peut négliger les termes du second ordre (*i.e.* les termes en $v\delta$ et v^2); on se restreint donc aux grandes échelles. Cette approximation est ici valable puisque les interactions non-linéaires intervenant sur les petites échelles n'influencent pas le comportement des centres de masse des systèmes liés (Peebles, 1993). On a alors :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a}\nabla \cdot \vec{v} = 0; \quad (\text{II.15})$$

$$\dot{\vec{v}} + \frac{\dot{a}}{a}\vec{v} = -\frac{1}{a}\nabla\phi - \frac{1}{\rho_b a}\nabla\delta p \quad (\text{II.16})$$

(l'équation (II.14) est inchangée).

Finalement, on peut éliminer les termes faisant intervenir la vitesse \vec{v} pour obtenir une expression fonction du seul contraste en densité δ en faisant agir $(1/a^2)(\partial/\partial t)a^2$ sur l'équation (II.15) et $a\nabla$ sur l'équation (II.16), en combinant les équations résultantes et en utilisant l'équation (II.14) :

$$\boxed{\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} = 4\pi G\rho_b\delta + \frac{1}{\rho_b a^2}\nabla^2\delta p}. \quad (\text{II.17})$$

Cette équation décrit donc l'évolution du contraste en densité dans la cadre de l'approximation linéaire.

Je vais maintenant donner les solutions de cette équation dans le cadre de différents modèles (*i.e.* en considérant des espèces dominantes différentes). Je ne m'intéresserai ici qu'au comportement de la matière noire, pour laquelle $w = 0$ et donc $\delta p = 0$ (le dernier terme de l'équation (II.17) est alors nul). On peut chercher des solutions de la forme $\delta(t, \vec{x}) = A(\vec{x})D_1(t) + B(\vec{x})D_2(t)$ (car l'équation (II.17) sans le dernier terme ne fait intervenir que des dérivées temporelles de δ).

Domination de la matière ($\Omega_m = 1$) Comme on l'a vu au §I.2.3, on a dans ce cas $\rho \propto a^{-3}$ et $a \propto t^{2/3}$. En utilisant d'autre part l'équation (I.28) avec $p = \Lambda = 0$, l'équation (II.17) s'écrit :

$$\ddot{\delta} + \frac{4}{3t}\dot{\delta} = \frac{2}{3t^2}\delta. \quad (\text{II.18})$$

La solution de cette équation est alors de la forme :

$$\delta(t, \vec{x}) = A(\vec{x})t^{2/3} + B(\vec{x})t^{-1}. \quad (\text{II.19})$$

Le premier terme représente le mode croissant, que je noterai dorénavant $D_g(t) \propto t^{2/3}$ (indiqué g pour *growing mode* ; on appelle également D_g le facteur de croissance ou *growth factor*) quand le deuxième est le mode décroissant, noté $D_d(t) \propto t^{-1}$ (pour *decaying mode*). La particularité de cette solution est que, comme on le verra, c'est la seule qui présente un mode significativement croissant. C'est donc pendant la période de domination de la matière que les structures peuvent se former.

Les solutions dans les autres cas s'obtiennent exactement de la même façon ; pour cette raison je les donnerai directement.

Domination du rayonnement ($\Omega_{rad} = 1$)

$$a \propto t^{1/2} \quad (\text{II.20a})$$

$$D_g(t) \propto \ln(t) \quad (\text{II.20b})$$

$$D_d(t) \propto \text{const.} \quad (\text{II.20c})$$

C'est l'autre cas où il existe un mode croissant, mais celui-ci est particulièrement lent. On pourra donc considérer en première approximation que les perturbations ne croissent pas pendant l'époque de domination du rayonnement.

Domination de la constante cosmologique ($\Omega_\Lambda = 1$)

$$a \propto e^{Ht} \quad (\text{II.21a})$$

$$D_g(t) \propto \text{const.} \quad (\text{II.21b})$$

$$D_d(t) \propto e^{-2Ht} \quad (\text{II.21c})$$

Domination de la courbure ($\Omega_{tot} = 0$)

$$a \propto t \quad (\text{II.22a})$$

$$D_g(t) \propto \text{const.} \quad (\text{II.22b})$$

$$D_d(t) \propto t^{-1} \quad (\text{II.22c})$$

Comme prévu, dans ces deux derniers cas, il n'y a pas de mode croissant.

Ces modèles sont cependant très particuliers et ne reflètent pas nécessairement la réalité. Il est donc utile de considérer la forme générale du facteur de croissance (Heath, 1977; Lahav et al., 1991; Peebles, 1993) :

$$D_g(z) = \frac{5\Omega_m}{2} E(z) \int_z^\infty \frac{1+z}{E(z)^3} dz. \quad (\text{II.23})$$

Je ne m'intéresse pas ici au mode décroissant car celui-ci s'éteint très vite. La figure II.1 représente l'évolution avec le *redshift* du facteur de croissance pour différents modèles cosmologiques, à savoir le modèle Einstein-de Sitter (EdS) pour lequel $\Omega_m = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$ et

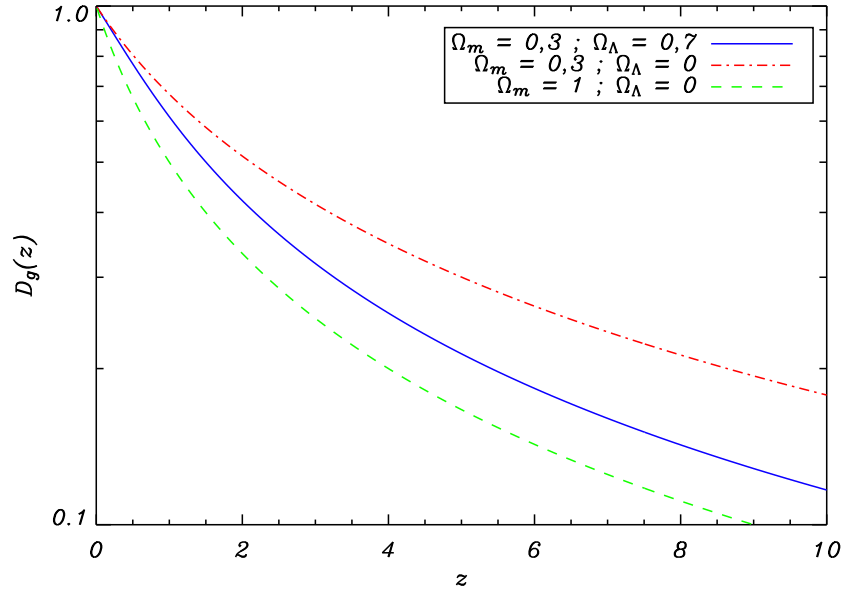


FIG. II.1: Evolution du facteur de croissance avec le *redshift* dans trois différentes cosmologie.

deux modèles avec $\Omega_m = 0,3$ l'un avec, l'autre sans constante cosmologique. Le fait que l'évolution de $D_g(z)$ soit différente dans chacun des cas indique que l'observation de l'évolution de la formation des structures peut-être un moyen efficace de contraindre le modèle cosmologique. Cela apparaît d'autant plus clairement sur la figure II.2 : celle-ci présente les résultats de simulations N-corps (cf. §III.1.1) produites dans le cadre des modèles EdS et de concordance. On remarque en particulier que les structures croissent plus vite dans le cas EdS que dans le modèle de concordance.

Pour connaître les résultats dans le cadre d'un fluide pour lequel $p \neq 0$ ainsi que ceux obtenus dans le cadre relativiste, on peut se référer à Bartlett (1999) (ces deux hypothèses sont indispensables pour traiter le comportement des fluctuations de densité du fluide baryon-photon avant le découplage, c'est-à-dire en particulier lorsque l'on s'intéresse à la génération du CMB).

II.1.2 Description statistique des champs de densité

Le contraste en densité $\delta(\vec{x})$ introduit dans la section précédente décrit les fluctuations de densité de la matière. Il est défini par :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}. \quad (\text{II.24})$$

Ici, $\rho(\vec{x})$ est la densité de la matière et $\bar{\rho}$ sa densité moyenne. Rigoureusement, "moyenne" désigne la moyenne d'ensemble. Cependant, le principe d'ergodicité nous autorise à considérer cette moyenne comme une moyenne spatiale : on a donc $\bar{\rho} = \rho_b$. Les fluctuations de densités décrite par $\delta(\vec{x})$ étant la réalisation d'un processus aléatoire, une étude statistique

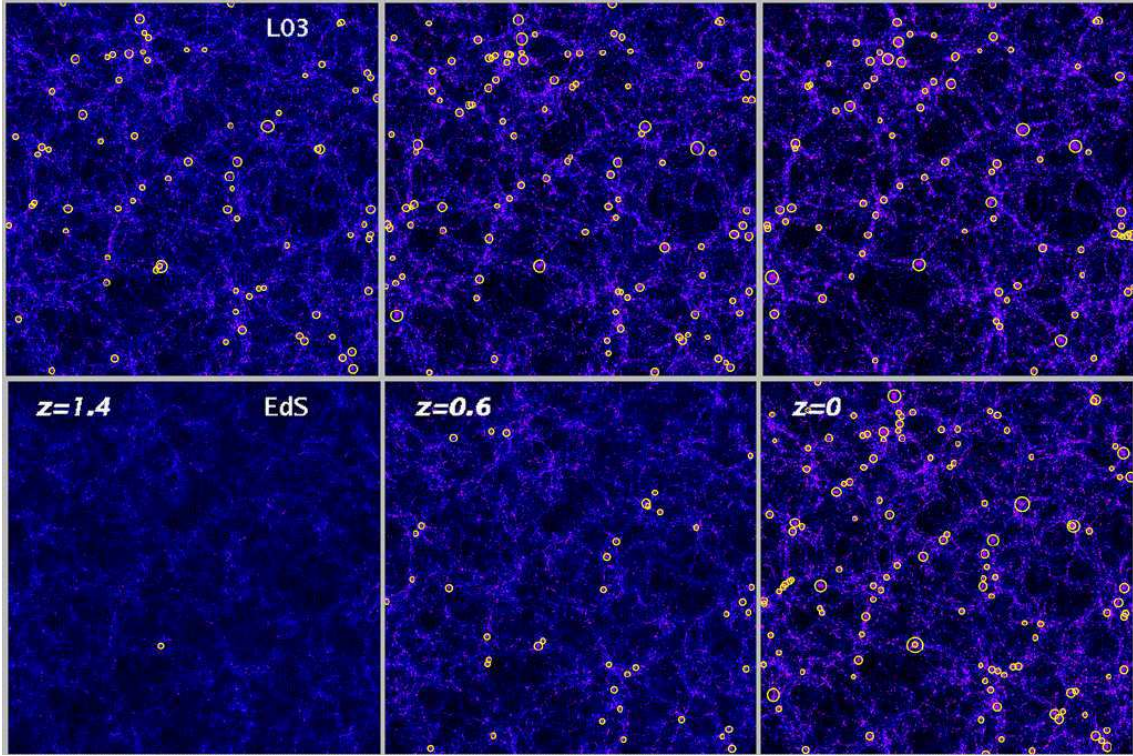


FIG. II.2: Résultat de simulations N-corps représentant l'évolution dans grandes structures (distribution de la matière noire) en fonction du *redshift* pour deux cosmologies différentes. La partie haute (L03) correspond au modèle de concordance ($\Omega_m = 0,3$ et $\Omega_\Lambda = 0,7$), celle du bas au modèle EdS ($\Omega_m = 1$). On s'est ici arrangé pour que les deux simulations aient un aspect identique à $z = 0$. Les cercles jaunes mettent en valeur les amas de galaxies d'une température $T > 3$ keV ; leur taille est proportionnelle à la température. Chaque image a un côté de $250 h^{-1}$ Mpc et une épaisseur de $75 h^{-1}$ Mpc (comobiles). Cette figure est tirée de Borgani (2006).

est tout à fait indiquée. En particulier, on va s'intéresser à leurs *fonction de corrélation* et *spectre de puissance*.

La fonction de corrélation³ (ou fonction d'auto-corrélation ou encore fonction de corrélation à deux points), ξ , est définie par :

$$\xi(|\vec{x}_2 - \vec{x}_1|) = \langle \delta(\vec{x}_1) \delta(\vec{x}_2) \rangle \quad (\text{II.25})$$

et ne dépend que de la distance $|\vec{x}_2 - \vec{x}_1|$ entre deux fluctuations (car l'Univers est considéré isotrope). On préfère généralement travailler dans l'espace de Fourier où $\delta(\vec{x})$ devient :

$$\delta(\vec{k}) = \int \delta(\vec{x}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x. \quad (\text{II.26})$$

$\delta(\vec{k})$ est alors également une variable aléatoire de moyenne nulle : $\langle \delta(\vec{k}) \rangle = 0$. La variance de ces modes de Fourier est :

$$\langle \delta(\vec{k}_1) \delta^*(\vec{k}_2) \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) P(k_1), \quad (\text{II.27})$$

³Pour une description complète du champs de densité, il faudrait cependant calculer la fonction de corrélation à N-points.

où δ_D est la fonction de Dirac (nulle partout sauf en 0) et $P(k)$ le spectre de puissance de la matière défini comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation :

$$P(k) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \xi(r) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r, \quad (\text{II.28})$$

où $\vec{r} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$. Les fluctuations de densité prédites dans le cadre de l'inflation étant supposées gaussiennes, toute l'information disponible est décrite par ce spectre de puissance. On peut comprendre "avec les mains" son allure générale (Bartlett, 1999) :

Les modèles d'inflation les plus simples ne considèrent pas d'échelle caractéristique (le spectre de puissance est alors une simple loi d'échelle : $P(k) \propto k^n$ avec $n = 1$ dans les modèles les plus simples); la seule échelle significative est alors la taille de l'horizon, H^{-1} . Pendant l'inflation, la taille des perturbations croît exponentiellement et peut donc devenir plus grande que l'horizon : on dit alors que la perturbation en question "sort de l'horizon." Toutes les perturbations ont la même allure lorsqu'elles sortent de l'horizon (étant donné qu'il n'y a pas d'échelle caractéristique); ceci se traduit au niveau du spectre de puissance par $k^3 P(k) = \text{const}$. Après la fin de l'inflation, la taille des perturbations croît moins vite que l'horizon : elles vont donc finir par "rentrer dans l'horizon" (les plus petites perturbations rentrant avant les grandes). On peut montrer que les perturbations d'une taille supérieure à l'horizon n'évoluent pas : chacune d'entre elles rentrent donc dans l'horizon avec le même $k^3 P(k)$ qu'en sortant. On fait donc toujours face à un spectre invariant d'échelle.

Une fois rentrées dans l'horizon, les perturbations vont pouvoir évoluer de la façon décrite dans la section précédente ; tout dépend alors de l'époque dans laquelle on se trouve. Pendant l'époque de domination du rayonnement, on peut considérer que les perturbations n'évoluent pas : les perturbations d'une taille inférieure à celle de l'horizon à t_{eq} ont donc toutes le même $k^3 P(k)$. Après l'égalité matière-rayonnement, toutes les perturbations à l'intérieur de l'horizon évoluent de la même façon : on va observer une transition entre la portion constante de $k^3 P(k)$ correspondant aux petites échelles et la portion où $k^3 P(k) \propto k^4$ pour les échelles les plus grandes, *i.e.* celles qui ne sont pas encore rentrées dans l'horizon et donc le spectre est toujours le spectre primordial issu de l'inflation (cf. Fig. II.3 gauche). En d'autres termes, une brisure dans le spectre de puissance en loi d'échelle (et donc une échelle caractéristique) a ainsi été créée à cause des différents comportements des perturbations dans l'horizon avant et après t_{eq} : cette échelle n'est fondée sur aucun *a priori* physique de notre part et n'a pas été introduite à la main. La beauté de la chose est que cette brisure est effectivement observée dans les mesures du spectre de puissance : c'est un des grands succès de la théorie de la formation des structures (cf. Fig. II.3 droite).

Il existe une expression analytique donnant une approximation du $P(k)$ (Bardeen et al., 1986) :

$$P(k) = k^n T^2(k) \quad (\text{II.29a})$$

$$T(k) = \frac{\ln(1 + 2,34q)}{2,34q} [1 + 3,89q + (16,1q)^2 + (5,46q)^3 + (6,71q)^4]^{-1/4} \quad (\text{II.29b})$$

$$q = \frac{k}{\Gamma h} \quad (\text{II.29c})$$

où Γ est le paramètre de forme (*shape parameter*); il est directement lié au contenu en matière noire et baryonique de l'Univers (Sugiyama, 1995) :

$$\Gamma = \Omega_m h e^{-\Omega_b \left(1 + \frac{\sqrt{2h}}{\Omega_m}\right)}. \quad (\text{II.30})$$

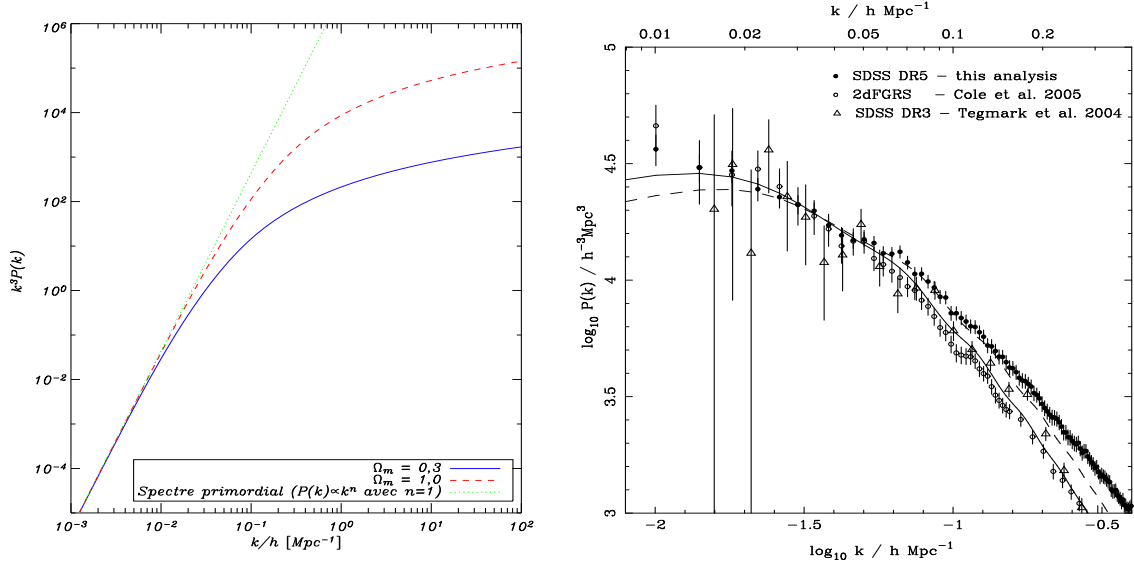


FIG. II.3: Gauche : Spectre de puissance (plus précisément, $k^3 P(k)$) prédit, pour deux valeurs différentes de Ω_m (et donc de Γ) ; la normalisation est arbitraire. Pour les petites échelles (grands k), *i.e.* celles qui sont rentrées dans l'horizon avant t_{eq} , $k^3 P(k)$ est constant. En ce qui concerne les plus grandes échelles (petits k), le spectre primordial en loi de puissance n'est pas changé car elles sont toujours hors de l'horizon. Droite : Spectre de puissance (cette fois, $P(k)$) observé par SDSS (les deux séries de points correspondent aux données obtenues après trois et cinq ans d'observation) et par 2dF. On observe bien la brisure de spectre en loi d'échelle attendue. Figure tirée de Percival et al. (2007).

Dans ce qui nous concerne ici, on s'intéresse à la formation d'objets de masse M , issus de l'effondrement de perturbations d'une taille $R \propto (M/\bar{\rho})^{1/3}$; on introduit alors naturellement le *champ de densité lissé* $\delta_R(\vec{x})$:

$$\delta_R(\vec{x}) = \int \delta(\vec{y}) W_R(|\vec{x} - \vec{y}|) d^3 y, \quad (\text{II.31})$$

où $W_R(\vec{x})$ est une fonction fenêtre par laquelle on convole le champ de fluctuations $\delta(\vec{x})$ pour éliminer les fluctuations d'une taille inférieure à R . La variance du champ δ_R est alors :

$$\sigma_R^2 = \langle \delta_R^2 \rangle = \frac{1}{2\pi^2} \int P(k) W_R(k) k^2 dk, \quad (\text{II.32})$$

avec $W_R(k)$ la transformée de Fourier de la fonction fenêtre. Elle peut prendre différentes formes suivant la façon dont on relie la masse à l'échelle de lissage R . Je ne considérerai ici qu'une seule forme de fenêtre, connue sous le nom de *top-hat* qui correspond à une sphère de rayon R :

$$W_R(k) = \frac{3 [\sin(kR) - kR \cos(kR)]}{(kR)^3}. \quad (\text{II.33})$$

La relation entre la masse et l'échelle de la structure est alors $M = (4\pi/3)R^3\bar{\rho}$. On a vu précédemment que le paramètre Γ définissant la forme du spectre de puissance est fixé par Ω_m , Ω_b et h . La normalisation du spectre de puissance ne peut quant à elle être fixée

qu'à partir d'observations des grandes structures ou du CMB. Elle est caractérisée par le paramètre σ_8 , qui est donc la variance du champ de fluctuations de densité lissé dans une sphère de rayon $R = 8 h^{-1}$ Mpc.⁴ L'estimation de la valeur de σ_8 mobilise un grand effort observationnel. Elle n'est cependant pas bien déterminée (Pierpaoli et al., 2003) : je déterminerai en conséquence celle que je considérerai, et ce d'une manière cohérente avec les contraintes observationnelles que je prendrai en compte dans la constitution de mon modèle (cf. §III.2.2).

II.2 Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures gravitationnellement liées (*i.e.* découplés de l'expansion). Dans le scénario *bottom-up* de la formation des structures, ils sont donc nécessairement les objets les plus récemment formés. D'une certaine façon, ils "contiennent" ainsi un maximum d'information sur l'histoire de la formation des structures, ce qui en fait des sondes cosmologiques privilégiées.

Dans cette section, je vais me porter sur l'approximation du modèle sphérique, qui permet de décrire un processus de formation des amas en s'affranchissant des problèmes auxquels mèneraient la prise en compte complète des effets non-linéaires (§II.2.2). Je m'intéresserai ensuite à la distribution des amas de galaxies, celle-ci dépendant du modèle cosmologique que l'on considère. La description de cette distribution est faite grâce à la fonction de masse, qui donne le nombre d'amas par unité de volume (§II.2.3). On entrera ensuite un peu plus dans l'étude de l'objet amas, où l'on s'attardera sur chacune des composantes le constituant (§II.2.4) puis sur les différentes émissions dont un amas est à l'origine, dont les émissions X et l'effet SZ (§II.2.5). Je mettrai ensuite en avant les liens simples que l'on peut faire entre les différents paramètres d'un amas dans le cadre du modèle auto-similaire (§II.2.6). Mais pour bien faire, commençons par le début.

II.2.1 Généralités

L'histoire⁵ des amas de galaxies a commencé avec les observations de Charles Messier en 1784 à l'observatoire de l'Hôtel de Cluny, lorsqu'il nota des zones présentant une concentration exceptionnelle de *nébuleuses*⁶, en particulier dans la direction de la constellation de la Vierge (*i.e.* l'amas Virgo). De telles concentrations de nébuleuses ont également été identifiées indépendamment par Wilhelm Herschel à la même époque, dont l'amas Coma.

Ce n'est qu'à partir du moment où l'on a pris conscience de la nature extragalactique des galaxies que les amas de galaxies ont pris tout leur intérêt en tant qu'objets physiques, c'est-à-dire vers la fin des années 1920. Les amas de galaxies sont alors simplement vus comme des objets contenant plusieurs centaines de galaxies. C'est seulement grâce aux études qui suivirent que l'on a déterminé les propriétés d'ensemble des amas. Leur taille est typiquement de quelques Mpc. Zwicky (1933) estima la masse de l'amas Coma à partir de la dispersion

⁴La raison pour laquelle on a choisi cette échelle pour la normalisation est qu'à l'époque des premiers sondages, elle correspondait à une variance de l'ordre de 1.

⁵Pour une description complète de l'histoire de l'étude des amas de galaxies, de 1784 à 1983, on peut se référer à la revue de Biviano (2000).

⁶Ces nébuleuses étaient en fait des galaxies : le fait que ces objets soient extragalactiques n'a pu être mis en évidence que bien plus tard, grâce aux travaux de Hubble entre autres.

de vitesse de ses galaxies et put ainsi mettre en avant le fait que la masse observable (*i.e.* celles des galaxies) n'était pas suffisante pour reproduire les mouvements observés : c'est une des premières observations indirectes de la matière noire. La masse d'un amas de galaxies est de l'ordre de $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$.

Les années suivantes virent la constitution de catalogues d'amas de plus en plus conséquents, d'abord constitués par des découvertes "dues au hasard", puis à travers une recherche systématique. On peut en particulier retenir deux références capitales : Abell (1958) a constitué un catalogue contenant 2712 amas riches (en galaxies) qui a représenté une importance capitale dans l'histoire de la physique des amas ; Zwicky et al. (1968) produisirent quant à eux un catalogue contenant environ 10000 amas de galaxies (cependant, on lui préfère souvent le catalogue d'Abell pour des raisons d'homogénéité).

De nombreux classements d'amas de galaxies furent alors proposés, dépendant de leur concentration, des galaxies qui les dominent, de leur contenu en général, etc. Tous ces classements ne sont cependant pas indépendants et peuvent être combinés en un seul, unidimensionnel, allant des amas *réguliers* aux amas *irréguliers* (Abell, 1965; Abell, 1975). Les amas réguliers sont symétriques et présentent une concentration centrale très importante ; à l'opposé, les amas irréguliers sont caractérisés par une faible symétrie, une faible concentration centrale et la présence de sous-structures. Les amas réguliers correspondent en fait à des amas plus évolués et relaxés alors que les amas irréguliers sont peu évolués et la distribution de leur galaxies est sensiblement la même que lors de leur formation. On pourra trouver un cas d'école d'amas régulier sur la figure II.7 p. 60 avec l'amas Abell 2029.

Une nouvelle fenêtre sur l'étude des amas a été ouverte grâce à la découverte de leur émission dans les rayons X : en 1966, la première source X extragalactique à être observée est la galaxie M87 au centre de l'amas Virgo (Byram et al., 1966; Bradt et al., 1967). Des observations similaires dans les amas Coma (Gursky et al., 1971a; Meekins et al., 1971) et Persée (Fritz et al., 1971; Gursky et al., 1971b) suivirent cinq ans plus tard. Cavaliere et al. (1971) émirent alors l'hypothèse que les amas de galaxies étaient des sources de rayons X, ce qui fut confirmé par les observations du premier satellite X, *Uhuru*⁷ (Giacconi et al., 1972). Ce satellite fut la source de nombreuses informations dans l'astronomie X : il permit de faire le premier sondage X sur tout le ciel. En particulier, il indiqua que la plupart des amas de galaxies étaient donc des sources X très brillantes (d'une luminosité de l'ordre de $10^{43} - 10^{45}$ erg s⁻¹) et non variables. L'étude du spectre de cette émission permit de l'identifier au *bremsstrahlung* issu du gaz intra-amas d'une température de l'ordre de $10^7 - 10^8$ K (je reviendrai sur ce point plus bas).

Depuis ces premières découvertes, de nombreuses observations ont permis de faire progresser la connaissance que l'on a des amas de galaxies. Pour ce qui est des observations X, on retiendra en particulier celles produites par les satellites *Einstein*⁸ (*i.e.* HEAO-2), qui donna accès aux premières études de la structure du gaz et ROSAT (cf. §IV.1.2), qui permit quant à lui de constituer le plus grand catalogue X d'amas existant à travers un sondage sur tout le ciel. Les télescopes spatiaux XMM-Newton (cf. §IV.1.3) et Chandra⁹ (respectivement européen et américain), actuellement en cours d'utilisation, offrent aujourd'hui l'accès à une étude détaillée de la structure interne de l'amas ainsi que l'observation d'amas particulièrement distants grâce à une résolution et une sensibilité exceptionnelles.

⁷<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html>

⁸<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/einstein/heao2.html>

⁹<http://chandra.harvard.edu/>

Pour la partie optique, les principales avancées récentes sont dues aux observations de 2dF (Tago et al., 2006) et SDSS (Goto et al., 2002; Bahcall et al., 2003) et les catalogues qu'ils ont permis de constituer.

La science qui reste à faire avec les amas de galaxies comprend (aux moins) deux aspects distincts. Dans un premier temps, beaucoup de phénomènes restent à comprendre en ce qui concerne la physique de l'amas lui-même, en particulier ceux dus aux effets de physiques non-gravitationnelles. Les simulations numériques s'avèrent ici être un outil indispensable (cf. §III.1.1). Cette compréhension est absolument capitale pour pouvoir utiliser les amas de galaxies comme sonde cosmologique, ce qui constitue le deuxième aspect de la science avec les amas. Celui-ci sera détaillé dans la section II.3.

II.2.2 La formation des amas

Les amas de galaxies, puisqu'étant gravitationnellement liés, sont des structures qui se sont détachées de l'expansion. En ce sens, leur formation ne peut pas être décrite dans le cadre de l'approximation linéaire. Les solutions exactes des équations de formation des structures non-linéaires ne peuvent être obtenues qu'à partir de simulations numériques (cf. §III.1.1) ; cependant, dans certains cas particuliers, on peut dériver des solutions analytiques qui s'avèrent extrêmement utiles. Je vais ici m'intéresser en particulier au *modèle sphérique* (Gunn & Gott, 1972).

On considère ici, comme le nom du modèle l'indique, qu'un amas de galaxies est un objet sphérique découplé de l'expansion. On peut ainsi traiter son évolution comme on étudierait un univers fermé de rayon r contenant une masse M . Dans ces conditions, la façon dont est répartie la masse dans la sphère n'influe pas sur l'évolution de l'amas (tant que la symétrie sphérique est conservée) : la seule grandeur pertinente est la densité moyenne dans l'amas. D'autre part, puisque l'on considère l'amas comme un univers isolé, les équations décrivant son évolution sont les mêmes que celles que l'on obtiendrait pour le facteur d'échelle. On peut alors montrer (Peacock, 1999) que dans le cas où l'évolution de r est caractérisée par :

$$\ddot{r} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (\text{II.34})$$

on a les solutions suivantes :

$$r = A(1 - \cos \theta) \quad (\text{II.35a})$$

$$t = B(\theta - \sin \theta) \quad (\text{II.35b})$$

avec $A^3 = GMB^2$.

On peut d'autre part exprimer le contraste en densité dans l'amas :

$$1 + \delta = \frac{\rho_{\text{sphère}}}{\rho}. \quad (\text{II.36})$$

Or la densité dans la sphère respecte $M = (4\pi/3)\rho_{\text{sphère}}r^3$. Ensuite, à partir des équations (I.35) et (I.60), on peut déduire que dans le cas d'un univers Einstein-de Sitter (dans lequel on se place ici puisque c'est dans l'époque de domination de la matière que les structures vont pouvoir se former), $6\pi G\rho t^2 = 1$. Le contraste en densité devient alors :

$$1 + \delta = \frac{M/(\frac{4\pi}{3}r^3)}{1/6\pi Gt^2} = \frac{9(\theta - \sin \theta)^2}{2(1 - \cos \theta)^3}. \quad (\text{II.37})$$

Linéariser cette équation à l'ordre 5 en θ permet d'exprimer le contraste en densité dans le cadre de l'approximation linéaire :

$$\delta_{lin} = \frac{3}{20} \left(\frac{6t}{B} \right)^{2/3} = \frac{3}{20} [6(\theta - \sin \theta)]^{2/3}. \quad (\text{II.38})$$

A partir des équations (II.35b), (II.37) et (II.38), on voit que les différentes étapes de la formation d'un amas vont correspondre à des valeurs particulières du paramètre θ . Ce sont ces différentes étapes que je vais maintenant décrire.

- **Expansion maximale** (ou *turn-around*) Avant de se séparer de l'expansion de l'Univers, la surdensité voit son rayon croître, jusqu'à atteindre une valeur maximale en $\theta = \pi$. On a alors $r_{max} = 2A$ au temps $t = \pi B$. Le contraste en densité moyen dans la sphère est $\delta = \frac{9\pi^2}{16} - 1 \simeq 4,55$ alors que l'approximation linéaire mène à $\delta_{lin} = \frac{3}{20}(6\pi)^{2/3} \simeq 1,06$ (la théorie linéaire sous-estime donc l'importance de la surdensité). Après ce moment, la surdensité va complètement se désolidariser de l'expansion et son rayon va commencer à décroître.
- **Effondrement** (ou *collapse*) Si l'on ne considère que des forces de gravité radiales (ce que l'on doit faire dans le cadre d'un modèle parfaitement sphérique puisque la matière noire ne peut pas dissiper d'énergie), la sphère va finalement atteindre un état singulier ($r = 0$). Ceci a lieu pour $\theta = 2\pi$. Le contraste en densité linéaire vaut alors $\delta_{lin} = \delta_c = \frac{3}{20}(12\pi)^{2/3} \simeq 1,69$. Cette valeur, que j'appelle ici δ_c , le contraste en densité critique, sera plus tard utile dans la constitution de la fonction de masse (cf. §II.2.3). La partie droite de la figure II.4 montre l'évolution avec le *redshift* de δ_c dans différentes cosmologies : celle-ci est quasi nulle. Le contraste en densité δ diverge quant à lui en $\theta = 2\pi$.
- **Virialisation** L'effondrement total n'a en fait pas lieu (ce qui semble évident puisqu'on observe effectivement des objets effondrés de rayon non nul!) à cause du phénomène de *relaxation violente* (Lynden-Bell, 1967; White, 1996) : une symétrie sphérique parfaite ne peut pas représenter la réalité; il existe des inhomogénéités dans la distribution de la matière dans l'amas en formation qui font donc intervenir des forces gravitationnelles non radiales. La structure en effondrement va ainsi pouvoir atteindre un état d'équilibre lorsque son énergie vérifiera le théorème du viriel : $E = E_c + E_p = -E_c$ où E , E_c et E_p sont respectivement les énergies totale, cinétique et potentielle. Lorsque le rayon de la surdensité est maximal (*i.e.* au *turn-around*), l'énergie cinétique est nulle, ce qui conduit à $E = E_p = -GM/r_{max}$. A la virialisation, on a $E_p = E - E_c = -2E_c = 2E$, d'où $E = -GM/(2r_{vir})$ où r_{vir} est le rayon de la sphère virialisée ou rayon viriel. La conservation de l'énergie impose finalement $r_{vir} = r_{max}/2$, ce qui a lieu en $\theta = 3\pi/2$. Dans ce cas, $\delta_{lin} = \frac{3}{20}(9\pi + 6)^{2/3} \simeq 1,58$ et $\delta = \frac{(9\pi+6)^2}{8} - 1 \simeq 146$. Cela étant, on considère généralement que la virialisation (et donc $r(\theta = 3\pi/2)$) n'est atteinte qu'au moment de l'effondrement, *i.e.* en $t(\theta = 2\pi)$. On définit alors le contraste en densité de virialisation, $\Delta_{vir} = 1 + \delta = \frac{(6\pi)^2}{2} \simeq 178$. Ce paramètre intervient dans la définition des grandeurs physiques des amas ainsi que dans les lois d'échelle qui permettent de relier deux de ces grandeurs entre elles.

Il est important de noter que ce contraste en densité Δ_{vir} est défini *par rapport à la densité moyenne de l'Univers au moment de la virialisation*. De façon équivalente, on peut définir le contraste en densité critique, Δ_c , évalué *par rapport à la densité critique ρ_c au moment de la virialisation*. Dans le cas d'un univers EdS dans lequel on s'est placé ici, les

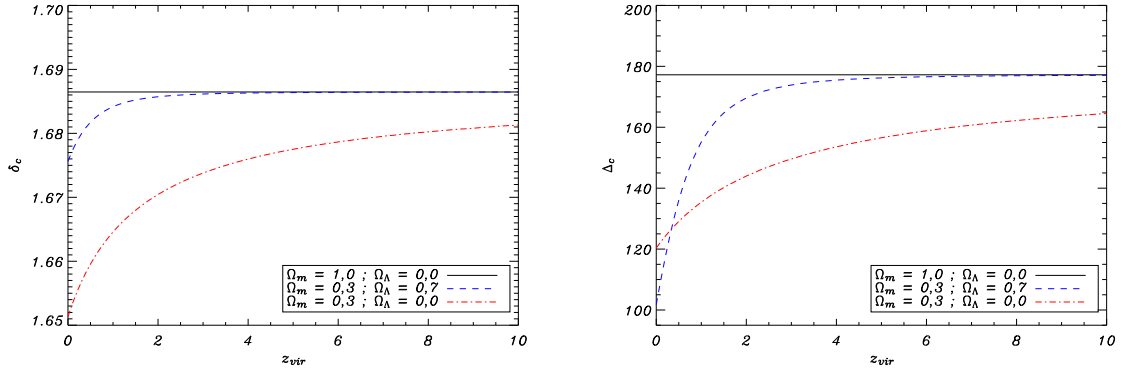


FIG. II.4: Evolution des contrastes en densité critique δ_c et Δ_c avec le *redshift* pour trois cosmologies différentes : EdS, modèle de concordance et un modèle de faible densité sans constante cosmologique.

deux sont égaux et constants avec le *redshift*, ce qui n'est pas vrai dans le cas général (Lokas & Hoffman, 2001; Wang, 2006). On a :

$$\Delta_c(z_{vir}) = \Delta_{vir}(z_{vir}) \frac{\rho(z_{vir})}{\rho_c(z_{vir})} = \Delta_{vir} \rho_0 (1 + z_{vir})^3 \frac{8\pi G}{3H^2(z_{vir})}, \quad (\text{II.39})$$

où z_{vir} est le *redshift* auquel a lieu la virialisation et ρ_0 la densité de l'Univers aujourd'hui ; elle vérifie :

$$\rho_0 = \Omega_m \rho_{c, z=0} = \Omega_m \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (\text{II.40})$$

L'expression (II.39) devient alors :

$$\Delta_c = \Delta_{vir} \left[\frac{H_0}{H(z_{vir})} \right]^2 \Omega_m (1 + z_{vir})^3, \quad (\text{II.41})$$

$$= \Delta_{vir} \frac{\Omega_m (1 + z_{vir})^3}{E^2(z_{vir})}. \quad (\text{II.42})$$

D'où finalement,

$$\Delta_c(z_{vir}) = \Delta_{vir}(z_{vir}) \Omega_m(z_{vir}). \quad (\text{II.43})$$

Dans tout ce qui va suivre, j'utiliserai plutôt Δ_c que Δ_{vir} . L'évolution avec le *redshift* de Δ_c est représentée sur la partie droite de la figure II.4 pour différentes cosmologies. La valeur constante obtenue dans le cas EdS apparaît comme une asymptote à haut z .

Remarque Par la suite, je ferai référence au Δ_c que je viens de définir en faisant explicitement référence à sa dépendance en *redshift* : $\Delta_c(z)$. Le terme Δ_c pourra alors se référer à une valeur constante avec le *redshift*.

II.2.3 La fonction de masse

Comme on a pu le voir sur la figure II.2, la connaissance du nombre d'amas de galaxies d'une masse donnée et à un *redshift* donné dépend fortement de la cosmologie et représente

ainsi une sonde cosmologique. Il paraît donc capital de pouvoir prédire ce nombre en fonction de la cosmologie ; c'est le rôle de la fonction de masse.

On a d'autre part vu que les amas de galaxies étaient des objets non-linéaires et qu'en conséquence, l'approximation linéaire ne peut pas nous permettre de les décrire. Malgré tout, Press & Schechter (1974) ont, pu à partir d'arguments simples, dériver une expression analytique pour cette fonction de masse.

La fonction de masse de Press-Schechter

L'hypothèse de base de la fonction de masse de Press-Schechter est que l'on peut lier la fraction de matière qui va finir dans un amas de masse M aux zones où le champ de densité linéaire lissé sur une échelle M , δ_M , est caractérisé par une surdensité supérieure au contraste en densité critique δ_c introduit dans la section précédente. En considérant d'autre part que les fluctuations sont gaussiennes, la probabilité que δ_M soit supérieur à δ_c au *redshift* z est donnée par :

$$p_{>\delta_c}(M, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_M(z)} \int_{\delta_c}^{\infty} e^{-\frac{\delta_M^2}{2\sigma_M^2(z)}} d\delta_M, \quad (\text{II.44})$$

où $\sigma_M(z) = D_g(z)\sigma_M$ correspond à l'extrapolation linéaire au *redshift* z de la variance à l'échelle M , σ_M . En toute rigueur, $\delta_c = \delta_c(z)$; on a cependant vu sur la figure II.4 que δ_c variait peu avec le *redshift*. L'équation (II.44) permet d'obtenir la fraction de volume contenue dans les structures de masse M au *redshift* z :

$$dp_{>\delta_c}(M, z) = \left| \frac{\partial p_{>\delta_c}(M, z)}{\partial M} \right| dM. \quad (\text{II.45})$$

On s'attend alors à ce qu'en intégrant cette dernière équation de 0 à l'infini, toute la masse de l'Univers apparaisse contenue dans une structure (puisqu'on considère ainsi des structures de masse arbitrairement faible). Or, le calcul montre que l'on ne considère en fait que la moitié de la masse de l'Univers :

$$\int_0^{\infty} dp_{>\delta_c}(M, z) = \frac{1}{2}. \quad (\text{II.46})$$

Ceci est dû au fait qu'on ne tient pas compte du fait qu'un point qui respecte $\delta_M < \delta_c$ pour une échelle M puisse respecter $\delta_{M'} > \delta_c$ pour une échelle de lissage $M' > M$. Cet effet est connu sous le nom de *cloud-in-cloud problem* (Bond et al., 1991). Il faut donc faire intervenir un facteur 2 pour résoudre ce problème. On obtient finalement le nombre d'objets par unité de volume en divisant par le volume occupé par ces mêmes objets, $V_M = M/\bar{\rho}$:

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = \frac{2}{V_M} \frac{\partial p_{>\delta_c}(M, z)}{\partial M} \quad (\text{II.47})$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{M^2} \frac{\delta_c}{\sigma_M(z)} \left| \frac{d \ln \sigma_M(z)}{d \ln M} \right| e^{-\frac{\delta_M^2}{2\sigma_M^2(z)}}. \quad (\text{II.48})$$

C'est la fonction de masse de Press-Schechter. La figure II.5 la représente dans le plan (z, M) par unité de surface sur le ciel dans le cadre de la cosmologie que j'ai adoptée dans le reste de cette étude, *i.e.* celle de WMAP3 (Spergel et al., 2007) sauf pour σ_8 (déterminé au §III.2.2).

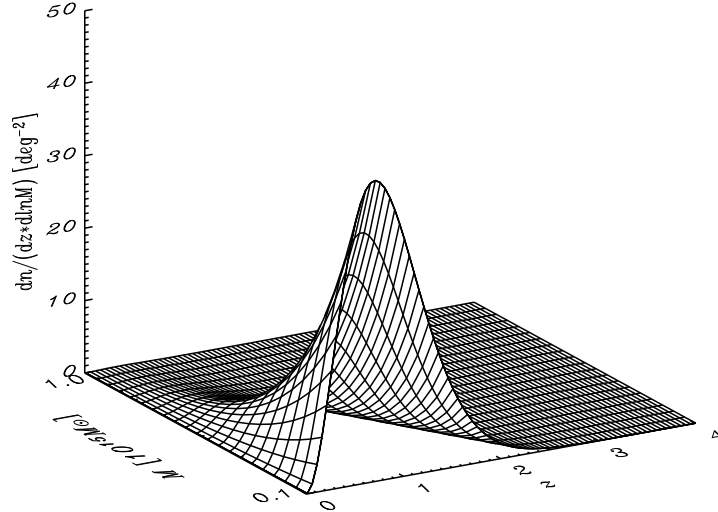


FIG. II.5: Fonction de masse de Press-Schechter dans la cosmologie que j'ai utilisée pour toute cette étude.

Remarque Suivant les auteurs, la fonction de masse peut également être définie comme suit :

$$f(M, z) = \frac{M^2}{\bar{\rho}} \frac{dn(M, z)}{d \ln \sigma_M^{-1}}, \quad (\text{II.49})$$

ce qui permet de réécrire la fonction de masse de Press-Schechter :

$$f_{PS}(M, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\delta_c}{\sigma_M} e^{-\frac{\delta_M^2}{2\sigma_M^2(z)}}. \quad (\text{II.50})$$

Dans la section suivante, je conserverai cette notation plus légère.

Les autres fonctions de masse

La fonction de masse de Press-Schechter n'a pu être réellement mise en défaut que récemment grâce à l'avènement de simulations numériques à haute résolution (cf. §III.1.1). La première modification significative de la fonction de masse est due à Sheth & Tormen (1999), qui ont ajusté l'expression suivante sur les résultats de simulations N-corps :

$$f_{ST}(M, z) = A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{\sigma_M^2}{a\delta_c^2} \right)^q \right] \frac{\delta_c}{\sigma_M} e^{-\frac{a\delta_c^2}{2\sigma_M^2}} \quad (\text{II.51})$$

avec $a = 0,707$, $q = 0,3$ et $A = 0,3222$ (pour que l'intégrale de la fonction de masse entre 0 et l'infini soit égale à 1). Cette expression est justifiée par la prise en compte des effets de l'effondrement d'objets non sphériques (Sheth et al., 2001).

Jenkins et al. (2001) ont ensuite pris en compte un plus grand nombre de simulations et proposé l'ajustement suivant :

$$f_J(M, z) = 0,315 e^{-|\ln \sigma_M^{-1} + 0,61|^{3,8}}. \quad (\text{II.52})$$

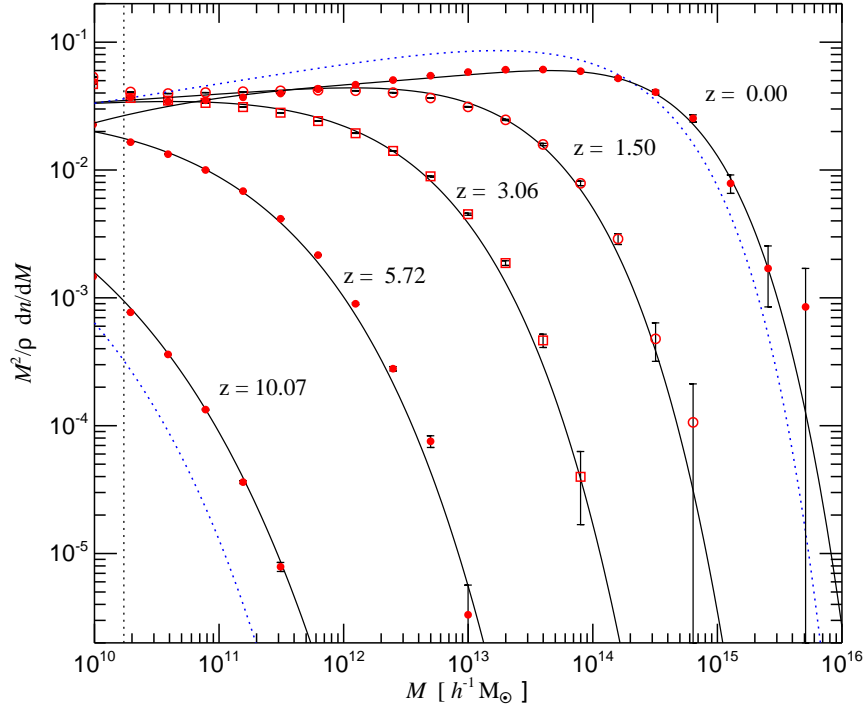


FIG. II.6: Comparaison entre les résultats de la simulation “Millennium Run” (cf. §III.1.1) et les fonctions de masse de Jenkins (traits noirs pleins) et Press-Schechter (uniquement pour $z = 0$ et $z = 10,07$; pointillés bleus). La fonction de masse de Jenkins reproduit remarquablement bien les données à tous les *redshifts*, contrairement à celle de Press-Schechter. Cette figure est extraite de Springel et al. (2005).

Cette dernière fonction de masse a depuis été testée sur de nouvelles simulations numériques, en particulier le “Millennium Run” qui est à l’heure actuelle une des plus grandes simulations N-corps jamais réalisée (elle contient plus de 10 milliards de particules de matière noire; cf. §III.1.1). C’est ce qui est représenté sur la figure II.6. On voit alors qu’elle permet de reproduire de façon impressionnante les observations faites dans cette simulation, là où la fonction de masse de Press-Schechter prédit trop d’amas peu massifs et pas assez d’amas très massifs.

Pour cette raison, sauf mention particulière, la fonction de masse que je considérerai dans mes calculs est celle de Jenkins.

II.2.4 Différentes composantes...

Galaxies

Une fois de plus, le fait de vouloir produire des prédictions théoriques nécessite de se placer dans un cas simple correspondant à une approximation de la réalité. Dans le but de décrire les profils en densité de ses différentes composantes, on va ici décrire l’amas par une sphère isotherme en équilibre hydrostatique. D’autre part, on peut assimiler l’amas à un gaz

parfait, où les “particules” du gaz sont les galaxies, alors régi par l’équation :

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d \ln \rho}{dr} \right) = -\frac{4\pi G}{\sigma^2} r^2 \rho, \quad (\text{II.53})$$

où ρ ne dépend que du rayon r et σ est la dispersion de vitesse des galaxies. Cette équation admet une solution en loi de puissance de la forme :

$$\rho = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}. \quad (\text{II.54})$$

Cette solution porte le nom de *sphère isotherme singulière*. Malgré sa simplicité des plus appréciables, elle présente l’énorme défaut de ne pas être physiquement acceptable puisque la densité au centre de l’amas tend ici vers l’infini. Plusieurs options se présentent alors si l’on veut tenir compte de conditions aux limites raisonnables. Pour les exprimer, on va d’abord réécrire l’équation (II.53) à l’aide de variables adimensionnées :

$$\frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r}^2 \frac{d \ln \bar{\rho}}{d\bar{r}} \right) = -9\bar{r}^2 \bar{\rho}, \quad (\text{II.55})$$

avec $\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho(0)}$ et $\bar{r} = \frac{r}{r_c}$ où r_c est un rayon caractéristique de l’amas appelé *rayon de cœur*. La sphère isotherme singulière prend alors la forme :

$$\bar{\rho} = \frac{2}{9\bar{r}^2}. \quad (\text{II.56})$$

D’autre part, les conditions aux limites que l’on veut s’imposer sont $\bar{\rho}(0) = 1$ et $\frac{d\bar{\rho}}{d\bar{r}}|_{\bar{r}=0} = 0$. Les deux autres options qui s’offrent à nous sont donc les suivantes. Dans un premier temps, il est possible de résoudre l’équation (II.55) numériquement, ce qui n’a cependant rien de pratique. King (1962) a alors proposé une solution approximative analytique :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{(1 + \bar{r}^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (\text{II.57})$$

Bien évidemment, la solution juste est celle qui sort de l’intégration numérique. On veut cependant pouvoir garder une solution analytique, naturellement plus simple à utiliser. La sphère isotherme comme le profil de King ne peuvent malgré tout pas être retenus, étant donné qu’il ne ne sont pas des bonnes approximation sur toute la gamme de rayon que l’on peut vouloir considérer : la sphère isotherme singulière mène à des aberration au cœur de l’amas ; le profil de King ne reproduit pas la solution exacte dans les parties externes. On considère alors les deux solutions : le profil de King est retenu pour décrire la partie centrale de l’amas (sa validité a d’ailleurs été confirmée observationnellement) ; la sphère isotherme singulière est quant à elle conservée pour décrire la dispersion de vitesse des galaxies.

Le contenu en galaxies est fortement corrélé au type d’amas et donc, à leur degré d’évolution. Les amas réguliers sont généralement dominés par une galaxie géante extrêmement lumineuse dite *galaxie cD* (ou par une paire de galaxies très lumineuses). Ces galaxies sont définies comme ayant un noyau elliptique très lumineux baignant dans un halo étendu de faible brillance de surface ; elles sont particulièrement rares dans le champ. Les amas réguliers sont les plus riches en galaxies elliptiques, mais pauvres en galaxies spirales. Les rapports entre les différents types de galaxies (elliptiques, E ; lenticulaires, SO ; spirales, Sp) sont les suivants E : SO : Sp \sim 3 : 4 : 2. Les amas irréguliers, étant moins avancés dans leur

formation, sont plus proches d'un simple agglomérat de galaxies, dont la concentration au centre est bien plus faible que dans un amas régulier. Les différents types de galaxies sont alors représentés comme suit : E : SO : Sp \sim 1 : 2 : 3. La revue de Sarazin (1986) donne plus de détails sur tous ces points.

Il faut cependant garder en tête que les galaxies ne représentent qu'une partie très restreinte d'un amas de galaxies (quelques pourcents tout au plus en terme de masse).

Gaz intra-amas

A l'aide des observations X, on a rapidement pu mettre en évidence la présence d'un plasma chaud, d'une température de l'ordre de plusieurs keV (soit quelques 10^7 K) et d'une densité proche de 10^{-3} cm $^{-3}$. Il est essentiellement composé d'hydrogène et d'hélium (leurs proportions sont respectivement $\sim 75\%$ et $\sim 25\%$, c'est-à-dire les proportions primordiales) et est complètement ionisé. Ce gaz représente une part conséquente de l'amas puisque qu'il constitue 6 à 12% de la masse totale de l'amas (on verra par la suite que la fraction de gaz, $f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}$ dépend de la température de l'amas; §III.2.4), soit ~ 3 à 5 fois la masse des galaxies.

La distribution du gaz ne suit pas exactement celle des galaxies. Si $T_\sigma = \frac{m\sigma^2}{k}$ est la température déduite de l'étude des dispersions de vitesses des galaxies et T_X la température du gaz rayonnant dans les X, on définit :

$$\beta = \frac{T_\sigma}{T_X}, \quad (\text{II.58})$$

liant ainsi les profils en densité des galaxies et du gaz par $\rho_{gaz} \propto \rho_{galaxies}^\beta$, soit :

$$\rho_{gaz} = \frac{\rho_0}{(1 + \bar{r}^2)^{\frac{3}{2}\beta}}. \quad (\text{II.59})$$

Pour une raison évidente, ce profil est connu sous le nom de *modèle β* (King, 1972). Jones & Forman (1984) ont mesuré la valeur de ce paramètre et ont ainsi obtenu $\langle \beta \rangle = 0,65$: le profil de densité du gaz est donc plus étendu que celui des galaxies. Des observations récentes ont permis de mettre en évidence des déviations à ce modèle dans les parties externes des amas (au delà de $\sim 0,7r_{200}$) ainsi qu'en leur centre. J'illustrerai ce point dans la section III.1.2 (voir en particulier la figure III.2).

Matière noire

Zwicky a été le premier à estimer la masse de l'amas Coma en étudiant la dispersion de vitesses de ses galaxies (Zwicky, 1933). Il obtint alors une masse bien plus importante que la masse visible, *i.e.* la masse des galaxies (la présence du gaz intra-amas était encore inconnue à l'époque; cela n'aurait cependant pas changé sa conclusion). Pour expliquer cet écart, il invoqua la présence d'une *matière manquante*, qu'on assimile aujourd'hui à la matière noire. C'est la composante principale des amas de galaxies : 80 à 90% de la masse de l'amas est composée de matière noire.

Au milieu des années 1990, Julio Navarro, Carlos Frenk et Simon White (Navarro et al., 1996; Navarro et al., 1997) mirent en évidence à partir de résultats de simulations N-corps

que le profil de densité de la matière noire dans un amas était bien reproduit par l'expression analytique suivante :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (\text{II.60})$$

où δ_c est le contraste en densité critique et r_s est un rayon caractéristique de l'amas défini par $r_s = r_{200}/c$ où r_{200} est le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne est égale à 200 fois la densité critique ρ_c et c est la concentration, elle-même liée à δ_c par la relation :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (\text{II.61})$$

Ce profil est dénommé *profil NFW*, du nom des trois auteurs qui le proposèrent.

II.2.5 ... différentes émissions

Comme on vient de le voir, les amas de galaxies sont des objets complexes constitués de plusieurs composantes : galaxies, plasma chaud, matière noire. En conséquence, ils sont responsables de diverses émissions qui permettent de les sonder de façons tout aussi diverses. Ainsi peut-on obtenir des informations propres à chacune des émissions¹⁰ et lever les dégénérescences auxquelles une seule d'entre elles conduirait. Je vais ici les énumérer.

L'émission visible

On a vu (on pourrait de toute façon naturellement s'en douter) que les amas de galaxies sont composés de galaxies. Ils sont donc nécessairement observables à travers l'émission de ces mêmes galaxies.

On la décrit grâce à la fonction de Schechter (1976), qui donne le nombre de galaxies dont la luminosité est comprise entre L et $L + dL$, par unité de volume et de luminosité :

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} d\left(\frac{L}{L^*}\right). \quad (\text{II.62})$$

où L^* est une luminosité caractéristique; $N^*\Gamma(1-\alpha, 1)$ est le nombre de galaxies pour lesquelles $L > L^*$ (avec $\Gamma(x, y)$ la fonction gamma incomplète). En conséquence, le nombre de galaxies d'une luminosité L est donné par :

$$N(L) = N^*\Gamma(1-\alpha, L/L^*). \quad (\text{II.63})$$

D'autres expressions existent mais celle-ci est celle qui reproduit le mieux les observations et qui, en conséquence, est communément admise.

La partie droite de la figure II.7 donne un exemple d'observation d'amas de galaxies dans le domaine optique avec l'amas Abell 2029 (la partie gauche montre une image X obtenue pour ce même amas; voir plus bas). Cette observation a été réalisée à l'Observatoire du Mont Palomar. On distingue en particulier la galaxie cD géante, IC 1101, se trouvant en son

¹⁰Il faut noter qu'à proprement parler, l'effet SZ (que je décris plus loin) ne doit pas être considéré comme une émission puisque, comme on le verra, il s'agit d'une distorsion du CMB.

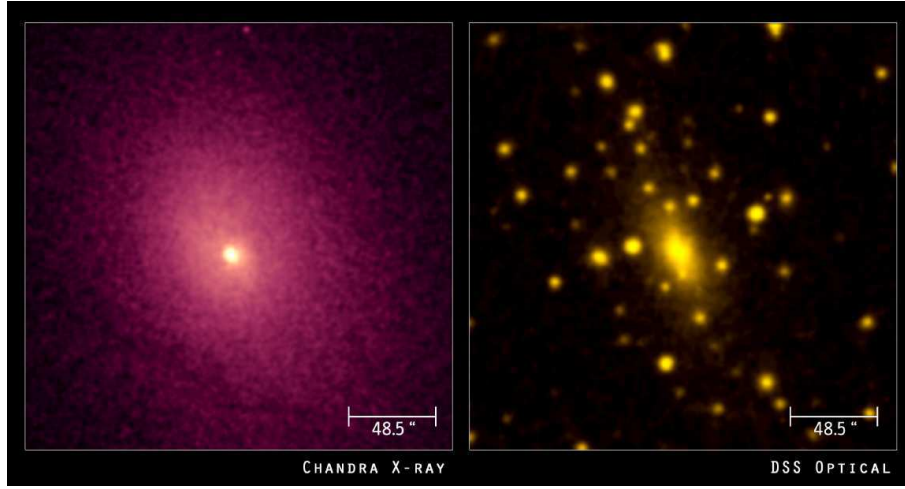


FIG. II.7: L’amas de galaxies Abell 209 ($z \sim 0,08$) observé dans les rayons X par Chandra et en optique par l’Observatoire du Mont Palomar. On remarque en particulier la galaxie cD géante au centre de l’amas; l’émission X est également centrée sur cette galaxie. Source : X : NASA/CXC/UCI/Lewis et al. (2003); Optique : *Palomar observatory Digital Sky Survey*.

centre (une des plus grosses galaxies connue), autour de laquelle gravitent de nombreuses galaxies plus petites.

Il faut noter que l’observation des amas de galaxies dans le domaine visible fait face à un problème : elle est sujette aux effets de projection. En effet, lorsqu’on observe une surdensité de galaxies sur le ciel, il est *a priori* peu évident de déterminer si elle correspond effectivement à un amas ou si les galaxies que l’on observe sont simplement alignées sur la ligne de visée.

L’émission X

Le gaz intra-amas est chaud (d’une température de quelques keV soit quelques 10^7 K). Sa densité électronique est de l’ordre de 10^{-3} cm^{-3} . Pour un gaz à cette température et cette densité, le principal processus d’émission est le *bremsstrahlung*, ce que les mesures de spectres d’émissions X ont rapidement confirmé. L’expression de l’émissivité ε^{ff} (l’exposant “ff” signifie *free-free*) est dans le cas du modèle sphérique isotherme (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$\varepsilon^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 h_P m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e}} T^{1/2} Z^2 n_e n_i g_B, \quad (\text{II.64})$$

où h_P est la constante de Planck, m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l’électron, c la vitesse de la lumière, Z est la charge de l’ion i de densité n_i (n_e étant la densité électronique) et g_B est le facteur de Gaunt (que j’ai considéré constant et égal à 1,2). La luminosité X s’exprime alors comme l’intégrale de cette émissivité sur le volume de l’amas (j’intègre ici entre $r = 0$ et r_{500} , le rayon à l’intérieur duquel la densité moyenne est égale à 500 fois la densité critique, car les observations X sont généralement réalisées dans

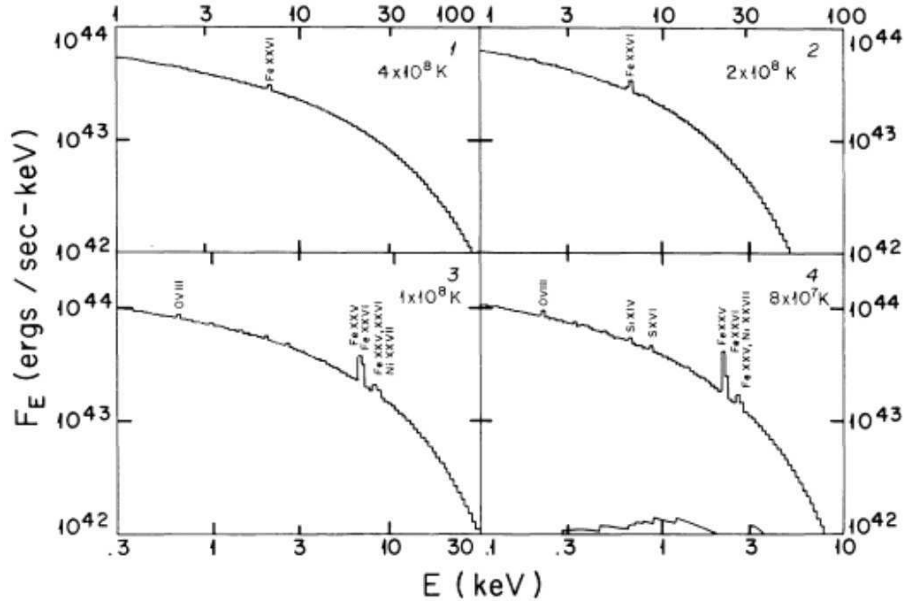


FIG. II.8: Exemples de spectres X prédits dans le cadre du modèle isotherme pour différentes température. Ces spectres comprennent aussi bien la composante continue correspondant au *bremsstrahlung* que les raies, en particulier celle du fer autour de 7 keV (il y a vraisemblablement une erreur dans les valeurs en abscisses sur la figure 4) ou la recombinaison radiative (qui est également représentée par la courbe dans le bas de la figure 4). Ces figures sont issues de Sarazin & Bahcall (1977).

cette zone) :

$$L_X = \int_0^{r_{500}} \varepsilon^{\text{ff}} d^3r \quad (\text{II.65})$$

$$\propto n_e^2 V T^{1/2} \propto n_e M T^{1/2} \quad (\text{II.66})$$

$$\propto T^2 E(z). \quad (\text{II.67})$$

Je reviendrai sur cette expression plusieurs fois par la suite. En conséquence, pour plus de détails, on pourra se reporter aux sections III.2.1, III.2.3 et l'annexe A pour le calcul complet. La partie gauche de la figure II.7 représente l'amas Abell 2029 en X observé par Chandra.

Le *bremsstrahlung* est donc responsable de la plus grande part du continuum dans le spectre X des amas. A celui-ci s'ajoute la recombinaison radiative (ou *free-bound emission*) correspondant à l'émission d'un photon due à la capture d'un électron libre par un ion du plasma intra-amas et donc à l'origine d'un spectre continu pour les énergies supérieures au potentiel d'ionisation des ions concernés.

Cependant, d'autres composantes ne participant pas à la partie continue du spectre peuvent être observées. La première de ces composantes correspond aux raies d'émission des éléments présents dans l'amas. La plus importante de ces raies est celle du fer (Fe^{24} et Fe^{25}) proche de 7 keV. Elle a pour la première fois été observée par Mitchell et al. (1976) dans le spectre de l'amas Persée. Le fer est l'élément le plus lourd pouvant être produit dans les étoiles ; ces dernières sont également les seules "usines à fer" que l'on connaisse. Le fer présent dans les amas doit donc être issu de l'éjection du contenu de supernovae. Le dernier

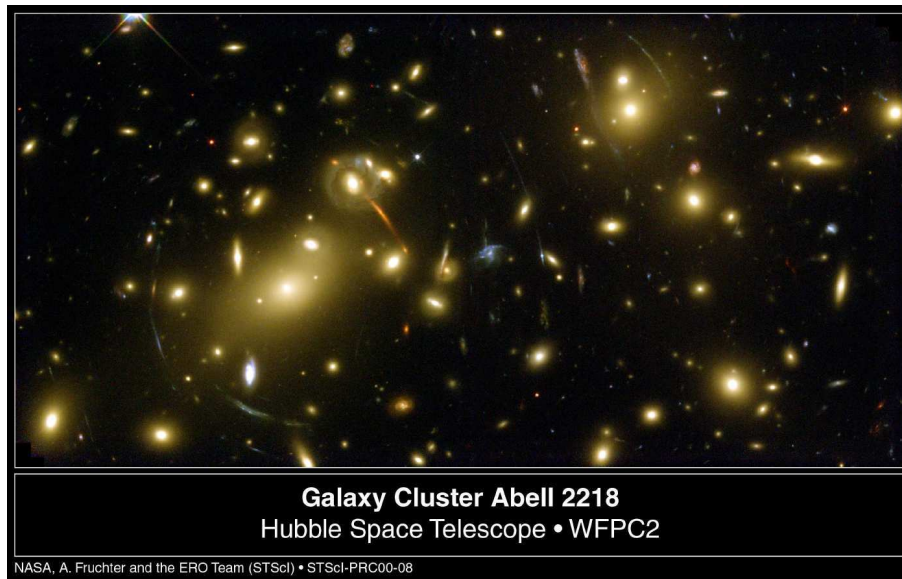


FIG. II.9: Effet de lentille gravitationnelle créé par l'amas Abell 2218 observé par le télescope spatial Hubble. Les arcs gravitationnels, correspondant aux images des galaxies situées en arrière plan de l'amas distordues par la matière contenue dans ce même amas, sont ici particulièrement remarquables.

processus participant (faiblement) à l'émission est celui dit à 2 photons dûs à la présence de l'état métastable $2s$ des ions hydrogène et hélium.

Les figures II.8 donnent les spectres X prédits dans le cadre d'un modèle isotherme sphérique pour différentes températures. La composante continue ainsi que les différentes raies observables sont représentées (on notera d'ailleurs que la raie du fer n'est que la plus importante). L'observation de cette raie (ainsi que celle des autres) est une grande source d'information : d'une part, elle nous renseigne sur le contenu en métaux d'un amas (la métallicité d'un amas est de l'ordre de $0,2 - 0,3$ métallicité solaire) ; d'autre part, elle donne un repère à partir duquel il est possible d'estimer le *redshift* d'un amas.

Une fois de plus, on pourra se reporter à la revue très complète de Sarazin (1986) pour plus de détails.

L'effet de lentille gravitationnelle

La relativité générale d'Einstein prévoit que le parcours de photons à proximité de matière ne se fait pas en ligne droite : un puits de potentiel dû à la présence de matière courbe la trajectoire de la lumière. Les amas de galaxies, étant des objets particulièrement massifs, ils distordent les images des galaxies (ou de tout autre objet) situées en arrière plan : c'est l'*effet de lentille gravitationnelle*. Il est caractérisé par la présence d'*arcs gravitationnels* centrés sur la distribution de masse dans l'amas, distorsion des images des galaxies en arrière plan. L'amas Abell 2218, représenté sur la figure II.9, en est un exemple classique.

De tels arcs gravitationnels ne peuvent être produits que par une quantité de matière bien plus conséquente que celle des galaxies de l'amas et du gaz émettant dans les X réunies. Ainsi leur observation est-elle une preuve (peut-être la meilleure) de la présence d'une autre

composante de matière dans l'amas, à savoir la matière noire. L'effet de lentille gravitationnelle permet ainsi de faire une estimation de la masse différente de celle que permettent les autres techniques, ne faisant pas intervenir les mêmes *a priori* (équilibre hydrostatique ou viriel) ; une étude détaillée des distorsions gravitationnelles donne directement des informations sur la distribution de matière dans l'amas. D'autre part, il permet l'observation de galaxies en arrière plan situées à des *redshifts* particulièrement importants : leurs images sont amplifiées par les lentilles gravitationnelles ; leur observation serait impossible sans cet effet (Pelló et al., 2005). Il n'est à l'heure actuelle pas du tout pris en compte dans le modèle que je vais décrire dans la partie suivante ; pour cette raison, je ne le cite ici qu'à titre indicatif et n'entrerai pas plus avant dans les détails. Pour en savoir plus, on pourra se référer à la revue de Hattori et al. (1999).

L'effet Sunyaev-Zel'dovich

Durant leur voyage depuis la surface de dernière diffusion jusqu'à leur observation, les photons du CMB peuvent traverser différents milieux et interagir avec ceux-ci. En particulier, certains vont pénétrer dans le milieu intra-amas en partie composé du gaz d'électrons chaud qui émet dans le domaine X. Les photons du CMB (du moins une certaine part d'entre eux) vont alors pouvoir diffuser sur ces électrons libres par effet Compton inverse. Le gaz intra-amas étant considérablement plus chaud que les photons du CMB (dont on peut considérer que la température est comprise entre 3 et 20 K suivant leur *redshift*, ce qui reste négligeable devant celle du gaz), ces derniers vont être en moyenne réchauffés. C'est l'*effet Sunyaev-Zel'dovich* ou SZ (Zel'dovich & Sunyaev, 1969; Sunyaev & Zel'dovich, 1970; Sunyaev & Zel'dovich, 1972). Cette interaction est cependant très faible : la profondeur optique caractérisant son importance et définie par $\tau = \int_{ldv} n_e \sigma_T dl$, où n_e est la densité électronique et σ_T la section efficace de Thomson, a des valeurs typiquement faibles ($\tau \sim 10^{-2}$).

En toute rigueur, le calcul de la distorsion produite sur le CMB par cette diffusion (que cela soit en terme d'intensité ou de température du CMB) doit être fait à partir d'une description relativiste de la diffusion qui intervient ici. Les résultats auxquels on aboutit alors n'ont rien de simples dans leur forme. Il est alors appréciable de considérer l'approximation faite par Kompaneets (1957) de l'évolution du nombre d'occupation des photons en fonction de la fréquence au cours d'une diffusion. L'utilisation de cette approximation est ici totalement justifiée : d'une part, l'effet relativiste n'est important que pour les amas dont la température est elle-même importante ($T \gtrsim 10$ keV) ; d'autre part, les observatoires SZ actuellement utilisés ou qui vont l'être dans un futur proche n'y seront pas sensibles. Le calcul complet dans le cas relativiste peut être trouvé dans les revues de Rephaeli (1995) et Birkinshaw (1999).

Dans ces conditions, l'expression du changement d'intensité du CMB est :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = yf(\nu) = y \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[\frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right], \quad (\text{II.68})$$

où $I_\nu = I_0 \frac{x^3}{e^x - 1}$ est la loi de corps noir avec $I_0 = \frac{2(kT_{\text{CMB}})^3}{(hc)^2}$ et $x = \frac{h\nu}{kT_{\text{CMB}}}$ est la fréquence réduite adimensionnée (ν est la fréquence d'observation). On voit alors que l'amplitude de

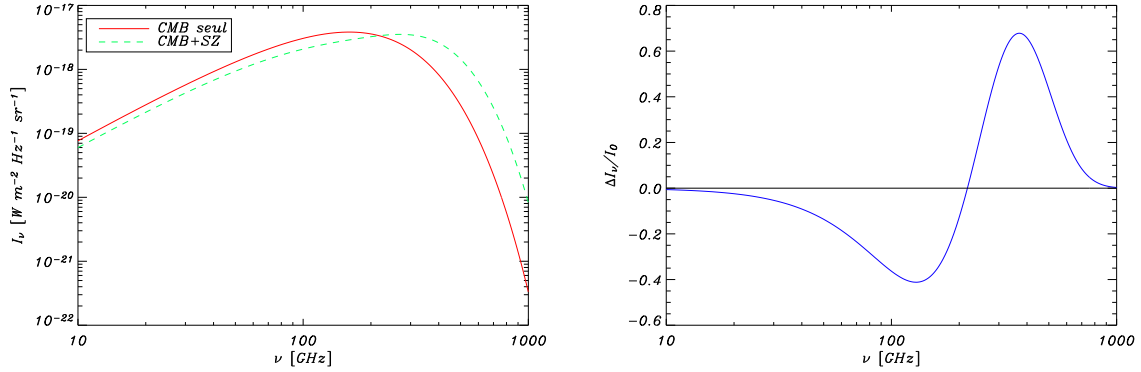


FIG. II.10: Distorsion du spectre de corps noir du CMB par effet SZ. Gauche : Cette figure représente le spectre de corps noir du CMB (trait plein rouge) ainsi que ce spectre distordu par effet SZ. J'ai ici considéré un amas exagérément massif pour que la distorsion soit effectivement visible : le paramètre de Compton de cet amas est $y = 0,1$ (ce qui est supérieur de trois ordre de grandeur à une valeur réaliste). Droite : J'ai ici représenté la différence des deux spectres de la figure de gauche : c'est donc le spectre de la distorsion caractéristique de l'effet SZ. On observe en particulier (sur les deux figures) que la distorsion due à l'effet SZ est nulle à ~ 217 GHz, négative pour des fréquences inférieures et positive pour des fréquences supérieures.

l'effet est caractérisé par le seul paramètre y sans unité appelé *paramètre de Compton* :

$$y = \int_{ldv} \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl, \quad (\text{II.69})$$

où T_e est la température électronique. Il correspond à l'intégrale de la pression sur la ligne de visée (ldv). D'une façon équivalente, on peut écrire la variation de température du CMB due à l'effet SZ :

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}} = yg(\nu) = y \left[\frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (\text{II.70})$$

La forme de ces expressions présente plusieurs caractéristiques appréciables. Dans un premier lieu, elle est composée de deux parties dont les significations sont bien différentes : le paramètre de Compton y décrit l'amplitude de la distorsion (sa valeur est typiquement de l'ordre de $10^{-5} - 10^{-4}$) ; la fonction $f(\nu)$ (ou $g(\nu)$ dans le cas où l'on s'intéresse à la variation de température) décrit quant à elle la dépendance spectrale de l'effet. Cette dernière est la signature de l'effet SZ et est donc ce qui le rend facilement identifiable. Elle est représentée sur la figure II.10. Ses principales caractéristiques sont d'être nulle à ~ 217 GHz, négative pour des fréquences d'observations inférieures et positive pour des fréquences supérieures. A la différence du cas relativiste, on peut ici décrire ce spectre à l'aide d'une expression analytique simple, ses extrema et le zéro sont indépendants de la température de l'amas et l'intensité de l'effet produit ne dépend que de y (il dépend également d'une fonction compliquée de T_e dans le cas relativiste).

L'autre grande caractéristique de l'effet SZ, clairement visible (ou plutôt invisible) dans les expressions (II.68) et (II.70), est son indépendance au *redshift*. En effet, les seuls grandeurs qui interviennent sont des caractéristiques propres à l'amas lui-même. En d'autres termes, un même amas produit exactement le même effet qu'il se trouve à $z = 0,05$, $z = 0,5$

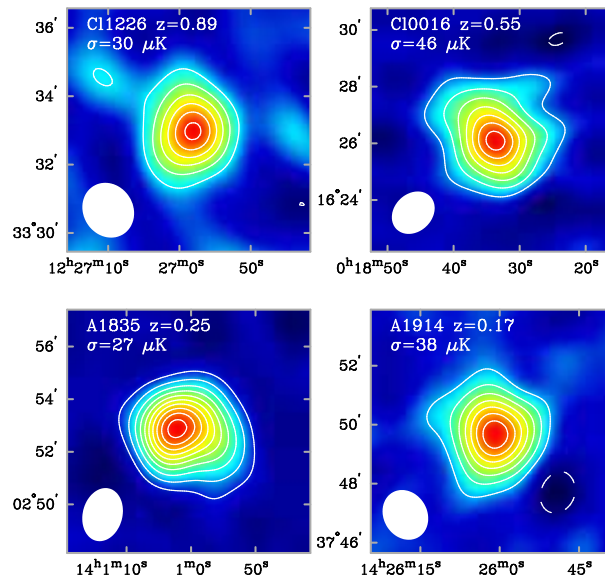


FIG. II.11: Exemples d'observations SZ d'amas de galaxies dues aux interféromètres OVRO et BIMA. Les contours représentent des multiples de 2σ . Ces différents amas ont des luminosités X similaires : il est alors particulièrement remarquable sur ces images à quel point le *redshift* des amas n'a que peu d'incidence sur les observations (il est compris entre 0,17 et 0,89), là où le flux X décroîtrait très fortement (la brillance de surface X est proportionnelle à $(1+z)^{-4}$). Ces figures sont dues à Carlstrom et al. (2002).

ou $z = 5$, en dehors du fait que la taille de l'amas sur le ciel est nécessairement plus faible quand son *redshift* augmente. Ceci fait de l'effet SZ l'outil idéal pour permettre la découverte d'amas distants. La figure II.11 donne plusieurs exemples d'observations SZ réalisées par les interféromètres BIMA¹¹ (*Berkeley Illinois Maryland Association*) et OVRO¹² (*Owens Valley Radio Observatory*), où l'on peut apprécier visuellement l'indépendance de l'effet SZ au *redshift* sur un large domaine ($0,17 \leq z \leq 0,89$).

L'effet que j'ai décrit ci-dessus n'est pas le seul effet SZ : il correspond en fait à l'effet SZ thermique (*i.e.* dû au fait qu'un amas est composé d'un gaz d'électrons chaud). Il existe également l'effet SZ cinétique et plusieurs effets SZ polarisés¹³. Je vais en faire une description succincte. Une description plus détaillée est disponible dans Rephaeli (1995) et Birkinshaw (1999).

Effet SZ cinétique L'effet SZ thermique est dû à l'agitation thermique des électrons dans le référentiel de l'amas. Si l'amas possède un mouvement propre dans le référentiel du CMB, le mouvement d'ensemble des électrons va alors être responsable d'une nouvelle distorsion (Sunyaev & Zel'dovich, 1980). Du point de vue de l'amas, le rayonnement du CMB présente une anisotropie dipolaire qui va tendre à être effacée par la diffusion sur les électrons ; le rayonnement diffusé présente donc une anisotropie dans le référentiel du CMB

¹¹<http://bima.astro.umd.edu/bima.html>

¹²<http://www.ovro.caltech.edu/>

¹³Par la suite, le terme *effet SZ* désignera spécifiquement l'effet SZ thermique.

dans la direction du mouvement de l'amas. L'intensité de cet effet est :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = -\beta_r \tau \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad (\text{II.71})$$

où $\beta_r = \frac{v_r}{c}$ avec v_r la vitesse radiale de l'amas (considérée positive quand l'amas s'éloigne de l'observateur), et $\tau = \int_{ldv} n_e \sigma_T dl$ est la profondeur optique. La variation de température est alors :

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}} = -\beta_r \tau. \quad (\text{II.72})$$

On voit que dans ce cas, le spectre distordu est toujours décrit par un spectre de corps noir dont la température augmente (resp. diminue) quand l'amas s'approche (resp. s'éloigne) de l'observateur. Cet effet présente l'intérêt rare de donner accès à la vitesse radiale de l'amas. Cependant, il est difficile à observer. Son amplitude est relativement faible par rapport à celle de l'effet SZ thermique (typiquement un ordre de grandeur inférieure), ce qui mène à penser qu'on a tout intérêt à chercher à détecter l'effet SZ cinétique à 217 GHz. Cependant, son spectre est identique à celui du CMB ; seule l'information spatiale peut nous permettre de différencier les deux.

Effets SZ polarisés Un électron voyant une anisotropie quadrupolaire d'un rayonnement non polarisé va diffuser un rayonnement quant à lui polarisé de façon rectiligne. C'est ce processus qui est responsable de la polarisation du CMB. Un tel phénomène doit également avoir lieu dans les amas de galaxies. L'origine de l'anisotropie quadrupolaire que va voir un électron du gaz intra-amas peut être multiple : le CMB lui-même présente une anisotropie quadrupolaire ($l = 2$) ; elle peut également provenir du mouvement propre de l'amas (et donc des électrons dans l'amas) dans le référentiel du CMB. On pourra trouver une description détaillée de ces effets dans les articles de Sazonov & Sunyaev (1999) et Audit & Simmons (1999).

L'expression de la distorsion due à l'effet SZ polarisé résultant du mouvement propre de l'amas dans le référentiel du CMB, plus exactement de son mouvement transverse, en terme de degré de polarisation, est la suivante (j'utilise pour la décrire les paramètres de Stockes I , Q , U et V qui correspondent respectivement à l'intensité totale du rayonnement, la différence d'intensité mesurée par deux polariseurs perpendiculaires, la même différence pour des polariseurs tournés de 45° et la polarisation circulaire ; dans le cas présent, $V = 0$ car le rayonnement est polarisé rectilignement et $U = 0$, si l'on oriente les polariseurs perpendiculaires de telle sorte que l'axe de l'un des deux est selon la vitesse transverse de l'amas) :

$$P_\nu = \frac{|Q(\nu)|}{I(\nu)} = 0,1 \frac{e^x (e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \beta_t^2 \tau, \quad (\text{II.73})$$

où $\beta_t = \frac{v_t}{c}$ est la composante transverse de la vitesse de l'amas dans le référentiel du CMB.

Comme on peut le voir dans cette expression, cet effet polarisé permet d'avoir accès à la vitesse transverse de l'amas (très peu de techniques permettent de mesurer les vitesses transverses des objets étudiés). En le combinant à l'effet SZ cinétique (qui lui est sensible à la composante radiale de la vitesse), on peut connaître le vecteur vitesse des amas, et donc définir de façon précise les champs de vitesse à grande échelle dans l'Univers. Cependant, les générations actuelle et future d'observatoires SZ ne permettront pas d'utiliser cet effet. En effet, l'amplitude de ces effets polarisés est deux ordres de grandeur inférieure à celle de l'effet SZ thermique.

II.2.6 Le modèle auto-similaire

Les amas de galaxies sont des objets complexes mettant en jeu des processus physiques divers, dont certains restent aujourd'hui peu compris. Cependant, il est une fois de plus utile de se placer dans le cadre d'un modèle simple pour pouvoir lier entre eux les différents paramètres d'un amas, et en particulier ses observables. L'hypothèse la plus simple consiste alors à considérer que seule la gravitation influe sur les propriétés thermodynamiques du gaz de l'amas. Ainsi, puisque la gravité ne contient aucune échelle caractéristique, chaque amas doit pouvoir être décrit comme identique à un autre, à l'échelle près. C'est pourquoi on parle alors de *modèle auto-similaire* (par exemple, Kaiser, 1986). C'est ce qui conduit à l'établissement des *lois d'échelle* qui décrivent les liens entre chaque paramètre. Je vais ici décrire certaines d'entre elles.

Relation $M - r^{14}$ Cette relation est le point de départ de tout ce que je vais ensuite écrire puisqu'elle définit la masse de l'amas. On appelle M_{Δ_c} la masse de l'amas estimée dans le rayon r_{Δ_c} , à l'intérieur duquel le contraste en densité moyen est Δ_c ; la densité moyenne à l'intérieur de r_{Δ_c} est alors égale à $\Delta_c \times \rho_c(z)$, où ρ_c est la densité critique de l'Univers.

$$M_{\Delta_c} = \frac{4\pi}{3} r_{\Delta_c}^3 \rho_c(z) \Delta_c. \quad (\text{II.74})$$

En particulier, la masse virielle (*i.e.* la masse contenue dans la zone où l'amas est en équilibre hydrostatique; c'est la masse théorique par excellence) est définie par :

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} r_{vir}^3 \rho_c(z) \Delta_c(z). \quad (\text{II.75})$$

Dans le cadre du modèle que je vais décrire dans la partie suivante, il est plus utile d'inverser cette relation pour obtenir le rayon viriel connaissant la masse et le *redshift*. Sachant que $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ et avec $\frac{\rho_c}{\rho_{c0}} = \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = E^2$, on a :

$$r_{vir} = 9,51 h^{-2/3} \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} M_{\odot}}\right)^{1/3} \Delta_c^{-1/3}(z) E^{-2/3} \quad [\text{Mpc}]. \quad (\text{II.76})$$

Relation $\sigma - M$ Dans le cadre de la sphère isotherme singulière, on peut relier la masse de l'amas à la dispersion de vitesse des galaxies en son sein. On a :

$$\sigma = 476 h^{1/3} \left(\frac{M_{\Delta_c}}{10^{15} M_{\odot}}\right)^{1/3} \Delta_c^{1/6} E^{1/3} \quad [\text{km s}^{-1}]. \quad (\text{II.77})$$

Dans le cadre de mes travaux, cette relation ne présente que peu d'intérêt dans le sens où je ne me suis pas du tout porté sur cette dispersion de vitesses. En outre, elle permet de faire le lien entre masse et température.

¹⁴Il ne faut pas nécessairement porter attention à l'ordre dans les dénominations des relations d'échelle que je décris ici : une relation $A - B$ peut aussi bien se référer à $A = f(B)$ qu'à $B = f(A)$.

Relation $M - T$ Dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, la température de l'amas est liée à la dispersion de vitesses des galaxies par $T_\sigma = \frac{\mu m_p \sigma^2}{k}$ où m_p est la masse du proton et μ le poids moléculaire moyen. Dans ces conditions, la relation précédente mène à :

$$T = 1,42 h^{2/3} \left(\frac{M_{\Delta_c}}{10^{15} M_\odot} \right)^{2/3} \Delta_c^{2/3} E^{2/3} \quad [\text{keV}]. \quad (\text{II.78})$$

Comme on le verra plus tard, un grand effort a été fourni, aussi bien du point de vue observationnel que des simulations, pour voir si cette relation était effectivement vérifiée. Sa pente s'avère être bien très bien respectée, aussi bien dans les observations (Arnaud et al., 2005; Vikhlinin et al., 2006) que dans les simulations. La normalisation que j'ai considérée est strictement issue des observations. Je me suis alors placé dans le cas où $\Delta_c = 500$ et ai par suite défini la normalisation T^* comme suit :

$$T = T^* h^{2/3} \left(\frac{M_{500}}{10^{15} M_\odot} \right)^{2/3} E^{2/3}, \quad (\text{II.79})$$

où j'ai retenu la valeur de Vikhlinin et al. (2006) : $T^* = 11,3_{-0,40}^{+0,43} \text{ keV} \cdot (10^{15} M_\odot)^{-1/\alpha_{MT}}$ (voir détails au §III.2.2). Cette relation est capitale puisqu'elle permet de traduire la fonction de masse en fonction de température, et ainsi de poser des contraintes cosmologiques à partir des comptages en température établis à partir des observations X (la masse d'un amas n'est pas directement observable). Pour ce faire, il me faudra déterminer une valeur de σ_8 cohérente avec cette normalisation. L'évolution de la relation $M - T$ (et de toutes les relations d'échelle d'une manière générale) est toujours mal contrainte : les observations d'amas à haut *redshift* sont encore trop peu nombreuses. Les données existantes semblent cependant pouvoir être reproduites par l'évolution auto-similaire décrite ci-dessus (Kotov & Vikhlinin, 2006). La section III.3.1 est dédiée à ce problème.

Relation $L_X - T$ La relation entre luminosité X et température est une des lois d'échelle les plus étudiées, la raison étant qu'elle relie deux observables accessibles à partir des rayons X. La luminosité X correspond à l'intégrale sur le volume de l'amas de l'émissivité du *bremssstrahlung*. En conséquence, la luminosité estimée dans r_{Δ_c} vérifie :

$$L_X \propto T^2 \Delta_c^{1/2} E(z). \quad (\text{II.80})$$

Cela dit, les observations X sont faites à l'intérieur d'un rayon défini à partir d'un Δ_c constant (généralement r_{200} , r_{500} ou r_{2500}) ; L_X n'évolue donc avec z que comme $E(z)$.

Je ne m'intéresse ici pas à la normalisation de cette relation car je ne considérerai par la suite que les résultats issus des observations. En particulier, en écrivant la relation $L_X - T$:

$$L_X = L_0 \left(\frac{T}{6 \text{ keV}} \right)^{\alpha_{LT}} E(z), \quad (\text{II.81})$$

les résultats d'Arnaud & Evrard (1999) donnent $L_0 = 2,87 \times 10^{44} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$. La section III.2.1 fait l'inventaire de différentes détermination de la pente de cette relation. Il faut ici noter que cette pente s'éloigne de façon significative de la prédiction du modèle auto-similaire : elle est de l'ordre de de $2,6 - 3$ là où on attendrait 2. Je garderai une fois de plus le résultat d'Arnaud & Evrard (1999), à savoir $\alpha_{LT} = 2,88$. L'évolution de cette relation est également toujours mal contrainte par les observations. Les résultats récents de Pacaud et

al. (2007) semblent cependant indiquer que les observations sont bien reproduites par une évolution auto-similaire. La section III.3.2 détaille ce point.

Paramètres de Compton central et intégré Dans le cadre du modèle que je vais constituer dans la partie suivante, les paramètres SZ pour lesquels il va être intéressant de connaître des lois d'échelles sont les paramètres de Compton central et intégré sur la surface de l'amas, respectivement $y_0 = y(r = 0)$ et $Y = \int_{S_{amas}} y dS$ (*i.e.* le flux SZ, en arcmin²). Dans le cadre du modèle auto-similaire, on peut montrer les relations suivantes :

$$y_0 \propto h^2 \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} M_\odot} \right) f_{gas} \Delta_c(z) E^2(z); \quad (\text{II.82})$$

$$Y \propto h^{2/3} \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} M_\odot} \right)^{5/3} f_{gas} \Delta_c^{1/3}(z) E^{2/3}(z) D_A^{-2}(z). \quad (\text{II.83})$$

Ces deux relations me seront particulièrement importantes lors de la constitution de catalogues simulés puisqu'elles me permettront de ne pas calculer exactement les intégrales (coûteuses en temps de calcul) définissant y_0 et Y pour tous les amas : à partir des résultats justes calculés pour le premier amas du catalogue, je n'aurai qu'à considérer les dépendances en masse et *redshift* pour obtenir les résultats pour les autres amas. C'est une des raisons pour lesquelles je ne m'intéresse pas du tout aux normalisations de ces deux relations.

Malgré des observations encore assez restreintes, certains auteurs ont commencé à poser des contraintes sur les relations d'échelle entre les observables SZ et les autres. A titre d'exemple, Morandi et al. (2007) ont étudié un échantillon de 24 amas dans une gamme de *redshift* comprise entre 0,14 et 0,82. Cet échantillon correspond à des amas observés avec Chandra dont les données SZ sont disponibles par ailleurs dans la littérature. Ils ont ainsi pu mettre en évidence certaines déviations par rapport aux prédictions du modèle auto-similaire, en particulier entre les observables SZ et la température. D'un autre côté, le flux SZ Y apparaît comme un meilleur estimateur que la luminosité X de la masse totale. D'autre part, Bonamente et al. (2007) ont récemment fait une étude similaire avec 38 amas pour lesquels $0,14 \leq z \leq 0,89$ observés avec Chandra pour la partie X et OVRO et BIMA pour la partie SZ. Ils ont pour leur part montré que les relations d'échelle observées sont compatibles avec les prédictions du modèle auto-similaire. Les futurs résultats issus des observations de PLANCK (§IV.1.1) et SPT¹⁵ (*South Pole Telescope*) (Ruhl et al., 2004), entre autres, conduiront à des contraintes nettement plus fortes.

II.3 Cosmologie avec les amas de galaxies

Il existe différentes techniques qui permettent d'utiliser les amas de galaxies comme sondes cosmologiques. Je vais ici passer en revue les principales. L'intérêt majeur de ces techniques est qu'elles permettent de poser des contraintes indépendantes de celles accessibles avec les autres sondes, telles que les supernovae ou les anisotropies du CMB (la figure I.11 illustre ce point). Pour en savoir plus, on pourra se référer aux revues de Bartlett (2004), Borgani (2006), Tozzi (2006), Percival (2006) ou Schuecker (2005).

¹⁵<http://spt.uchicago.edu/index.php> ; sa première lumière a eu lieu en février 2007.

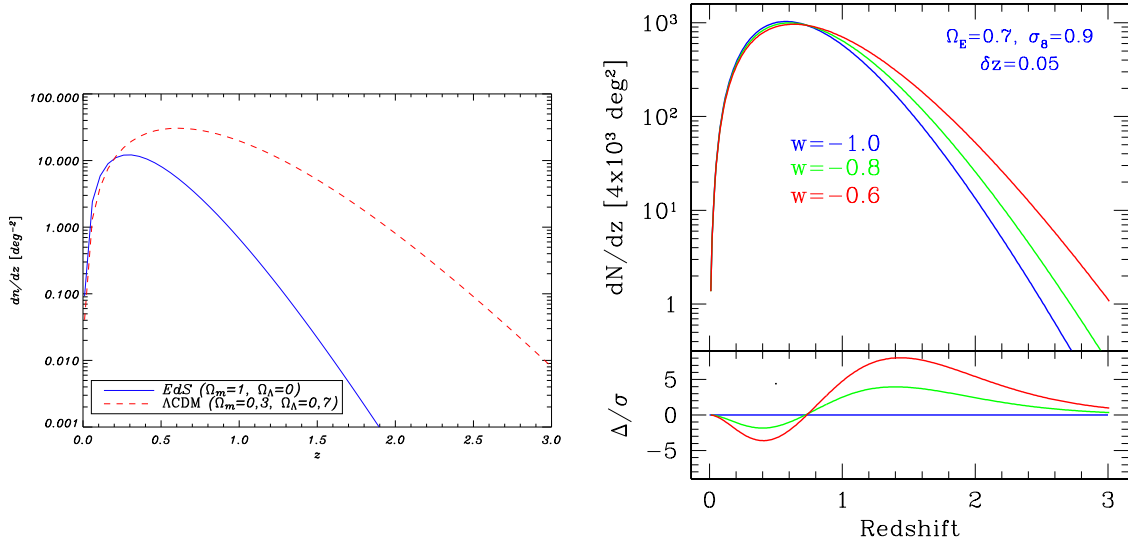


FIG. II.12: Gauche : Distribution en *redshift* $\frac{dn}{dz}$ des amas pour lesquels $M > 10^{14} M_\odot$ par unité de surface sur le ciel pour deux cosmologies différentes : EdS ($\Omega_m = 1$; $\Omega_\Lambda = 0$) et Λ CDM ($\Omega_m = 0,3$; $\Omega_\Lambda = 0,7$). La valeur de σ_8 dans le cas Λ CDM ($\sigma_8 = 0,78$) a été adaptée “à la main” dans le cas EdS pour que les abondances locales soient comparables ($\sigma_8 = 0,40$). Droite : Même chose, mais en faisant varier la valeur de l’équation d’état de l’énergie noire w (la partie basse de la figure montre les différences relatives entre chaque modèle). Cette figure est due à Mohr (2005).

Comptages On a vu à plusieurs reprises dans les pages précédentes que l’abondance des amas de galaxies dépend fortement de la cosmologie dans laquelle on se place. Le type de comptages le plus naturel correspond à l’étude de la distribution en *redshift* des amas, $\frac{dn}{dz}$, *i.e.* le nombre d’amas par unité de *redshift* et de volume comobile (ce qui peut être lié à une abondance par unité de surface sur le ciel). La partie gauche de la figure II.12 en donne un exemple dans les cas de cosmologies EdS et Λ CDM. Cependant, d’autres types de comptages peuvent être réalisés : l’objet théorique de base est la fonction de masse (§II.2.3) ; le fait de traduire cette fonction de masse en termes d’autres observables permet de nouveaux types de comptages. C’est ce qui est fait, par exemple, à l’aide des fonctions de température et de luminosité (respectivement XTF et XLF pour *X-ray Temperature/Luminosity Function* ; cf. §III.2.2). C’est une des motivations de la connaissance précise des relations d’échelle entre la masse et les observables de l’amas.

Il est important de noter que ces comptages sont d’autant plus sensibles aux effets de la cosmologie que les amas sont distants. Ainsi, plus un sondage est profond, plus les contraintes qu’il permet de poser sont fortes ; de plus, de nouvelles contraintes peuvent alors devenir accessibles, comme celles sur l’équation d’état de l’énergie noire. Il apparaît alors clair que l’effet SZ est un outil idéal dans le sens où son indépendance au *redshift* mène à la découverte d’amas lointains. Pour utiliser pleinement cette grande force, il faudra cependant avoir au préalable réalisé une calibration précise de la relation $Y - M$, ce qui nécessitera de combiner les observations SZ (donnant Y), à des observations donnant accès à la masse (par exemple, les observations X ; cf. partie IV).

Il est ensuite évident que l’on peut à partir des comptages déduire la fonction de cor-

relation à deux points, et ainsi contribuer à la détermination du spectre de puissance de la matière pour les échelles auxquelles sont sensibles les amas de galaxies (*i.e.* au delà de 10 Mpc).

Rapport masse sur luminosité Le rapport masse sur luminosité $\frac{M}{L}$ des amas de galaxies est également un traceur de la densité de matière dans l'Univers. En effet, diviser le rapport masse sur luminosité des amas par le rapport masse sur luminosité critique revient à estimer Ω_m . Calberg et al. (1996) ont mesuré $\frac{M_{vir}}{L} = 283 \pm 27 h \frac{M_\odot}{L_\odot}$ et $(\frac{M}{L})_c = 1160 \pm 130 h \frac{M_\odot}{L_\odot}$, ce qui conduit à $\Omega_m = 0,25 \pm 0,05 \pm 0,09$ (resp. erreurs statistiques et systématiques à 1σ).

Fraction de gaz Les amas de galaxies se formant par effondrement gravitationnel de la matière dans une certaine zone d'Univers, leur fraction de gaz $f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}$ est représentative du rapport $\frac{\Omega_b}{\Omega_m}$ (White et al., 1993; Evrard, 1997). Connaissant d'autre part la valeur de Ω_b à partir de la nucléosynthèse primordiale, on peut faire une détermination de Ω_m . Récemment, LaRoque et al. (2006) ont d'ailleurs pu mettre en avant des résultats cohérent avec ceux obtenus par d'autres techniques.

Plus encore, l'évolution de la fraction de gaz (que l'on considère malgré tout généralement constante avec le *redshift* dans les modèles simples (Eke et al., 1998); ce sera mon cas) peut permettre de sonder l'accélération de l'expansion de l'Univers, et ainsi contraindre la densité et l'équation d'état de l'énergie noire. Dans le cas d'un univers plat et en considérant une équation d'état constante pour l'énergie noire, Allen et al. (2007) ont mesuré $\Omega_m = 0,28 \pm 0,06$ et $w = -1,14 \pm 0,31$ à partir des amas seuls.

II.3.1 Les techniques propres à l'effet SZ

L'effet SZ permet évidemment de mettre en œuvre ces différentes techniques. Cela étant dit, il donne également accès à de nouveaux types de contraintes. Elles sont soit dues à l'effet SZ lui-même (en l'occurrence les effets SZ cinétique et polarisés), soit à la combinaison avec les observations X. Carlstrom et al. (2002) et Birkinshaw (1999) décrivent ces applications en détails.

Mesure de distances La combinaison des observations X et SZ permet d'estimer la distance angulaire d'amas de galaxies, et ainsi construire un diagramme de Hubble pour contraindre la cosmologie de la même façon que le font les supernovae de type Ia ou les BAO. Le fait que l'effet SZ et l'émission X n'aient pas la même dépendance en densité électronique rend cette mesure possible. En effet, la brillance de surface X est proportionnelle à l'intégrale sur la ligne de visée du carré de la densité :

$$S \propto \int_{ldv} n_e^2 T_e^{1/2} dl. \quad (\text{II.84})$$

D'un autre côté, la distorsion dont est responsable l'effet SZ est simplement proportionnelle à l'intégrale de la densité :

$$\Delta T \propto \int_{ldv} n_e T_e dl. \quad (\text{II.85})$$

La combinaison de ces deux mesures donne accès à la taille de l'amas selon la ligne de visée, ce que l'on peut lier à la distance angulaire connaissant d'autre part la taille an-

gulaire de l'amas et dans le cadre de l'hypothèse sphérique. Une fois de plus, on doit se satisfaire du fait que ces mesures de distances soient totalement indépendantes de celles que l'on pourrait faire à l'aide des autres techniques. Pour se faire une idée des performances de cette techniques, on peut se référer à l'article de Ameglio et al. (2006) qui évaluent la précision sur les déterminations de Ω_m et de la constante de Hubble à partir de simulations numériques : à partir d'un échantillon contenant 71 amas jusqu'à $z = 1,5$, ils estiment la valeur de H_0 avec une précision de $2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et celle de Ω_m avec une précision de 0,05.

Champs de vitesses Les effets SZ cinétique et polarisés sont les seules techniques qui permettent de contraindre les champs de vitesses sur les grandes échelles. Leur connaissance ouvrirait une nouvelle fenêtre sur la formation des structures. Cependant, ces deux effets sont particulièrement difficiles à observer. Il n'est aujourd'hui pas imaginable de les utiliser de façon satisfaisante.

III. Modélisation SZ/X

*Pour voir une chose il faut la comprendre...
Si nous avons une vision réelle de l'Univers,
peut-être pourrions-nous le comprendre.*

Jorge Luis Borges, *Le livre de Sable*

U MÊME TITRE que le CMB, les supernovae ou les BAO, les amas de galaxies s'avèrent être des sondes cosmologiques particulièrement intéressantes. D'une part, les processus intervenant dans leur formation sont sensibles aux propriétés de la matière noire ; d'autre part, leurs propriétés statistiques dépendent des caractéristiques de l'Univers et en particulier des propriétés de l'énergie noire, ce qui représente actuellement un intérêt considérable comme cela a été noté par le *Dark Energy Task Force* (Albrecht et al., 2006). Pour pouvoir tirer le maximum d'information à partir de leur étude, il est important de tirer parti du fait que leur observation peut se faire à travers différentes techniques : celles-ci présentent chacune des avantages, mais également des défauts que seule leur combinaison permet de contourner. En particulier, il semble capital de lier les observations X aux observations SZ : les premières sont réalisées depuis plusieurs décennies (et donc bien connues) et peuvent aujourd'hui être faites à l'aide d'instruments remarquablement puissants ; les secondes ont l'originalité d'être indépendantes du *redshift* ce qui les rendent idéales pour permettre la découverte des amas les plus distants et vont d'ici peu être à l'origine de l'obtention de données inédites (l'effet SZ n'a jusqu'à maintenant été que très peu utilisé). La préparation de la combinaison des données prochainement accessibles nécessite alors la réalisation d'un modèle rendant compte de façon cohérente de ces deux types de signaux. C'est le principal travail effectué au cours de ma thèse ; cette partie est dédiée à sa description.

Dans un premier temps, j'introduirai le modèle qui a servi de base à mes travaux (§III.1), en insistant sur l'approche générale qui a ici été choisie. J'aborderai ensuite la description de mon modèle en particulier, tant sur le plan de la physique des amas que sur leurs propriétés statistiques. Ceci passera par la mise en avant des problèmes existants en ce qui concerne la modélisation des émissions X et dont la résolution a servi de point de départ (§III.2). Puis je m'attarderai sur la question de l'évolution avec le *redshift* des relations que j'ai fait intervenir dans mon modèle, dont la bonne détermination est capitale (§III.3). Pour finir, l'essentiel des sections précédentes étant consacré à la partie X du modèle, je détaillerai sa partie SZ, pour conclure par les principes intervenant dans la constitutions des cartes d'observation simulées (§III.4).

III.1 Modèle de base

Après une courte introduction sur les différentes techniques existantes de simulations d’amas de galaxies, je vais décrire ici l’approche générale choisie dans le code originellement mis au point par J. B. Melin (2004) au laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie (PCC) du Collège de France (aujourd’hui partie intégrante de l’APC), code duquel je suis parti pour réaliser mes simulations. Celui-ci avait pour rôle de simuler des cartes SZ dans le but d’évaluer les effets de sélection intervenant dans les sondages “en aveugle”. Il ne permettait donc pas de modéliser les émissions X.

III.1.1 Simulations d’amas de galaxies

Le premier succès de la théorie newtonienne de la gravitation a été d’apporter une solution exacte à l’étude des mouvements relatifs de deux masses liées par interaction gravitationnelle (connu sous le nom de problème à 2 corps). Force est de constater que les choses se compliquent de façon dramatique quand on augmente le nombre de corps dont on considère l’interaction. Si le problème à 3 corps peut être résolu analytiquement dans de rares circonstances, il ne peut pas en être de même au delà, c’est-à-dire dans le cas qui nous concerne lorsque l’on s’intéresse à la formation d’un système tel qu’un amas de galaxies. C’est pourquoi il faut alors avoir recours à des simulations dites N-corps, dont le principe est essentiellement de calculer les mouvements de chaque particule intervenant dans la simulation pas à pas, en fonction de ses interactions avec chacune des autres particules. La première simulation N-corps est attribuée au suédois Erik Holmberg et date de 1941 (Holmberg, 1941). Celle-ci modélisait la collision de deux galaxies et avait été réalisée à l’aide d’un ordinateur analogique constitué de lampes de radio et de cellules photovoltaïques (“l’interaction” lumineuse entre les différentes “particules” composées d’une ampoule et d’une cellule photovoltaïque modélisait l’interaction gravitationnelle : les deux forces sont en $1/r^2$). Elle ne contenait alors que 74 particules et était restreinte à deux dimensions.

Ce n’est qu’avec l’avènement des simulations numériques (*i.e.* avec l’apparition des premiers ordinateurs avec une puissance de calcul suffisante) que les simulations N-corps à trois dimensions sont devenues réalisables pratiquement ; elles ouvrirent alors la voie à de nombreuses découvertes capitales, en particulier en ce qui concerne la formation des structures. Les premières simulations contenant une centaine de particules furent réalisées au début des années 1960. Dix ans plus tard, elles purent permettre de réconcilier la durée de formation d’un amas du type de Coma avec l’âge de l’Univers tel qu’on le mesure (Peebles, 1970). Ces simulations ne comptaient alors que quelques centaines de particules. Les simulations de White (1976) permirent de trancher entre les deux scénarios de formation des structures alors discutés : le scénario dit *bottom-up*, dans lequel les petites structures se forment en un premier temps puis fusionnent pour former les plus grandes structures, et le scénario *top-down* où, à l’inverse, les grandes structures se forment les premières pour se fragmenter en différentes sous-structures. Ces deux scénarios font intervenir des composantes de matière noire différentes : elle doit être froide (*i.e.* non relativiste) dans le cas *bottom-up* –on parle donc de matière noire froide ou CDM pour *Cold Dark Matter*– là où le cas *top-down* nécessite la présence d’une composante de matière noire chaude (*i.e.* relativiste) –ou HDM pour *Hot Dark Matter*. White (1976) montra alors que les amas se forment par l’amalgamation d’un système inhomogène de sous-amas. Ses simulations contenaient alors 700 particules.

Les simulations avec un nombre de particules de l'ordre de la dizaine de milliers n'ont été produites qu'au début des années 1980 (Efstathiou & Eastwood, 1981). Les premières simulations d'ordre cosmologique sont dues au “*Gang of Four*”, à savoir Davis, Efstathiou, Frenk et White (Davis et al., 1985). Un nouveau pas a été fait, en terme de précision et de “réalisme” (directement lié au progrès technologique en terme de puissance de calcul, au raffinement des techniques de programmation ainsi qu'à l'avancée des connaissances physiques, par exemple en ce qui concerne les conditions initiales à mettre en place), avec la simulation “Hubble Volume” réalisée par le consortium Virgo et contenant un milliard de particules (Colberg et al., 2000) (de telles simulations nécessitent plusieurs jours de calcul sur des super-calculateurs). Finalement, la réalisation N-corps la plus marquante à ce jour a été réalisée à l'aide du code GADGET (qui permet également de produire des simulations hydrodynamiques ; voir plus bas) et est dénommée “Millenium Run”.¹ Elle consiste en l'évolution d'une boîte de $500 h^{-1}\text{Mpc}$ contenant plus de 10 milliards de particules depuis $z = 127$ jusqu'à aujourd'hui (Springel et al., 2005). La figure III.1 représente la densité de matière noire dans des zones de différentes tailles dans cette réalisation à $z=0$. Toutes ces simulations ne contenaient cependant qu'une seule composante (CDM) ; la seule physique alors présente est la gravité. Elles ne permettaient donc pas de simuler à proprement parler des cartes d'observation, que cela soit pour les signaux X ou SZ (ou quels qu'ils soient).

Ce problème a conduit à la création de simulations hydrodynamiques faisant intervenir le gaz responsable de ces différentes émissions ; les premiers codes hydrodynamiques datent du début des années 1990. Ce type de codes nécessite l'implémentation de physiques autres que la gravitation (Evrard, 1988) : prise en compte de la pression (la matière noire est caractérisée par une pression nulle ; pas le gaz) mais aussi formation d'étoiles, contre-réaction (ou *feedback*) des supernovae et des noyaux actifs de galaxies (ou AGN pour *Active Galaxy Nuclei*), préchauffage et refroidissement du gaz (ou *preheating* et *cooling* respectivement)... Cette physique, bien qu'ayant récemment fait des progrès majeurs, doit mobiliser encore beaucoup d'effort afin d'augmenter la qualité de ces simulations hydrodynamiques. On peut citer trois codes hydrodynamiques publics particulièrement prolifiques : HYDRA² (Couchman et al., 1995), RAMSES³ (Teyssier, 2002) et GADGET⁴ (Springel et al., 2001; Springel, 2005). Je me référerai dans la mise au point de mon modèle à certains résultats issus de simulations produites avec ces codes (Ettori et al., 2004a; Muanwong et al., 2006). Le succès de ces simulations réside à la fois dans leur capacité à reproduire fidèlement aussi bien les structures à grande échelle, en particulier ces filaments de matière mis en évidence par les grands sondages de galaxies du type SDSS ou 2dF, que les amas de galaxies dont les propriétés sont relativement proches de celles des amas effectivement observés.

Il est cependant possible de simuler des observations d'amas de galaxies en un temps de calcul nettement moins conséquent. Les méthodes le permettant sont des méthodes analytiques basées sur l'utilisation de la fonction de masse (cf. §II.2.3). La fonction de masse décrivant le nombre d'amas d'une certaine masse à un *redshift* donné par unité de volume et sachant que la statistique des amas est poissonnienne, il est assez aisé de tirer aléatoirement un catalogue contenant les masses et *redshifts* des amas, données à partir desquelles toutes

¹Dans le cadre du projet Horizon (<http://www.projet-horizon.fr/>), Romain Teyssier et son équipe ont cependant réalisé une simulation contenant 70 milliards de particules. Au moment de l'écriture de cette thèse, leur résultats ne sont pas encore publiés.

²<http://hydra.susx.ac.uk/>

³http://www-dapnia.cea.fr/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast_sstechnique.php?id_ast=904

⁴<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

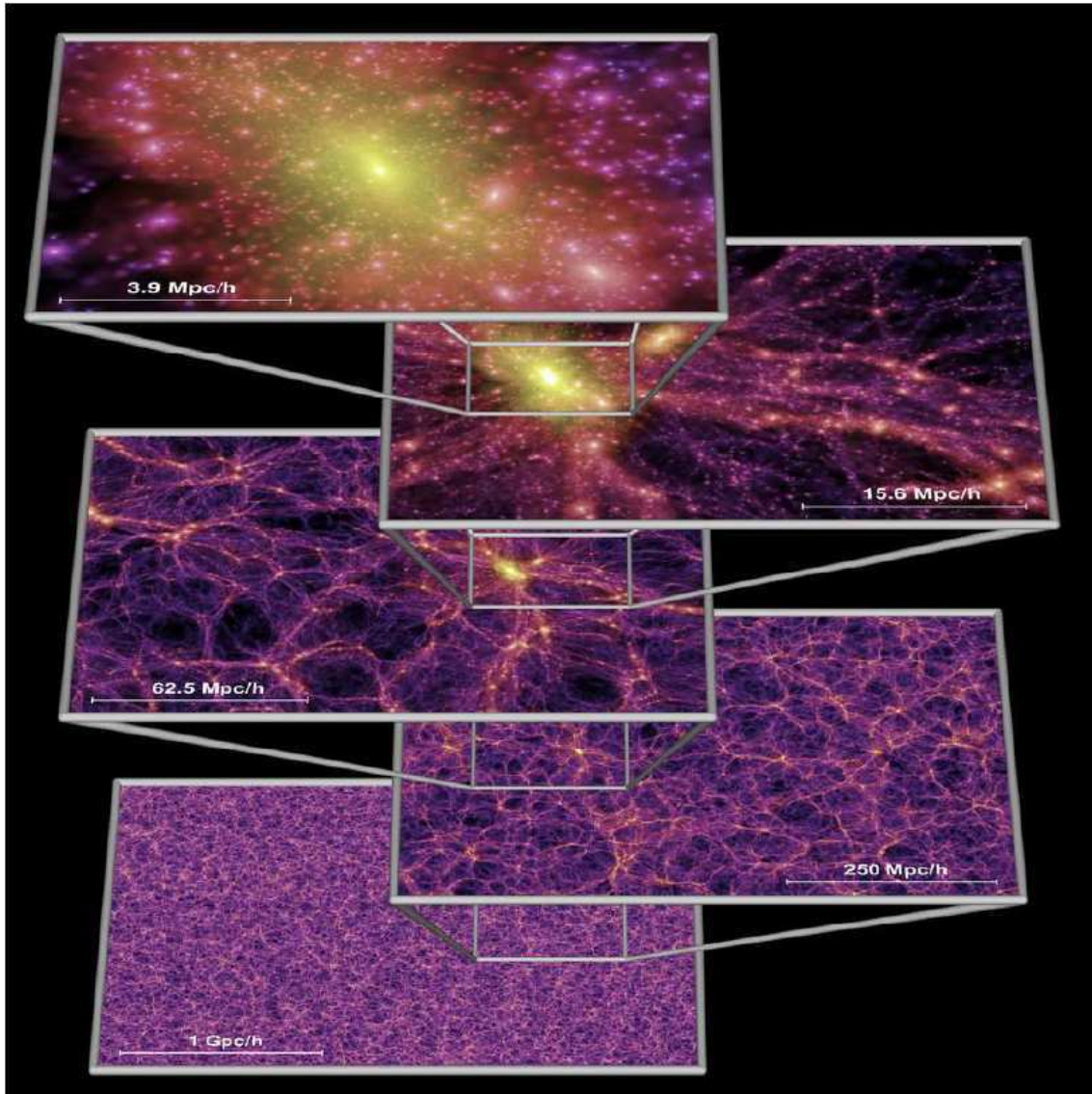


FIG. III.1: Illustration du “Millenium Run”, produit d’une simulation N-corps réalisée avec le code public GADGET. Elle correspond à l’évolution d’une boîte de $500 h^{-1}\text{Mpc}$ contenant plus de 10 milliards de particules depuis $z = 127$ jusqu’à $z = 0$, *redshift* de la figure ci-dessus. Celle-ci représente la densité en matière noire des structures produites dans des champs de tailles différentes (les zones les plus brillantes sont les zones les plus dense). On peut aussi bien y observer la structure filamentaire à grande échelle mise en évidence par les grands sondages de galaxies (tel que le SDSS ou le 2dF) que des amas de galaxies sur les plus faibles échelles, tel que celui sur lequel est centrée l’image de plus petite surface. Tirée de Springel et al. (2005).

les informations que l’on peut souhaiter connaître peuvent être déduites.

III.1.2 Approche choisie

Les deux approches décrites ci-dessus sont dans leur principe radicalement différentes. Celle basée sur une utilisation statistique de la fonction de masse permet de réaliser des simulations en un temps tout à fait raisonnable (*i.e.* quelques minutes) sur un ordinateur de bureau des plus classiques. Cependant, elle ne donne aucune information sur la façon dont doivent être disposés les amas sur les cartes. En d'autres termes, elle ne permet pas de tenir compte des corrélations spatiales des amas *a priori*. D'un autre côté, les simulations hydrodynamiques sont beaucoup plus fidèles à la réalité : elles permettent de résoudre de façon exacte les équations décrivant la formation des structures qui n'admettent par ailleurs pas de solutions analytiques. Ce réalisme a cependant un coût, celui d'un temps de calcul nettement plus conséquent sur des calculateurs bien plus puissants que l'ordinateur sur lequel j'écris ces lignes.

La méthode choisie par J. B. Melin (2004) est intermédiaire : elle est dans un premier temps basée sur la fonction de masse mais permet néanmoins d'introduire des corrélations entre les amas. Cependant, aucun de mes travaux ne fait intervenir ces corrélations. C'est pourquoi je ne décrirais pas leur mise en œuvre ici.

Modélisation de l'amas

Comme je l'ai écrit précédemment, la modélisation des différentes émissions d'un amas nécessite que le modèle le décrivant fasse intervenir d'une part la composante matière noire de l'amas (c'est elle qui représente la majeure partie de l'amas) et d'autre part la composante gaz de l'amas (responsable des émissions X et de l'effet SZ). (La modélisation d'observations optiques d'un amas nécessiterait également l'introduction d'une composante galaxie.) Ces deux composantes sont traitées différemment. Cavaliere & Fusco-Femiano (1976) ont montré à partir d'observations réalisées sur l'amas Coma que le profil en densité du gaz de l'amas pouvait être fidèlement décrit par un profil de King (1972) ou modèle β (c'est le terme que j'emploierai dorénavant) :

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

où $n_e(r)$ est la densité électronique de l'amas à une distance r du centre de l'amas, n_{e0} la densité électronique au centre, r_c le rayon de cœur, qui n'est rien d'autre qu'un rayon caractéristique de l'amas et β "le" paramètre du modèle β . Les observations X ont permis de mettre en avant le fait que $\langle \beta \rangle \sim 2/3$ (Jones & Forman (1984) ont mesuré $\langle \beta \rangle = 0,65$) ; c'est la valeur que je conserverai tout au long de cette étude. Il faut malgré tout noter que les observations X ont permis de mettre en évidence le fait que le gaz de l'amas ne suit plus ce profil dans les zones centrales et périphériques. Le modèle β sous-estime la densité de gaz au centre de l'amas et ce à cause d'un pic également présent dans la distribution de matière noire. C'est ce qui apparaît par exemple dans le cas de l'amas A1413 étudié par Pratt & Arnaud (2002). De plus, le profil observé est plus pentu que celui décrit à l'aide du modèle β (Neumann, 2005). Ces deux points sont illustrés sur les figures III.2. Je considérerai néanmoins cette hypothèse comme satisfaisante, au moins dans un premier temps.

D'autre part, cette fois à partir de simulations N-corps, il a été montré que le profil de

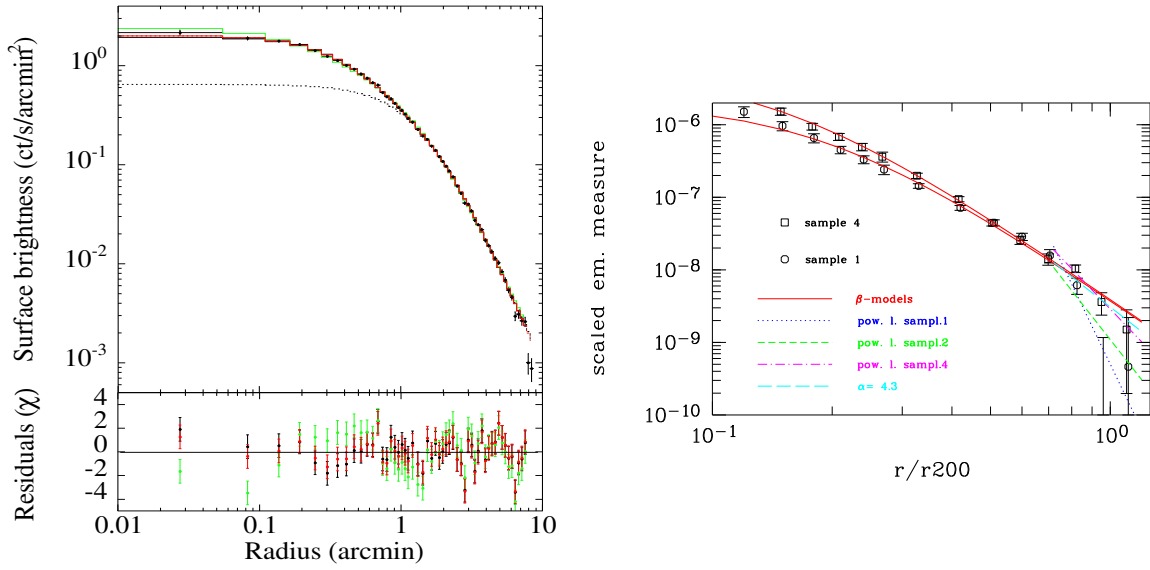


FIG. III.2: Déviations par rapport au modèle β . Gauche : Brillance de surface de l'amas A1413 observé par XMM. La ligne pointillée représente le meilleur ajustement d'un modèle β sur les régions externes de l'amas ; la densité au centre est clairement sous-estimée. Les autres ajustements correspondent à de nouvelles paramétrisations proposées dans Pratt & Arnaud (2002), dont cette figure est extraite. Droite : Cette figure représente le profil du gaz en fonction du rayon normalisé à r_{200} pour deux sous-échantillons issus des amas utilisés dans l'étude de Neumann (2005) (*sample 1* : amas les plus froids ; *sample 4* : amas les plus chauds). Dans les deux cas, le modèle β , qui reproduit bien la plupart du profil, n'est pas assez pentu dans les zones externes de l'amas. Cette figure est tirée de Neumann (2005).

densité du halo de matière noire d'un amas était bien décrit par un profil NFW, du nom de ses trois auteurs (Navarro et al., 1996; Navarro et al., 1997) :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (\text{III.2})$$

où $\rho(r)$ est la densité de l'amas au rayon r , ρ_c la densité critique de l'Univers, r_s un (autre) rayon caractéristique de l'amas et où δ_c est défini par :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}, \quad (\text{III.3})$$

avec c la concentration. De plus, c et r_s sont reliés par $r_s = r_{200}/c$.

Finalement, dans un souci de simplicité, les hypothèses d'isothermie, de sphéricité et d'auto-similarité ont été conservées. Ceci n'est pas nécessairement justifié. En particulier, nous verrons plus bas que l'on ne peut définitivement pas se placer dans le cadre d'un modèle en tout point auto-similaire. Ce sera effectivement corrigé. Les deux autres hypothèses sont tout aussi discutables. Les observations X ont pu mettre en évidence des structures internes aux amas s'écartant ainsi de façon significative de l'hypothèse de symétrie sphérique. Cependant, elle reste en moyenne tout à fait vérifiée. Il en va de même pour l'isothermie : ces sous-structures correspondant à des surdensités du gaz sont souvent d'une température

différente de la moyenne (par exemple, les *cooling flows*), ce que l'on peut considérer comme négligeable en première approximation. Cela étant, quand bien même ces surdensités seraient absentes, les amas présentent un profil en température bien défini que le peut décrire d'une façon universelle (Pratt et al., 2007) ; de plus, des écarts à ce profil dûs à la présence d'effets non-gravitationnels (tels que les *cooling flows*) peuvent être observés, en particulier dans la région centrale des amas (Fabian & Sanders, 2006). Encore une fois, je ne considérerai pas ces "détails" : les travaux que je décris ici ne portent en rien sur la structure interne des amas, mais plutôt sur leur propriétés d'ensemble ou moyennes. C'est pourquoi j'utiliserai les relations d'échelle, dont le but est justement de définir des propriétés moyennes ; les effets que j'ai décrits ci-dessus pourront par la suite être pris en compte à travers l'ajout de dispersion sur les principaux paramètres de l'amas (cf. §V.1). Je m'intéresserai aussi à l'éventualité d'introduire les profils en température observés dans le modèle (cf. §V.2).

Lois d'échelle

Dans l'état actuel des choses, ce modèle de base fournit en fait des catalogues d'amas où les seuls paramètres connus sont les masses et *redshifts*. L'idée est alors d'utiliser les relations d'échelle observées (*i.e.* les relations simples reliant les différents paramètres d'un amas entre eux ; elles peuvent également être prédites théoriquement dans le cadre d'un modèle, ce qui en fait un test direct du dit modèle) pour étendre ce catalogue aux températures, rayons caractéristiques, densités électroniques centrales, luminosités X, paramètres Compton centraux et intégrés, etc. Les relations d'échelle que j'ai considérée sont décrites dans la section §III.2.2.

Le modèle qui va alors en résulter sera basé sur un principe modulaire : une fois les masses et *redshifts* calculés, chaque paramètre est déterminé à partir d'une relation simple. Ces relations sont indépendantes les unes des autres. Chacune d'entre elles peut être adaptée simplement à la suite de nouveaux développements théoriques ou observationnels, ou de confrontations avec des données existantes. Les simulations qu'elles permettent de réaliser étant obtenues rapidement, il est très simple de voir les conséquences de chacun de ces changements éventuels (ce que ne permettrait pas une simulation N-corps ou hydrodynamique).

III.2 Réconciliation théorie/observation

Le but originel du modèle que je me propose ici de mettre au point à partir du modèle de base précédemment décrit est de rendre compte de façon cohérente des émissions X et de l'effet SZ dans les amas de galaxies. Le modèle SZ (trop simpliste) existant au préalable, la première étape a consisté en la constitution d'un modèle X, permettant de reproduire la plupart des observations existantes (cf. §III.2.2), et ce dans deux buts distincts : d'une part, ce qui est tout à fait trivial, la modélisation X résultante sera ainsi fidèle aux observations ; d'autre part, le modèle traitant les deux types d'émission de façon cohérente, l'émission SZ en sera d'autant plus contrainte et donc plus réaliste. En effet, les signaux SZ et X sont produits par la même composante, à savoir le gaz intra-amas ; ainsi les contraintes issues des observations X sont-elles automatiquement traduites en contraintes sur l'émission SZ.

La première étape de la conception de ce modèle a été la réconciliation des relations théorique et observée entre luminosité X et température spectrale, respectivement notées

Source	$\alpha_{LT} (L_X \propto T^{\alpha_{LT}})$
Markevitch (1998)	$2,64 \pm 0,27$
Arnaud & Evrard (1999)	$2,88 \pm 0,15$
Xue & Wu (2000)	$2,79 \pm 0,08$
Novivki et al. (2002)	$2,82 \pm 0,32$
Lumb et al. (2004)	$2,7 \pm 0,4$
Pierre et al. (2006)	2,91

TAB. III.1: Exemples de mesures de la pente de la relation $L - T$

$L_{X_{th}} - T_{spec}$ et $L_{X_{obs}} - T_{spec}$ (cf. §III.2.1) ; d'une manière générale, je ferai désormais référence à ce type de relation en terme de relation $L - T$. Cette divergence entre théorie et expérience apparaît dans le cadre du modèle auto-similaire de base. En particulier, la forme du profil en densité y est fixée *a priori* et donc indépendante de la température : la seule liberté correspond à la normalisation de ce profil, *i.e.* la densité au centre de l'amas. L'idée première est alors d'adapter ce modèle en introduisant une dépendance en température dans le profil en densité de l'amas pour pallier ce défaut. D'autres adaptations majeures seront cependant nécessaires. C'est ce que je décris ici.

III.2.1 La relation $L - T$ locale : état des lieux

De nombreuses études se sont portées sur la caractérisation de la relation $L - T$. D'une part, ces deux quantités sont directement observables (contrairement à la masse de l'amas) : ceci permet de contraindre très fortement leur relation. D'autre part, la mesure de cette relation permet de tester un modèle d'amas, celle-ci étant prédictible dans le cadre du modèle. Par exemple dans le cadre du modèle sphérique isotherme auto-similaire, c'est-à-dire le modèle de base dans lequel je me suis placé, on peut écrire à partir de la loi d'émission du *bremsstrahlung* (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$L \propto n_e^2 V T^{1/2} \propto n_e M T^{1/2} \quad (\text{III.4})$$

avec n_e la densité électronique de l'amas, V son volume, T sa température et M sa masse totale. On peut d'autre part écrire que $M \propto T^{3/2} E^{-1}$ et $n_e \propto \rho_c \propto E^2$ (ceci n'est valable que si l'on considère Δ_c , le contraste en densité critique, indépendant de *redshift* ; sauf mention particulière, je considérerai $\Delta_c = 500$). On a alors :

$$L \propto T^2 E(z). \quad (\text{III.5})$$

Une expression détaillée de cette relation est donnée plus bas (éq.(III.12)).

Les observations ont depuis longtemps mis en évidence une déviation assez franche de la relation $L - T$ locale par rapport aux prédictions théoriques : on observe invariablement une pente plus forte qu'attendue. (Son évolution avec le *redshift* est encore très mal contrainte – cf. tab. III.4.) Le tableau III.1 fournit une liste de contraintes observationnelles sur la pente de la relation $L - T$.

C'est cette divergence que je me propose, dans un premier temps, de résoudre à l'aide du modèle que je décris ici.

III.2.2 Paramètres et contraintes intervenant dans le modèle

La constitution de ce modèle s'est appuyée sur un certain nombre de contraintes issues de diverses observations. Elles peuvent être séparées en deux catégories de part l'utilisation que j'en ai faite : certaines contraintes ont été introduites en entrée du modèle, d'autres ont servi à le valider à travers ses prédictions. Après avoir fait la liste des différents paramètres pertinents du modèle, je vais décrire chacune de ces contraintes et mettre en avant leur implication dans le modèle.

Paramètres

Les définitions des paramètres libres du modèle ont été introduites plus haut ou vont l'être précisément à travers les contraintes ; je ne vais donc ici en faire que l'inventaire pour pouvoir expliciter clairement les choses. Ces paramètres sont donc :

- σ_8 , la normalisation du spectre de puissance de la matière ;
- T^* , la normalisation de la relation $M - T$;
- r_c , le rayon de cœur de l'amas ;
- n_{e0} , la densité électronique centrale ;
- β , du modèle β (en toute rigueur, il doit être considéré comme un paramètre mais, comme on l'a vu, j'ai gardé sa valeur fixée à 2/3).

Tous ces paramètres et/ou leurs combinaisons me permettent de définir les grandeurs importantes. Par exemple, σ_8 définit le nombre d'amas contenu dans une simulation donnée, T^* relie leurs masse et température et donc toutes les autres grandeurs auxquelles sont reliées la température à travers les lois d'échelle, r_c , n_{e0} et β fixent complètement la forme du profil en densité fixant ainsi les profils d'émissions, les grandeurs intégrées sur ces profils, la fraction de gaz...

Contraintes en entrée

Cosmologie Je me suis placé dans un modèle cosmologique correspondant aux résultats obtenus à partir des mesures des anisotropies du CMB par la sonde WMAP après trois ans d'observation (Spergel et al., 2007), à savoir :

$$\Omega_m = 0,23 ; \Omega_b = 0,042 ; \Omega_\Lambda = 0,77 ; h = 0,73^5.$$

Comme je l'ai dit précédemment, σ_8 , la normalisation du spectre de puissance $P(k)$, bien qu'ayant été estimée à partir des mesures de WMAP ($\sigma_8 = 0,761_{-0,048}^{+0,049}$), est ici considérée comme un des paramètres du modèle. C'est en fait à partir de mesures issues des observations d'émissions X d'amas de galaxies que je vais le contraindre pour ensuite le comparer à la valeur de WMAP.

⁵Cette valeur est obtenue à partir des données de WMAP en considérant un univers plat. On a d'autre part vu au §I.2.4 que la valeur mise en avant dans le cadre du HST Key Program est $h = 0,72$ (Freedman et al., 2001).

Relation $M_{500} - T_{spec}$ ⁶ Les observations X ne pouvant être réalisées qu'à l'intérieur d'un rayon relativement faible (la luminosité X est proportionnelle au carré de la densité électronique; le profil X d'un amas est donc peu étendu), la relation $M - T$ observée que j'utilise pour contraindre le modèle est la relation $M_{500} - T_{spec}$, où la masse est estimée dans un rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne est égale à 500 fois la densité critique (*i.e.* $\Delta_c = 500$). Plus particulièrement, la relation $M_{500} - T_{spec}$ est celle proposée par Vikhlinin et al. (2006) :

$$M_{500} = M_5 \left(\frac{T_{spec}}{5 \text{keV}} \right)^{\alpha_{MT}} h^{-1} E^{-1}(z) \quad [10^{15} M_{\odot}] \quad (\text{III.6})$$

où $\alpha_{MT} = 1,5$ (Vikhlinin et al. (2006) donnent en fait $\alpha_{MT} = 1,58 \pm 0,11$, ce qui est compatible avec 1,5, *i.e.* la valeur obtenue dans le cadre du modèle auto-similaire) et $M_5 = 0,289 \pm 0,016 [h^{-1} 10^{15} M_{\odot}]$. Cependant, j'ai préféré réécrire cette relation dans une forme m'étant plus familière :

$$M_{500} = \left(\frac{T_{spec}}{T^*} \right)^{\alpha_{MT}} h^{-1} E^{-1}(z) \quad (\text{III.7})$$

avec $T^* = 5 \times M_5^{-1/\alpha_{MT}} = 11,3_{-0,40}^{+0,43} \text{keV} \cdot (10^{15} M_{\odot})^{-1/\alpha_{MT}}$ ^{7, 8} (j'ai déterminé les erreurs sur T^* en ne considérant aucune erreur sur α_{MT} , ayant imposé sa valeur). D'autres études ont mené à des résultats compatibles avec ceux-ci, comme ceux d'Arnaud et al. (2005) : un tel accord entre des études indépendantes (réalisées avec des observations issues de différents instruments, à savoir Chandra et XMM) n'existait pas il y a quelques années (avec les données issues de ROSAT et ASCA); la relation que j'emploie peut donc être considérée comme totalement digne de confiance.

Cette relation présente un intérêt tout à fait capital : elle permet de relier la masse, qui est une donnée obtenue dès la constitution du catalogue simulé à partir de la fonction de masse, à la température qui est elle une des observables les plus "importantes" d'un amas, dans le sens où la plupart des relations d'échelle existantes la relie aux autres paramètres. A titre de remarque, on peut noter que M_{500} n'est pas la masse telle qu'elle est définie dans la fonction de masse. Ceci devra évidemment être pris en compte. Je détaille plus particulièrement ce point au §III.3.1 (voir aussi l'annexe B).

Relation $L_X - T_{spec}$ Je ne cite cette contrainte ici qu'à titre indicatif : je ne donnerai l'expression que j'ai retenue que plus bas. La raison pour laquelle je ne considère pas cette relation au même titre que les autres est qu'elle est, bien plus que les autres, l'origine de tous les travaux faits dans ce modèle. Elle n'en est cependant pas moins une contrainte observationnelle en entrée du modèle.

⁶Pour plus de clarté, quand cela est nécessaire, je considérerai deux températures différentes pour un amas : la *température spectrale*, T_{spec} , qui correspond à la température X et la *température du gaz*, T_{gas} , qui correspond elle à la température SZ

⁷A titre indicatif, cette normalisation de la relation $M_{500} - T_{spec}$ correspond à une normalisation de la relation $M_{vir} - T_{spec}$ de l'ordre de $1,73 \text{keV} \cdot (10^{15} M_{\odot})^{-1/\alpha_{MT}}$.

⁸Je dois avouer que, même si je préfère effectivement écrire la relation $M - T$ de cette façon, cela ne conduit pas à une unité parlante en ce qui concerne sa normalisation !

Relation $r_{500} - T_{spec}$ De la même manière que pour la relation $M_{500} - T_{spec}$, Vikhlinin et al. (2006) fournissent la relation $r_{500} - T$ suivante :

$$r_{500} = r_5 \left(\frac{T_{spec}}{5\text{keV}} \right)^{\frac{\alpha_{MT}}{3}} h^{-1} E^{-1}(z) \quad [\text{Mpc}] \quad (\text{III.8})$$

où $r_5 = 0,796 \pm 0,015 [h^{-1} \text{Mpc}]$.

Fraction de gaz La fraction de gaz d'un amas de galaxies, définie comme le rapport de la masse de gaz à la masse totale, $f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}$, a également fait l'objet de nombreuses études. En particulier, Evrard (1997) a montré à partir de simulations numériques qu'elle était un bon estimateur de la fraction de baryon dans l'univers. On considère généralement que l'on peut écrire :

$$f_{gas} = \text{const.} \sim 0,9 \frac{\Omega_b}{\Omega_m}. \quad (\text{III.9})$$

C'est ce que je considérerai dans un premier temps.

Cependant, Mohr et al. (1999) et Vikhlinin et al. (1999) ont pu mettre en évidence une variation de la fraction de gaz avec la température : ils mesurent respectivement $M_{gas} \propto T^{1,98 \pm 0,18}$ et $M_{gas} \propto T^{1,71 \pm 0,13}$; une fraction de gaz constante aurait conduit à $M_{gas} \propto T^{3/2}$. Les simulations numériques prédisent également une telle évolution, avec une amplitude cependant moindre (Ettori et al., 2004a; Nagai et al., 2007). J'ai pour ma part dérivé une autre relation $f_{gas} - T$ à partir des données de Mohr et al. (1999) : la relation donnée ci-dessus a été obtenue dans le cadre d'estimation de masses faites à partir du modèle β isotherme ; les autres résultats, fournis dans le cadre de masses estimées à partir de relation d'échelle issues du théorème du viriel, correspondent plus à la démarche que je suis ici et la dispersion qui leur est associée est significativement plus faible que dans le cadre du modèle β . En réalisant un ajustement à l'aide du programme BCES *bisector* (Akritas & Bershady, 1996), j'ai obtenu :

$$f_{gas} = 0,0256_{-0,015}^{+0,018} T_{spec}^{0,484 \pm 0,128} h^{-3/2}. \quad (\text{III.10})$$

Je n'ai cependant utilisé que la pente de cette relation gardant ainsi une certaine liberté sur la normalisation.

XTF intégrale locale Au cours de tout ce travail, j'ai cherché à préserver autant que possible une certaine cohérence. Celle-ci a pu prendre la forme de la réconciliation des prédictions théoriques et des observations (cf. §III.2.3). Elle a d'autre part pris la forme d'une attention portée à la détermination des différents paramètres intervenant dans le modèle. C'est pourquoi j'ai choisi de ne pas prendre en considération la mesure de σ_8 de Spergel et al. (2007) à partir des données de WMAP. En effet, la valeur de σ_8 est étroitement liée à la celle de T^* , la normalisation de la relation $M - T$ (voir plus haut). C'est ce qui apparaît sur la partie gauche de la figure III.3, où j'ai ajusté la fonction de température différentielle (*i.e.* le nombre d'amas par unité de volume et de température ; j'appellerai à partir de maintenant les fonctions de température XTF pour *X-ray Temperature Function*) prédite par le modèle sur les données existantes pour différentes valeurs de T^* . On peut raisonnablement considérer ces données comme fiables : la figure III.4 montre différentes mesures de XTF ; celles-ci sont majoritairement compatibles les unes avec les autres (Ikebe et al., 2002). On pourra également se référer à Blanchard et al. (2000). Pour ma part, j'ai considéré la XTF de Henry

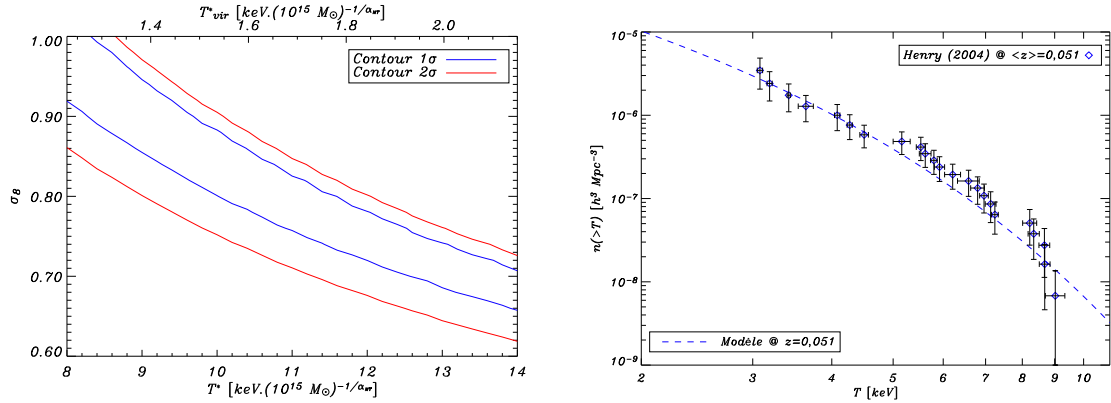


FIG. III.3: Gauche : Dégénérescence du couple (T^*, σ_8) obtenue à partir d’ajustement sur la XTF différentielle locale. T_{500}^* désigne ici la normalisation de la relation $M_{500} - T_{spec}$ quand T_{vir}^* est la normalisation de la relation $M_{vir} - T_{spec}$; les deux sont liés de façon univoque. Droite : Meilleur ajustement de la XTF différentielle locale de Henry (2004) représenté en terme de XTF intégrale. En considérant la mesure de T^* de Vikhlinin et al. (2006), *i.e.* $T^* = 11,3 \text{ keV} \cdot (10^{15} M_\odot)^{-1/\alpha_{MT}}$, cet ajustement est obtenu pour $\sigma_8 = 0,78$.

(2004). La XTF peut être facilement dérivée à partir de la fonction de masse et de la relation $M - T$.

J’ai alors cherché à déterminer une valeur de σ_8 correspondant à la valeur de T^* de Vikhlinin et al. (2006) (bien évidemment, cette valeur dépend également de la cosmologie dans laquelle on se place). J’ai fait cet ajustement en minimisant le χ^2 en fonction de σ_8 sur la XTF différentielle à bas *redshift* ($\langle z \rangle = 0,051$). Ceci est représenté sur la partie droite de la figure III.3, en termes de XTF intégrale (*i.e.* le nombre d’amas par unité de volume au-dessus d’une certaine température), qui présente l’avantage “esthétique” de ne pas être *binnée* mais le défaut que chacun des points de mesure y sont corrélés.

Dans ces conditions, la meilleure valeur que j’ai pu obtenir est $\sigma_8 = 0,78^{+0,026}_{-0,027}$ (la valeur du χ^2 réduit est de 0,98). Ce résultat est particulièrement satisfaisant : en effet, bien qu’étant issue de mesures totalement indépendantes de celles de WMAP, la valeur de σ_8 ici obtenue est tout à fait compatible avec celle de Spergel et al. (2007) ($\sigma_8 = 0,761^{+0,049}_{-0,048}$)⁹. Le fait d’obtenir des résultats cohérents à partir de deux techniques totalement indépendantes est évidemment une très bonne indication de la validité du modèle cosmologique que la communauté se propose de constituer. Ça l’est tout autant quant à la validité du modèle d’amas que je mets ici au point.

Contraintes permettant de valider le modèle

A ce stade, le modèle est déjà assez contraint : il y a plus de contraintes que de paramètres libres. Les autres contraintes que je considère me permettent de le surcontraindre et ainsi d’essayer de le valider.

⁹La valeur mise en avant par Henry (2004) et obtenue dans le cadre d’un modèle différent est $\sigma_8 = 0,66 \pm 0,16$.

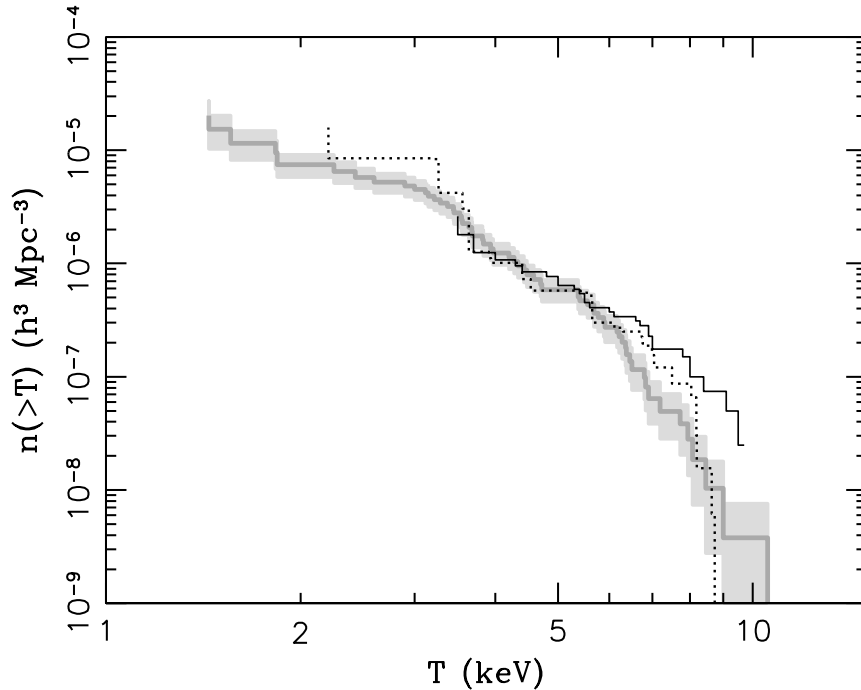


FIG. III.4: Comparaison de différentes XTF intégrales issues de Markevitch (1998) (trait plein), Henry (2000) (pointillés) et Ikebe (2002) (zone grise). La figure est extraite de Ikebe (2002)

Relation $r_c - T_{spec}$ Le rayon de cœur de l'amas fait partie des observables auxquelles aucune contrainte n'est apportée en entrée du modèle ; il est directement prédit. Ceci permet une première confrontation aux observations. Dans ce but, j'ai utilisé deux types de contraintes : d'une part, une relation $r_c - T_{spec}$ locale déduite de Romer et al. (2001),

$$r_c = 6,36 \cdot 10^{-2} h^{-1} T_{spec}^{0,371} \quad [\text{Mpc}] ; \quad (\text{III.11})$$

d'autre part, les mesures de Lumb et al. (2004) et Sanderson et al. (2003). La relation $r_c - T_{spec}$ que j'ai déduite de Romer et al. (2001) peut sembler peu digne de confiance : je l'ai déduite à partir d'autres relations données qui datent de bientôt une décennie et légèrement différentes de celles issues des observations actuelles. Cependant, elle semble ne pas être très éloignée de ce à quoi on pourrait s'attendre *a priori* dans le cadre du modèle auto-similaire : celui-ci ne prédit aucune différence dans les comportements de r_{500} et r_c . Ce dernier doit donc aller comme $T_{spec}^{1/2}$. D'autre part, elle a l'indéniable avantage d'être la seule que j'ai pu trouver dans la littérature.

XLF différentielle locale On a vu que les amas pouvaient être étudiés de manière statistique sous la forme de comptage d'amas par unité de volume en fonction de la température (XTF) ; la même chose peut-être faite en terme de luminosité. On parle alors de fonction de luminosité (ou XLF pour *X-ray Luminosity Function*). Ebeling et al. (1997) et Böhringer et al. (2002) ont mesuré la XLF différentielle (nombre d'amas par unité de volume et de luminosité X en fonction de la luminosité) locale. La validation de mon modèle passera

donc également par la reproduction de leurs résultats.

III.2.3 Détermination de $x_{500}(T_{spec})$

Dans le cadre d'un modèle totalement auto-similaire, la modélisation des émissions X des amas de galaxies pose problème : la relation observée reliant luminosité X (L_X) et température d'émission (T_{spec}) ne coïncide pas avec la relation théorique dans le cadre du modèle sphérique isotherme ($L_{X_{th}} \propto T_{spec}^2$ alors que $L_{X_{obs}} \propto T_{spec}^{2,5-3}$; cf. éq.(III.5) et (III.13)).

Pour remédier à ce problème, j'ai donc imposé $L_{X_{th}} = L_{X_{obs}}$ pour tout T_{spec} , tout en laissant une liberté totale sur l'évolution du profil en densité du gaz dans l'amas (que je caractérise par x_{500} , le rapport entre rayon à l'intérieur duquel la densité est égal à 500 fois la densité critique (r_{500}) et rayon de cœur (r_c) de l'amas) en fonction de la température¹⁰ (le modèle d'émission menant à une pente égale à 2, semblable à celui décrit au §III.1, considère x_{500} constant). En d'autres termes, $L_{X_{th}}$ dépendant de x_{500} , j'ai fait en sorte que x_{500} "comble" la différence entre les dépendances en température des deux luminosités. L'expression théorique de la luminosité X [erg s⁻¹] est approximée par (je ne considère ici que le *bremsstrahlung* et néglige donc les autres processus; le détail de ce calcul est donné dans l'annexe A) :

$$\begin{aligned} L_{X_{th}} &= \int_{r < r_{500}} \varepsilon^{ff} d^3r \\ &= 4\pi \varepsilon_0 g_B \sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}} \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} \frac{(r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3}{5^{\alpha_{MT}} h^3} \\ &\quad \times T_{spec}^{\frac{1}{2} + \alpha_{MT}} E^{-3} x_{500}^{-3} n_{e0}^2 I_2(x_{500}, \beta) \end{aligned} \quad (III.12)$$

avec $I_2(x_{500}, \beta) = \int_0^{x_{500}} x^2 (1+x^2)^{-3\beta} dx$, ε^{ff} l'émissivité des électrons du gaz intra-amas par *bremsstrahlung* en erg s⁻¹ cm⁻³ (Rybicki & Lightman, 1979), $\varepsilon_0 = \frac{2^5 \pi e^6}{3 h_P m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e}}$ (où e est la charge de l'électron, h_P la constante de Planck, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière), g_B le facteur de Gaunt moyen, μ le poids moléculaire moyen.

D'autre part, la relation $L - T$ observée que j'ai considérée est :

$$\boxed{L_{X_{obs}} = L_0 \left(\frac{T_{spec}}{6\text{keV}} \right)^{\alpha_{LT}} E(z)} \quad (III.13)$$

où $L_0 = 2,87 \times 10^{44} h^{-2}$ erg s⁻¹, $\alpha_{LT} = 2,88$. J'ai obtenu cette expression d'une part en prenant la relation $L_{X_{obs}} - T$ de Arnaud & Evrard (1999) obtenue pour des amas locaux ne présentant pas ou peu de *cooling flows* et, d'autre part, en considérant une évolution auto-similaire avec le *redshift*, décrite par l'équation (III.5).

On peut alors remarquer que l'expression résultant de la combinaison des équations (III.12) et (III.13) dépendra de x_{500} , mais également de n_{e0} (qui elle-même dépend de x_{500}

¹⁰Il pourrait paraître physiquement plus juste de dire que la température dépend du profil plutôt que le contraire. La raison pour laquelle je dis justement le contraire est que cela est plus fidèle au mode de fonctionnement du modèle : à partir d'un catalogue contenant masses et *redshifts*, je détermine les températures puis, entre autres, r_{500} et x_{500} , caractérisant ainsi le profil.

et donc de T_{spec}). On a donc besoin d'une deuxième contrainte sur x_{500} et n_{e_0} , contrainte fournie par la détermination de la fraction de gaz dans l'amas. (On aboutira à terme à une nouvelle expression de $n_{e_0}(T_{spec})$.)

On a alors la fraction de gaz dans l'amas (cf. annexe C) :

$$M_{500} f_{gas} = M_{gas} = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} m_p \int_{r < r_{500}} n_e(r) d^3 r \quad (\text{III.14})$$

$$f_{gas} = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} \frac{4\pi m_p (r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3 T^{*\alpha_{MT}}}{5^{\alpha_{MT}} 10^{15} M_{\odot} E^2 h^2} n_{e_0} x_{500}^{-3} I(x_{500}, \beta) \quad (\text{III.15})$$

avec $I(x_{500}, \beta) = \int_0^{x_{500}} x^2 (1 + x^2)^{-\frac{3\beta}{2}} dx$, m_p la masse du proton et M_{\odot} celle du Soleil.

Les deux contraintes sur x_{500} et n_{e_0} sont donc, d'après la combinaison des équations (III.12) et (III.13) :

$$x_{500}^{-3} n_{e_0}^2 I_2(x_{500}, \beta) = \frac{1 + \frac{2}{\mu}}{5} \frac{L_0 T_{spec}^{\alpha_{LT} - (\frac{1}{2} + \alpha_{MT})} 5^{\alpha_{MT}} h^3 E^4}{4\pi \epsilon_0 6^{\alpha_{LT}} g_B \sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}} (r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3} \quad (\text{III.16})$$

et d'après la reformulation de l'équation (III.15) :

$$n_{e_0} x_{500}^{-3} I(x_{500}, \beta) = \frac{1 + \frac{2}{\mu}}{5} \frac{f_{gas} 10^{15} M_{\odot} h^2 E^2 5^{\alpha_{MT}}}{4\pi m_p (r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3 T^{*\alpha_{MT}}} \quad (\text{III.17})$$

Il est alors possible de calculer $x_{500}(T_{spec})$, solution de :

$$\boxed{x_{500}^3 \frac{I_2(x_{500}, \beta)}{I^2(x_{500}, \beta)} = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} \frac{4\pi L_0 T_{spec}^{\alpha_{LT} - (\frac{1}{2} + \alpha_{MT})} T_{spec}^{*2\alpha_{MT}} m_p^2 (r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3}{6^{\alpha_{LT}} 5^{\alpha_{MT}} \epsilon_0 g_B \sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}} (f_{gas} 10^{15} M_{\odot})^2 h}} \quad (\text{III.18})$$

et $n_{e_0}(T_{spec})$ en reportant x_{500} dans l'équation (III.17).

Remarques Si l'évolution avec le *redshift* de la relation $L - T$ choisie était différente, x_{500} ne serait pas indépendant de z .

Les relations que j'ai écrites ci-dessus font toutes intervenir le *redshift* (dans la mesure où il doit effectivement intervenir). Cependant, l'évolution en *redshift* des relations d'échelle que j'ai prise en compte n'est pas bien contrainte; en conséquence, une attention particulière leur sera donc portée dans la section III.3. Je ne m'intéresserai que très peu au *redshift* d'ici là.

III.2.4 Fraction de gaz dépendant de la température

A ce stade, je considère encore la fraction de gaz indépendante de la température. Le comportement de x_{500} avec la température dans ces conditions est représenté sur la partie gauche de la figure III.5. Ce résultat est très loin d'être satisfaisant. En effet, les observations montrent que $r_c = \frac{r_{500}}{x_{500}}$ croît avec la température (Sanderson et al., 2003; Lumb et al., 2004); le modèle prédit ici le contraire. On peut voir sur cette figure que x_{500} croît fortement avec la température (en particulier, plus fortement que $r_{500} \propto T^{1/2}$ ce qui conduit aux incohérences

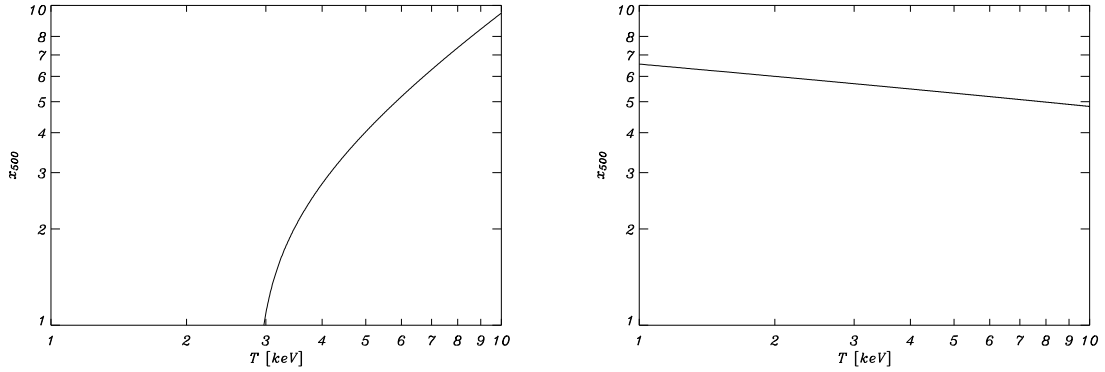


FIG. III.5: Gauche : Evolution de x_{500} avec la température quand $f_{gas} = \text{const.} = 11\%$. Droite : Même chose quand f_{gas} dépend de la température selon la loi donnée dans l'équation (III.10) renormalisée de telle sorte que $f_{gas}(6 \text{ keV}) = 11\%$; dans ce cas, les prédictions sur $r_c(T_{spec})$ sont en accord avec les observations (cf. fig.III.6).

sur r_c). De plus, ses valeurs deviennent aberrantes en-dessous de $T_{spec} \simeq 4 \text{ keV}$ (r_c est par définition censé être nettement plus faible que r_{500} quelque soit T_{spec}) pour finir par être nul à très basse température.

Pour pallier ce problème, j'ai introduit une dépendance en température dans f_{gas} justifiée par les observations de Mohr et al. (1999) et Vikhlinin et al. (1999). La relation $f_{gas} - T$ que j'ai alors considérée est (voir §III.2.2) :

$$f_{gas} = 0,0256^{+0,018}_{-0,015} T_{spec}^{0,484 \pm 0,128} h^{-3/2}. \quad (\text{III.19})$$

On a cependant vu plus haut que j'ai souhaité garder une certaine liberté quant à la normalisation de cette relation. En toute rigueur, j'aurais dû considérer *entièrement* la relation $f_{gas} - T$ de Mohr et al. (1999), en la renormalisant proprement en tenant compte des différences de normalisation de nos deux relations $M_{500} - T$. En effet, on a $f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}$. Ainsi, puisque $M_{tot} \propto M_5 \propto T^{*-3/2}$ (cf. éq.(III.7)), je peux écrire $f_{gas} \propto M_5^{-1} \propto T^{*3/2}$. La relation $M_{500} - T$ de Mohr et al. (1999) est elle :

$$M_{500} = \left(\frac{T_{spec}}{10} \right)^{3/2} h^{-1} [10^{15} M_{\odot}], \quad (\text{III.20})$$

ce qui correspond à $T^* = 10 \text{ keV} \cdot (10^{15} M_{\odot})^{-1/\alpha_{MT}}$ (ou $M_5 = 0,35 [h^{-1} 10^{15} M_{\odot}]$). Dans ces conditions, quand la relation de Mohr donne $f_{gas}(6 \text{ keV}) \simeq 9,8\%$, je devrais considérer $f_{gas}(6 \text{ keV}) \simeq 11,7\%$. Une telle normalisation conduirait alors à une normalisation légèrement trop haute de ma relation $r_c - T$. C'est pourquoi j'ai choisi de considérer $f_{gas}(6 \text{ keV}) = 11\%$, ce qui, bien entendu, n'est absolument pas exclu par les mesures de Mohr et al. (1999). De plus, la correction que j'applique ci-dessus est trop forte : elle ne prend en compte qu'une modification de la valeur de M_{500} , *i.e.* de la masse dans r_{500} ; la masse de gaz contenue dans r_{500} devrait être corrigée de la même façon, conduisant ainsi à une correction totale sur f_{gas} plus faible que celle que je mentionne et donc à une valeur plus proche de celle que je considère effectivement.

Le comportement de x_{500} avec la température obtenu dans ces conditions est alors celui représenté sur la partie droite de la figure III.5. On peut noter que x_{500} décroît doucement

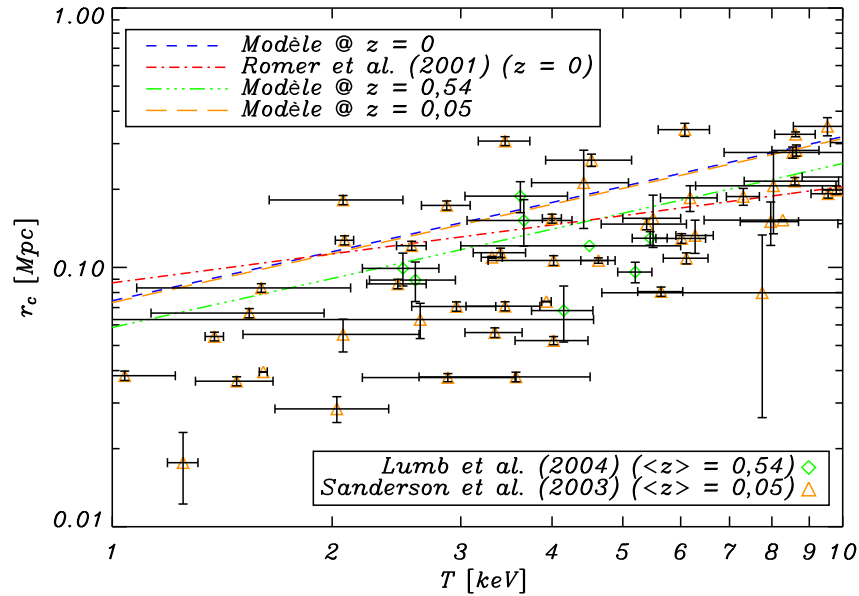


FIG. III.6: Rayon de cœur en fonction de la température. Sur cette figure, sont représentées la relation $r_c - T$ déduite de Romer et al. (2001) (cf. éq.(III.11)) (tirets et points rouges), les mesures de Lumb et al. (2004) (losanges verts) et de Sanderson et al. (2003) (triangles orange) pour lesquels les *redshifts* moyens sont respectivement 0,54 et 0,05 et les relations $r_c - T$ en $z = 0$, $z = 0,05$, $z = 0,54$ prédites par le modèle (resp. petits tirets bleus, tirets et trois points verts et grands tirets oranges).

avec la température, menant ainsi à une croissance de r_c avec la température plus fidèle à ce qu'indiquent les observations. C'est ce qui est représenté sur la figure III.6, où les prédictions du modèle dans ces conditions sont comparées aux données de Sanderson et al. (2003) et Lumb et al. (2004), ainsi qu'à la relation $r_c - T$ à $z = 0$ déduite de Romer et al. (2001) (cf. éq.(III.11)). Il faut ici noter deux points importants : la relation déduite de Romer et al. (2001), comme je l'ai déjà souligné, est basée sur des observations peu récentes, et peut ainsi être considérée comme peu contraignante ; Sanderson et al. (2003) ont mesuré à la fois r_c et β , ce dernier n'atteignant une valeur proche de celle que j'ai considérée (à savoir $2/3$) que pour les hautes températures, où mon modèle est d'ailleurs plus proche de leurs résultats.

Il est ici intéressant de noter que cette évolution s'est révélée indispensable pour pouvoir reproduire fidèlement à la fois les relations $L - T$ et $r_c - T$. Neumann & Arnaud (2001) sont arrivées à la même conclusion à partir de l'étude des profils de mesure d'émission d'amas observés avec ROSAT/PSPC : elles imposent $M_{gas} \propto T_{spec}^{1,94}$ pour pouvoir reproduire la relation $L - T$ observée, à savoir $L_X \propto T_{spec}^{2,88}$, tout en continuant de considérer qu'il n'y a pas de déviation par rapport à un profil auto-similaire. Cette approche est légèrement différente de celle adoptée ici : je considère une mesure directe de la fraction de gaz dans l'amas et laisse la liberté au profil de ne pas respecter la loi auto-similaire.

La variation de x_{500} avec la température traduit alors le fait que $\alpha_{f_{gas}}$, la pente de la relation $f_{gas} - T$ (ici 0,484 ; cf. éq.(III.19)) est différente de $\frac{\alpha_{LT} - (1/2 + \alpha_{MT})}{2} = 0,44$: on peut voir dans l'équation (III.18) que dans le cas contraire (*i.e.* si $\alpha_{f_{gas}} = 0,44$), x_{500} ne varie pas avec T_{spec} . En particulier, on pourrait choisir une valeur de $\alpha_{f_{gas}}$ dans les barres d'erreurs de

	α_{LT}	L_0 [$10^{44} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$]	$\sigma[\log(L)]$
Markevitch (1998) sans CF (0,1-2,4 keV)	2,10	1,41	0,104
Markevitch (1998) avec CF (0,1-2,4 keV)	2,02	1,71	0,181
Rapport avec CF/sans CF	0,96	1,213	1,74
Arnaud & Evrard (1999) sans CF (bolo)	2,88	2,87	0,130
Arnaud & Evrard (1999) avec CF (bolo)	2,76	3,48	0,226

TAB. III.2: Passage de la relation $L - T$ sans CF de Arnaud & Evrard (1999) à la relation correspondante avec CF : les valeurs notées Arnaud & Evrard (1999) avec CF sont déduites des valeurs “sans CF” en appliquant les facteurs calculés (ligne du milieu) à partir des deux relations de Markevitch (1998).

la relation que j’ai ajustée menant à $x_{500} = \text{const.}$ Pour résumer, il est possible de conserver un profil auto-similaire tout en respectant la relation $L - T$ observée à condition de choisir une évolution *ad hoc* de la fraction de gaz. En contrepartie, on a vu que le fait de considérer une fraction de gaz constante implique l’introduction d’une variation forte du profil du gaz, ce qui conduit à une violation des observations au niveau de la relation $r_c - T$.

III.2.5 Fonctions de luminosité

Toujours dans le but de valider ce modèle, j’ai cherché à voir dans quelle mesure il était capable de reproduire les données existantes en terme de fonction de luminosité (ou XLF pour *X-ray Luminosity Function*). Les données sur lesquelles je me suis basé sont celles de Ebeling et al. (1997), Böhringer et al. (2002). Mullis et al. (2004) ont adapté ces XLF locales pour une cosmologie de type Λ CDM et dans la bande 0,5-2 keV (référentiel de l’amas). (Quand je traiterai la XLF à haut *redshift*, mesurée par Mullis et al. (2004), il sera particulièrement utile que toutes ces XTF soient exprimées dans le même cadre.)

Pour calculer la XLF dans la bande 0,5-2 keV à partir de la XLF bolométrique (elle-même calculée à partir de la fonction de masse de Jenkins et des relations $M - T$ et $L - T$), j’ai utilisé une table, personnellement fournie par Monique Arnaud (constituée à partir du code décrit dans Mewe et al. (1985)), qui permet de convertir une luminosité bolométrique donnée en une luminosité dans quatre bandes bien particulières (0,1-2,4 keV, 0,5-2 keV, 0,3-3,5 keV, 2-10 keV), que ce soit dans le référentiel d’observation ou celui de l’amas, pour $1 \text{ keV} \leq T_{\text{spec}} \leq 14 \text{ keV}$ et $0 \leq z \leq 0,8$.

D’autre part, après avoir remarqué que les *cooling flows* (dorénavant, CF) des amas contenus dans les catalogues de Ebeling et al. (1997), Böhringer et al. (2002) et Mullis et al. (2004) ne peuvent pas avoir été pris en compte dans le but d’une correction (les amas n’étant pas ici résolus), il a fallu déterminer une relation $L - T$ équivalente à celle de l’équation (III.13) pour des amas avec CF (Arnaud & Evrard (1999) ont établi cette relation sur des amas où il n’y avait pas ou peu de CF). Pour ce faire, j’ai utilisé le tableau 2 de Markevitch (1998) : il contient des relations $L - T$ avec et sans CF dans la bande 0,1-2,4 keV (à ma connaissance, c’est la seule référence fournissant des relations $L - T$ avec et sans CF). A cause de l’influence des CF, je ne peux ici pas utiliser la table de Monique Arnaud pour obtenir une relation bolométrique ou dans une autre bande (en particulier, dans celle qui m’intéresse), ce qui m’empêche de déterminer proprement une relation de passage d’une relation $L - T$ sans CF à une relation $L - T$ avec CF. J’en ai donc adapté

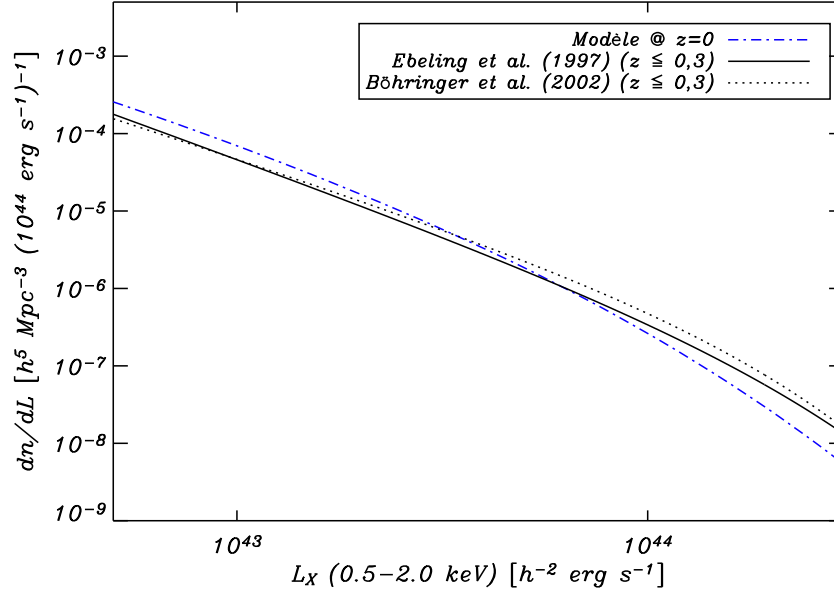


FIG. III.7: XLF différentielle prédite par le modèle pour le jeu de paramètre décrit précédemment et à $z = 0$ comparée aux XLF ajustées sur les données locales de Ebeling et al. (1997) et Böhringer et al. (2002). Les prédictions du modèle sont cohérentes avec ces observations.

	L_X^* [$10^{44} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$]	α	ϕ^* [$h^3 \text{ Mpc}^{-3}$]
Ebeling et al. (1997)	$1,75^{+0,4}_{-0,35}$	$1,91 \pm 0,09$	$(3,59^{+0,39}_{-0,37}) \cdot 10^{-7}$
Böhringer et al. (2002)	$1,29^{+0,14}_{-0,12}$	$1,69 \pm 0,05$	$8,56 \cdot 10^{-7}$
XLF prédite par le modèle	$1,75 \pm 0,004$	$1,68 \pm 3 \cdot 10^{-4}$	$(1,22 \pm 2 \cdot 10^{-3}) \cdot 10^{-7}$

TAB. III.3: Comparaison de la XLF locale prédite par le modèle avec les mesures de Ebeling et al. (1997) et Böhringer et al. (2002).

une, en considérant que chacun des paramètres intervenant (*i.e.* α_{LT} , L_0 et $\sigma[\log(L)]$) la dispersion selon la luminosité) sans CF était proportionnel au même paramètre avec CF, les différents facteurs de proportionnalité étant ici considérés indépendants de la bande dans laquelle on se place ; je peux donc déterminer ces facteurs à partir de Markevitch (1998) et traduire ma relation $L - T$ (éq.(III.13)) pour un cas avec CF. Cette méthode est une assez grosse approximation : l'influence des CF n'est absolument pas indépendante de la bande dans laquelle on se place, puisqu'ils sont de basse température. Notons que la bande dans laquelle je détermine ces facteurs doit contenir la plupart des CF. De plus, la fraction d'amas affectés par les CF diminue avec le *redshift*. Je vais donc majorer leur effet. Le tableau III.2 éclaire ma démarche.

La XLF différentielle prédite par le modèle à $z = 0$ est représentée sur la figure III.7. Elle y est comparée aux XLF locales (*i.e.* correspondant à des amas pour lesquels $z \leq 0,3$) de Ebeling et al. (1997) et Böhringer et al. (2002). Le tableau III.3 contient quant à lui une comparaison des paramètres L_X^* , α et ϕ^* intervenant dans l'expression analytique de la

XLF :

$$\frac{dn}{dL} = \frac{\phi^*}{L_X^*} \left(\frac{L_X}{L_X^*} \right)^{-\alpha} e^{-\frac{L_X}{L_X^*}} \quad (\text{III.21})$$

pour les ajustements réalisés sur les données de Ebeling et al. (1997) et Böhringer et al. (2002), ainsi que sur la XLF prédite par le modèle. On peut voir que les prédictions du modèle semblent s'accorder avec les observations. Ceci n'est pas en soi une grande surprise : tous les ingrédients pris en compte dans la constitution du modèle doivent naturellement mener à un tel résultat ; en d'autres termes, je ne fais ici que mettre en avant le fait que les observations sont cohérentes entre elles. Ce n'est pas pour autant qu'il ne faut pas s'en satisfaire.

Dans l'état actuel des choses, mon modèle est en bon accord avec toutes les observations que je me suis proposé de reproduire. Cependant, toutes ces observations ont été faites pour des amas relativement proches. En particulier, en ce qui concerne les XTF et XLF, les *redshifts* considérés étaient respectivement $z = 0,051$ et $z \leq 0,3$. Reste alors à déterminer l'évolution avec le *redshift* des lois d'échelle, et plus particulièrement des relations $M - T$ et $L - T$, de telle sorte que le modèle reproduisent également les observations existantes à haut *redshift*.

III.3 Evolution avec le *redshift*

On a pu voir dans les paragraphes précédents que les lois d'échelles qui relient les différentes observables d'un amas de galaxies sont des outils indispensables à la constitution du modèle décrit ici. Plus particulièrement, les deux lois d'échelles pour lesquelles il serait intéressant de connaître l'évolution avec le *redshift* sont les relations $M - T$ et $L - T$. Ces évolutions avec le *redshift* ne sont aujourd'hui que mal contraintes par les observations. Leur bonne connaissance est capitale pour pouvoir utiliser les comptages d'amas dans le but de contraindre la cosmologie : elles permettent de traduire les comptages en masse décrits par la fonction de masse en comptages en température ou luminosité. Dans la XTF, seule la relation $M - T$ intervient alors qu'elles entrent toutes les deux en jeu dans la XLF. La "qualité" des relations $M - T$ et $L - T$ sera alors évaluée en fonction de leur capacité à reproduire :

- la XTF à haut *redshift* de Henry (2004) ;
- les XLFs à hauts *redshifts* de Mullis et al. (2004) ;
- les comptages du sondage REFLEX (Böhringer et al., 2004) : ce sondage étant simplement limité en flux X, il est très facile à partir du modèle de simuler un sondage équivalent pour différentes relations $M - T$ et $L - T$ et en comparer les résultats.

III.3.1 Evolution de la relation $M - T$

La première chose à rappeler ici est l'ambiguïté dont souffre la définition de la masse d'un amas. Celle-ci n'est absolument pas définie de façon univoque : tout dépend du contraste en densité Δ_c que l'on choisi (défini au §II.2.2) et donc des limites que l'on fixe à l'amas ; la masse de l'amas, M_{Δ_c} est alors la masse contenue dans un rayon r_{Δ_c} à l'intérieur duquel la densité moyenne est $\Delta_c \times \rho_c(z)$.

“La” masse d’un amas

Jusqu’à maintenant, j’ai choisi $\Delta_c = 500$, et donc M_{500} comme masse de l’amas ; cette masse a l’avantage d’être accessible par les observations X. Cependant, ce n’est pas la masse qui intervient dans la définition de la fonction de masse de Jenkins : celle-ci étant issue de simulations numériques, la masse qui y intervient est la masse déterminée à partir de la méthode dite “*friends-of-friends*” (Davis et al., 1985 ; dorénavant FOF). Cette méthode permet de définir les limites d’un amas dans les produits de simulations numériques : les particules considérées à l’intérieur d’un amas sont celles pour lesquelles les distances avec les plus proches voisins sont plus faibles qu’une valeur seuil. Dans le cas de Jenkins et al. (2001), on a $r = b\bar{n}^{-1/3}$ où r est la distance entre deux voisins, \bar{n} la densité moyenne de particules dans la simulations et $b = 0,2$ le paramètre qui caractérise le seuil. Cette technique ne définit donc pas l’amas à partir d’une certaine surdensité moyenne, mais par un contour d’isodensité : sur ce contour on a $\rho/\bar{\rho} = n/\bar{n} = 3/(2\pi b^3)$, avec ρ la densité de l’amas ($\bar{\rho}$ en étant la valeur moyenne) et n la densité de particules de l’amas (on a d’autre part $n = 3(N + 1)/(4\pi r_N^3)$, où r_N est la distance avec le N -ième voisin ; dans notre cas, $N = 1$) (Lacey & Cole, 1994). J’appellerai cette masse $M_{Jenkins}$. A un *redshift* donné, le rapport entre cette masse et M_{500} reste constant quelle que soit la température (en d’autres termes, les deux définitions ne diffèrent que par le choix de Δ_c). Par exemple, à $z = 0$, $M_{Jenkins}$ est la masse correspondant à $\Delta_c = 70,5$, en faisant l’hypothèse que la distribution de matière de l’amas peut-être caractérisé par un profil NFW de concentration 5 : encore une fois, $M_{Jenkins}$ étant définie par un contour d’isodensité, aucune information n’est présupposée quant au profil en densité de l’amas. Mais plus encore, le rapport entre ces deux masses évolue avec le *redshift* : la définition de l’amas à partir d’un contour d’isodensité est faite par rapport à la densité moyenne du fond (*i.e.* de l’Univers), qui n’évolue pas de la même façon que la densité critique.

De plus, et ce sans doute à cause de cette ambiguïté, il existe en fait à peu de chose près autant de définitions de la masse que d’auteurs différents. Le type d’étude faite impose généralement un choix de masse particulier : les observations X imposent l’utilisation de M_{500} (du moins d’une masse avec $\Delta_c = \text{const.} \geq 200$) ; les simulations numériques conduisent au choix d’une masse de type $M_{Jenkins}$; les études théoriques sont généralement faites en terme de masse virielle, M_{vir} . La littérature fournit alors plusieurs relations $M - T$, d’origines multiples, prenant donc en compte des masses aux définitions différentes. Aucune n’étant *a priori* réellement plus justifiée que les autres, j’ai regardé le comportement de quelques unes d’entre elles (ma liste n’est pas exhaustive) pour pouvoir à terme faire intervenir les relations $M - T$ correspondantes dans mes calculs de XTF intégrale et essayer de déterminer si l’une d’entre elle s’avérait plus intéressante à choisir que les autres *a posteriori*. Les différentes masses que j’ai prises en considération sont les suivantes :

- $M_{Jenkins}$, qui intervient dans la fonction de masse ;
- M_{500} , à partir de laquelle les observations X dont je dispose sont exprimées ;
- M_{vir} , la masse de référence du point de vue théorique ;
- $M_{Muanwong}$ et M_{Ettori} , respectivement dues à Muanwong et al. (2006) et Ettori et al. (2004a) : ce sont les masses qu’ils ont choisies pour exprimer plusieurs résultats de leurs simulations hydrodynamiques.

Ces deux dernières sont définies comme suit :

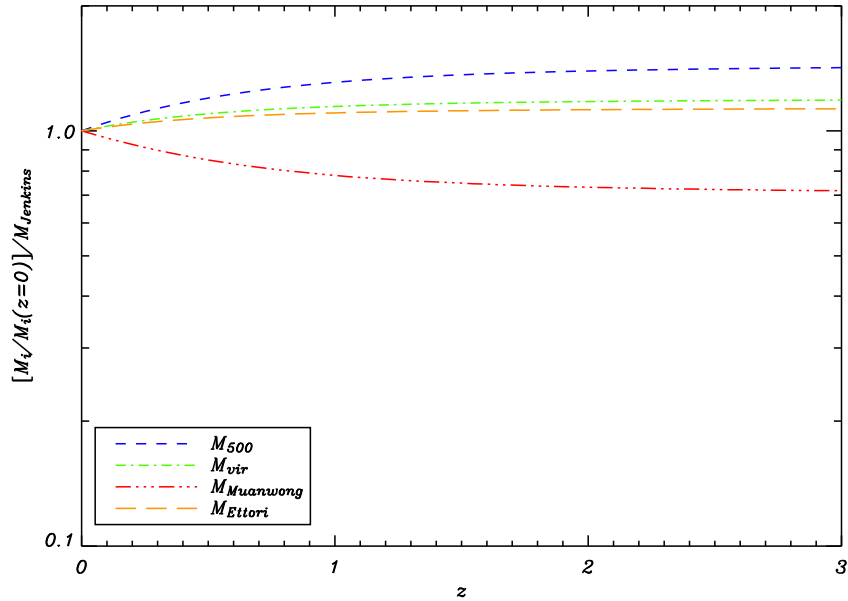


FIG. III.8: Evolution des masses issues des différentes définitions considérées par rapport à $M_{Jenkins}$ en fonction du *redshift*. Les unités en ordonnées sont ici arbitraires.

- La masse considérée par Muanwong et al. (2006), $M_{Muanwong}$, a pour expression :

$$M_{Muanwong} = \frac{4\pi}{3} r_{\Delta}^3 \Delta \rho_{c0} (1+z)^3 = \frac{4\pi}{3} r_{\Delta}^3 \Delta \frac{(1+z)^3}{E^2(z)} \rho_c(z), \quad (\text{III.22})$$

où $\Delta = 500$. Il faut noter que ce Δ n'est pas égal au Δ_c que j'ai précédemment défini : en effet, comme on peut le voir dans la partie droite de l'équation (III.22), on peut écrire $\Delta_c = \Delta \frac{(1+z)^3}{E^2(z)}$ (cf. éq.(II.74)). Au facteur Ω_m près, il correspond donc à Δ_{vir} tel que je l'ai défini dans la section II.2.2 (cf. en particulier l'équation (II.42)).

- La masse issue de Ettori et al. (2004a), M_{Ettori} , présente l'avantage que sa définition est très proche de celle de M_{vir} , et donc d'avoir un comportement *a priori* proche de celui prévu théoriquement ; en d'autres termes, elle est définie de telle sorte que le rapport r_{Δ}/r_{vir} reste constant avec z . Elle s'exprime ainsi :

$$M_{Ettori} = \frac{4\pi}{3} r_{500}^3 \Delta_z \rho_c(z), \quad (\text{III.23})$$

où $\Delta_z = 500 \times \frac{\Delta_c(z)}{\Delta_{EdS}} = 500 \times \frac{\Delta_c(z)}{18\pi^2}$.

J'ai représenté sur la figure III.8 le comportement de chacune d'entre elles par rapport à $M_{Jenkins}$ en fonction du *redshift*. Il y est clair que ces différentes masses ont des comportements bien particuliers les unes par rapport aux autres, en particulier à bas *redshift*. On peut d'autre part noter que M_{Ettori} est effectivement assez proche de la masse virielle. Pour plus de détails sur la méthode que j'ai utilisée pour convertir une masse en une autre, on pourra se référer à l'annexe B.

“La” relation $M - T$

Dans un monde idéal, les évolutions des relations $M - T$ disponibles dans la littérature correspondant à chacune des définitions de la masse présentée ci-dessus ne différeraient qu’à cause de ces multiples définitions : une fois chacune des masses converties en $M_{Jenkins}$, toutes les relations $M - T$ seraient équivalentes. Force est de constater que ce n’est pas le cas. Une fois de plus, j’ai fait une liste non exhaustive d’évolution disponibles ou imaginables de la relation $M - T$. Celles-ci sont soit issues d’observations (Kotov & Vikhlinin (2006) ont pu mettre en évidence que la relation $M_{500} - T$ auto-similaire était en accord avec les observations ; cf. éq.(III.7)), soit déduites de la théorie (elles font intervenir l’évolution de la relation $M_{vir} - T$), soit issues des simulations numériques (j’ai ici pris en considération celles de Ettori et al. (2004a) et Muanwong et al. (2006)).

J’ai représenté sur la figure III.9.a la XTF intégrale à $z = 0,429$ pour les différentes relations $M - T$ comparées aux mesures de Henry (2004), dont le *redshift* moyen est 0,429. Comme cela a été dit plus haut, c’est $M_{Jenkins}$ qui intervient dans la fonction de masse ; j’ai donc utilisé les relations $M_{Jenkins} - T$ suivantes (seule l’évolution diffère d’une relation à l’autre, la normalisation est celle de Vikhlinin et al. (2006)) :

- la relation $M_{500} - T$ de l’équation (III.7) suivie d’une conversion de M_{500} à $M_{Jenkins}$;
- la relation $M_{Jenkins} - T$ théorique, *i.e.* $M_{Jenkins}/T_{spec}^{\alpha_{MT}} \propto (1+z)$, déduite du fait que la surdensité est ici exprimée en fonction de la densité moyenne du fond ;
- la relation $M_{vir} - T$ théorique, *i.e.* $M_{vir}/T_{spec}^{\alpha_{MT}} \propto [E(z)\sqrt{\Delta_c(z)}]^{-1}$, suivie d’une conversion de M_{vir} à $M_{Jenkins}$;
- la relation $M_{vir} - T$ théorique seule, *i.e.* sans conversion $M_{vir} - M_{Jenkins}$ dépendant de z (juste une renormalisation à $z = 0$) ;
- une relation sans évolution avec le *redshift* (ce que rien ne justifie théoriquement) ;
- la relation $M - T$ de Muanwong et al. (2006) (cf. éq.(III.24)) suivie d’une conversion $M_{Muanwong} - M_{Jenkins}$;
- la relation $M - T$ de Ettori et al. (2004a) (cf. éq.(III.25)) suivie d’une conversion $M_{Ettori} - M_{Jenkins}$.

L’ordre des différentes relations dans la légende de la figure et le même que celui ci-dessus.

On peut dans un premier temps noter deux choses : d’une part, toutes les relations $M - T$ que j’ai considérées mènent à des XTF différentes ; d’autre part, aucune d’entre elles ne coïncide avec les données de Henry (2004) à $z = 0,429$, hormis peut-être celle où l’on ne considère pas d’évolution dans la relation $M - T$. Cette conclusion fait partie de celles faites par Vauclair et al. (2003) : il n’est pas possible de reproduire les comptages à haut z dans le cadre d’un modèle auto-similaire pour une cosmologie de type Λ CDM. Si la cosmologie Λ CDM est conservée (ce que je me suis proposé de faire ici, celle-ci étant vérifiée par nombre d’observations) et, évidemment, que l’on accepte les données de Henry (2004), on est amené à ne pas considérer d’évolution dans la relation $M - T$; dans le cas contraire, si l’auto-similarité est conservée dans le modèle, on ne peut reproduire la XTF à haut z qu’à condition d’augmenter de façon substantielle la valeur de Ω_m (*i.e.* $\Omega_m \sim 1$). L’absence d’évolution dans la relation $M - T$ n’étant pas justifiable *a priori* du point de vue théorique, on peut chercher la justification d’une déviation à l’évolution auto-similaire dans les résultats des simulations numériques. En particulier, Muanwong et al. (2006) ont montré que l’intervention d’effets non gravitationnels dans la formation de l’amas a pour conséquence de changer l’évolution de la relation $M - T$. Qui plus est, si ces effets sont dûs au

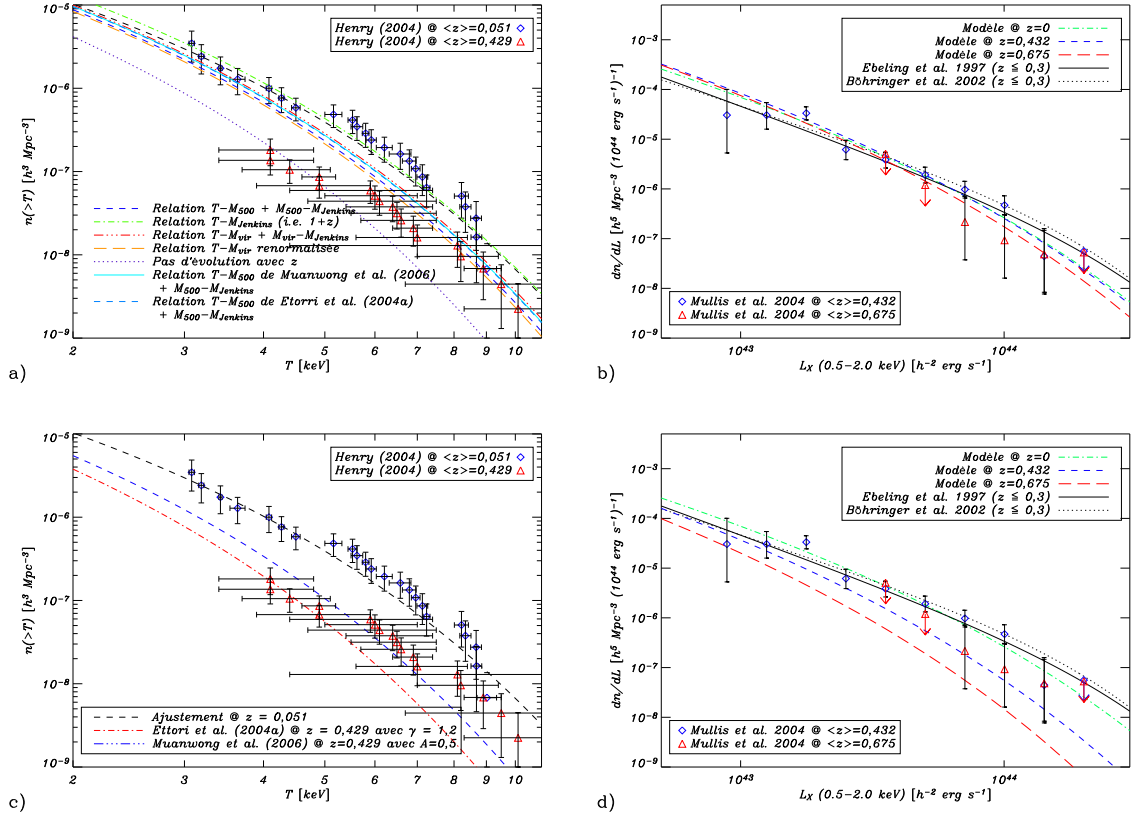


FIG. III.9: a) XTF intégrales prédites par le modèle dans le cadre des différentes relations $M - T$ (voir texte) à haut redshift comparées aux données de Henry (2004) ; b) XLF différentielles prédites par le modèle auto-similaire ; c) XTF intégrales obtenues lorsque l'on apporte des corrections aux relation $M - T$ de Muanwong et al. (2006) et d'Etti et al. (2004a) pouvant provenir d'effets non gravitationnels ; d) XLF différentielles calculées avec la correction de la relation $M - T$ d'Etti et al. (2004a).

refroidissement dans l'amas, l'écart à la relation auto-similaire permet de faire tendre la XTF prédite par le modèle vers les points de mesure d'Henry (2004). C'est ce qui est représenté sur la figure III.9.c : la courbe en tirets et trois points bleus représente la XTF intégrale lorsque l'on considère la relation $M - T$ de Muanwong et al. (2006) avec refroidissement. L'évolution de la relation $M_{Muanwong} - T$ est alors :

$$\frac{M_{Muanwong}}{T_{spec}^{\alpha_{MT}}} \propto (1+z)^{-\alpha_{MT}A}. \quad (\text{III.24})$$

Sur la figure III.9.c, la valeur de A utilisée est 0,5.

J'ai d'autre part regardé quelle devait être la déviation nécessaire pour reproduire la XTF de Henry (2004) à haut *redshift* à partir de la relation de Etti et al. (2004a). En pratique, j'ai donc cherché la meilleure valeur de γ , défini comme suit :

$$\frac{M_{Etti}}{T_{spec}^{\alpha_{MT}}} \propto \left[E(z) \sqrt{\Delta_c(z)} \right]^{-1} (1+z)^\gamma, \quad (\text{III.25})$$

en minimisant le χ^2 sur les points de mesure de Henry (2004). (La partie entre crochets

de l'équation ci-dessus est la dépendance en *redshift* choisie par Ettori et al. (2004a).) J'ai obtenu $\gamma = 1,2$. C'est ce qui représenté en tirets et points rouge sur la figure III.9.c. Cette valeur de γ peut sembler un peu trop forte étant donné que la XTF du modèle se trouve maintenant en-dessous de la plupart des points de mesures de Henry (2004). Ceci est peut-être dû au fait que la méthode que j'ai utilisée pour estimer γ , la minimisation du χ^2 , n'est absolument pas justifiée ici, la statistique des amas étant poissonnienne. Ceci peut être corrigé en estimant γ à partir d'un maximum de vraisemblance. Il faut aussi garder en tête que l'ajustement est réalisé sur la XTF différentielle où les données sont *binnées* et chaque *bin* indépendant des autres alors que je le représente ici la XTF intégrale où les points sont corrélés entre eux.

On peut cependant conclure que ce type de correction de l'évolution de la relation $M - T$, justifiée physiquement par des effets non gravitationnels, peut tout à fait rendre compte de l'évolution avec le *redshift* de la XTF. Une meilleure compréhension de la physique des amas est alors nécessaire pour prédire clairement le comportement de cette relation. D'autre part, il est intéressant de remarquer que cette déviation n'intervient que dans la relation $M - T_{spec}$, *i.e.* celle où intervient la température X, pas dans la relation $M - T_{gas}$ où intervient à la température SZ (Muanwong et al., 2006). En d'autres termes, la relation $M - T$ qu'il faut prendre en compte dans le modèle SZ (*i.e.* celle faisant intervenir T_{gas}) ne s'écarte de toute façon pas de l'évolution auto-similaire.

Pour conclure sur ce point, on peut dire que l'étude de l'évolution de la XTF semble donc indiquer qu'il faille considérer une évolution non auto-similaire dans la relation $M - T_{spec}$ de la forme de celle décrite par l'équation (III.25), caractérisée par $\gamma = 1,2$.

III.3.2 Evolution de la relation $L - T$

Pour ce qui est de la relation $L - T$, j'ai gardé l'expression qui sort du raisonnement menant à l'équation (III.5), à savoir $L_X \propto E(z)$. En effet, son évolution est très mal contrainte : les nombreuses observations qui en ont été faites mènent généralement à des résultats incohérents les uns avec les autres. Le tableau III.4 regroupe un certain nombre de mesures de l'évolution de la relation $L - T$; la forme postulée est ici une évolution en $(1 + z)^{\alpha_{LT,z}}$ (avec $\alpha_{LT,z} = \text{const.}$). Il faut ici remarquer qu'une évolution de ce type n'est pas ce qui est prévu par le modèle auto-similaire dans le cadre d'une cosmologie de type Λ CDM, mais seulement pour les modèles de type Einstein-de Sitter (où on attends ainsi $\alpha_{LT,z} = 1,5$). Certaines de ces mesures sont en désaccord assez franc. A ces résultats, on peut ajouter ceux de Branchesi et al. (2007) et de Pacaud et al. (2007) : les premiers montrent que ni une évolution en $(1 + z)^{\alpha_{LT,z}}$, ni une évolution auto-similaire ne peut reproduire les données ; les seconds au contraire, après avoir fait une étude exhaustive des effets de sélection à prendre en compte dans la constitution de leur catalogue (réalisé à partir d'observation avec XMM-Newton), mettent en avant une compatibilité avec l'évolution auto-similaire.

Les XLF différentielles prédites par le modèle dans ces conditions pour $z = 0,432$ et $z = 0,675$ sont représentées sur les figures III.9.b et III.9.d et comparées aux deux jeux de données de Mullis et al. (2004), dont les *redshifts* moyens sont les deux cités précédemment. La différence entre ces deux figures réside dans l'évolution des relation $M - T$ considérées : elles sont respectivement la relation non corrigée ($\gamma = 0$) et corrigée ($\gamma = 1,2$) de Ettori et al. (2004a).

Source	$\alpha_{LT,z}$
Vikhlinin et al. (2002)	$1,5 \pm 0,3$
Novicki et al. (2002)	$2,1 \pm 1,1$
Ettori et al. (2004b)	$0,6 \pm 0,3$
Lumb et al. (2004)	$1,5 \pm 0,3$
Kotov & Vikhlinin (2005)	$1,8 \pm 0,3$
Maughan et al. (2006)	$0,8 \pm 0,4$

TAB. III.4: Contraintes observationnelles sur l'évolution avec le *redshift* de la relation $L - T$. La forme considérée pour cette évolution est $(1 + z)^{\alpha_{LT,z}}$, ce qui est la forme auto-similaire dans le cadre d'une cosmologie de type Einstein-de Sitter (où on attend $\alpha_{LT,z} = 1,5$), mais pas dans le cadre d'un modèle de type Λ CDM. Tableau adapté de Pacaud et al. (2007).

L'accord avec les données est ici nettement plus satisfaisant au premier abord qu'il ne l'était pour la relation $M - T$, dans un cas comme dans l'autre. Si l'on considère $\gamma = 0$, les résultats correspondent sensiblement à ce que Mullis et al. (2004) mettent en avant, à savoir pas d'évolution de la XLF jusqu'à $z \sim 0,4$ puis une légère diminution de son amplitude avec z . Ces XLF restent raisonnablement acceptable lorsque l'on se place dans le cas $\gamma = 1,2$ aux vues des données de Mullis et al. (2004), d'autant que comme on l'a vu précédemment, une valeur de γ légèrement plus faible pourrait être préférée pour la XTF et mise en avant par un maximum de vraisemblance. Ceci remonterait sensiblement le niveau des XLF de telle sorte qu'elles se rapprochent voire coïncident avec les mesures. Le problème est que ces données ne sont pas nécessairement assez contraignantes (plusieurs points sont agrémentés de larges barres d'erreur ou ne sont que des limites supérieures).

Il peut donc dans un premier temps paraître difficile de statuer sur l'évolution de la relation $L - T$ tant que celle de la relation $M - T$ n'est pas déterminée clairement. On peut malgré tout s'accorder sur le fait que l'évolution en $E(z)$ semble permettre de reproduire, au moins en partie, les observations. Il faut également noter que si l'on choisit une évolution en $E(z)\sqrt{\Delta_c(z)}$, *i.e.* l'évolution auto-similaire lorsque l'on considère que la luminosité est l'intégrale de l'émissivité dans r_{vir} et non r_{500} , la XLF remonte légèrement. D'autre part, il serait certainement possible d'invoquer un écart à l'évolution auto-similaire puisque la relation utilisée ici doit tenir compte de l'évolution des CF ; à ma connaissance, cette évolution n'est absolument pas contrainte.

III.3.3 Comptages du sondage REFLEX

Pour réaliser le dernier test que j'ai donc effectué pour faire un "choix" en ce qui concerne les évolutions des relations $M - T$ et $L - T$, je me suis intéressé aux résultats du sondage REFLEX (Böhringer et al., 2004). Ce sondage réalisé à partir des observations du satellite ROSAT (cf. IV.1.2) couvre une surface sur le ciel (dans l'hémisphère sud) de 4,24 ster (soit $\simeq 1/3$ du ciel) et est limité en flux X : il contient les amas pour lesquels $f_X > 3.10^{-12}$ erg s^{-1} cm^{-2} . Dans ces conditions, 447 amas ont été observés ; leur distribution en *redshift* est représentée en rouge sur les figures III.10. Finalement, il faut noter que ce sondage est dit être complet à "au moins" 90%.

La prédiction des résultats obtenus dans le cadre d'un tel sondage à l'aide du modèle fait intervenir les relations $M - T$ et $L - T$. La comparaison avec les résultats de REFLEX est ainsi un bon test. J'ai encore une fois considéré deux évolutions différentes pour la relation

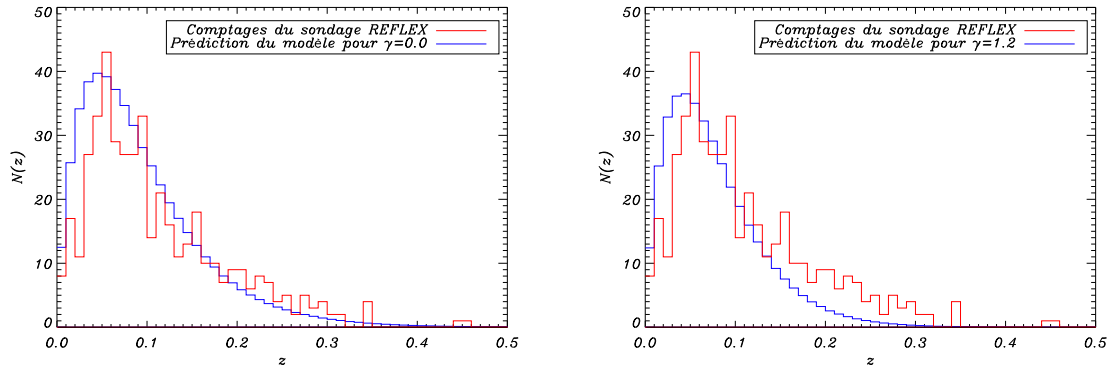


FIG. III.10: Comparaison des comptages du sondage REFLEX à la prédiction de modèle. Les courbes rouges et bleues représentent respectivement la distribution en *redshift* des amas REFLEX et de ceux prédits par le modèle pour $\gamma = 0$ (gauche) et $\gamma = 1,2$ (droite). L'allure générale de la distribution des amas REFLEX est bien mieux reproduite dans le cas où $\gamma = 0$.

	Nombre d'amas dans le catalogue complet	Nombre d'amas dans le catalogue complet à 90%
REFLEX	/	447
Modèle pour $\gamma = 0$	508	457
Modèle pour $\gamma = 1,2$	393	354

TAB. III.5: Comparaison des comptages du sondage REFLEX aux prédictions du modèle. Les chiffres qui sont donnés correspondent aux résultats du sondage REFLEX, au nombre d'amas totaux prédits par le modèle pour différentes valeurs de γ et au nombre d'amas contenus dans un catalogue complet à 90%. Les résultats obtenus dans le cas d'une relation $M - T$ avec évolution auto-similaire sont en très bon accord avec ceux de REFLEX.

$M - T$: dans les deux cas, j'ai conservé l'expression (III.25) avec $\gamma = 0$ pour l'une, $\gamma = 1,2$ pour l'autre. J'ai d'autre part gardé l'évolution auto-similaire pour la relation $L - T$. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau III.5 et sur les figures III.10.

Dans un premier temps, on peut noter que l'allure générale des distributions en *redshift* des amas REFLEX est bien mieux reproduite dans le cas où $\gamma = 0$, *i.e.* dans le cas auto-similaire. Ceci est particulièrement visible à haut *redshift* ($z \geq 0,15$), où l'on n'observe pas, contrairement à ce qu'on a vu dans le cas de la XTF, que l'évolution auto-similaire conduit à un trop grand nombre d'amas prédits à haut *redshift*. En conséquence, l'évolution non auto-similaire prédit trop peu d'amas à haut *redshift*. Cette tendance est confirmée par les résultats présentés dans le tableau III.5 : lorsque l'on compare le nombre d'amas effectivement observés dans le sondage REFLEX à ceux correspondant aux prédictions du modèle pour les deux types d'évolution considérées en tenant compte d'une complétude semblable à celle de REFLEX ($\gtrsim 90\%$), on s'aperçoit qu'une fois de plus, le nombre d'amas prédits dans le cas auto-similaire est en très bon accord avec les données, alors que le cas non auto-similaire conduit à nombre d'amas trop faible.

Remarque Les distributions en *redshift* représentées sur la figure III.10 ne tiennent

absolument pas compte de la complétude du sondage REFLEX : quand bien même on connaît une estimation de la fraction d’amas observés par rapport à ceux effectivement présents dans le ciel, on ne dispose d’aucune information sur la distribution des amas manqués (en particulier, rien ne dit que celle-ci est uniforme en fonction de z).

III.3.4 “*And the winner is...*”

Les trois différents tests que j’ai réalisés pour déterminer les évolutions à prendre en compte dans les relations $M - T$ et $L - T$ ne peuvent pas être tous satisfaits dans le cadre d’un seul et même jeu de relations. Il est difficile de faire un choix à partir de la XLF : les contraintes que j’ai considérées ne sont pas assez fortes pour pouvoir discriminer les relations $M - T$ auto-similaire et non auto-similaire. En ce sens, je n’ai pas de raison de chercher à considérer un autre type d’évolution pour la relation $L - T$ que l’évolution auto-similaire. La reproduction de la XTF de Henry (2004) à haut *redshift* ne peut être faite qu’à partir d’une relation $M - T$ non auto-similaire de la forme de celle décrite dans l’équation (III.25) avec $\gamma = 1,2$. Au contraire, les résultats des comptages réalisés par le sondage REFLEX ne sont reproduits qu’en considérant une évolution auto-similaire.

Ce dernier test est certainement celui en lequel on peut avoir le plus confiance. En effet, les caractéristiques du sondage REFLEX (couverture, limite en flux) sont très simples à prendre en compte, contrairement à celles qui ont permis à Henry de calculer sa XTF. Le fait que la relation auto-similaire soit donc celle à prendre en compte paraît d’autant plus juste que c’est le type d’évolution que les observations semblent mettre en évidence (Kotov & Vikhlinin, 2006). C’est pourquoi je vais conserver cette évolution, tout en gardant en tête que le modèle ne reproduit ainsi pas la XTF à haut *redshift*.

III.4 Constitution de cartes

A l’aide du modèle que j’ai précédemment décrit, je peux simuler des catalogues contenant tous les paramètres X et SZ dont je suis susceptible d’avoir besoin, et ainsi constituer des cartes X et SZ. Je vais dans cette section essentiellement donner un exemple illustratif de cartes simulées. Auparavant, il faut cependant que je décrive la méthode que j’ai adoptée pour modéliser le signal SZ.

III.4.1 Modélisation du signal SZ

Jusqu’à maintenant, j’ai décrit comment je prenais en compte les contraintes issues des observations X dans mon modèle et ainsi, comment était modélisé le signal X lui-même. Reste alors à voir comment ce modèle gère le signal SZ. Je n’ai ici apporté aucune nouveauté par rapport aux travaux présentés dans la thèse de Jean-Baptiste Melin (2004) : les divergences existant entre les émissions dans nos deux modèles ne sont dues qu’au modèle d’amas lui-même qui, dans mon cas, est quasi intégralement contraint par les observations X. Pour être plus explicite, c’est simplement la prise en compte de ces contraintes qui modifie la modélisation SZ. On a vu plus haut (cf. §II.2.6) que les paramètres importants pour caractériser l’émission SZ d’un amas étaient ses paramètres de Compton central, y_0 , et intégré, Y . La méthode mise en jeu pour les calculer à partir des catalogues contenant masses

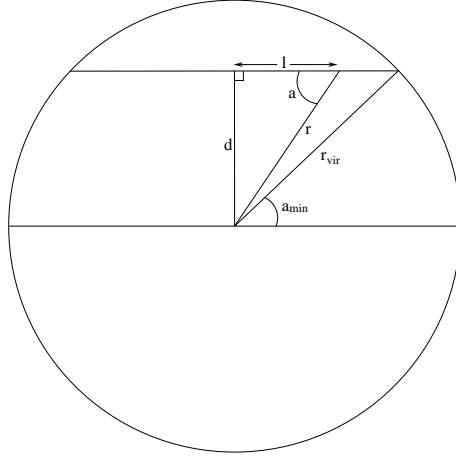


FIG. III.11: Définition des variables intervenant dans le calcul du profil SZ de l'amas (l'observateur est considéré à l'horizontale -gauche ou droite- de la figure).

et *redshifts* est la suivante :

Le paramètre de Compton central y_0 est déterminé grâce à sa définition et en se plaçant dans le cadre des hypothèses de sphéricité, d'isothermie et du modèle β :

$$y_0 = 2 \times \int_0^{r_{vir}} \frac{kT}{m_e c^2} n_e(r) \sigma_T dr \quad (\text{III.26})$$

$$= \frac{2kT}{m_e c^2} n_{e0} \sigma_T \int_0^{r_{vir}} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} dr, \quad (\text{III.27})$$

où les rayons viriel et de cœur, la température et la densité électronique centrale sont calculés grâce aux relations présentées plus haut. Le profil SZ, $y(r)$, est simplement déduit en considérant une fois de plus un modèle β . La figure III.11 illustre le détail de ce calcul. Je considère ici l'observateur situé à l'horizontale (gauche ou droite) de la figure. La valeur du paramètre de Compton à une distance d du centre de l'amas sur le ciel, $y(d)$, va alors correspondre à l'intégrale précédente calculée sur la ligne de visée, ici représentée par le trait horizontal supérieur :

$$y(d) = 2 \times \int_{r=d}^{r_{vir}} \frac{kT}{m_e c^2} n_e(r) \sigma_T dl. \quad (\text{III.28})$$

Il faut ici lier r et l ; pour ce faire, je vais tout exprimer en fonction de l'angle a . Sachant que $d = l \tan a = r \sin a$, on peut réécrire l'expression précédente :

$$y(d) = 2 \frac{kT}{m_e c^2} n_{e0} \sigma_T \int_{a_{min}}^{\pi/2} \left[1 + \left(\frac{x_v \sin a_{min}}{\sin a} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \frac{da}{\sin^2 a}, \quad (\text{III.29})$$

avec $x_v = \frac{r_{vir}}{r_c}$. Le flux SZ est alors juste l'intégrale de ce profil sur la surface de l'amas. Pour économiser du temps de calcul, on peut ne calculer y_0 et Y que pour un seul amas (avec par exemple $z = 0,05$ et $M = 5.10^{14} M_\odot$) puis utiliser les relations d'échelle déjà présentées :

$$y_0 \propto h^2 \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} M_\odot} \right) f_{gas}(T) \Delta_c(z) E^2(z); \quad (\text{III.30})$$

$$Y \propto h^{2/3} \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} M_\odot} \right)^{5/3} f_{gas}(T) \Delta_c^{1/3}(z) E^{2/3}(z) D_A^{-2}(z), \quad (\text{III.31})$$

pour calculer ces paramètres pour chaque amas du catalogue. Dans tous les cas, tous ces calculs sont donc faits dans le cadre du modèle sphérique, isotherme et majoritairement auto-similaire (je tiens compte de l'évolution de la fraction de gaz avec la température ; celle de x_{500} n'a aucune importance dans le calcul de Y).

Remarque Pratiquement, je ne me suis pas (encore) préoccupé de l'évolution de la fraction de gaz avec le rayon ou le *redshift*. Dans mon modèle, j'ai ainsi considéré que les fractions de gaz en r_{500} (qui intervient dans le calcul de x_{500} ; cf. éq.(III.18)) et r_{vir} (qui elle intervient dans les calculs des paramètres SZ ; cf. éq.(III.31)) sont les mêmes, *i.e.* les profils de gaz et de matière noire sont identiques au delà de r_{500} , et indépendantes du *redshift*, *i.e.* ces profils évoluent façon identique avec le *redshift*. Ces choix (qu'il serait sans doute plus approprié de qualifier de "non-choix") ne sont *a priori* pas justifiés ; leur validité ne sera cependant pas discutée dans cette étude.

III.4.2 Intensité spécifique

Les profils X sont calculés exactement de la même manière, à ceci près que les intégrations sont faites jusqu'à r_{500} et qu'ils dépendent du carré de la densité électronique, ce qui fait que l'on intègre $\left[1 + (r/r_c)^2\right]^{-3\beta}$. La grandeur ici pertinente est l'intensité spécifique intégrée dans une bande d'énergie $[E_1 - E_2]$, I_X , en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$:

$$\begin{aligned} I_{[E_1-E_2]}(0) &= 2 \int_{E_1}^{E_2} \int_0^{r_{500}} \frac{\varepsilon_V^{ff}}{4\pi} (1+z)^{-3} dr dE & (III.32) \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \frac{r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24} \sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}}}{5^{\frac{\alpha_{MT}}{3}} 3600 \left(\frac{180}{\pi}\right)^2 h E(z) (1+z)^4} g_{ff} \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} \\ &\quad \times n_{e0}^2 x_{500}^{-1} T_{spec}^{\frac{\alpha_{MT}}{3} + \frac{1}{2}} I_3(x_{500}, \beta) BF[E_1, E_2(z)] & (III.33) \end{aligned}$$

avec, $I_3(x_{500}, \beta) = \int_0^{x_{500}} (1+x^2)^{-3\beta} dx$, ε_V^{ff} l'émissivité dépendant de la fréquence [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$], g_{ff} le facteur de Gaunt dépendant de la fréquence et de la température (ici pris constant et égal à g_B) et $BF[E_1, E_2(z)]$ le facteur permettant de passer d'une quantité bolométrique à la même quantité dans une bande $[E_1 - E_2]$ (il ne dépend de z que si l'on exprime E_1 et E_2 dans le référentiel d'observation). Le profil de l'amas est donc déterminé dans le cadre du modèle β . On peut noter une fois de plus que ce profil sera spatialement moins étendu que pour le SZ, $I_X(r)$ étant proportionnel à n_e^2 alors que pour le SZ, le paramètre Compton $y(r)$ n'est proportionnel qu'à n_e . On note aussi clairement le gros désavantage de l'observation X, à savoir sa très rapide décroissance avec le *redshift* (cf. le facteur $(1+z)^{-4}$).

III.4.3 Exemple de cartes

A partir de tous les éléments que j'ai jusqu'alors décrits (ainsi que ceux laissés sous silence et présentés dans la thèse de Jean-Baptiste Melin (2004)), je peux donc simuler de catalogues d'amas de galaxies et réaliser des cartes d'observations X et SZ de ces mêmes amas. C'est ce qui est représenté sur la figure III.12 à titre d'exemple. Les cartes représentées ici (SZ à gauche et X à droite) ont une taille de $5 \times 5 \text{ deg}^2$ sur le ciel. Les 473 amas simulés ici respectent tous $M \geq 10^{14} M_\odot$. On observe en particulier les principales différences entre les deux signaux :

- Le profil des amas est plus étendu en SZ qu'en X; de même, la partie centrale de l'amas est plus piquée en X qu'en SZ.
- “A l'œil”, un nombre plus important d'amas paraissent facilement observables sur la carte SZ que sur la carte X et ce grâce à l'indépendance de l'effet SZ au *redshift* (combiné à une taille des images plus importante sur le ciel).
- On note également que certains amas sont très clairement visibles en X alors que leur image SZ est très faible (les deux amas les plus visibles dans la partie en haut à gauche de la carte X en sont un exemple). Ces amas sont proches mais peu massifs : en particulier, ils sont trop peu massifs pour être très brillants en SZ et assez proches pour que leur émission X soit clairement visible. Je reviendrai sur ce type d'effet au IV.2.3.

Tous ces points seront détaillés de façon quantitative dans la partie suivante où j'utilise les simulations produites à l'aide du modèle que j'ai décrit dans la présente partie pour prédire les observations de PLANCK, ROSAT¹¹ et XMM, ainsi que les combinaisons SZ/X de ces observations.

¹¹Ce sera dans ce cas une prédiction *a posteriori*...

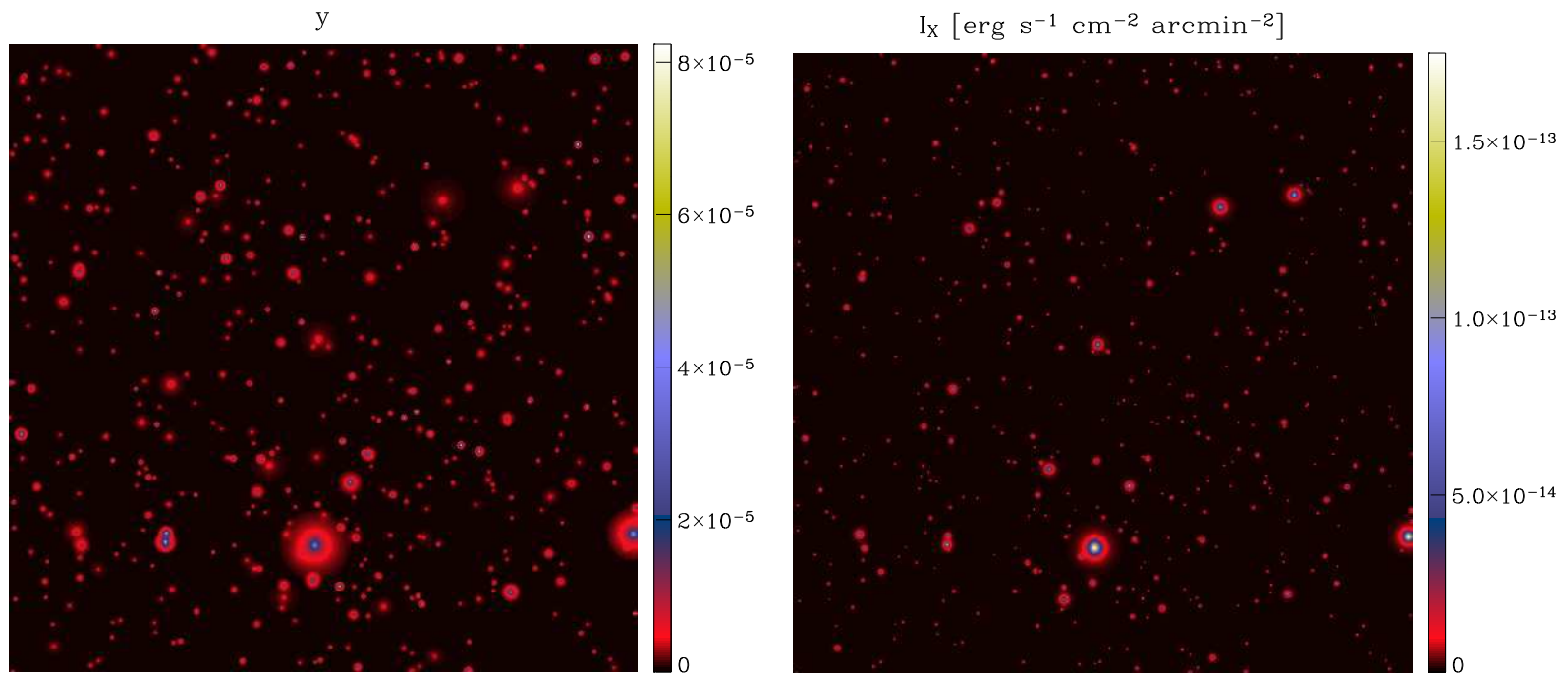



FIG. III.12: Exemple de cartes simulées. Gauche : carte SZ, *i.e.* du paramètre de Compton y . Les valeurs minimale et maximale sont respectivement 0 et $8,2 \cdot 10^{-5}$. Droite : Carte X, *i.e.* cette fois de l'intensité spécifique I_X [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$] dans la bande de ROSAT (à savoir [0,1 – 2,4] keV). L'échelle de couleur va ici de 0 à $1,8 \cdot 10^{-13}$.

IV. Applications du modèle constitué

Seul un regard peut créer l'Univers.

Christian Morgenstern, *Borne kilométrique*

 LE BUT originel du modèle que j'ai constitué est de répondre à la question suivante : "Connaissant les spécificités d'une expérience donnée (X ou SZ), quel va être le résultat d'un sondage d'amas?" Une fois cette question répondue, on peut s'intéresser à de nombreuses autres concernant les combinaisons de sondages entre eux, les contraintes accessibles... Il peut également être utile de se poser la question dans l'autre sens : "Ayant auparavant déterminé un programme d'observation d'amas particuliers, comment organiser ce programme (en particulier, déterminer le temps de pose nécessaire)?"

Pour illustrer plus avant ces différentes applications, je vais considérer différentes combinaisons de sondages SZ et X. Pour ce qui est de la part SZ de ces combinaisons, je n'utiliserai que le satellite PLANCK, dont j'étudierai les résultats au regard de deux observatoires X. Dans un premier temps, je m'intéresserai au cas du satellite ROSAT, dont les observations sont aujourd'hui terminées (§IV.2) ; ROSAT, tout comme PLANCK, présente l'intérêt d'avoir réalisé un sondage d'amas sur tout le ciel. Je comparerai alors les résultats de ces deux instruments, ce qui mettra en avant de façon claire les apports de PLANCK. Les sondages PLANCK et ROSAT auront cependant de nombreux amas en commun : je regarderai alors en quoi les informations obtenues avec ROSAT bénéficieront aux résultats de PLANCK et décrirai ce que l'on pourra faire avec ce catalogue SZ/X. En outre, certains des amas observés par ROSAT ne le seront pas avec PLANCK ; on verra alors que ces amas aussi permettront de mieux comprendre les observations de PLANCK. Dans un second temps, je me porterai sur le cas du télescope XMM-Newton (§IV.3). Son principal intérêt sera ici de permettre le suivi du sous-catalogue des nouveaux amas PLANCK ("nouveaux amas" désigne essentiellement les amas découverts par PLANCK, qui n'ont pas été observés auparavant par ROSAT). Je montrerai alors, en déterminant les caractéristiques X de ces amas à l'aide de mon modèle, quelle sera la qualité des observations que l'on pourra réaliser avec XMM en termes d'informations obtenues et de nombre d'amas observés. Pour finir, je détaillerai une méthode simple pour optimiser le suivi XMM et le mettre en place dès l'obtention des premiers résultats issus de PLANCK. Je vais cependant commencer par décrire de façon plus ou moins succincte les caractéristiques de chacun de ces instruments (§IV.1).

Il faut bien garder en tête que tout ce que je vais décrire ici ne correspond qu'à des exemples d'applications réalisables à partir de mon modèle : la prise en considération d'autres sondages (aussi bien SZ que X) pourrait lever des questions auxquelles ce modèle apporterait une réponse (ou du moins une partie).

IV.1 Instruments

Je vais débiter cette partie par la description des instruments dont je vais par la suite considérer les observations. Ces descriptions donnent bien plus d'informations que celles dont j'aurais effectivement besoin. En effet, on pourra voir qu'au premier ordre, les informations pertinentes dont je vais me servir sont la limite de détection de chaque instrument (en terme de flux SZ ou X) et la surface observée sur le ciel.

Les instruments que j'ai considérés sont au nombre de trois, tous des satellites : le seul instrument SZ est le satellite PLANCK (§IV.1.1) ; les instruments X sont ROSAT (§IV.1.2) et le télescope XMM-Newton (§IV.1.3).

IV.1.1 Le satellite PLANCK

PLANCK¹ est le nom² de la mission satellite de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) destinée à observer le CMB sur tout le ciel avec une sensibilité et une résolution angulaire jamais atteintes (ce à quoi le fait de ne pas être perturbé par l'atmosphère participe). Le lancement du satellite, par une fusée Ariane 5, est actuellement prévu pour le deuxième semestre 2008³ ; le satellite Herschel fera également partie de ce lancement. PLANCK commencera alors son voyage vers son "site d'observation", à savoir une orbite autour du point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil (soit à $\sim 1,5$ millions de kilomètres de la Terre) ; ceci lui permettra de garder en permanence les sources de bruits que sont le Soleil, la Terre et la Lune dans le dos. Son temps de vie est ensuite prévu, dans le cas optimiste, pour être de l'ordre de 2 ans, ce qui lui permettrait de faire quatre observations complètes du ciel (6 mois par ciel) ; cette durée dépend très fortement du rythme auquel le satellite va consommer la réserve d'hélium liquide nécessaire pour refroidir ses détecteurs à une température de 100 mK et ainsi atteindre la sensibilité désirée.

Le but premier de cette mission est de réaliser la mesure *ultime* du spectre des anisotropies de température du CMB, dans le sens où la précision sera ici limitée par la variance cosmique ; c'est cependant loin d'être sa seule raison d'être. Il doit également lever un peu plus le voile sur les anisotropies de polarisation. En effet, PLANCK va pouvoir faire une mesure exceptionnelle du spectre des modes E de polarisation du CMB, jusqu'à $l \sim 1500$. Prédire les capacités de PLANCK en terme d'observation des modes B de polarisation s'avère être malheureusement basé sur un pari, du moins en ce qui concerne les modes B primordiaux, *i.e.* générés par les ondes gravitationnelles ayant dues être produites lors de l'inflation : on ne connaît pas à l'heure actuelle l'échelle d'énergie à laquelle l'inflation a eu lieu, ce qui se traduit directement en une ignorance sur l'amplitude des modes B générés par l'inflation. Ces modes B peuvent aussi être générés par effet de lentille gravitationnelle. Les perturbations scalaires de la métrique lors du découplage matière-rayonnement ne peuvent générer que des modes E ; leur image est cependant distordue au cours du voyage des photons du CMB depuis la surface de dernière diffusion jusqu'à nous lors de la traversée des puits de potentiels dus à la présence de matière et ne peuvent plus être seulement décrits par des

¹<http://www.esa.int/science/planck>

²Ce nom lui a évidemment été attribué en hommage au physicien Max Planck, qui découvrit la loi de corps noir dont le CMB est le meilleur exemple connu à ce jour.

³Des esprits malintentionnés auraient pu donner "l'année prochaine" comme date de lancement au lieu de 2008, en mettant en avant que cette information serait alors juste pour plusieurs années ; "Dieu m'est témoin que je n'ai pas voulu cela", comme dirait Marcel...

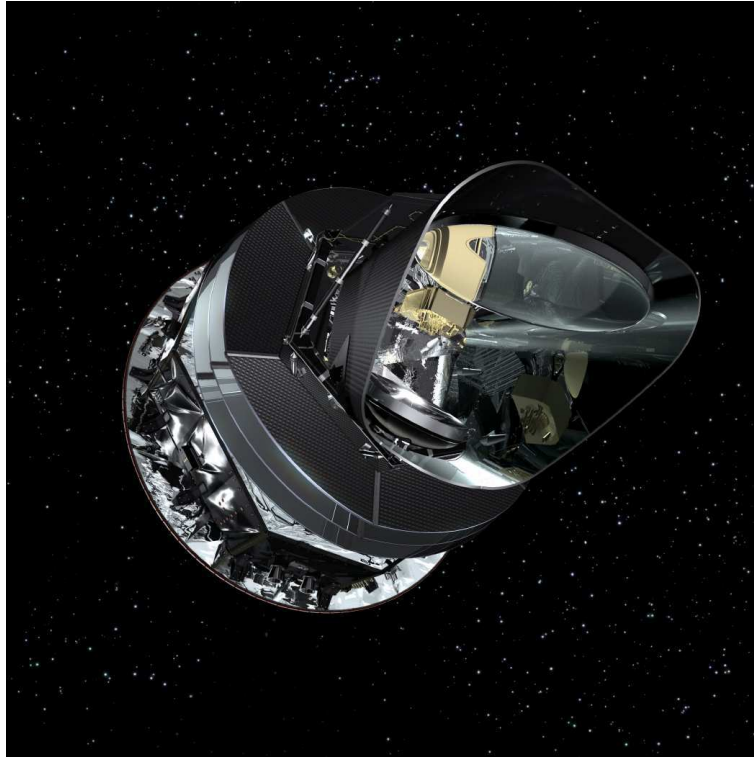


FIG. IV.1: Vue d'artiste du satellite PLANCK. Source : ESA.

modes de parité paire : des modes B sont ainsi produits (cf. la thèse de Laurence Perotto (2005)). PLANCK ne sera cependant que peu sensible à cette composante. Ses capacités à mesurer les différents spectres sont détaillées sur la figure IV.2.

L'étude des anisotropies primaires du CMB n'est pas non plus le seul rôle de PLANCK. En particulier (pour ce qui nous intéresse ici), il va permettre de constituer un catalogue d'amas de galaxies grâce à leur empreinte par effet SZ. Ce catalogue devrait contenir plusieurs milliers d'amas (l'imprécision sur la prédiction de ce nombre dépend essentiellement de l'imprécision actuelle sur la valeur de σ_8 et sur les capacités exactes de PLANCK), ce qui en fera le plus grand catalogue sur tout le ciel. Je détaillerai ce point au cours de toute cette partie. Finalement, PLANCK sera également sensible à de nombreuses émissions galactiques (émission synchrotron, poussières galactiques, *bremstrahlung*...) ainsi qu'au champ magnétique galactique à travers son impact sur les données polarisées. Toutes ces émissions (au même titre que l'effet SZ) doivent être soustraites pour pouvoir obtenir des informations sur le CMB seul ; elles n'en sont pas moins riches en informations capitales, aussi bien sur des objets particuliers de la galaxie que sur des processus galactiques globaux.

Pour pouvoir ouvrir l'accès à toute cette science, PLANCK est constitué de deux instruments, LFI (*Low Frequency Instrument*) et HFI (*High Frequency Instrument*), couvrant à eux deux un domaine en fréquence allant de 30 à 857 GHz à travers 9 bandes distinctes. LFI apparaît comme étant l'héritier direct de COBE et WMAP : la technologie mise en œuvre est celle des antennes radio avec amplification HEMT (pour *High Electronic Mobility Technology*). Il observera le ciel dans trois bandes de fréquences de 30 à 70 GHz avec une résolution angulaire allant de 14 à 33 arcmin. HFI est quant à lui constitué de 52 bolomètres dont 32 sensibles à la polarisation. Il couvrira un domaine de fréquence allant de 100 à 857

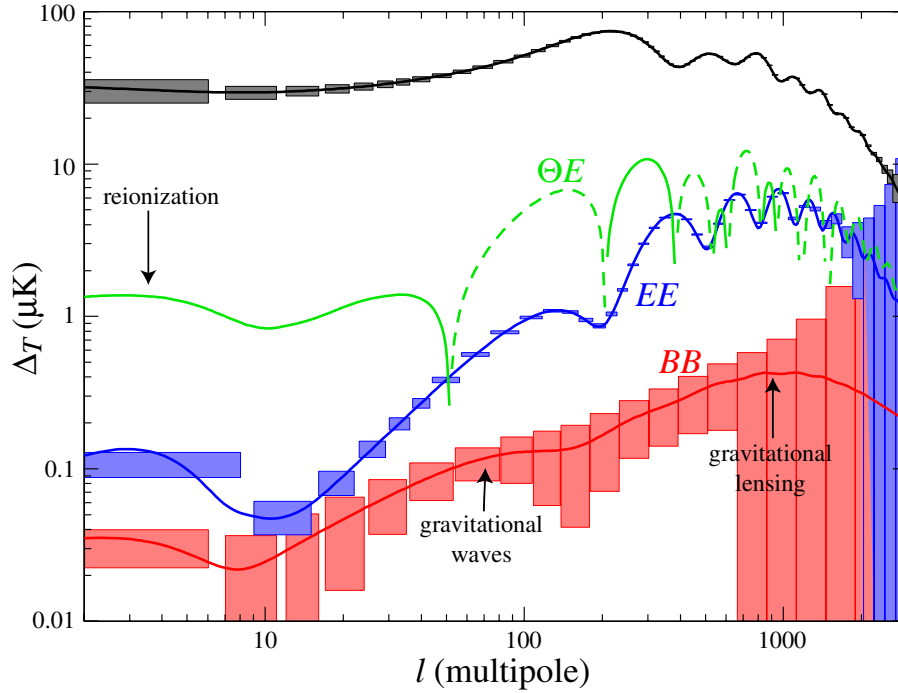


FIG. IV.2: Les spectres des différentes anisotropies primaires du CMB sont représentés sur cette figure (température en noir, corrélation entre température et modes E de polarisation en vert, modes E de polarisation en bleu, modes B de polarisation en rouge). On distingue en particulier les deux composantes intervenant dans la génération des modes B : les ondes gravitationnelles primordiales (*gravitational waves* ; bas l) et l'effet de lentille gravitationnelle (*gravitational lensing* ; hauts l). Les rectangles superposés sur ces courbes correspondent aux prédictions des capacités de PLANCK en termes de barres d'erreurs. La cosmologie considérée ici est $\Omega_{tot} = 1$, $\Omega_{\Lambda} = 2/3$, $\Omega_b h^2 = 0,02$, $\Omega_m h^2 = 0,16$, $n = 1$, $z_{ri} = 7$ et $E_i = 2,2 \cdot 10^{16}$ GeV (où z_{ri} est le *redshift* auquel est supposée avoir lieu la réionisation et E_i l'énergie à laquelle l'inflation a lieu). Cette figure est due à Hu & Dodelson (2002).

GHz à travers 6 bandes distinctes avec une résolution angulaire comprise entre 5 et 10 arc-min. Les principales caractéristiques de ces instruments sont détaillées dans le tableau IV.1. Pour plus de détails, on pourra par exemple se reporter sur le *Blue Book* (The PLANCK Consortia, 2005). Une observation multi-fréquentielle telle que celle que PLANCK va réaliser est indispensable pour pouvoir séparer chacune des composantes (leurs spectres sont très différents les uns des autres). Ainsi le choix de ses fréquences d'observations n'a-t-il rien d'arbitraire. En particulier, les fréquences 143, 217 et 353 GHz sont clairement imposées par le spectre de l'effet SZ : il est négatif et proche d'un extremum à 143 GHz, nul à 217 GHz et positif et proche de son autre extremum à 353 GHz. Les fréquences d'observations de LFI et HFI sont comparées au spectre du SZ sur la figure IV.3.

La quasi totalité des informations que j'ai données ici sont inutilisables telles qu'elles dans mon modèle (en dehors de la surface de couverture) : le fait de connaître les fréquences d'observations, résolutions, etc., ne peut pas permettre directement de savoir quels amas seront observés par PLANCK dans une simulation donnée. Régler ce problème est le but du travail actuellement fourni par le *Working Group 2* de la collaboration PLANCK (qui s'occupe de la séparation de composantes ; dorénavant WG2) : à partir de simulations complètes (*i.e.*

Caractéristiques	LFI			HFI					
Technologie	HEMT			Bolomètres					
Fréquence centrale [GHz]	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Largeur de bande ($\Delta\nu/\nu$)	0,2	0,2	0,2	0,33	0,33	0,33	0,33	0,33	0,33
Résolution angulaire [arcmin]	33	24	14	10	7,1	5,0	5,0	5,0	5,0
Sensibilité [μ K]	4,4	6,5	9,8	6,8	6,0	13,1	40,1	401	18300

TAB. IV.1: Caractéristiques des instruments LFI et HFI du satellite PLANCK en terme de fréquences d’observations, de largeurs de bandes, de résolutions angulaires et de sensibilités. Les informations contenues dans ce tableau sont issues du *Blue Book* (The PLANCK Consortia, 2005).

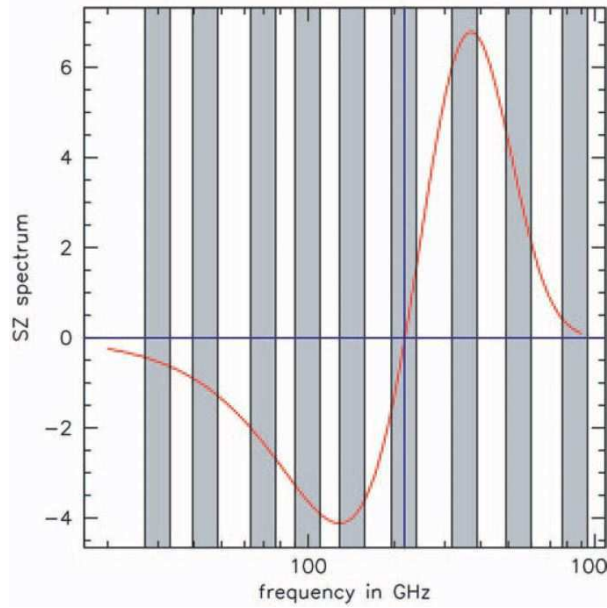


FIG. IV.3: Fréquences d’observations des instruments LFI et HFI du satellite PLANCK. Chaque zone grisée correspond à une des bandes passantes d’un des deux instruments. La courbe rouge superposée représente le spectre de l’effet SZ thermique (cf. Fig. II.10). Cette figure met clairement en avant les capacités de PLANCK à permettre un sondage SZ. Elle est extraite du *Blue Book* (The PLANCK Consortia, 2005).

des cartes SZ d’amas sur lesquelles sont ajoutés les bruits que sont le CMB, les différents avant-plans, les bruits instrumentaux...) sur lesquelles on applique les techniques de détection d’amas actuellement mise en œuvre (en particulier celle des filtres adaptés ou *matched filters* (Melin et al., 2006)), on détermine une limite effective de détection sur le flux SZ, Y_{lim} (tous les amas dont le flux est supérieur à Y_{lim} sont observés). Cette fois, c’est une information dont je peux directement me servir dans le modèle pour savoir si un amas est détecté. La limite que j’ai prise en compte pour une détection à 5σ par PLANCK est alors :

$$Y_{lim} = 6.10^{-4} \text{arcmin}^2. \quad (\text{IV.1})$$

Cette valeur est cependant encore en cours d’étude par le WG2 et ne doit donc être considérée que comme préliminaire. Ce n’en sera pas moins à mes yeux la “définition” de PLANCK.



FIG. IV.4: Vue d'artiste du satellite ROSAT. Source : MPE.

IV.1.2 ROSAT

ROSAT⁴ (*Röntgen Satellite*) (Trümper, 1992) est un satellite X allemand dont la mission s'est étendue de juin 1990 (son lancement a été fait par une fusée Delta-II) à février 1999. Il a réellement révolutionné la connaissance que l'on avait des sources X à travers deux types de sondages : les six premiers mois d'observation furent dédiés à la construction du sondage X couvrant tout le ciel le plus complet (c'est toujours le cas à l'heure actuelle) connu sous le nom de RASS⁵ (*ROSAT All Sky Survey*) ; le reste du temps fut consacré à des observations pointées d'objets particuliers. Il est constitué de deux télescopes : un dans le domaine X dans la bande $[0,1 - 2,4]$ keV composé de deux types de détecteurs, à savoir PSPC (*Position Sensitive Proportional Counter* ; c'est avec ce détecteur qu'a été réalisé le sondage sur tout le ciel) d'une résolution angulaire de $25''$ et HRI (*High Resolution Imager*) qui a lui une résolution de $5''$; un dans le domaine des UV extrêmes dans la bande $[0,04 - 0,2]$ keV. Il a ainsi permis l'étude, entre autres, d'amas de galaxies, de galaxies, de restes de supernovae, de différents types d'étoiles dont des étoiles à neutrons, et même de la Lune (qui est l'objet extra-terrestre ayant la plus faible émission X connue).

Les sondages d'amas basés sur ROSAT

Le sondage sur tout le ciel est ce qui va ici nous intéresser tout particulièrement. En effet, PLANCK faisant également ses observations sur tout le ciel, le RASS peut être considéré comme son complément X, au moins dans le principe : comme on le verra, la profondeur du sondage PLANCK est bien plus importante.

Il a permis de découvrir au total $\sim 150\,000$ sources X, dont de nombreux amas de galaxies. Plusieurs sous-catalogues ont pu être constitués à partir de toutes ces sources. On peut dans un premier temps évoquer le RASS-BSC (*Bright Source Catalogue*) qui contient 18811 sources avec un taux de comptage supérieur à 0,05 coups/s (Voges et al., 1999) ; encore une

⁴<http://www.mpe.mpg.de/xray/wave/rosat/mission/rosat/mission.php>

⁵Les instruments antérieurs à ROSAT ayant fait des sondages tout le ciel dans le domaine X avant ROSAT sont *Uhuru*, *Ariel-5* et *HEAO-1*.

fois, un grand nombre de ces sources peuvent être identifiées à des amas de galaxies (413 amas y ont déjà été repérés grâce à leur contrepartie dans un autre domaine de fréquences). Il existe d'autre part plusieurs catalogues s'étant spécifiquement consacrés aux amas de galaxies. On peut en particulier citer NORAS (*Northern ROSAT All-Sky*), REFLEX (*ROSAT-ESO Limited X-ray*) et MACS (*Massive Cluster Survey*) :

- REFLEX (Böhringer et al., 2004) est un sondage limité en flux (ce qui le rend très simplement défini) : tous les amas qu'il contient respectent $f_X > 3.10^{-12}$ erg s⁻¹ cm⁻² dans la bande [0,1 – 2,4] keV. Il couvre une surface de 4,24 ster sur le ciel (ou ~14 000 deg² soit ~1/3 du ciel) dans l'hémisphère sud (la Voie Lactée et les régions des nuages de Magellan ont été retirées). Au total, il contient 447 amas ayant été postérieurement identifiés par des observations optiques à l'ESO (*European Southern Observatory*) ; la complétude de ce catalogue est estimée à au moins 90%.
- NORAS (Böhringer et al., 2000) est sensiblement équivalent REFLEX, mais dans l'hémisphère nord ; sa fonction de sélection est plus complexe qu'une simple coupure en flux (plus exactement, la coupure en flux n'est pas homogène sur tout le ciel). Il contient 495 sources X dont 378 (78%) ont pu être identifiées optiquement à des amas de galaxies.
- MACS (Ebeling et al., 2001) a pour but de pousser un peu plus loin les limites de ce que l'on peut faire avec les données issues du RASS. Il consiste à considérer les sources du RASS-BSC dont on peut faire l'observation au Mauna Kea (ce qui correspond à une surface de 22 735 deg² sur le ciel) et ayant un flux X supérieur à 10^{-12} erg s⁻¹ cm⁻² dans la bande [0,1 – 2,4] keV (d'autres contraintes sont également prises en compte mais je ne les détaille pas ici car elles ne sont pas pertinentes par rapport aux paramètres intervenant dans mon modèle). Ebeling et al. (2001) mettent en avant 101 sources parmi les 5504 sources X sélectionnées dans le RASS-BSC ayant pu être optiquement identifiées comme des amas (la publication des résultats finaux de MACS est prévue pour cette année⁶). Le but de ce sondage est de considérablement augmenter le nombre d'amas massifs connus au-dessus de $z = 0,3$.

ROSAT a également permis de constituer des catalogues plus profonds mais sur des surfaces plus réduites. A titre d'exemple, on peut les sondages WARPS (*Wide Angle ROSAT Pointed Survey* ; Perlman et al., 2002), 160 deg² (Mullis et al., 2003) ou encore le 400 deg², une extension du précédent (Burenin et al., 2006).

IV.1.3 XMM-Newton

XMM-Newton⁷ est le seul télescope spatial X européen (ESA) actuellement dans le ciel (et l'un des deux seuls avec le télescope américain Chandra). Le nom XMM (*X-ray Multi-Mirror*) lui a été donné en raison des 174 miroirs (58 pour chacun des trois télescopes visibles sur la figure IV.5) qui focalisent par incidence rasante les rayonnements observés sur les différents instruments. Il a été lancé à la fin de l'année 1999 par Ariane 5. Bien que sa durée de vie ait à l'origine été prévue pour 2 ans et plusieurs fois étendue, tout semble indiquer qu'il lui reste encore de bonnes réserves des différents consommables dont il a besoin (gaz pour les pointages) et que les différents éléments à durée de vie limitée sont toujours en

⁶Un catalogue statistiquement complet d'amas pour lesquels $z > 0,5$ est disponible dans Ebeling et al. (2007).

⁷<http://xmm.vilspa.esa.es/> ; pour des informations complètes, on pourra d'ailleurs se référer au *User's Handbook* disponible à cette adresse.



FIG. IV.5: Vue d'artiste du satellite XMM-Newton. On distingue facilement les trois télescopes chacun composé de 58 miroirs qui focalisent les rayonnements X par incidence rasante sur les instruments EPIC et RGS. Le télescope menant à l'instrument OM se situe entre deux des télescopes X, ici en haut à droite. Source : ESA.

état de fonctionner plusieurs années (batteries...). Pratiquement, le satellite est susceptible de pouvoir être opérationnel jusqu'à 2018 au moins. La date de la fin de son exploitation n'a pas encore été déterminée, ce qui va être ici particulièrement intéressant. Une extension de durée de vie jusqu'en 2010 a d'ores et déjà été approuvée ; une nouvelle extension jusqu'en 2012 sera discutée cet automne.

Le but de ce télescope est d'observer l'ensemble des plasmas d'une température comprise entre 10^6 et 10^8 K qui émettent donc un rayonnement d'une énergie comprise entre 0,1 et 10 keV. Ces différentes sources sont associées à des échelles très différentes les unes des autres et sont aussi bien galactiques qu'extragalactiques : fond X diffus, galaxies elliptiques, amas de galaxies, AGN, quasars, trous noirs, étoiles à neutrons, pulsars, étoiles binaires, restes de supernovae, nuages de gaz, couronnes stellaires, comètes.

Pour ce faire, il est composé de trois types d'instruments : trois caméras CCD constituent l'instrument EPIC (*European Photon Imaging Camera*) ; le RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) est composé de deux spectromètres ; le tout est complété par un OM (*Optical Monitor*) pour l'identification optique/UV des sources X. XMM peut ainsi produire des images d'une résolution tout aussi exceptionnelle que la qualité de ses spectres. Ces instruments fonctionnent tous simultanément : tous les types d'informations sont donc accessibles sur chaque prise de vue. Sa PSF (*Point-Spread Function*) est de $6''$ (FWHM) et son champ de vue de $30'$.

En ce qui me concerne, XMM sera essentiellement caractérisé par un flux limite de

détection dans la bande $[0,5 - 2]$ keV égal à (Romer et al., 2001) :

$$\boxed{f_{X\ lim} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}}. \quad (\text{IV.2})$$

Je reviendrais plus avant sur ses capacités en temps voulu.

XMM étant un observatoire, les programmes d'observation qu'il réalise sont décidés par un comité de sélection (*Time Allocation Committee*) qui prend en compte les réponses à un appel d'offre auquel toute la communauté peut répondre. Ces programmes sont définis chaque année. La politique de ces choix semble aujourd'hui prendre une direction légèrement différente de celle qui était jusqu'à maintenant adoptée : à la suite d'un récent *workshop* (dont le but était de faire le point sur les connaissances actuelles en ce qui concerne l'astrophysique dans les X, mettre en avant les avancées récentes mais aussi et surtout identifier les questions les plus importantes sur lesquelles se porter et ainsi, les programmes les plus pertinents pour l'avenir), le *User Group* a recommandé de mettre au point un nouveau type de projet dits *Very Large Projects* (VLP) d'une durée de l'ordre de 1 à 3 Ms, tout en augmentant la part du temps d'observation destiné aux *Large Projects* et VLP par rapport aux programmes jusqu'à maintenant standards. On verra plus loin que cela sera particulièrement pertinent pour l'utilisation d'XMM que je considère ici.

Maintenant que l'on dispose de la plupart des informations nécessaires sur les différents instruments dont je vais considérer les observations, je vais me concentrer sur les applications auxquelles mon modèle donne l'accès dans le cadre de sondages conjoints SZ et X, d'une part en me portant sur les combinaisons des sondages tout le ciel de ROSAT et PLANCK, puis en cherchant à estimer les capacités d'XMM à réaliser un suivi des amas découverts par PLANCK.

IV.2 Relation entre les sondages faits par PLANCK et ROSAT

Parmi les amas dont PLANCK va permettre l'observation, un grand nombre aura déjà été observé avec ROSAT. Ceci présente un grand intérêt. On verra par la suite (§IV.3) que le fait d'extraire ces amas conduira à une optimisation du suivi des amas PLANCK par XMM. Il est cependant inconcevable de ne faire que les extraire.

PLANCK et ROSAT constitueront un catalogue SZ/X plus grand que tout ce qui existe aujourd'hui, ouvrant ainsi la porte à de nombreuses applications. De plus, les informations issues de ROSAT aideront à la détection des amas en SZ : dans les techniques actuellement développées (comme celle du *matched filter* (Melin et al., 2006)), la taille de l'amas est mal reconstruite, ce qui conduit à une mauvaise estimation du flux SZ (puisque l'on intègre le signal sur une "mauvaise" surface). Si l'on connaît *a priori* la taille des amas, *i.e.* avec ROSAT, on peut remédier en partie à ce problème.

On verra également que ROSAT a observé des amas auxquels PLANCK ne sera pas sensible. Ils permettront alors de caractériser la fonction de sélection de PLANCK : en d'autres termes, on pourra quantifier de façon précise ce que PLANCK ne voit pas, ce qui n'aurait évidemment pas été possible (du moins en dehors des simulations) avec PLANCK seul.

Dans tout ce qui va suivre, je considérerai les observations *tout le ciel* de PLANCK et ROSAT sur une surface non pas de $41\,253 \text{ deg}^2$ (ce qui correspond vraiment à tout le ciel)

mais seulement sur $30\,000 \text{ deg}^2$: dans les deux cas, je suppose ainsi inutilisable la zone galactique où le bruit de fond est bien trop important.

IV.2.1 Propriétés générales des deux catalogues

Dans cette section, je détermine les principales caractéristiques des catalogues PLANCK et ROSAT. Dans ce qui va suivre, j'ai alors considéré la limite du sondage MACS pour caractériser les observations de ROSAT : $f_{X\text{lim}} = 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Il est ici important de noter que je ne me place pas dans les conditions exactes du sondage MACS. Premièrement, ce sondage ne couvre pas $30\,000 \text{ deg}^2$ mais seulement $22\,735 \text{ deg}^2$ (cette surface étant imposée par la nécessité de faire un suivi optique à Mauna Kea). D'autre part, je ne tiens en aucun cas compte de la fonction de sélection de ce sondage. Sur ces $22\,735 \text{ deg}^2$, la limite en flux n'est pas du tout homogène (Ebeling et al., 2001) : seuls 93% de cette surface sont sondés avec $f_{X\text{lim}} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et 59% avec $f_{X\text{lim}} = 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Finalement, ce sondage ayant pour but premier d'augmenter la connaissance d'amas à haut *redshift* (typiquement, $z > 0,5$), il est fort probable que le catalogue résultant ne soit pas complet à bas z ou du moins, que le catalogue complet ne soit pas publié avant longtemps. On peut d'autant plus avoir des doutes sur la qualité des données locales à cause des propriétés du RASS-BSC qui sert de base à MACS : l'algorithme ayant permis de le constituer à partir du RASS a été optimisé pour la détection de sources ponctuelles et peine donc à identifier les sources avec une faible brillance de surface (Ebeling et al., 1998). Les résultats que je présente ici comme correspondant à ceux de MACS peuvent donc être considérés comme exagérément optimistes. Cela dit, le propos est plus de choisir une limite en flux accessible à partir des données ROSAT. Les différentes applications dont je parle ci-dessous pourront cependant se référer à des données plus restreintes que celles que j'associe à MACS ; je le signalerai dans chaque cas.

Les figures IV.6 représentent la distribution en *redshift* des amas PLANCK et ROSAT sous deux formes différentes. La figure de gauche montre la distribution différentielle $\frac{dn}{dz}$, *i.e.* le nombre d'amas par unité de *redshift* et de surface sur le ciel ; on peut ainsi apprécier la façon dont sont répartis les amas en fonction du *redshift*. La figure de droite montre quant à elle la distribution intégrée $N(> z)$, *i.e.* le nombre total d'amas dont le *redshift* est supérieur à z . J'ai en fait représenté les distributions de sous-catalogues que l'on peut constituer à partir des catalogues PLANCK et ROSAT : les amas observés par PLANCK seul, ceux vus à la fois par PLANCK et ROSAT et ceux détectés par ROSAT seul. Ces deux figures nous permettent de mettre clairement en avant les différences entre les deux catalogues :

La chose la plus évidente est que PLANCK va voir plus d'amas que ROSAT, mais pas excessivement plus : on peut voir sur la figure de droite que PLANCK observerait ~ 5600 amas en sondant une surface de $30\,000 \text{ deg}^2$ sur le ciel là où ROSAT en aurait vu ~ 4700 . Ce n'est cependant pas le résultat le plus important. En effet, même si le nombre total d'amas contenus dans chacun des sondages est relativement proche, le type d'amas dans ces catalogues est quant à lui différent. C'est ce qui ressort en particulier des deux courbes mettant en avant les distributions des amas vus par un seul des instruments. Les amas PLANCK sont situés à un *redshift* plus important que ceux observés avec ROSAT, ce à quoi on pouvait s'attendre en considérant la principale caractéristique de l'effet SZ, à savoir son indépendance au *redshift*. Ces différences entre les sondages PLANCK et ROSAT indiquent clairement que le volume sondé par PLANCK est plus grand que celui sondé par ROSAT.

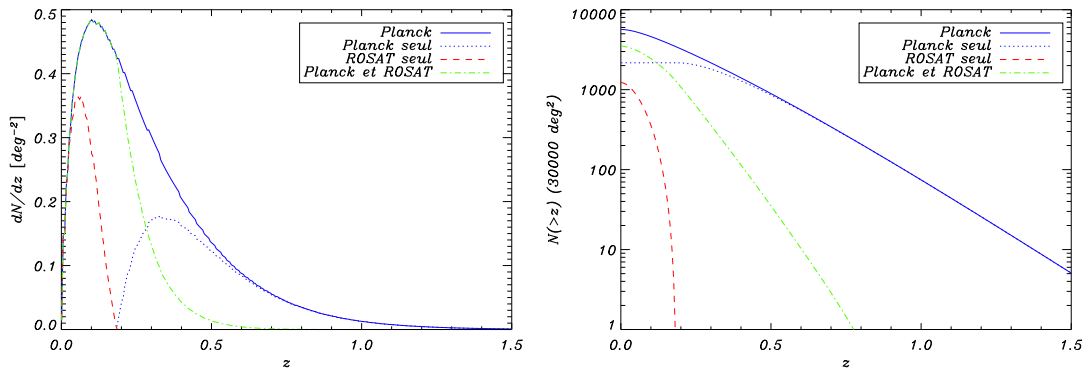


FIG. IV.6: Distribution en *redshift* des amas PLANCK et ROSAT. Gauche : Distribution différentielle $\frac{dN}{dz}$, *i.e.* le nombre d'amas par unité de *redshift* et de surface sur le ciel. Droite : Distribution intégrale $N(>z)$, *i.e.* le nombre d'amas dont le *redshift* est supérieur à z sur 30000 deg^2 sur le ciel. Les différentes courbes correspondent à différents sous-catalogues : les traits pleins bleus donnent la distribution de tous les amas PLANCK ; les pointillés bleus représentent les amas vus par PLANCK mais pas ROSAT ; les tirets et points verts sont les amas observés à la fois par PLANCK et ROSAT ; pour finir, les tirets rouges correspondent aux amas seulement vus par ROSAT.

C'est en soi une excellente nouvelle : les amas distants sont ceux qui permettent de poser les contraintes les plus fortes en terme de cosmologie (cf. Fig. II.12). Il paraît alors capital de faire le suivi de ces nouveaux amas PLANCK à l'aide d'instruments X plus performants que ROSAT ; c'est le propos de la section IV.3 où je m'intéresse au cas d'XMM.

On remarque également que PLANCK sera insensible à une certaine catégorie d'amas proches qui auront en contrepartie été observés par ROSAT (~ 1200 amas). Ces amas vont présenter un intérêt considérable dans la caractérisation du futur réel sondage PLANCK : la définition de la fonction de sélection d'un sondage donné, *i.e.* des caractéristiques de ce qui est effectivement observé ou pas par une expérience donnée, est essentielle pour pouvoir comprendre les propriétés statistiques du catalogue produit. Le fait d'avoir accès à ce sous-catalogue d'amas non observé par PLANCK permettra de définir leurs caractéristiques pertinentes et ainsi mieux comprendre la fonction de sélection de PLANCK. Cependant, on verra plus bas que pour bien comprendre l'apport des amas ROSAT dans la caractérisation de la fonction de sélection de PLANCK, il faudra appliquer les algorithmes de détection sur des cartes simulées.

Finalement, ~ 3500 sont communs aux deux catalogues. Ces amas sont compris entre $z = 0$ et $z \sim 0,6$, avec un pic dans leur distribution autour de $z \sim 0,1$.

IV.2.2 Les amas communs

Parmi les amas que PLANCK va observer, une grande partie aura déjà été observée par ROSAT (dans les conditions que j'ai considérées ici, ~ 3500). Il est évident que le fait de disposer d'un catalogue aussi conséquent d'observations X et SZ des mêmes amas présente un grand intérêt. En particulier, il permettra d'étudier directement les relations d'échelles entre grandeurs X et SZ (par exemple, la relation $L_X - Y$), ce qui constituera un excellent test des

modèles d'amas existant à l'heure actuelle, dont celui que j'ai décrit dans la partie précédente. Parmi tous ces amas, un certain nombre aura déjà été observé de façon approfondie, de telle sorte qu'on disposera de leur *redshift*, de leur température et, dans les meilleurs cas, de leur masse. Ce sous échantillon permettra alors de contraindre d'autres relations d'échelle, telles que les relations $T - Y$ et $M - Y$ ainsi que leur évolution (cependant, les amas en question seront majoritairement des amas locaux).

Cependant, on doit ici noter que quand je parle d'un amas observé par PLANCK et ROSAT, rien ne dit que cet amas a effectivement été identifié dans les données ROSAT. Le fait que l'on dispose de deux sondages complets du ciel facilitera considérablement la tâche en ce qui concerne l'extraction des amas des données, dans un sens comme dans l'autre. D'une part, comme je viens de le laisser entendre, les détections SZ par PLANCK permettront certainement d'identifier des amas dans les données ROSAT en recherchant simplement leur contrepartie X, *i.e.* en invoquant un nombre très limité de critères, ce qui conduira nécessairement à une utilisation optimale des données existantes.

D'autre part, PLANCK bénéficiera également des observations de ROSAT. La détection des amas à partir d'observations SZ n'a rien de simple, et ce à cause de la grande variété de bruits présents dans les observations : bruits instrumentaux, CMB, sources ponctuelles... Je vais ici décrire de façon très succincte la technique des filtres adaptés ou *matched filters* dans le cas d'une observation monofréquence (pour une description détaillée, on pourra par exemple prendre connaissance de la thèse de Jean-Baptiste Melin (2004)) :

La première étape de l'extraction des amas d'une carte contenant aussi bien les amas que les bruits instrumentaux et astrophysiques est le filtrage par des filtres adaptés correspondant à des profils d'amas (en l'occurrence, définis par le modèle β) pour des tailles angulaires $\theta_c = \frac{r_c}{D_A}$ différentes (*i.e.* sur une plage de tailles angulaires couvrant toutes celles que l'on peut s'attendre à observer). La deuxième étape consiste à identifier dans les cartes filtrées les pixels dont le rapport signal sur bruit S/N dépasse une certaine valeur seuil (arbitraire). Les maxima locaux des pixels sélectionnés sont alors considérés comme étant le centre des candidats amas ; la taille d'un amas candidat est alors la taille du profil par lequel la carte dans laquelle on l'a identifié a été filtrée. Il paraît alors naturel qu'un même candidat puisse apparaître dans des cartes filtrées par des profils de différentes tailles ; de plus, un candidat amas dans une carte filtrée avec un profil de taille θ_1 peut parfois être la combinaison de deux candidats amas (ou plus) identifiés dans une carte filtrée par un profil de taille $\theta_2 < \theta_1$. Pour ces raisons, il est alors nécessaire de construire un *arbre des candidats* dont le but est de relier les identifications faites dans les différentes cartes : à un amas vu dans une carte filtrée par un filtre de taille θ , on associe dans la carte correspondant à la taille $\theta + \Delta\theta$ soit le même amas, soit un amas regroupant plusieurs petits amas (dont celui auquel on s'intéresse), soit aucun amas. Ainsi de suite pour chaque carte. Lorsqu'un amas est vu dans plusieurs carte, on choisit alors de lui affecter la taille correspondant au filtre de la carte où cet amas est vu avec le plus grand rapport S/N , dès lors qu'on ne met pas en évidence qu'il est le résultat de la somme de plusieurs amas.

Le principal problème de ce type de technique est qu'il peine à déterminer sans erreurs la taille angulaire de l'amas sur le ciel θ_c . Lorsque l'on cherche à déterminer le flux SZ des amas que l'on a extraits, on intègre alors le signal sur une surface qui ne correspond pas à la surface réelle de l'amas. Le flux SZ estimé n'est alors pas le flux SZ réel. Il est cependant très simple de contourner ce problème : il suffit de connaître *a priori* la taille de l'amas. C'est une information à laquelle on peut facilement avoir accès à partir de certaines observations

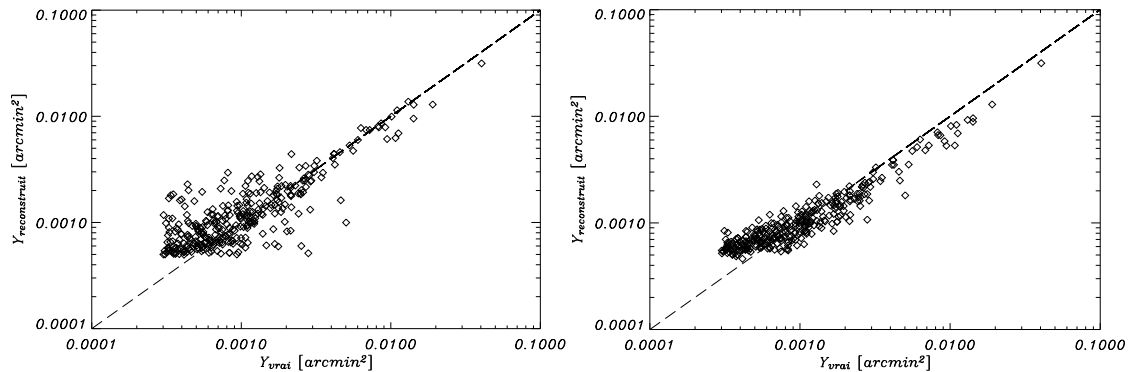


FIG. IV.7: Ces deux figures mettent en avant l'effet de la connaissance *a priori* de la taille angulaire θ_c d'un amas sur l'estimation de son flux SZ dans le cas d'une observation réalisée par PLANCK. Gauche : La taille angulaire n'est pas connue et doit être déterminée lors de la détection. En conséquence, le flux SZ estimé peut être très éloigné de sa vraie valeur. Droite : On connaît cette fois la taille angulaire de l'amas. L'estimation du flux SZ est ici bien meilleure. Ces deux figures ont été réalisées à l'aide des codes de détection de Jean-Baptiste Melin.

X existantes, en particulier celles de ROSAT. Les données PLANCK seront en conséquence bien mieux exploitées quand on aura accès à la contrepartie X. Les figures IV.7 illustrent ceci dans le cas d'une observation PLANCK : la dispersion est nettement moins importante dès lors que l'on connaît la taille de l'amas observé⁸. Il n'est cependant une fois de plus pas imaginable d'obtenir les rayons de cœur pour tous les amas du sondage MACS. En revanche, on dispose d'estimations des rayons de cœur pour les amas des sondages REFLEX et NORAS, c'est-à-dire à peu près un millier d'amas. D'autres catalogues plus profonds mais moins étendus pourront évidemment être ajoutés à ceux-ci, tels que le 160 deg² (Mullis et al., 2003) ou le WARPS (Perlman et al., 2002), par exemple.

IV.2.3 Les amas exclusifs

Je m'intéresse dans cette section particulièrement aux amas qui ne sont vus soit que par PLANCK, soit que par ROSAT, et ce dans plusieurs buts : d'une part, cela permet de mieux comprendre comment sont constitués chacun des deux catalogues ; d'autre part, on voit ainsi directement quel est l'intérêt des nouveaux amas PLANCK. Voyons dans un premier temps pourquoi un amas est vu dans un sondage mais pas dans l'autre dans le cas d'une simple coupure en flux (X ou SZ).

La figure IV.8 donne les propriétés de tous les amas PLANCK et ROSAT issus de la simulation de 20 cartes de 10 deg de côté, soit 2000 deg² sur le ciel⁹ en terme de masses

⁸Il faut également noter que les profils intervenant dans le filtrage des cartes n'est pas exactement le même que celui que j'ai adopté dans mon modèle : les miens dépendent légèrement de la température alors que ceux servant de filtres sont caractérisés par $x_v = \frac{r_v}{r_c} = 10$. Ceci implique que la valeur de Y reconstruite sera nécessairement différente de la valeur vraie. Cependant, l'importance de cet effet n'a pas encore été quantifiée. On peut néanmoins remarquer qu'il est certainement responsable du biais observable dans la partie droite de la figure IV.7.

⁹La raison pour laquelle je simule 20 petites cartes au lieu d'une grande directement est que je peux

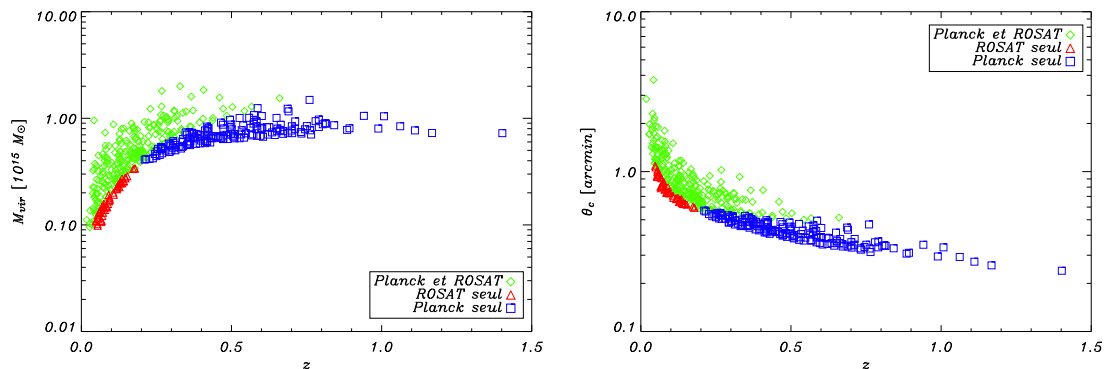


FIG. IV.8: Masses virielles et tailles angulaires des amas suivant les sous-catalogues dont ils font partie. Les amas exclusifs à PLANCK sont représentés par les carrés bleus, ceux exclusifs à ROSAT correspondent aux triangles rouges, les amas communs aux deux catalogues sont désignés par les losanges verts. Les amas représentés ici sont issus de la simulation de 20 cartes de 10 deg de côté : ils correspondent donc à un sondage sur 2000 deg². On voit en particulier que les amas auxquels PLANCK n'est pas sensible sont peu massifs et petits (leur flux SZ est donc faible) alors que ceux que ROSAT ne voit pas sont massifs, mais petits et surtout lointains (le flux X décroît particulièrement vite avec le *redshift*). En marge de cela, on peut en profiter pour remarquer la façon dont la coupure correspondant aux amas PLANCK est rapidement (pour $z \gtrsim 0,2$) relativement plate en fonction de la masse contrairement à la coupure ROSAT ; c'est une des caractéristiques appréciables de l'effet SZ.

virielles M_{vir} et de tailles angulaires. On comprend alors comment se passent les choses :

Les amas auxquels seul ROSAT a accès sont de petites tailles et peu massifs, mais proches. En gardant en tête que l'émission X diminue très vite avec le *redshift*, on peut déduire que de tels amas ne seraient pas vus par ROSAT s'ils étaient légèrement plus distants (c'est d'ailleurs ce qu'on observe sur la figure). Ils sont cependant trop petits sur le ciel et trop peu massifs pour que leur flux SZ soit assez important pour que PLANCK les observe. On peut d'ores et déjà remarquer que la coupure du catalogue PLANCK est relativement plate en masse, mais seulement à partir d'un *redshift* de l'ordre de 0,2. Le fait que les sondages SZ correspondent pratiquement à des sondages limités en masse en fonction du *redshift* est tout à fait particulier et très appréciable, la masse étant une des grandeurs les plus pertinentes d'un amas d'un point de vue cosmologique. Les amas qui ne sont vus que par PLANCK sont eux des amas petits sur le ciel, mais très massifs et distants. Ils sont en particulier trop distants pour que leur flux X reste suffisamment important pour être supérieur à la limite de détection du sondage MACS. Ils sont cependant assez massifs pour se situer au-dessus de la coupure en masse du sondage PLANCK. Comme je l'ai déjà dit, ce résultat est une excellente nouvelle : les amas de ce type sont excessivement intéressants d'un point de vue cosmologique (cf. §IV.3.1), ce qui justifie complètement le désir d'en faire le suivi par XMM.

Pour pouvoir avoir une idée de l'intérêt que peuvent avoir les amas observés par ROSAT seul dans la compréhension des données issues de PLANCK, on ne peut se satisfaire du critère

rester dans ce cas dans le cadre de l'approximation plane où je n'ai pas à me préoccuper du fait que le ciel est effectivement une sphère.

de détection que j'ai jusqu'à maintenant considéré : on doit faire le traitement complet de cartes simulées, c'est-à-dire, par exemple, appliquer les codes de détection mis au point par Jean-Baptiste Melin. La coupure en flux que j'ai jusqu'à maintenant considérée pour caractériser les observations de PLANCK ne rend pas compte de tous les effets de sélection. En particulier, elle ne permet pas de voir quel est l'effet du fait qu'un amas soit résolu ou non dans l'observation PLANCK, qu'il est pourtant important de comprendre : un amas résolu voit son flux SZ dilué dans plusieurs pixels ; il est ainsi plus difficile à détecter, même si son flux reste relativement important. Parmi les amas que PLANCK ne va pas pouvoir observer à cause de cet effet (ou de tout autre effet de sélection d'ailleurs), certains auront auparavant été détecté par ROSAT. Ainsi les observations de ROSAT vont-elles pouvoir donner accès à ce à quoi PLANCK n'aura justement pas accès, offrant alors un moyen de caractériser sa fonction de sélection. C'est ce qui est représenté sur la figures IV.9. Pour la réaliser, j'ai simulé 50 cartes d'une surface de $5 \times 5 \text{ deg}^2$. J'ai ensuite appliqué sur ces cartes les codes de détection en question en considérant un amas détecté si le rapport S/N correspondant était supérieur à 3.¹⁰ Sur les 23 403 amas ici simulés, 328 sont détectés par PLANCK ; en outre, parmi ceux que PLANCK ne voit pas, 97 ont un flux X supérieur à $10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et sont donc considérés comme ayant été observés par ROSAT. Les enseignements de cette analyse sont multiples.

D'une part, le fait de considérer une simple coupure en flux pour estimer les propriétés de la détection d'amas dans PLANCK n'est qu'une approximation qui se trouve être d'autant moins valable que l'on s'intéresse aux amas proches¹¹. En effet, beaucoup d'amas proches se trouvent être résolus (leur rayon viriel est supérieur à la résolution de PLANCK dans les canaux à 143, 217 et 353 GHz, *i.e.* les canaux pertinents pour l'extraction d'amas) et donc, difficilement détectables. (On peut d'ailleurs noter que si l'on extrapole ces résultats, on en vient à conclure que PLANCK pourrait observer ~ 7800 amas sur $30\,000 \text{ deg}^2$, ce qui reste comparable avec les 5600 dont j'ai parlé plus haut bien que, encore une fois, les amas soient ici détectés avec un rapport S/N plus faible.) Il est alors important de savoir quelle est la part de ces amas dans le but de caractériser la fonction de sélection de PLANCK. Comme on le voit ici, cela peut être fait à travers des simulations. L'autre possibilité, mise en avant à travers ces résultats, est de se reporter sur les informations obtenues dans le cadre d'autres observations, en l'occurrence ici ROSAT. On voit en effet que ROSAT doit avoir eu accès à une part non négligeable d'amas dont le flux SZ était suffisamment important pour qu'on les considère *a priori* comme visibles avec PLANCK mais qui, à cause de l'effet que j'ai décrit, ne le sont effectivement pas. Plus encore, on peut noter que dans certaines zones des figures que j'ai représentées, il n'y a plus d'amas n'étant pas observés : la combinaison des sondages PLANCK et ROSAT donne donc des échantillons complets dans certaines limites. En d'autres termes, ROSAT va permettre, au moins en partie, l'observation de la fonction de sélection de PLANCK.

¹⁰La limite en flux que j'avais auparavant considérée correspondait à une détection à 5σ . La raison pour laquelle je considère ici une limite plus faible est en fait tout sauf physique : au moment où je fais cette étude, les ordinateurs dont je dispose facilement ne sont pas exceptionnellement performants, m'obligeant ainsi de m'en tenir au traitement de cartes relativement petites ; je dois donc baisser le seuil en rapport S/N de telle sorte à observer au moins un amas par carte.

¹¹C'est la raison pour laquelle je ne me préoccuperais pas de ce problème dans la section suivante où je focaliserai mon attention sur les amas les plus distants du catalogue PLANCK. Ce sera d'autant moins préoccupant dans la section IV.3.3, où je considérerai un catalogue limité par une haute coupure en flux SZ et un flux X relativement faible.

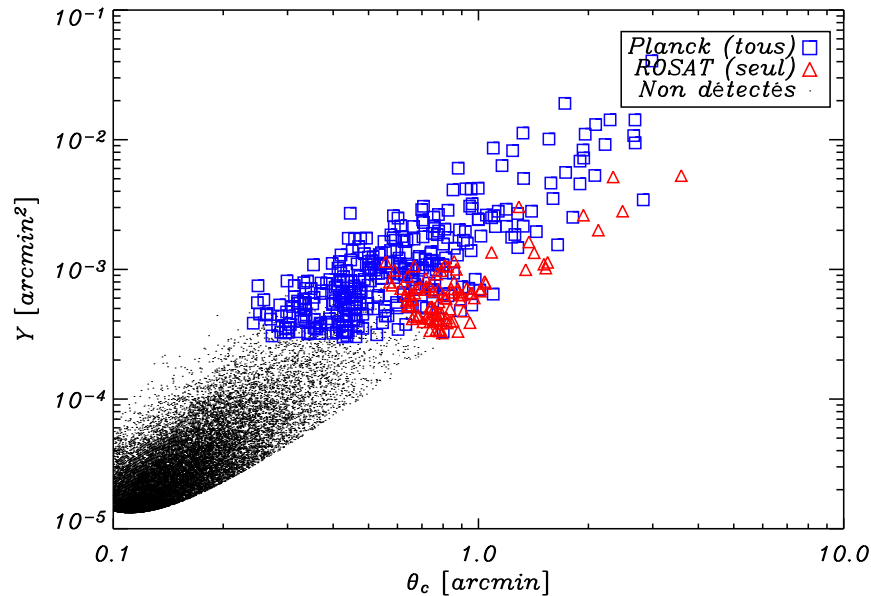


FIG. IV.9: Cette figure met en évidence les caractéristiques des amas PLANCK et ROSAT en termes flux SZ Y et de taille angulaire θ_c . Précisément, j’ai cette fois simulé 50 cartes d’une surface de $5 \times 5 \text{ deg}^2$ puis appliqué les codes de détection de Jean-Baptiste Melin pour extraire les amas PLANCK. En ce qui concerne les amas ROSAT, j’ai une fois de plus simplement appliqué une coupure en flux ($f_{X \text{ lim}} = 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Les carrés bleus représentent alors tous les amas détectés par PLANCK, les triangles rouges donnent les amas vus par ROSAT parmi ceux auxquels PLANCK n’a pas accès et les points noirs correspondent à tous les autres amas simulés. Les amas sortis du code de détection caractérisés par un flux inférieur à $3.10^{-4} \text{ arcmin}^2$ ont été retirés du catalogue car ils sont théoriquement inaccessibles avec PLANCK.

Reste alors à tirer partie du fait que PLANCK va découvrir de nouveaux amas. Naturellement, ROSAT ne peut être d’aucune utilité dans ce but ; c’est pourquoi je vais dans la section suivante m’intéresser à l’éventualité de réaliser un suivi X de ces amas à l’aide du satellite XMM.

IV.3 Suivi des amas PLANCK par XMM

On vient de voir que PLANCK permettra la découverte de nombreux amas. Il paraît alors indispensable de planifier un suivi X de ces amas pour compléter les informations obtenues à l’aide de l’observation SZ, entre autres dans le but de pouvoir réaliser des études d’ordre cosmologique. Plus précisément, il faudra déterminer leur température et si possible leur profil en température (qu’on pourra alors relier à la masse), leur *redshift*, leur fraction de gaz... En ce qui concerne des études d’ordre astrophysique sur la physique des amas eux-mêmes, il est évident que le fait d’avoir accès à la structure X d’amas sélectionnés au préalable sera particulièrement prolifique.

La question qui se pose alors est : “Les instruments X existants peuvent-ils permettre un tel suivi et si oui, quelle sera la qualité des informations ainsi disponibles ?” C’est à

cette question que je me propose de répondre dans cette section, en étudiant en particulier la faisabilité d'un suivi XMM des amas PLANCK. Je considérerai alors deux cas. Dans le premier, je supposerai que le *redshift* des amas PLANCK aura pu être déterminé à l'aide d'informations optiques, *i.e.* soit par l'identification des mêmes amas dans le catalogue du SDSS¹², soit dans des catalogues n'existant pas à l'heure actuelle, par exemple celui que réalisera Pan-STARRS¹³ (*Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System*). Dans l'autre cas, je mettrai en avant ce qu'il est possible de faire sans connaître ces *redshifts*.

IV.3.1 Amas pertinents

Comme on l'a vu précédemment, PLANCK va permettre de constituer un catalogue contenant plusieurs milliers d'amas dont ~ 2200 nouveaux. Il est bien entendu complètement exclu de faire le suivi de chacun de ces amas : en considérant un temps de pose raisonnable pour l'observation de ces amas par XMM, un suivi complet dépasserait de très loin le temps d'observation que l'on peut imaginer obtenir pour un seul programme. Il est donc indispensable de se restreindre à un sous-catalogue d'amas dont les caractéristiques auront été choisies pour répondre à une question précise. Dans le cas présent, le but est de pouvoir contraindre le modèle cosmologique. On cherche donc à avoir un catalogue composé d'amas qui d'une part, ne sont que très peu sensibles aux effets de physiques non-gravitationnelles (tels que les *cooling flows*), et d'autre part d'amas particulièrement sensibles à la cosmologie. Ces amas sont les amas massifs (ou de façon équivalente, chauds) et distants (ils sont les plus rares de l'Univers et correspondent donc à une zone de la fonction de masse où les effets de la cosmologie sont les plus importants).

La définition que l'on peut vouloir donner d'un amas "chaud et distant" est cependant relativement arbitraire. Je vais donc ici considérer qu'un amas peut être dit "chaud et distant" si sa température est supérieure à 6 keV et son *redshift* à 0,5. Ces amas sont d'autant plus intéressants que l'on n'en connaît aujourd'hui qu'un nombre très restreint (du moins, il n'en existe qu'un nombre très restreint dans la littérature) : à ma connaissance, seuls 17 amas connus respectent $T > 6$ keV et $z > 0,5$ (dont 13 avec $T > 7$ keV et $z > 0,5$, 6 avec $T > 6$ keV et $z > 0,6$ et seulement 3 avec $T > 7$ keV et $z > 0,6$). La raison de cette inconnue est relativement triviale : quand bien même on dispose aujourd'hui d'instruments assez performants pour observer bien d'autres amas de ce type, il faut savoir où leur dire de regarder (ces instruments étant des télescopes). C'est là que les observations de PLANCK prennent tout leur sens.

IV.3.2 Cas où les *redshifts* sont connus *a priori*

Comme je l'ai dit, je ne m'intéresse ici qu'aux nouveaux amas PLANCK. Le catalogue à l'intérieur duquel sont contenus les amas dont on veut faire le suivi X est alors composé des amas pour lesquels $Y > 6.10^{-4}$ arcmin² (*i.e.* vus par PLANCK) et $f_X < 10^{-12}$ erg s⁻¹ cm⁻². Cette limite en flux X correspond à la limite du sondage MACS (Ebeling et al., 2001). La

¹²Il n'est pas nécessaire que les amas PLANCK aient auparavant été identifiés dans le SDSS. Une fois les positions des amas PLANCK déterminées, il est aisé de regarder s'il existe dans le SDSS une contrepartie optique, c'est-à-dire une galaxie elliptique géante : un amas contient généralement une galaxie de ce type en son centre ; le *redshift* de cette galaxie serait alors le *redshift* de l'amas dont elle est supposée faire partie.

¹³<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/home.html>

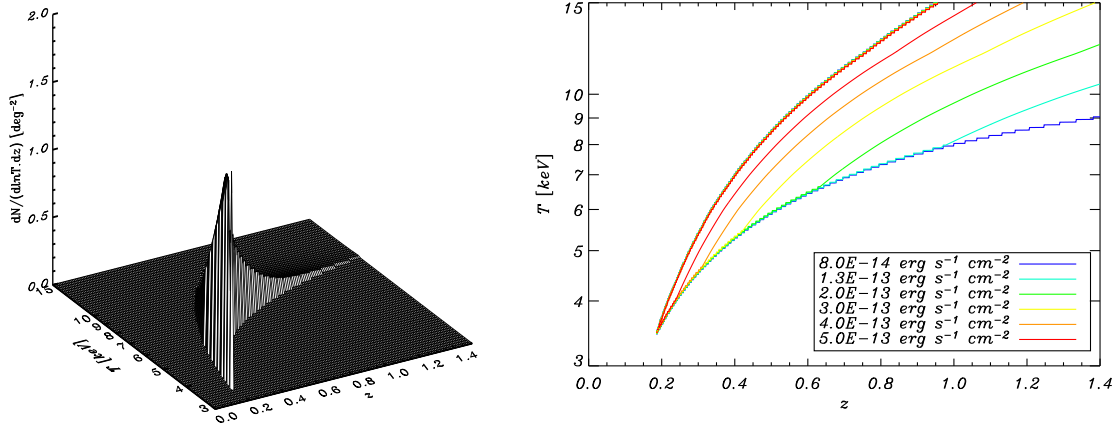


FIG. IV.10: Propriétés des amas contenus dans un catalogue constitué des amas PLANCK dont le flux X est inférieur à la limite de ROSAT ($f_X < 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), en terme de température et de *redshift*. Gauche : $\frac{dN}{d\ln(T) dz}$, le nombre d’amas par unité de température et de *redshift* par deg^2 sur le ciel. Droite : Contours d’iso-flux dans la bande d’XMM pour le même catalogue représentés dans le plan (z, T) . Les limites supérieure gauche et inférieure correspondent respectivement aux coupures ROSAT et PLANCK.

Type d’amas	Nombre d’amas par deg^2	Nombre total sur $30\,000 \text{ deg}^2$	Nombre d’amas connus
Tous	$7,2 \cdot 10^{-2}$	2161	×
$T > 6 \text{ keV}$ et $z > 0,5$	$2,79 \cdot 10^{-2}$	837	17
$T > 7 \text{ keV}$ et $z > 0,5$	$2,02 \cdot 10^{-2}$	605	13
$T > 6 \text{ keV}$ et $z > 0,6$	$1,78 \cdot 10^{-2}$	534	6
$T > 7 \text{ keV}$ et $z > 0,6$	$1,59 \cdot 10^{-2}$	476	3

TAB. IV.2: Nombres d’amas de différents types parmi les nouveaux amas PLANCK. Les informations ici fournies sont issues d’une figure produite par Monique Arnaud pour une présentation de James Bartlett au *workshop “XMM-Newton: The next decade”*.

raison pour laquelle je ne considère pas les limites des sondages REFLEX ou NORAS est que je cherche à extraire un maximum d’amas dont je sais *a priori* qu’ils ne correspondent pas à ceux dont je veux faire le suivi, et ce pour deux raisons : premièrement, ils ont déjà été observés (même si l’on ne connaît pas nécessairement les températures et *redshifts* de tous ces amas) ; ensuite, ils ont toutes les chances d’être relativement proches. Je pourrais d’ailleurs considérer une limite encore plus faible : je n’ai ici pas besoin qu’un amas ait effectivement été identifié dans un des catalogues basés sur ROSAT, mais simplement qu’il ait été observé dans le RASS (*Rosat All Sky Survey*). Ceci nécessiterait cependant de se plonger dans les données ROSAT d’une façon bien plus intensive que l’on ne le souhaiterait.

Pour identifier ces amas, il me suffit de considérer la fonction de masse dans le cadre de la cosmologie que j’ai adoptée, de la traduire en fonction de température¹⁴ à l’aide de la relation $M - T$, ce qui me donne donc la distribution des amas dans le plan (z, T) , puis de calculer leurs flux X (dans la bande de ROSAT) et SZ à l’aide du modèle que j’ai décrit. Le

¹⁴Par “fonction de température”, je désigne ici le nombre d’amas par unité de température et de *redshift* et par unité de surface sur le ciel en fonction de la température et du *redshift*.

catalogue que j'obtiens ainsi en considérant les limites de détection énoncées plus haut est représenté sur la partie gauche de la figure IV.10. Les amas les plus froids et proches sont les plus nombreux. Le tableau IV.2 donne les nombres d'amas contenus dans ce catalogue pour différentes limites en température et *redshift*.

Aux vues de ces résultats, il apparaît très clairement que PLANCK va permettre la découverte d'un nombre d'amas considérable, allant jusqu'à multiplier par ~ 150 le nombre d'amas pour lesquels $T > 7$ keV et $z > 0,6$. La question est alors de savoir si le suivi de ces amas sera réalisable avec XMM et si oui, quel sera le temps d'observation nécessaire pour réaliser un tel programme. La partie droite de la figure IV.10 répond en partie à cette question. Toujours à partir de mon modèle, j'ai pu déterminer les caractéristiques X des amas du catalogue dans la bande d'XMM, en particulier en termes de flux X. J'ai alors représenté les contours d'iso-flux X dans la bande d'XMM de ce catalogue dans le plan (z, T) : les zones à l'intérieur d'un contour donné englobent donc les amas pour lesquels le flux X est supérieur ou égal au flux associé au contour. On voit ainsi que quasiment tous les amas de ce catalogue ont un flux X supérieur à 10^{-13} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$, et ce quelque soit leur *redshift*.

De tels flux sont bien au-dessus de la limite d'observation d'XMM que j'ai prise en compte (cf. éq.(IV.2)) ; ces amas pourront donc tous être observés avec XMM. A titre d'exemples de la qualité des observations dont XMM est capable sur des amas de ce type, on peut se reporter sur le cas des amas MS 1054-0321 et ClJ1226.9+3332, deux des trois amas connus pour lesquels $T > 7$ keV et $z > 0,6$ (les deux plus distants). Gioia et al. (2004) et Maughan et al. (2007) (respectivement) en ont fait une étude détaillée. Les caractéristiques principales de MS 1054-0321 (déterminées par XMM) sont $T = 7,2_{-0,6}^{+0,7}$ keV, $z = 0,847_{-0,040}^{+0,057}$ et $f_X = (1,9 \pm 0,09) \cdot 10^{-13}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ dans la bande [0,5 – 2] keV. La partie haute de la figure IV.11 donne le spectre obtenu pour cet amas (gauche) et son image, où l'on peut nettement distinguer sa structure interne mettant ainsi en évidence plusieurs composantes distinctes (droite). Il est en particulier extrêmement intéressant de remarquer la petite bosse dans le spectre entre 3 et 4 keV due à la présence de la raie du fer à 7 keV (ici *redshiftée*) : c'est ce qui a permis de déterminer le *redshift* à partir des observations X. ClJ1226.9+3332 est quant à lui caractérisé par $T = 10,4 \pm 0,6$ keV, $M_{500} = 5,2_{-0,8}^{+1,0} \times 10^{14} M_{\odot}$, $z = 0,89$ et $f_X = 3 \cdot 10^{-13}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Ses profils en température et en masses (de gaz et totale) sont reportés sur la partie basse de la figure IV.11. Ces résultats correspondent typiquement à ceux auquel on cherche à aboutir pour les amas PLANCK. La dernière information pertinente quant à ces observation est donc le temps de pose nécessaire pour les réaliser. Au total, les données concernant MS 1054-0321 sont issues de ~ 40 ks d'observations. Cependant, une part non négligeable de ce temps n'a pas pu être utilisée à cause d'un bruit de fond exceptionnellement haut. Pratiquement, il a donc fallu ~ 25 ks pour obtenir ces données. ClJ1226.9+3332 a pour sa part fait l'objet d'une observation plus profonde ayant nécessité un temps de pose de l'ordre de 70 ks (c'est ce qui a permis d'obtenir le profil en température ; je n'en ai pas fait part ici, mais le spectre et les profils en entropie, fraction de gaz et temps de refroidissement du gaz ont également pu être déterminés).

Ces exemples s'avèrent particulièrement riche. En effet, MS 1054-0321 et ClJ1226.9+3332 correspondent parfaitement au type d'amas contenus dans le catalogue que l'on se propose ici de réaliser. Certains amas des amas PLANCK sont cependant plus chauds que ces deux amas, rendant ainsi la détermination de leur température plus difficile, ce qui est en partie compensé lorsque le *redshift* est important (la température "effective", *i.e.* *redshiftée* est alors diminuée d'un facteur $(1+z)$). On peut donc conclure qu'un temps de pose de l'ordre de 25

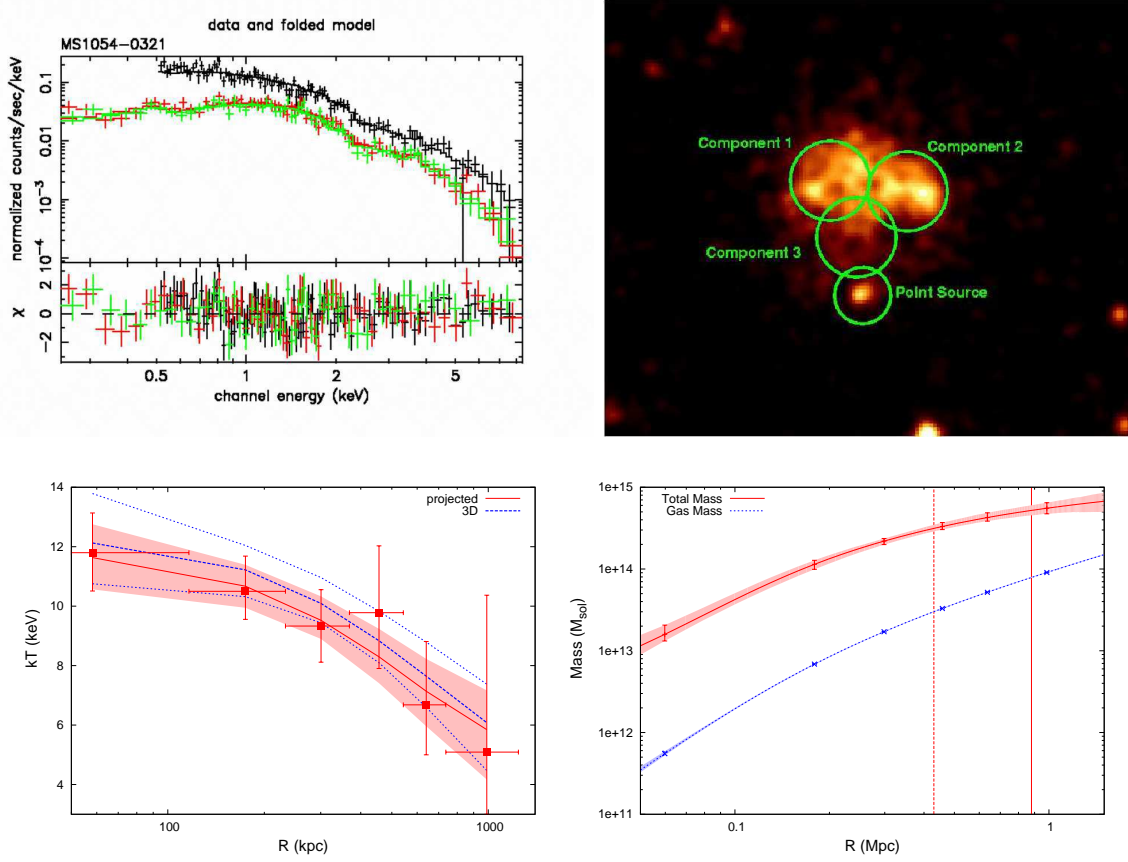


FIG. IV.11: Exemples d'observations réalisées avec XMM pour les amas MS 1054-0321 (haut) et CLJ1226.9+3332 (bas). Haut gauche : Spectre et résidus pour l'ajustement réalisé avec le modèle MEKAL pour l'amas MS 1054-0321. Haut droite : Image de ce même amas. La structure interne de l'amas est particulièrement visible à travers les différentes composantes dont XMM a pu faire l'étude séparément. Ces deux figures sont issues de Gioia et al. (2004). Bas gauche : Profil en température de l'amas CLJ1226.9+3332 avec le meilleur ajustement 3D et sa projection. Bas droite : Profil de masse de gaz et masse totale dérivée en faisant l'hypothèse de symétrie sphérique et d'équilibre hydrostatique. Les deux traits verticaux indiquent r_{2500} et r_{500} . Ces figures sont quant à elles extraites de Maughan et al. (2007).

à 70 ks sera suffisant pour observer chacun de nos amas en en déterminant la température avec 10% d'erreur (et dans les cas où l'on fait une observation suffisamment longue, un profil en température ce qui conduit à la masse), le *redshift* et le spectre. Ceci est également étayé par une relation entre flux dans la bande d'XMM et temps de pose nécessaire pour déterminer la température avec 10% d'erreur que m'a communiquée Monique Arnaud :

$$t_{exp} = 55 \left(\frac{f_X}{10^{-13}} \right)^{-1,35} \quad [\text{ks}]. \quad (\text{IV.3})$$

Il apparaît donc qu'une telle précision sur la température peut être obtenue en un temps de 55 ks pour des amas dont le flux est $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. D'autre part, il faut noter que considérer des temps de pose inférieurs à 25 ks ne serait pas judicieux, compte tenu du temps nécessaire pour que l'instrument puisse se trouver dans des conditions idéales,

i.e. être stable. La relation ci-dessus indique donc que des observations de meilleure qualité pourront être réalisées pour les amas avec $f_X \gtrsim 2.10^{-13}$ erg s⁻¹ cm⁻², nombreux dans le catalogue en question ; en particulier on pourra déterminer les profils en température des plus brillants dans un temps relativement court.

En conséquence, une grande partie des amas pour lesquels $T > 6$ keV et $z > 0,6$ (au nombre de ~ 534) pourront être observés avec une qualité au moins similaire à MS 1054-0321 au cours d'un programme de l'ordre de quelques Ms, ce qui correspond à un programme du type VLP recherchés par le *Time Allocation Committee* d'XMM pour l'exploitation du satellite dans les années à venir (la question revient alors à définir l'équilibre en temps d'observation et nombre d'amas observés). Ce résultat est excessivement encourageant, tant par rapport à l'utilisation des satellites PLANCK et XMM que pour la cosmologie réalisée à partir des amas de galaxies en général.

IV.3.3 Cas où l'on ne connaît pas les *redshifts*

Une des informations mises en avant dans la section précédente peut attirer particulièrement notre attention : le fait que la raie du fer à 7 keV soit observable et que l'on puisse ainsi déterminer le *redshift* grâce aux observations X. La question est alors de savoir s'il ne serait pas possible de faire ce suivi XMM sans avoir recours à une identification optique préalable. C'est le propos de cette section.

Il n'est *a priori* pas possible d'identifier de façon certaine un amas pertinent sans identification optique. Il est cependant toujours unimaginable d'observer tous les nouveaux amas PLANCK. Il faut donc trouver un moyen de constituer notre sous-catalogue d'amas pertinents à partir des seules données SZ. (Connaissant l'indépendance au *redshift* de l'effet SZ, cette tâche peut paraître difficile.) Au regard des informations disponibles à la suite du sondage SZ, il n'existe pas beaucoup d'options : plus précisément, la grandeur qui présente le plus d'intérêt est alors le flux SZ des amas observés. On en vient ainsi à se demander quelles seraient les caractéristiques (températures, *redshifts* et flux X) d'un catalogue limité par une coupure haute en flux SZ (avec une limite judicieusement choisie) et quel sera le nombre d'amas contenus dans ce catalogue.

Le modèle que j'ai constitué est tout indiqué pour répondre à ces questions. C'est ce que montre la figure IV.12. Celle-ci étant manifestement très chargée (du moins du point de vue de ses axes), je vais prendre le temps de bien la décrire. Pour chaque limite en flux SZ (*i.e.* pour chaque valeur de Y_{lim}), j'ai regardé les prédictions du modèle quant au nombre d'amas total et celui des amas "chauds et distants". C'est ce que représente la courbe en tirets rouge à travers le rapport de ces deux nombres (nombre d'amas "chauds et distants" par rapport au nombre total) dans le cas où l'on n'aurait pas extrait au préalable les amas ROSAT. L'axe correspondant à cette courbe est l'axe rouge (droite). Les courbes rouges indiquent ce que j'appellerai la *qualité* du catalogue. On voit alors que ce rapport est relativement faible, c'est-à-dire qu'un sous-catalogue ainsi constitué contiendrait un nombre considérable d'amas dont on ne tient pas à faire le suivi. En effet, quelque soit la limite en flux SZ que l'on considère (dans les limites de celles accessibles à PLANCK), on ne peut pas constituer un catalogue contenant 20% d'amas pertinents. Par exemple, pour $Y_{lim} = 6.10^{-4}$ arcmin² (ce qui correspond à la limite d'observation de PLANCK et au cas où la qualité du catalogue est la meilleure), seuls $\sim 19\%$ des amas suivis seraient "chauds et distants" soit, au total, 884 amas sur 4636.

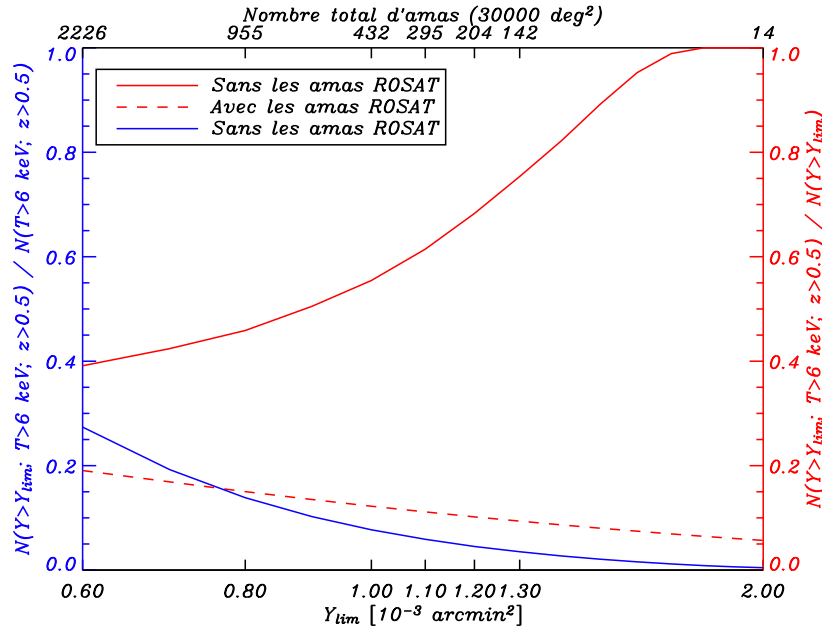


FIG. IV.12: Caractéristiques des catalogues accessibles à partir d'une coupure en flux SZ (on ne conserve que les amas pour lesquels $Y > Y_{lim}$). La couleur de chaque courbe correspond à la couleur de l'axe auquel elle est liée. L'axe de gauche (bleu) présente la *complétude* du catalogue constitué, *i.e.* la fraction d'amas "chauds et distants" (auxquels on s'intéresse ici; voir texte) présents dans ce catalogue par rapport à tous ceux de ce type présents sur le ciel. L'axe de droite (rouge) présente quant à lui la *qualité* du catalogue, *i.e.* la fraction d'amas "chauds et distants" par rapport à tous ceux contenus dans le catalogue (la courbe pleine correspond au cas où les amas ROSAT ont été enlevés du catalogue, contrairement à celle en pointillés). L'axe du haut donne le nombre d'amas contenus sur 30 000 deg² dans un catalogue constitué en ayant enlevé les amas ROSAT et effectué la coupure en flux SZ correspondante sur l'axe du bas.

Il est cependant possible de considérablement augmenter ce rapport en extrayant les amas dont on sait déjà qu'ils ne correspondent pas à ceux que l'on cherche, c'est-à-dire les amas proches, qui ont pour la plupart déjà été observés par ROSAT (comme on l'a fait dans la section précédente). Pour pouvoir extraire le maximum d'amas, j'ai une fois de plus considéré la limite du sondage MACS (Ebeling et al., 2001) : $f_{X\ lim} = 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. C'est ce qui m'a permis d'obtenir les deux autres courbes présentes sur la figure. La courbe rouge pleine représente la qualité du catalogue dans ces conditions. Elle est alors radicalement meilleure : dans un cas extrême, on pourrait constituer un catalogue ne contenant que des amas pertinents. Ceci doit cependant être comparé au nombre total d'amas. C'est ce qui est reporté sur l'axe du haut : les valeurs reportées correspondent au nombre d'amas contenus dans un sondage SZ dont la limite en flux serait celle correspondante sur l'axe du bas, dans le cas où l'on a extrait les amas MACS, et ce sur 30 000 deg² sur le ciel. Pour finir, la courbe bleue indique le proportion d'amas pertinents observés par rapport aux amas de ce type existants en fonction de la limite en flux choisie : c'est ce que j'appelle la *complétude* du catalogue.

La coupure en flux SZ que l'on va choisir est alors un compromis entre la qualité, la complétude et le nombre total d'amas du catalogue. Ce dernier nombre est de très loin le

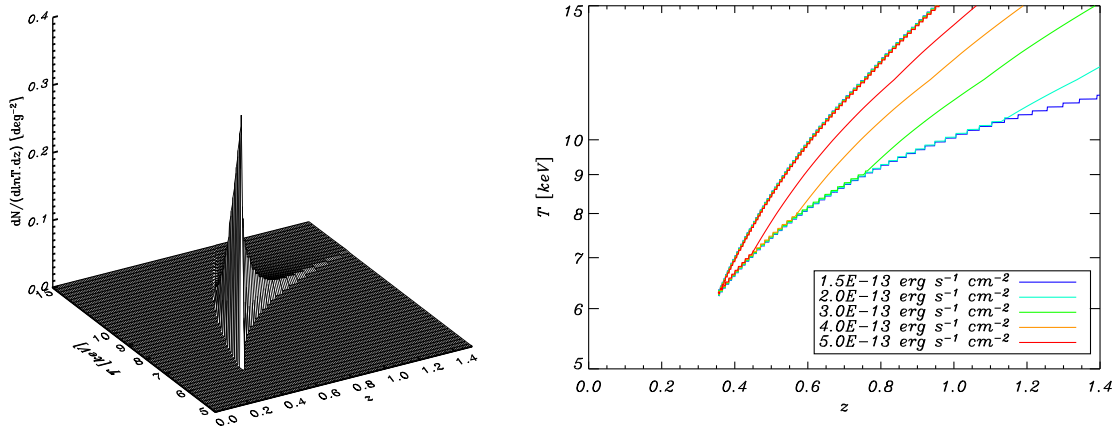


FIG. IV.13: Mêmes choses que pour la figure IV.10 dans le cas d'un catalogue limité en flux SZ avec $Y_{lim} = 1,2 \cdot 10^{-12}$ arcmin². Un tel catalogue contient 204 amas dont 140 pour lesquels $T > 6$ keV et $z > 0,5$.


plus déterminant dans le sens où la plus grande contrainte est essentiellement le temps d'observation que l'on peut imaginer se voir attribuer sur XMM, les autres nombres permettant essentiellement de motiver l'utilisation de ce temps d'observation. A titre d'exemple, j'ai choisi de considérer un catalogue avec $Y_{lim} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ arcmin². Un tel catalogue contiendrait ~ 204 amas dont $\sim 68\%$ respecteraient $T > 6$ keV et $z > 0,5$, soit ~ 140 amas. La distribution de ces amas dans le plan (z, T) ainsi que leur flux X dans la bande XMM sont représentés sur les figures IV.13. On peut cette fois noter que la quasi totalité des amas de ce sous-catalogue ont un flux X supérieur à $2 \cdot 10^{-13}$ erg s⁻¹ cm⁻²; on pourra donc obtenir des données sensiblement aussi bonnes que celles obtenues pour MS 1054-0321 en un temps de pose comparable.

Cela étant dit, un suivi X des amas PLANCK *sans aucune* identification optique n'aurait pas de sens : les données SDSS sont publiques et donc facilement accessibles et des collaborations entre PLANCK et de futurs sondages optiques peuvent tout à fait être imaginées, en particulier avec Pan-STARRS. L'intérêt de ce qui est détaillé dans cette section est en fait d'un autre ordre : la date de la fin de l'exploitation d'XMM n'est pas encore déterminée, mais pourrait bien être relativement proche (tout en étant postérieure) à celle du début des observations de PLANCK; cela ne laisserait que peu de temps pour organiser le suivi de ces amas. On doit donc être capable de pouvoir entamer ce suivi avant que les corrélations entre les amas PLANCK et ceux observés en optique soit faites. A travers les résultats obtenus dans cette section, on peut conclure que le fait d'observer en premier lieu les amas les plus brillants est un excellent choix. Ces amas sont nécessairement ceux qui pourront être extraits des données le plus facilement et donc le plus tôt; commencer par faire leur suivi paraît donc naturel. Mais plus encore, on s'aperçoit qu'une grande fraction de ces amas (d'autant plus importante que le flux SZ limite que l'on considère est grand) correspond effectivement aux amas dont on tient à faire le suivi. Ces premières observations pourraient alors permettre de valider certains points du modèle, et donc de le corriger dans le but d'optimiser le reste du suivi à faire.

V. Perspectives

Tout individu collabore à l'ensemble du cosmos.

Friedrich Nietzsche

 LE MODÈLE que j'ai constitué permet dans sa forme actuelle de reproduire la plupart des contraintes observationnelles auxquelles je l'ai confronté (une grande partie de ces contraintes interviennent directement dans sa constitution). Pour autant, on ne peut se passer de lui apporter certains raffinements si l'on veut pouvoir produire des simulations réalistes. Dans la partie précédente, j'ai décrit quelques exemples permettant d'illustrer le type d'application que l'on pouvait penser réaliser avec ce modèle. D'autres applications de ce type peuvent dès aujourd'hui être imaginées ; plus précisément, on peut vouloir s'intéresser à d'autres instruments (en cours d'utilisation ou de préparation) ainsi qu'à de nouvelles combinaisons de sondages. Le propos de cette partie est alors de mettre en avant aussi bien les améliorations à apporter au modèle que les autres applications prévues (dans un cas comme dans l'autre, cela va nécessairement se restreindre à l'idée que je peux en avoir aujourd'hui : d'autres extensions/applications seront naturellement proposées à l'avenir). (Bien entendu, une grande part du travail futur consistera cependant à approfondir les points que j'ai précédemment traités, en particulier en vue de motiver et effectivement conduire le suivi des amas PLANCK par XMM.)

Dans l'état actuel de choses, je n'ai évidemment passé qu'un temps très restreint (sinon nul) sur les différents points que je vais décrire ci-dessous. En conséquence, je ne vais ici pas faire beaucoup plus qu'un inventaire (encore une fois, non exhaustif) des différents travaux que je compte accomplir dans un avenir proche. Dans un premier temps, je vais chercher à m'extraire du cadre idéal dans lequel je me suis jusqu'à maintenant placé. D'une part, mon modèle est essentiellement basé sur des relations d'échelle qui ne sont que des relations moyennes ne permettant pas de rendre pleinement compte de la réalité des observations : pour pallier ce défaut, je vais devoir introduire la dispersion sur chaque observable pertinente du modèle (§V.1). D'autre part, mon modèle est basée sur deux hypothèses simplificatrices dont on a vu qu'elles pouvaient être considérées comme discutables : l'isothermie et la sphéricité. Je décrirai alors les évolutions à apporter au modèle pour se passer de ces hypothèses (§V.2). Le caractère modulaire du modèle tel qu'il a été conçu présente l'avantage de permettre l'intégration rapide de nouveaux résultats théoriques ou observationnels. Parmi ceux-ci, il sera intéressant de considérer les relations d'échelle faisant intervenir Y_X (l'analogue X de Y , défini en détails plus bas) ainsi que les premières relations d'échelle SZ (§V.3). Pour finir, je discuterai rapidement des caractéristiques principales de deux instruments à côté desquels on aurait tort de passer : SPT et eROSITA (§V.4).

V.1 Introduction de la dispersion

Toutes les relations que j'ai faites intervenir dans mon modèle, c'est-à-dire essentiellement les relations d'échelle, sont des relations moyennes qui ne reproduisent naturellement pas la réalité de façon exacte. Il est possible de remédier à ce problème en introduisant dans le modèle la dispersion sur les différentes observables, à savoir la température T , la luminosité X L , le flux SZ Y et le rayon de cœur r_c . Il faudra alors d'une part considérer la variance de chacune de ces observables à masse fixe mais aussi les covariances entre chacune d'entre elles, dans le but de prendre en compte des corrélations réalistes. D'un point de vu pratique, ce travail consistera donc à calculer la matrice de covariance \mathbf{M} définie comme suit :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sigma_T^2 & C_{TL} & C_{Tr_c} & C_{TY} \\ C_{LT} & \sigma_L^2 & C_{Lr_c} & C_{LY} \\ C_{r_cT} & C_{r_cL} & \sigma_{r_c}^2 & C_{r_cY} \\ C_{YT} & C_{YL} & C_{Yr_c} & \sigma_Y^2 \end{pmatrix}$$

avec $\sigma_i^2 = \langle \delta_i^M \delta_i^M \rangle$ la variance de l'observable i et $C_{ij} = \rho_{ij} \langle \delta_i^M \delta_j^M \rangle$ la covariance entre les observables i et j , où les δ_i^M représentent les résidus, *i.e.* les déviations à la relation moyenne entre l'observable i et la masse M , à masse fixe et ρ_{ij} est le coefficient de corrélation entre les observables i et j . Naturellement, cette matrice est symétrique. L'introduction de cette dispersion impliquera donc l'analyse par composantes principales de cette matrice de covariance.

Pour calculer chacun de ces termes, on peut utiliser les résultats d'observations (et on a évidemment tout intérêt à le faire). Cependant, on ne peut pas se passer de l'apport des simulations numériques. D'une part, certaines observations sont aujourd'hui trop peu importantes pour pouvoir poser des contraintes fiables (c'est en particulier le cas lorsqu'on s'intéresse aux grandeurs liées à Y). D'autre part, on cherche ici à définir les variances et covariances à *masse fixe* ; la masse n'étant pas directement observable, le recours aux simulations numériques est indispensable. La marche à suivre correspond alors à celle mise en avant par Stanek et al. (2006) : ils ont ainsi calculé la variance de la masse à luminosité fixe (ce que l'on peut naturellement relier très simplement à la variance de la luminosité à masse fixe). Un des principaux intérêts d'un tel travail et qu'il va impliquer la prise en compte du biais dû au fait que les amas peu massifs sont plus nombreux que les amas moins massifs : dans le cadre d'un sondage limité en flux (par exemple), à cause de cette dispersion, on "gagne" plus d'amas peu massifs (*i.e.* dont le flux devrait être inférieur à la limite considérée) qu'on ne "perd" d'amas très massifs (*i.e.* cette fois des amas qui auraient dû avoir un flux supérieur à la limite). Les propriétés statistiques du catalogue constitué sont donc changées.

V.2 Profils d'amas

Tout au long de ce travail, je me suis placé dans le cadre des hypothèses d'isothermalité et de sphéricité. Les observations comme les simulations numériques montrent clairement que ces hypothèses ne sont que des approximations. Les connaissances actuelles permettent cependant de sortir du cadre de ces approximations. Je décrirai alors ce que l'on peut dire des profils de température des amas puis de leur asphéricité.

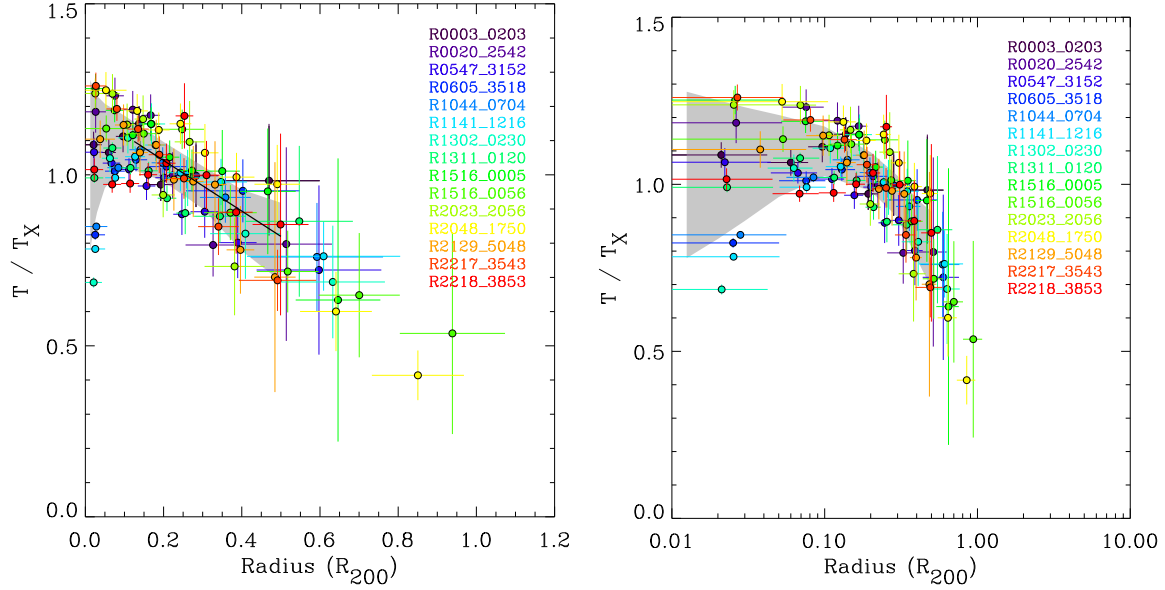


FIG. V.1: Profils en température observés avec XMM. Ces profils représentent la température T pondérée par la température spectrale moyenne T_X (évaluée dans $0,1 r_{200} \leq r \leq 0,4 r_{200}$) en fonction du rayon r exprimé en unité de r_{200} (gauche : échelle linéaire ; droite : échelle logarithmique). Le segment noir présent sur la figure de gauche correspond au meilleur ajustement du profil dans la région $0,125 r_{200} < r < 0,5 r_{200}$ (éq.(V.1)). Ces figures ont été réalisées par Pratt et al. (2007).

V.2.1 Profils de température

Pratt et al. (2007) ont récemment étudié les profils de température d'un échantillon statistiquement représentatif de 15 amas locaux, *i.e.* $z < 0,2$.¹ Ils ont ainsi pu mettre en évidence une tendance générale quant au comportement de la température avec le rayon : lorsque l'on pondère les températures par leurs valeurs moyennes, exprimées en fonction du rayon en unité de r_{200} , les profils présentent une décroissance similaire dans les parties externes ; les plus grandes divergences d'un amas à l'autre apparaissent dans les régions centrales, pouvant être affectées par la présence de *cooling cores* et donc significativement plus froides. Les figures V.1 illustrent leurs résultats. Ils ont alors cherché le meilleur ajustement à ces profils dans la région $0,125 r_{200} < r < 0,5 r_{200}$ en considérant une simple relation linéaire ; ils ont obtenu :

$$\frac{T}{T_X} = 1,19 - 0,74 \left(\frac{r}{r_{200}} \right). \quad (\text{V.1})$$

Ces résultats sont compatibles avec des mesures plus anciennes et des résultats issus de simulations numériques.

Les profils X n'étant pas excessivement étendus, l'introduction d'un tel effet ne devrait avoir qu'une faible incidence sur leur caractéristiques. En revanche, le profil SZ est bien plus étendu. Pratiquement, le flux SZ d'un amas isotherme calculé en intégrant de 0 à l'infini (*i.e.*

¹Vikhlinin et al. (2005) avaient auparavant réalisé une étude similaire, mais sur un échantillon d'amas relaxés.

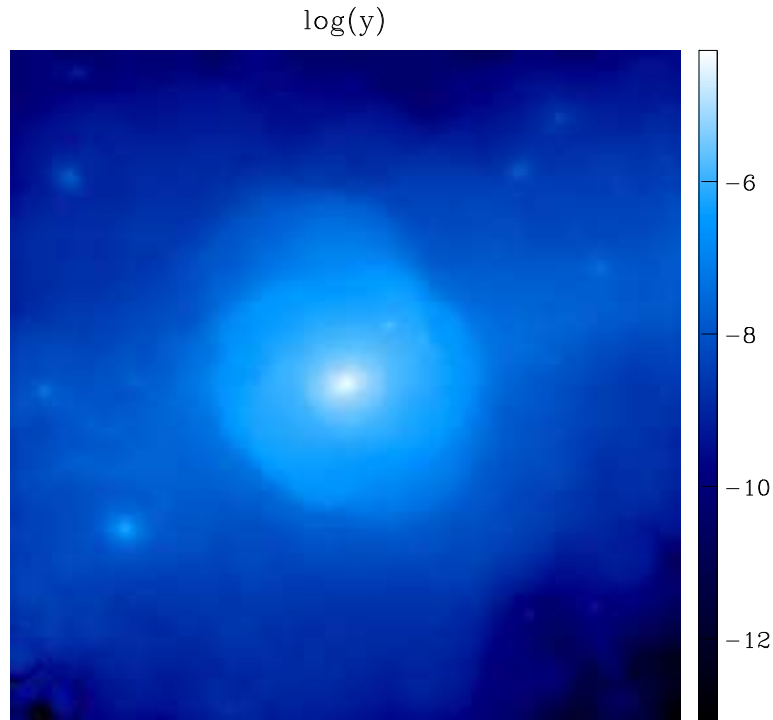


FIG. V.2: Cette figure représente un amas de galaxies produit dans une simulation hydrodynamique (précisément avec le code public GADGET ; cf. §III.1.1) vu par effet SZ ; la cosmologie adoptée est $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ et $h = 0,7$. L'échelle de couleur représente le logarithme (base 10) du paramètre de Compton y . On peut noter de part la forme générale de l'amas et sa structure interne que l'hypothèse de symétrie sphérique est relativement grossière. Cet amas m'a été fourni par Stefano Borgani ; j'en ai fait l'image.

sans introduire d'*a priori* sur la définition de l'amas) diverge² ; ce n'est plus le cas lorsque l'on fait intervenir une décroissance de la température avec la rayon. On comprend alors bien que l'émission SZ sera modifiée de façon non négligeable en présence de ce profil.

De plus, il sera intéressant de voir l'impact qu'a l'introduction de ce profil en température sur la qualité des résultats des codes de détection SZ. En effet, les techniques mises en jeu ne tiennent aujourd'hui pas plus compte de ces profils que mon modèle. La première question que l'on peut se poser est de savoir dans quelle mesure la reconstruction des observables de l'amas (flux SZ, taille angulaire...) sera modifiée à partir du moment où les profils simulés ne sont plus les mêmes que ceux qui servent à filtrer les cartes. Peut-être sera-t-il alors nécessaire de modifier les profils servant de modèles pour le filtrage des cartes d'observation.

V.2.2 Profils non-sphériques

Comme j'ai pu le dire à plusieurs reprises, je ne suis jamais sorti du cadre du modèle d'amas sphérique. Les codes de détection aujourd'hui existants, du moins ceux du type *matched filter*, sont nécessairement basés sur la prise en compte de profils (et donc de filtres) construits dans le cadre de la même approximation. Il pourrait alors être intéressant de

²C'est pourquoi j'ai imposé que cette intégration s'arrête en $r = r_{vir}$

considérer des profils plus réalistes dans les simulations que je produis pour pouvoir quantifier l'impact de l'asphéricité des amas sur l'efficacité des codes de détection.

Pour ce faire, l'idée serait de constituer un catalogue de profils types issus de résultats de simulations hydrodynamiques. La figure V.2 donne un exemple d'amas issu d'une simulation réalisée à l'aide du code GADGET (§III.1.1) que m'a personnellement fourni Stefano Borgani et dont j'ai alors pu réaliser l'image SZ (y). La procédure suivie pour analyser les données de cet amas sont identiques à celles décrites par Diaferio et al. (2005). Une fois ce catalogue constitué, il suffirait pour chaque amas simulés d'adapter l'une des images de ce catalogue (il faudra alors certainement y apporter des modifications pour qu'elle correspondent aux caractéristiques de l'amas simulé) pour constituer des cartes d'aspect réaliste.

V.3 Modifications du modèle

La façon dont il est constitué (et *a fortiori* dont il est codé) permet à ce modèle de fonctionner selon un principe modulaire : le catalogue contenant masses et *redshifts* est constitué; les autres paramètres de l'amas sont ensuite calculés séparément les uns des autres grâce aux différentes relations d'échelle. De plus, étant basé sur la fonction de masse (*i.e.* sur un objet analytique), il produit des simulations de façon bien plus rapide que ne le ferait un code hydrodynamique. Ainsi est-il très simple et peu coûteux d'apprécier l'impact du changement d'une ou plusieurs de ces relations d'échelle. C'est donc quelque chose dont il serait ridicule de se passer.

Outre la prise en compte de l'amélioration des mesures sur les relations d'échelles déjà utilisées, il sera important de faire intervenir de nouvelles contraintes. En ce sens, on peut penser à deux aspects particuliers. D'une part, les observations SZ en cours vont permettre de poser les premières contraintes sur les relations d'échelle faisant intervenir Y . La fiabilité du modèle pourra donc être testée en regardant si ces relations sont effectivement reproduites. Sinon, elles permettront alors de guider les modifications nécessaires, conduisant à un modèle plus fiable. L'autre aspect correspond à la prise en compte des relations faisant intervenir un nouvel estimateur de la masse : $Y_X = M_{gas}T_{spec}$, qui comme Y , est lié à l'énergie thermique totale de l'amas. Cet estimateur a été construit pour faire office d'analogue X au flux SZ, dont on s'attend à ce qu'il soit un très bon estimateur de la masse d'un amas (*i.e.* la relation $M_{tot} - Y_X$ ne doit pas souffrir non plus d'une grande dispersion). L'idée de son utilisation est due à Kravtsov et al. (2006). Ils ont ainsi montré à partir de simulations hydrodynamiques que Y_X était effectivement un très bon estimateur de la masse totale de l'amas : la dispersion sur M_{500} à Y_X fixe n'est que de 5 à 7%; Y_X est alors un meilleur estimateur de la masse que T_{spec} ou M_{gas} considérés séparément. Ils ont également pu vérifier ces propriétés sur un échantillon réduit d'amas observés avec Chandra. Les relations d'échelle faisant intervenir Y_X doivent en conséquence être considérée comme très contraignante : leur reproduction sera indispensable pour estimer le modèle valide.

V.4 Applications dans le cadre d'autres instruments

Parmi les nombreuses expériences auxquelles on pourrait s'intéresser, deux sortent particulièrement du lot : le satellite X eROSITA et le télescope SPT. Dans cette section je décris



FIG. V.3: Vue d'artiste de l'instrument eROSITA.

succinctement les principales caractéristiques qui donnent tout leur intérêt à ces instruments. Ces caractéristiques justifient à elles seules le fait que l'on s'intéresse tout particulièrement aux données qu'ils produiront et à leurs combinaisons entre elles ou celles issues de PLANCK, ROSAT ou XMM.

V.4.1 eROSITA

eROSITA³ (*extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array*) est un détecteur X allemand (MPE) qui prendra place au sein du satellite russe Spectrum-X-Gamma dont le lancement est prévu pour 2009 à bord de Soyouz-2. eROSITA est composé de sept modules focalisant chacun sur une caméra CCD distincte (clairement visibles sur la figure V.3). Chaque module contient alors un ensemble de 54 miroirs dorés (pour une meilleure réflectivité). Ses principales caractéristiques sont une résolution angulaire inférieure à 15" (à 1 keV), un domaine d'énergie de [0,5 – 10] keV et une résolution en énergie de 130 eV à 6 keV.

Cette mission est clairement orientée sur la caractérisation de l'énergie noire. Pour ce faire, eROSITA observera entre 50 et 100 000 amas avec $0 < z < 1,5$ grâce à plusieurs sondages distincts (les flux donnés ci-dessous sont mesurés dans la bande [0,5 – 5] keV) :

- un sondage tout le ciel avec une limite en flux $f_{X\text{lim}} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; $\sim 32\,000$ amas devraient ainsi être observés;
- un sondage large, *i.e.* sur une surface de $20\,000 \text{ deg}^2$, avec $f_{X\text{lim}} = 3,3 \cdot 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; on attend dans ce sondage environ $72\,000$ amas;
- un sondage profond sur une surface de 200 deg^2 avec $f_{X\text{lim}} = 8 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; ce sondage contiendra $\sim 6\,500$ amas.

³<http://www.mpe.mpg.de/projects.html#erosita>; de nombreuses informations sont disponibles dans le *Mission Definition Document* disponible à cette adresse.



FIG. V.4: Photographie du télescope SPT prise le 16 février 2007, jour de sa première lumière.

En ce sens, et en particulier par son sondage tout le ciel, eROSITA apparaît comme le successeur de ROSAT. Ainsi présente-t-il un intérêt considérable, surtout en ce qui concerne les combinaison avec PLANCK. La prédiction des capacités conjointes des deux instruments est donc capitale.

En marge des amas de galaxies, eROSITA étudiera un grand nombre de sources galactiques telles que des restes de supernovae ou des étoiles binaires et observera la totalité des trous noirs accrétants dans les galaxies proches et de nombreux nouveaux AGN.

V.4.2 SPT

SPT⁴ (*South Pole Telescope* ; Ruhl et al., 2004) est un télescope américain (financé par la NSF) millimétrique et sub-millimétrique (il va donc pouvoir observer les anisotropies primaires et secondaires du CMB) d'un diamètre de 10 m. Il a pu faire sa première observation le 16 février 2007. Comme son nom l'indique, il est situé au pôle Sud : l'altitude (~ 3000 m) et la qualité de l'air (en particulier sa sécheresse) en font un site d'observation exceptionnel ; le bénéfice du soutien logistique de la station du pôle Sud et la bonne connaissance des propriétés de son atmosphère s'ajoutent aux raisons du choix de ce site.

Le but originel de ce télescope est d'observer les anisotropies de température et de polarisation du CMB avec une sensibilité exceptionnelle, sur une large surface sur le ciel et avec une résolution angulaire de $1'$ à une longueur d'onde de 2 mm pour un champ de vue de 1° , dans le but de contraindre l'énergie noire. SPT est basé sur l'utilisation d'un millier de bolomètres supraconducteurs de type TES (*Transition Edge Sensor*) refroidis à 250 mK. Il disposera de cinq fréquences d'observation : 95, 150, 219, 274 et 345 GHz (une fois de plus, ces fréquences semblent totalement indiquées pour un sondage SZ).


⁴<http://spt.uchicago.edu/index.php>

Le premier programme qui va être conduit avec SPT est un sondage SZ réalisé sur une surface de 4000 deg^2 (soit environ un dixième du ciel) avec une limite en flux de l'ordre de $Y_{lim} = 10^{-4} \text{ arcmin}^2$. Il réalisera ainsi un sondage plus profond que PLANCK, mais malgré tout moins volumineux ; le catalogue que SPT constituera sera donc particulièrement riche en amas distants. La philosophie est alors sensiblement la même que pour PLANCK : la question est de savoir comment obtenir les informations X de ces mêmes amas et quelles contraintes seront ainsi accessibles. L'exceptionnelle qualité des données qui seront produites par SPT justifient pleinement que l'on s'intéresse à ces questions et donc qu'on les traite à l'aide de mon modèle.

Conclusion

*En fin de compte, nous ne sommes là
que pour nous moquer de l'Univers.*

Emil Cioran, *Carnets 1957-1972*

A COSMOLOGIE est actuellement à une époque charnière de son histoire. Ce n'est que depuis quelques années tout au plus qu'elle peut prétendre au statut de science, et ce essentiellement grâce l'érection du modèle de concordance (à travers la prise en compte de multiples contraintes indépendantes) sur lequel une grande majorité de la communauté s'accorde. De grandes questions restent cela dit en suspens : "Quelle est la nature de la matière noire ?", "Quelles est la nature de l'énergie noire ?", "L'Univers a-t-il connu une période d'inflation ?", etc. La réponse à ces questions passera nécessairement une fois de plus par la prise en compte de contraintes indépendantes. Dans ce contexte, les amas de galaxies doivent se voir donner un rôle conséquent puisqu'ils permettent de contraindre la matière noire (leur formation en dépend) et l'énergie noire (qui influence quant à elle leur distribution à grande échelle). Ceci est d'autant plus vrai que la science avec les amas de galaxies vit elle aussi une période charnière, à savoir l'avènement imminent des premiers sondages par effet SZ. Une fois de plus, il est absolument indispensable de considérer un maximum de techniques d'observation et de combiner leurs résultats. En particulier, l'effet SZ, technique particulièrement prometteuse et naissante, devra être combiné aux observations X. Du point de vue instrumental, tout tend à considérer ces questions avec d'autant plus d'importance. D'une part, comme je l'ai dit, les premiers grands sondages SZ sont sur le point de voir le jour en particulier grâce au satellite PLANCK et à SPT. D'autre part, on dispose à la fois d'une quantité conséquente d'information X sur un grand nombre d'amas (majoritairement issue de ROSAT) et de satellites exceptionnellement performants en activité (XMM et Chandra) ou en cours de préparation (eROSITA).

C'est dans ce contexte que mon travail de thèse s'inscrit. En effet, il faut à la fois pouvoir préparer l'utilisation des données qui seront prochainement disponibles et orienter les programmes d'observation dans le but d'optimiser au mieux l'exploitation des différents instruments X ou SZ. Ceci nécessita alors de mettre au point un modèle d'émissions X et SZ d'amas de galaxies, où celles-ci sont traitées de façon cohérentes. Le modèle que j'ai constitué dans ce but est basé sur les hypothèses de sphéricité et d'isothermalité dans le cadre du modèle β ainsi que sur l'utilisation de la fonction de masse. Il fait intervenir de nombreuses contraintes observationnelles : les relations d'échelle me permettent de relier chaque paramètre de l'amas entre eux ; d'autres contraintes telles que les XTF et XLF m'ont

permis de le valider (ce modèle étant surcontraint). Une telle approche (fonction de masse + lois d'échelle) lui permet de fournir des simulations très rapidement et d'être aisément adapté à la suite d'éventuels nouveaux développements théoriques ou observationnels. A partir de cette même XTF observée, j'ai pu estimer une valeur de σ_8 cohérente avec mes autres contraintes (en particulier la normalisation de la relation $M_{500} - T$) ; la valeur obtenue peut être considérée comme très satisfaisante puisqu'elle est compatible avec celle mise en avant par les observations du CMB par la sonde WMAP, *i.e.* à la suite d'une mesure totalement indépendante. La reproduction de ces différentes observations a nécessité l'introduction de déviations au modèle auto-similaire, à savoir une dépendance en température dans le profil en densité et la fraction de gaz (cette dernière est directement justifiée par les observations). L'évolution en *redshift* des différentes relations d'échelle, jusqu'à maintenant peu contrainte, a été choisie dans le but de reproduire l'évolution de la XTF et de la XLF d'une part, et la distribution des amas du sondage REFLEX. Je ne suis alors pas sorti du cadre du modèle auto-similaire, ce qui permet de reproduire de façon satisfaisante l'évolution de la XLF et la distribution des amas REFLEX ; il faut cependant garder en tête que d'après mes résultats, il n'est pas possible de reproduire l'évolution actuellement observée pour la XTF avec un modèle auto-similaire (ici, c'est exclusivement de l'évolution de la relation $M - T$ qu'il s'agit) si l'on conserve une cosmologie de type Λ CDM. Une attention particulière a été apportée quant à l'utilisation des différentes masses existant dans la littérature : la masse théorique M_{vir} , la masse issue des observations M_{500} , celle issue des simulations numériques telles que $M_{Jenkins}$, etc.

Le modèle ainsi créé peut être utilisé pour de multiples applications : on peut aussi bien prédire les capacités de telle ou telle expérience X ou SZ en termes de nombres d'amas observés et de leurs caractéristiques que s'intéresser aux résultats des combinaisons de deux expériences X et SZ, soit pour simplement déterminer les informations auxquelles ou pourra alors avoir accès, soit pour guider les programmes d'observation afin de les optimiser. Pour ma part, j'ai considéré deux exemples illustratifs de ces applications : une comparaison des sondages PLANCK et ROSAT et l'éventualité d'un suivi XMM des nouveaux amas PLANCK. J'ai donc dans un premier temps comparé les capacités de ROSAT et PLANCK, ce qui m'a permis de mettre en avant différentes conclusions. Premièrement, j'ai pu montrer qu'un grand nombre d'amas serait commun aux deux catalogues, ouvrant ainsi la voie à la constitution d'un grand catalogue X et SZ (plus grand que tout ce qui existe aujourd'hui) ; la qualité des données disponibles pour chaque amas sera plus ou moins bonne suivant le catalogue auquel appartiendra l'amas en question (par exemple, REFLEX ou MACS). Les observations X vont également pouvoir permettre d'améliorer la qualité des observations PLANCK dans les cas où l'on connaîtra *a priori* la taille angulaire des amas sur le ciel θ_c : les méthodes de détection SZ actuellement utilisées peinent à reconstruire cette taille angulaire, ce qui mène à de mauvaises estimations sur le flux SZ des amas observés ; ce n'est plus le cas si l'on dispose de cette information grâce aux X. J'ai également pu me rendre compte du fait que ces deux instruments observeront/ont observé chacun des amas auxquels l'autre n'aura pas/n'a pas eu accès. Ces amas présenteront également un intérêt considérable. Les amas observés par ROSAT auxquels PLANCK n'est pas sensible permettront d'observer directement la fonction de sélection de PLANCK : cette fonction est jusqu'à maintenant déterminée à partir de simulations sur lesquelles on applique les codes de détection de PLANCK ; on pourra ici avoir effectivement accès aux amas que PLANCK ne peut pas détecter (en particulier à cause du fait que les amas résolus voient leur signal SZ dilué dans plusieurs pixels ; PLANCK est plus performant dans la détection des sources ponctuelles). Parmi, les

amas PLANCK que ROSAT n’a pas pu observer, certains font partie des plus pertinents en terme de cosmologie. Pour pouvoir les utiliser dans ce sens, l’obtention de données X est indispensable : c’est pourquoi j’ai étudié la faisabilité d’un suivi XMM. Le principal résultat de cette étude est que le suivi XMM des amas PLANCK est possible. Plus encore, j’ai pu montrer à l’aide du modèle ici décrit qu’une grande partie des amas les plus pertinents parmi les nouveaux amas PLANCK (*i.e.* les amas “chauds et distants”, caractérisés par $T > 6$ keV et $z > 0,5$: ils sont peu sensibles aux effets de physique non-gravitationnelle et à l’opposé très sensibles à la cosmologie) pourraient être observée en un programme de quelques Ms (ce qui entre dans la catégorie des *Very Large Projects* aujourd’hui à l’honneur) pour ainsi constituer le plus important catalogue d’amas distants (l’observation de chacun de ces amas conduirait à une multiplication par ~ 150 du nombre d’amas connus de ce type). Les données ainsi obtenues (flux SZ, température avec 10% d’erreur, spectres⁵ et dans les meilleurs cas profils en température synonymes de masses) seront alors à l’origine d’une augmentation considérable de la qualité des contraintes cosmologiques posées par les amas (ce qu’il faut encore caractériser). Finalement, on a pu voir que le fait de faire le suivi des amas les plus brillants parmi les données PLANCK permettrait, sans détermination préalable du *redshift* grâce aux observations optiques, de se focaliser naturellement sur ces amas dits “chauds et distants”, c’est-à-dire les plus pertinents d’un point de vue cosmologique.

Le travail entrepris dans cette thèse est cependant loin d’être terminé. J’ai donc finalement listé les principaux points sur lesquels on peut aujourd’hui dire qu’il sera important de se pencher. Le modèle devra d’une part suivre son évolution “naturelle”, c’est-à-dire bénéficier des différents progrès observationnels et/ou théoriques à venir (je pense en particulier à une meilleure détermination des relations d’échelle et de leur évolution). Ensuite, de nouveaux ingrédients devront y être ajoutés dans le but de s’écarter au maximum du cadre simpliste et idéal dans lequel je me place aujourd’hui. D’une part, il faut remédier au fait que le modèle n’est basé que sur des relations moyennes (les relations d’échelle) : il faudra donc introduire la dispersion sur chacune des observables X et SZ (température, luminosité X, flux SZ et rayon de cœur). D’autre part, l’approximation qu’est le modèle sphérique et isotherme devra être (du moins en partie) oubliée. Les profils des amas devront alors être adaptés : il faudra prendre compte les récentes observations des profils en température et constituer un “répertoire” de profils d’amas issus de simulations hydrodynamiques rendant compte de leur structure complexe pour les substituer aux profils sphériques isothermes. De nouvelles contraintes pourront également être considérées, dans un premier temps, en tentant de les reproduire puis, si cette tentative est soldée par un échec, en les incorporant au modèle. Ces contraintes pourront en particulier être issues des premières observations SZ à venir mais aussi de l’utilisation de Y_X , l’analogue X du flux SZ, auquel on s’intéresse depuis peu. Pour finir, il sera important de développer l’utilisation de ce modèle dans le cadre de nouvelles combinaisons d’observations X et SZ. En ce sens, les deux instruments auxquels on pense en premier lieu sont SPT et eROSITA qui sont respectivement le télescope terrestre certainement le plus performant dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique et la prochaine génération de télescope spatial X destiné à faire un sondage sur tout le ciel.

Cela étant dit, à l’image du résultat le plus important de cette thèse, la principale étape future consiste certainement à l’approfondissement de la caractérisation du suivi XMM des amas PLANCK, pour d’une part le motiver de façon convaincante et effectivement obtenir

⁵L’observation du spectre d’un amas permettra la détermination de son *redshift* à travers la détection de la raie du fer ; celui-ci pourra cependant également être mesuré à l’aide des observations optiques.

un temps d'observation conséquent et participer à la conduction de ce suivi.

Annexes

A. Expression théorique de la luminosité X

Dans cette partie, je donne le développement du calcul de l'expression théorique de la luminosité X d'un amas à partir de l'émissivité due au *bremsstrahlung* (c'est la seule composante que je prends ici en compte). Le point de départ consiste à écrire que la luminosité est l'intégrale de cette émissivité sur le volume de l'amas :

$$L_X = \int_0^{r_{500}} \varepsilon^{ff} d^3r, \quad (\text{A.1})$$

avec ε^{ff} [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$] l'émissivité *free-free* dont l'expression dans le cadre du modèle sphérique isotherme est (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$\varepsilon^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 h_P m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e}} T_{spec}^{1/2} Z^2 n_e n_i g_B = \varepsilon_0 T_{spec}^{1/2} Z^2 n_e n_i g_B. \quad (\text{A.2})$$

où la température X, T_{spec} , doit être exprimé en erg, e est la charge de l'électron, h_P la constante de Planck, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière, g_B le facteur de Gaunt moyen, n_e et n_i les nombres d'électrons et de particules de l'espèce i (respectivement) par unité de volume et Z le numéro atomique de chaque élément. On peut alors écrire :

$$Z^2 n_e n_i = n_e \sum_i Z_i^2 n_i = n_e [n_p + 4n_{He}] = n_e n_p (1 + 4\chi), \quad (\text{A.3})$$

avec $\chi \equiv \frac{n_{He}}{n_p}$. D'où :

$$L_X = \varepsilon_0 g_B T_{spec}^{1/2} (1 + 4\chi) \int_0^{r_{500}} n_e n_p d^3r \quad (\text{A.4})$$

$$= \varepsilon_0 g_B T_{spec}^{1/2} \frac{(1 + 4\chi)}{(1 + 2\chi)} \int_0^{r_{500}} n_e^2 d^3r, \quad (\text{A.5})$$

avec

$$n_e = n_p + 2n_{He} = n_p (1 + 2\chi). \quad (\text{A.6})$$

Or, en considérant le modèle β , on peut écrire :

$$\int_0^{r_{500}} n_e^2 d^3r = \int_0^{r_{500}} \frac{n_{e0}^2}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{3\beta}} 4\pi r^2 dr \quad (\text{A.7})$$

$$= 4\pi n_{e0}^2 r_c^3 \int_0^{x_{500}} x^2 (1 + x^2)^{-3\beta} dx, \quad (\text{A.8})$$

avec $x \equiv \frac{r}{r_c}$ et donc $x_{500} \equiv \frac{r_{500}}{r_c}$. D'autre part (cf. éq.(III.8)) :

$$r_{500} = x_{500} r_c = r_5 \left(\frac{T_{spec}}{5 \text{keV}} \right)^{\frac{\alpha_{MT}}{3}} h^{-1} E^{-1}(z) \quad [\text{Mpc}]. \quad (\text{A.9})$$

Alors, sachant que le poids moléculaire moyen vérifie $\mu = \frac{4}{\frac{5}{4\chi+1}+3}$ (on peut donc écrire $\frac{(1+4\chi)}{(1+2\chi)} = \frac{5}{1+\frac{2}{\mu}}$; cf. annexe C) :

$$L_X = 4\pi\epsilon_0 g_B \sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}} \frac{5}{1+\frac{2}{\mu}} \frac{(r_5 \times 3,0857 \cdot 10^{24})^3}{5^{\alpha_{MT}} h^3} \\ \times T_{spec}^{\frac{1}{2}+\alpha_{MT}} n_{e_0}^2 x_{500}^{-3} E^{-3}(z) \int_0^{x_{500}} x^2 (1+x^2)^{-3\beta} dx. \quad (\text{A.10})$$

Deux facteurs ont ici été rajoutés pour que les unités soient bonnes : le facteur $\sqrt{1,602 \cdot 10^{-9}}$ fait passer la température de l'équation (A.2) d'une température en erg à une température en keV ; le facteur $(3,0857 \cdot 10^{24})^3$ permet de passer des Mpc^3 au cm^3 dans l'expression de r_c^3 dans l'équation (A.8).

B. Conversion de masses

Le problème de la définition de la masse d'un amas de galaxies doit, comme on l'a vu, être traité avec attention. En effet, d'une part, la définition des limites d'un amas (et donc de sa masse) n'est pas univoque ; d'autre part, les différentes définitions que l'on peut considérer ont des comportements différents les uns des autres aussi bien en fonction du *redshift* (comme on l'a également vu) que de la cosmologie. Dans cette annexe, je décris rapidement comment on peut relier ces différentes définitions entre elles.

Notons que les codes dont je me suis servi au cours de mes travaux pour convertir une masse en une autre ont été écrits par Jean-Baptiste Melin (ou sont dérivés des codes qu'il a écrits).

B.1 Contraste en densité

Pour caractériser la masse à laquelle on s'intéresse, il est nécessaire de définir les limites que l'on prend en compte pour l'amas. Celles-ci sont exprimées en terme de densité de l'amas, mais peuvent l'être de différentes façons. La première, qui est celle que j'ai utilisée au cours de mes travaux revient à exprimer le contraste en densité critique Δ_c , *i.e.* le rapport entre la densité moyenne de l'amas (implicitement à l'intérieur des limites que l'on a choisies) et la densité critique de l'Univers, ρ_c . C'est dans ces termes que je m'exprimerai dans la section suivante. Comme on l'a vu précédemment (éq.(II.74)), la masse de l'amas s'exprime alors :

$$M_{\Delta_c} = \frac{4\pi}{3} r_{\Delta_c}^3 \rho_c(z) \Delta_c. \quad (\text{B.1})$$

Une deuxième possibilité est d'exprimer le contraste en densité Δ_{vir} , qui correspond quant à lui au rapport entre la densité moyenne de l'amas et la densité moyenne de l'Univers. Il est cependant simple de relier Δ_{vir} et Δ_c , en considérant le rapport entre les densités critique et moyenne de l'Univers (cf. §II.2.2). On a alors :

$$\Delta_c(z_{vir}) = \Delta_{vir}(z_{vir}) \Omega_m(z_{vir}). \quad (\text{B.2})$$

Dans cette équation, la dépendance en z indique implicitement que le rayon à l'intérieur duquel j'exprime ces deux rapports est le rayon viriel de l'amas, r_{vir} . Naturellement, cette expression peut permettre de traduire n'importe quelle valeur arbitraire de Δ_c en la valeur correspondante pour Δ_{vir} (et réciproquement) ; on ne peut cependant pas s'affranchir de

la dépendance en z de $\Omega_m(z)$. On voit alors que ces deux définitions des limites de l'amas sont sensiblement identiques. On ne pourra pas en dire autant pour la troisième que je vais évoquer.

En effet, je vais maintenant m'intéresser à la technique dite "*friends-of-friends*" (Davis et al., 1985; dorénavant FOF). Cette technique permet d'extraire les amas de galaxies des produits de simulations numériques; en particulier, c'est celle qui intervient dans la définition de la fonction de masse de Jenkins et al. (2001), ce qui la rend extrêmement importante. Je l'ai déjà en partie décrite dans la section III.3.1. Cette technique permet d'identifier une particule de la simulation étudiée comme faisant partie d'un même amas de galaxies si la distance à la particule voisine la plus proche est inférieure à une valeur seuil que l'on définit au préalable. Dans le cas de Jenkins et al. (2001), on a $r = b\bar{n}^{-1/3}$ où r est justement la distance seuil entre deux particules voisines (*i.e.* la distance maximale entre deux particules pour que celles-ci fassent partie d'un amas de galaxie), \bar{n} est la densité moyenne de particules dans la simulation et b le paramètre qui permet de fixer la valeur du seuil (Jenkins et al. (2001) considèrent $b = 0,2$). L'utilisation d'une telle méthode ne permet donc pas de définir les limites de l'amas par rapport à sa densité moyenne mais plutôt de définir un contour d'isodensité à l'intérieur duquel les particules font partie de l'amas. En d'autres termes, la méthode FOF ne fait aucun *a priori* sur le profil en densité de l'amas¹; il faut donc en choisir un si l'on veut relier une valeur de b à une valeur de Δ_c .

J'ai alors considéré que le profil en densité de l'amas était bien décrit par un profil NFW (Navarro et al., 1996; Navarro et al., 1997) de concentration $c = 5$ (cf. §II.2.4). Ce profil est défini par :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} = \frac{\delta_c}{x(1+x)^2} \quad (\text{B.3})$$

avec $x = \frac{r}{r_s}$ où $r_s = \frac{r_{200}}{c}$ est le rayon caractéristique du profil, ρ est la densité massique de l'amas, ρ_c est la densité critique de l'Univers et

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (\text{B.4})$$

D'autre part, le contour d'isodensité défini à l'aide de la méthode FOF est caractérisé par :

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}} = \frac{n}{\bar{n}} = \frac{3}{2\pi b^3} \quad (\text{B.5})$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de l'Univers et n est la densité en terme de nombre de particules. Alors, sachant que $\bar{\rho} = \Omega_m(z)\rho_c$, on a :

$$\frac{\rho}{\rho_c} = \frac{3}{2\pi b^3} \Omega_m(z). \quad (\text{B.6})$$

Dans ces conditions, la valeur de x caractérisant le rayon correspondant au contour d'isodensité est la racine de l'équation :

$$f(x) = x(1+x)^2 - \frac{2\pi}{3} \frac{\delta_c b^3}{\Omega_m(z)} \quad (\text{B.7})$$

¹Plus encore, la méthode FOF ne fait aucun *a priori* sur la forme de l'amas et en particulier, ne postule en aucun cas la symétrie sphérique. Il est bien évident que je me restreins à ce dernier cas lorsque je traduis un contour d'isodensité en contraste en densité critique.

obtenue en combinant les équations (B.3) et (B.6). Finalement, le contraste en densité critique Δ_c que l'on peut associer à la valeur de b considérée a pour expression :

$$\Delta_c = \frac{3\delta_c}{x^3} [\ln(1+x) - x/(1+x)] , \quad (\text{B.8})$$

cette équation étant la généralisation de l'équation (B.4) pour des valeurs de Δ_c autre que 200.

B.2 Conversion

Je considère maintenant que je me suis au préalable arrangé pour exprimer les limites de l'amas à partir d'une valeur de Δ_c , si besoin en ayant utilisé une des techniques décrites plus haut et vais traiter l'exemple d'une conversion entre M_1 et M_2 , les masses comprises dans r_1 et r_2 à l'intérieur desquels les contrastes en densité critiques valent Δ_{c1} et Δ_{c2} respectivement. On a donc (cf. §II.2.6) :

$$r_i = 9,51 h^{-2/3} \left(\frac{M_i}{10^{15} M_\odot} \right)^{1/3} \Delta_{ci}^{-1/3}(z) E^{-2/3} \quad [\text{Mpc}] , \quad (\text{B.9})$$

avec $i = 1, 2$. La seule chose dont on a alors besoin est de se placer dans le cadre d'un profil en densité donné. Naturellement, j'ai toujours considéré un profil NFW de concentration $c = 5$ (mais rien n'empêche de choisir une autre valeur de c , voire un autre profil).

Dans ces conditions, on peut calculer le rayon caractéristique du profil NFW r_s pour l'amas considéré. C'est à travers ce rayon que l'on va passer d'une masse à l'autre. En effet, on peut écrire :

$$r_s = \frac{r_{200}}{c} = \frac{r_i}{x_i} , \quad (\text{B.10})$$

x_i étant la racine de l'équation :

$$f(x_i) = \frac{\Delta_{ci}}{3} x_i^3 - \delta_c [\ln(1+x_i) - x_i/(1+x_i)] \quad (\text{B.11})$$

obtenue à partir de l'équation (B.4). Connaissant M_1 et donc r_1 , on est en possession de tous les éléments pour calculer x_1 , et ainsi, r_s . Il ne reste alors qu'à suivre la démarche dans le sens inverse, c'est-à-dire calculer x_2 racine de l'équation (B.11) pour $i = 2$ puis $r_2 = r_s \times x_2$. Finalement, connaissant r_2 , le calcul de M_2 est immédiat.

A titre de complément à la figure III.8, la figure B.1 représente l'évolution des rapports entre différentes masses en fonction de la cosmologie.

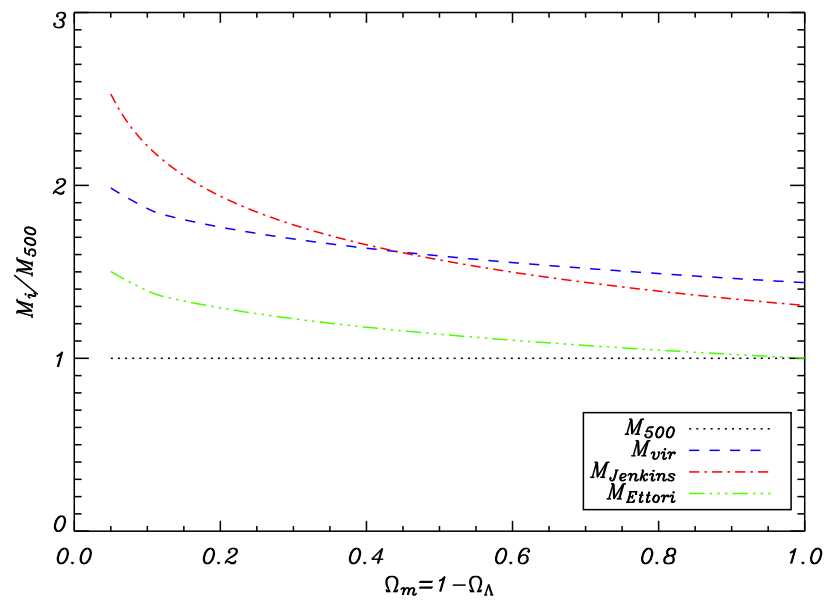


FIG. B.1: Evolution du rapport entre les différentes définitions de la masse d'un amas en fonction de la cosmologie considérée (plus exactement, en fonction de la valeur de Ω_m pour le cas d'un univers plat). Les différentes définitions que j'ai considérées sont explicitées dans les sections §II.2.6, §III.2.2 et §III.3.1.

C. Calcul de la fraction de gaz

Cette annexe est consacrée à la démonstration des équation (III.14) et (III.15) qui lient respectivement la fraction de gaz à la densité électronique et au poids moléculaire moyen d'une part, et à la densité électronique centrale et $x_{500} = \frac{r_{500}}{r_c}$ d'autre part. Pour ce faire, je vais considérer le gaz intra-amas constitué de particules de mêmes masses μm_p où μ est le poids moléculaire moyen et m_p la masse du proton. Ainsi, si le nombre de particules par unité de volume est n , la masse volumique du gaz s'exprime :

$$\rho = \mu m_p n. \quad (\text{C.1})$$

D'autre part, le nombre de particules par unité de volume peut être décomposé en fonction des différentes composantes du gaz :

$$\begin{aligned} n &= n_e + \sum_i n_i = \sum_i n_i E_i + \sum_i n_i \\ &= \sum_i n_i (1 + E_i) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

avec n_e et n_i respectivement le nombre d'électrons et de particules de l'espèce i par unité de volume et E_i le taux d'ionisation de l'espèce i . On relie ensuite la masse atomique A_i de l'élément i à sa fraction de masse X_i par :

$$n_i m_p A_i = \rho X_i \quad (\text{C.3})$$

afin de réexprimer le nombre de particules par unité de volume :

$$n = \sum_i \frac{\rho X_i}{m_p A_i} (1 + E_i) = \frac{\rho}{\mu m_p}, \quad (\text{C.4})$$

ce qui conduit naturellement à :

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{X_i}{A_i} (1 + E_i), \quad (\text{C.5})$$

soit pour un milieu totalement ionisé :

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{X_i}{A_i} (1 + Z_i) \quad (\text{C.6})$$

où Z_i est le numéro atomique de l'espèce i . On peut alors considérer le gaz intra-amas exclusivement composé d'hydrogène et d'hélium totalement ionisés, l'abondance de chacun correspondant à leur abondances primordiales. Les fractions massiques d'hydrogène et d'hélium sont respectivement écrites :

$$X = \frac{M_H}{M_{gas}} \quad (C.7)$$

$$Y = \frac{M_{He}}{M_{gas}} \quad (C.8)$$

avec M_H , M_{He} et M_{gas} les masses d'hydrogène, d'hélium et de gaz (respectivement). Puisque ces deux espèces sont les deux seules, on a $X + Y = 1$, d'où :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} &= 2X + \frac{3Y}{4} = 2X + \frac{3(1-X)}{4} \\ &= \frac{5X + 3}{4}, \end{aligned} \quad (C.9)$$

ce qui, en considérant les fractions massiques primordiales ($X = 75\%$), conduit à $\mu \sim 0,6$. On peut alors exprimer la masse d'hydrogène en fonction de la masse de gaz :

$$M_H = \frac{\frac{4}{\mu} - 3}{5} M_{gas}. \quad (C.10)$$

Considérons maintenant N_e , N_H et N_{He} les nombres totaux d'électrons, d'ions d'hydrogène et d'hélium dans l'amas. Alors :

$$M_{gas} = M_H + M_{He} = m_p N_H + 4m_p N_{He}. \quad (C.11)$$

D'autre part, l'amas étant globalement neutre, on a :

$$N_e = N_H + 2N_{He}. \quad (C.12)$$

Ce qui mène à :

$$M_{gas} = m_p N_H + 2m_p(N_e - N_H) = 2m_p N_e - m_p N_H \quad (C.13)$$

$$= 2m_p N_e - \frac{\frac{4}{\mu} - 3}{5} M_{gas}. \quad (C.14)$$

En définissant la fraction de gaz $f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}$, on aboutit à l'équation (III.14) :

$$\boxed{f_{gas} M_{tot} = M_{gas} = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} m_p N_e = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} m_p \int_{r>r_{500}} n_e(r) d^3r}. \quad (C.15)$$

On procède ensuite de la même façon que pour le calcul de la luminosité X, c'est-à-dire qu'on fait intervenir le modèle β pour décrire la densité électronique :

$$f_{gas} M_{tot} = \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} m_p 4\pi n_{e0} \int_0^{r_{500}} r^2 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}} dr \quad (C.16)$$

$$= \frac{5}{1 + \frac{2}{\mu}} m_p 4\pi n_{e0} r_c^3 \int_0^{x_{500}} x^2 [1 + x^2]^{-\frac{3\beta}{2}} dx \quad (C.17)$$

soit finalement, à partir des relations d'échelle plusieurs fois explicitées précédemment :

$$f_{gas} = \frac{4\pi m_p (r_5 \times 30857.10^{24})^3 T^{*\alpha_{MT}}}{5^{\alpha_{MT}} 10^{15} M_{\odot} E^2 h^2} n_{e0} x_{500}^{-3} \times \frac{5}{1+\frac{2}{\mu}} \int_0^{x_{500}} x^2 [1+x^2]^{-\frac{3\beta}{2}} dx \quad (C.18)$$

qui est bien l'équation (III.15).

Bibliographie (de Abell à Zwicky...)

- Abell G. O., 1958, *ApJS* **3**, 211
Abell G. O., 1965, *ARA&A* **3**, 1
Abell G. O., 1975, *Clusters of Galaxies*, p. 601, *Galaxies and the Universe*
Aghanim N., Desert F. X., Puget J. L. & Gispert R., 1996, *A&A* **311**, 1
Aghanim N., Majumdar S. & Silk J., 2007, *ArXiv e-prints*, 0711.0518
Akritas M. G. & Bershadsky M. A., 1996, *ApJ* **470**, 706
Albrecht A., Bernstein G., Cahn R., Freedman W. L., Hewitt J., Hu W., Huth J., Kamionkowski M., Kolb E. W., Knox L., Mather J. C., Staggs S. & Suntzeff N. B., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0609591
Allen S. W., Rapetti D. A., Schmidt R. W., Ebeling H., Morris G. & Fabian A. C., 2007, *ArXiv e-prints*, 0706.0033
Allen S. W., Schmidt R. W. & Fabian A. C., 2002, *MNRAS* **334**, L11
Alpher R. A., Bethe H. & Gamow G., 1948, *Physical Review* **73**, 803
Alpher R. A. & Herman R. C., 1949, *Phys. Rev.* **75(7)**, 1089
Ameglio S., Borgani S., Diaferio A. & Dolag K., 2006, *MNRAS* **369**, 1459
Arnaud M. & Evrard A. E., 1999, *MNRAS* **305**, 631
Arnaud M., Pointecouteau E. & Pratt G. W., 2005, *A&A* **441**, 893
Aspect A., Grangier P. & Roger G., 1981, *Phys. Rev. Lett.* **47(7)**, 460
Aspect A., Grangier P. & Roger G., 1982, *Phys. Rev. Lett.* **49(2)**, 91
Audit E. & Simmons J. F. L., 1999, *MNRAS* **305**, L27
Bahcall N. A., McKay T. A., Annis J., Kim R. S. J., Dong F., Hansen S., Goto T., Gunn J. E., Miller C., Nichol R. C., Postman M., Schneider D., Schroeder J., Voges W., Brinkmann J. & Fukugita M., 2003, *ApJS* **148**, 243
Bardeen J. M., Bond J. R., Kaiser N. & Szalay A. S., 1986, *ApJ* **304**, 15
Bartlett J. G., 1999, *New Astronomy Review* **43**, 83
Bartlett J. G., 2004, *Ap&SS* **290**, 105
Bell J. S., 1964, *Physics* **1**, 195
Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Page L., Spergel D. N., Tucker G. S., Wollack E., Wright E. L., Barnes C., Greason M. R., Hill R. S., Komatsu E., Nolte M. R., Odegard N., Peiris H. V., Verde L. & Weiland J. L., 2003, *ApJS* **148**, 1
Birkinshaw M., 1999, *Phys. Rep.* **310**, 97
Biviano A., 2000, dans *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*
Blanchard A., 2003, *ArXiv e-prints*, astro-ph/0301137
Blanchard A., 2005, dans H. V. Klapdor-Kleingrothaus & R. Arnowitt (eds.), *Dark matter in astro- and particle physics*, pp 34–46
Blanchard A., Sadat R., Bartlett J. G. & Le Dour M., 2000, *A&A* **362**, 809

- Blanchard A. & Schneider J., 1987, *A&A* **184**, 1
- Böhringer H., Collins C. A., Guzzo L., Schuecker P., Voges W., Neumann D. M., Schindler S., Chincarini G., De Grandi S., Cruddace R. G., Edge A. C., Reiprich T. H. & Shaver P., 2002, *ApJ* **566**, 93
- Böhringer H., Schuecker P., Guzzo L., Collins C. A., Voges W., Cruddace R. G., Ortiz-Gil A., Chincarini G., De Grandi S., Edge A. C., MacGillivray H. T., Neumann D. M., Schindler S. & Shaver P., 2004, *A&A* **425**, 367
- Böhringer H., Voges W., Huchra J. P., McLean B., Giacconi R., Rosati P., Burg R., Mader J., Schuecker P., Simiç D., Komossa S., Reiprich T. H., Retzlaff J. & Trümper J., 2000, *ApJS* **129**, 435
- Bonamente M., Joy M., LaRoque S., Carlstrom J., Nagai D. & Marrone D., 2007, *ArXiv e-prints*, 0708.0815 708
- Bond J. R., Cole S., Efstathiou G. & Kaiser N., 1991, *ApJ* **379**, 440
- Borgani S., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0605575
- Borges J. L., 1983, *Le Livre de Sable*, Gallimard
- Bradt H., Mayer W., Naranan S., Rappaport S. & Spada G., 1967, *ApJ* **150**, L199
- Branchesi M., Gioia I. M., Fanti C. & Fanti R., 2007, *ArXiv e-prints*, astro-ph/0706.3277
- Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A. & Hoyle F., 1957, *Reviews of Modern Physics* **29**, 547
- Burenin R. A., Vikhlinin A., Hornstrup A., Ebeling H., Quintana H. & Mescheryakov A., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0610739
- Byram E. T., Chubb T. A. & Friedman H., 1966, *Science* **152**, 66
- Carlberg R. G., Yee H. K. C., Ellingson E., Abraham R., Gravel P., Morris S. & Pritchet C. J., 1996, *ApJ* **462**, 32
- Carlstrom J. E., Holder G. P. & Reese E. D., 2002, *ARA&A* **40**, 643
- Cavaliere A. & Fusco-Femiano R., 1976, *A&A* **49**, 137
- Cavaliere A., Gursky H. & Tucker W., 1971, *Nature* **231**, 437
- Cioran E., 1997, *Carnets 1957-1972*, Gallimard
- Colberg J. M., White S. D. M., Yoshida N., MacFarland T. J., Jenkins A., Frenk C. S., Pearce F. R., Evrard A. E., Couchman H. M. P., Efstathiou G., Peacock J. A., Thomas P. A. & The Virgo Consortium, 2000, *MNRAS* **319**, 209
- Colless M., Peterson B. A., Jackson C., Peacock J. A., Cole S., Norberg P., Baldry I. K., Baugh C. M., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Collins C., Couch W., Cross N., Dalton G., De Propriis R., Driver S. P., Efstathiou G., Ellis R. S., Frenk C. S., Glazebrook K., Lahav O., Lewis I., Lumsden S., Maddox S., Madgwick D., Sutherland W. & Taylor K., 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0306581
- Copernic N., 1543, *De revolutionibus orbium cœlestium*
- Corey B. E. & Wilkinson D. T., 1976, dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, Bulletin of the American Astronomical Society
- Couchman H. M. P., Thomas P. A. & Pearce F. R., 1995, *ApJ* **452**, 797
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S. & White S. D. M., 1985, *ApJ* **292**, 371
- d’Espagnat B., 1979, *A la recherche du réel*, Gauthier-Villars
- Diaferio A., Borgani S., Moscardini L., Murante G., Dolag K., Springel V., Tormen G., Tornatore L. & Tozzi P., 2005, *MNRAS* **356**, 1477
- Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G. & Wilkinson D. T., 1965, *ApJ* **142**, 414
- Ebeling H., Barrett E., Donovan D., Ma C.-J., Edge A. C. & van Speybroeck L., 2007, *ApJ* **661**, L33
- Ebeling H., Edge A. C., Böhringer H., Allen S. W., Crawford C. S., Fabian A. C., Voges W.

- & Huchra J. P., 1998, *MNRAS* **301**, 881
- Ebeling H., Edge A. C., Fabian A. C., Allen S. W., Crawford C. S. & Boehringer H., 1997, *ApJ* **479**, L101
- Ebeling H., Edge A. C. & Henry J. P., 2001, *ApJ* **553**, 668
- Efstathiou G. & Eastwood J. W., 1981, *MNRAS* **194**, 503
- Einstein A., Podolsky B. & Rosen N., 1935, *Physical Review* **47**, 777
- Eke V. R., Navarro J. F. & Frenk C. S., 1998, *ApJ* **503**, 569
- Ettori S., Borgani S., Moscardini L., Murante G., Tozzi P., Diaferio A., Dolag K., Springel V., Tormen G. & Tornatore L., 2004a, *MNRAS* **354**, 111
- Ettori S., Tozzi P., Borgani S. & Rosati P., 2004b, *A&A* **417**, 13
- Evrard A. E., 1988, *MNRAS* **235**, 911
- Evrard A. E., 1997, *MNRAS* **292**, 289
- Fabian A. C. & Sanders J. S., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0612426
- Freedman W. L., Madore B. F., Gibson B. K., Ferrarese L., Kelson D. D., Sakai S., Mould J. R., Kennicutt, Jr. R. C., Ford H. C., Graham J. A., Huchra J. P., Hughes S. M. G., Illingworth G. D., Macri L. M. & Stetson P. B., 2001, *ApJ* **553**, 47
- Friedmann A. A., 1922, *Zeitschrift für Physik* **10**, 377
- Friedmann A. A., 1924, *Zeitschrift für Physik* **21**, 326
- Fritz G., Davidsen A., Meekins J. F. & Friedman H., 1971, *ApJ* **164**, L81
- Fukugita M., Hogan C. J. & Peebles P. J. E., 1998, *ApJ* **503**, 518
- Galilée, 1632, *Dialogo di Galileo Galilei sopra i due Massimi Sistemi del Mondo Tolemaico e Copernicano*
- Gamow G., 1946, *Physical Review* **70**, 572
- Giacconi R., Murray S., Gursky H., Kellogg E., Schreier E. & Tananbaum H., 1972, *ApJ* **178**, 281
- Gioia I. M., Braitto V., Branchesi M., Della Ceca R., Maccacaro T. & Tran K.-V., 2004, *A&A* **419**, 517
- Goto T., Sekiguchi M., Nichol R. C., Bahcall N. A., Kim R. S. J., Annis J., Ivezić Ž., Brinkmann J., Hennessy G. S., Szokoly G. P. & Tucker D. L., 2002, *AJ* **123**, 1807
- Gott J. R. I., Jurić M., Schlegel D., Hoyle F., Vogeley M., Tegmark M., Bahcall N. & Brinkmann J., 2005, *ApJ* **624**, 463
- Gunn J. E. & Gott J. R. I., 1972, *ApJ* **176**, 1
- Gursky H., Kellogg E., Murray S., Leong C., Tananbaum H. & Giacconi R., 1971a, *ApJ* **167**, L81
- Gursky H., Kellogg E. M., Leong C., Tananbaum H. & Giacconi R., 1971b, *ApJ* **165**, L43
- Guth A. H., 1981, *Phys. Rev. D* **23**, 347
- Hattori M., Kneib J. & Makino N., 1999, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **133**, 1
- Heath D. J., 1977, *MNRAS* **179**, 351
- Henry J. P., 2000, *ApJ* **534**, 565
- Henry J. P., 2004, *ApJ* **609**, 603
- Henry P. S., 1971, *Nature* **231**, 516
- Hinshaw G., Nolta M. R., Bennett C. L., Bean R., Doré O., Greason M. R., Halpern M., Hill R. S., Jarosik N., Kogut A., Komatsu E., Limon M., Odegard N., Meyer S. S., Page L., Peiris H. V., Spergel D. N., Tucker G. S., Verde L., Weiland J. L., Wollack E. & Wright E. L., 2007, *ApJS* **170**, 288
- Holmberg E., 1941, *ApJ* **94**, 385
- Hu W. & Dodelson S., 2002, *ARA&A* **40**, 171

- Hu W. & White M., 1997, *New Astronomy* **2**, 323
- Hubble E., 1929, *Proceedings of the National Academy of Science* **15**, 168
- Hunt P. & Sarkar S., 2007, *ArXiv e-prints*, 0706.2443
- Huxley A., 1977, *Le meilleur des mondes*, Pocket
- Ikebe Y., Reiprich T. H., Böhringer H., Tanaka Y. & Kitayama T., 2002, *A&A* **383**, 773
- Jenkins A., Frenk C. S., White S. D. M., Colberg J. M., Cole S., Evrard A. E., Couchman H. M. P. & Yoshida N., 2001, *MNRAS* **321**, 372
- Jones C. & Forman W., 1984, *ApJ* **276**, 38
- Kaiser N., 1986, *MNRAS* **222**, 323
- King I., 1962, *AJ* **67**, 471
- King I. R., 1972, *ApJ* **174**, L123
- Knop R. A., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M. S., Conley A., Deustua S. E., Doi M., Ellis R., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A. S., Garavini G., Garmond S., Garton K., Gibbons R., Goldhaber G., Goobar A., Groom D. E., Hardin D., Hook I., Howell D. A., Kim A. G., Lee B. C., Lidman C., Mendez J., Nobili S., Nugent P. E., Pain R., Panagia N., Pennypacker C. R., Perlmutter S., Quimby R., Raux J., Regnault N., Ruiz-Lapuente P., Sainson G., Schaefer B., Schahmaneche K., Smith E., Spadafora A. L., Stanishev V., Sullivan M., Walton N. A., Wang L., Wood-Vasey W. M. & Yasuda N., 2003, *ApJ* **598**, 102
- Kogut A., Lineweaver C., Smoot G. F., Bennett C. L., Banday A., Boggess N. W., Cheng E. S., de Amici G., Fixsen D. J., Hinshaw G., Jackson P. D., Janssen M., Keegstra P., Loewenstein K., Lubin P., Mather J. C., Tenorio L., Weiss R., Wilkinson D. T. & Wright E. L., 1993, *ApJ* **419**, 1
- Kolb E. W. & Turner M. S., 1990, *The early universe*, *Frontiers in Physics*, Addison-Wesley Publishing Company
- Kompaneets A. S., 1957, *Sov. Phys. JETP* **4**, 730
- 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
- Lacey C. & Cole S., 1994, *MNRAS* **271**, 676
- Lahav O., Lilje P. B., Primack J. R. & Rees M. J., 1991, *MNRAS* **251**, 128
- LaRoque S. J., Bonamente M., Carlstrom J. E., Joy M. K., Nagai D., Reese E. D. & Dawson K. S., 2006, *ApJ* **652**, 917
- Larquère L., 2006, *Mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre de l'expérience PLANCK*, *Thèse de doctorat*, Univ. Paris 7
- Lemaître G., 1927, *Annales de la société scientifique de Bruxelles* **A47**, 49
- Lemaître G., 1931, *MNRAS* **91**, 483
- Lewis A. D., Buote D. A. & Stocke J. T., 2003, *ApJ* **586**, 135
- Lineweaver C. H., 1999, dans R. Morganti & W. J. Couch (eds.), *Looking Deep in the Southern Sky*, p. 167
- Lokas E. L. & Hoffman Y., 2001, dans N. J. C. Spooner & V. Kudryavtsev (eds.), *Identification of Dark Matter*, p. 121
- 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., Sadat R. & Vaclair S. C., 2004, *A&A* **420**, 853
- Lynden-Bell D., 1967, *MNRAS* **136**, 101
- Markevitch M., 1998, *ApJ* **504**, 27
- Mather J. C., Cheng E. S., Cottingham D. A., Eplee, Jr. R. E., Fixsen D. J., Hewagama

- T., Isaacman R. B., Jensen K. A., Meyer S. S., Noerdlinger P. D., Read S. M., Rosen L. P., Shafer R. A., Wright E. L., Bennett C. L., Boggess N. W., Hauser M. G., Kelsall T., Moseley, Jr. S. H., Silverberg R. F., Smoot G. F., Weiss R. & Wilkinson D. T., 1994, *ApJ* **420**, 439
- Mather J. C., Fixsen D. J., Shafer R. A., Mosier C. & Wilkinson D. T., 1999, *ApJ* **512**, 511
- Maughan B. J., Jones C., Jones L. R. & Van Speybroeck L., 2007, *ApJ* **659**, 1125
- Maughan B. J., Jones L. R., Ebeling H. & Scharf C., 2006, *MNRAS* **365**, 509
- McKellar A., 1941, *Publ. Dominion Astrophys. Observatory* **1**, 251
- Meekins J. F., Gilbert F., Chubb T. A., Friedman H. & Henry R. C., 1971, *Nature* **231**, 107
- Melin J. B., 2004, *Amas de galaxies et effet Sunyaev-Zel'dovich : Observation et étude des effets des sélections des sondages, Thèse de doctorat, Univ. Paris 7*
- Melin J.-B., Bartlett J. G. & Delabrouille J., 2006, *A&A* **459**, 341
- Mewe R., Gronenschild E. H. B. M. & van den Oord G. H. J., 1985, *A&AS* **62**, 197
- Milgrom M., 1983, *ApJ* **270**, 365
- Mitchell R. J., Culhane J. L., Davison P. J. N. & Ives J. C., 1976, *MNRAS* **175**, 29P
- Mohr J. J., 2005, dans S. C. Wolff & T. R. Lauer (eds.), *Observing Dark Energy*, Vol. 339 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 140
- Mohr J. J., Mathiesen B. & Evrard A. E., 1999, *ApJ* **517**, 627
- Morandi A., Ettori S. & Moscardini L., 2007, *MNRAS* **379**, 518
- Muanwong O., Kay S. T. & Thomas P. A., 2006, *ApJ* **649**, 640
- 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
- Mullis C. R., Vikhlinin A., Henry J. P., Forman W., Gioia I. M., Hornstrup A., Jones C., McNamara B. R. & Quintana H., 2004, *ApJ* **607**, 175
- Nagai D., Vikhlinin A. & Kravtsov A. V., 2007, *ApJ* **655**, 98
- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., 1996, *ApJ* **462**, 563
- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., 1997, *ApJ* **490**, 493
- Neumann D. M., 2005, *A&A* **439**, 465
- Neumann D. M. & Arnaud M., 2001, *A&A* **373**, L33
- Newton I., 1687, *Philosophiæ naturalis principia mathematica*
- Novicki M. C., Sornig M. & Henry J. P., 2002, *AJ* **124**, 2413
- Olive K. A., Steigman G. & Walker T. P., 2000, *Phys. Rep.* **333**, 389
- Ostriker J. P. & Vishniac E. T., 1986, *ApJ* **306**, L51
- Pacaud F., Pierre M., Adami C., Altieri B., Andreon S., Chiapetti L., Detal A., Duc P.-A., Galaz G., Gueguen A., Le Fèvre J.-P., Hertling G., Libbrecht C., Melin J.-B., Ponman T. J., Quintana H., Refregier A., Sprimont P.-G., Surdej J., Valtchanov I., Willis J. P., Alloin D., Birkinshaw M., Bremer M. N., Garcet O., Jean C., Jones L. R., Le Fèvre O., Maccagni D., Mazure A., Proust D., Röttgering H. J. A. & Trinchieri G., 2007, *ArXiv e-prints*, 0709.1950
- Peacock J. A., 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press
- Peebles P. J. & Ratra B., 2003, *Reviews of Modern Physics* **75**, 559
- Peebles P. J. E., 1970, *AJ* **75**, 13
- Peebles P. J. E., 1993, *Principles of physical cosmology*, Princeton University Press
- Pelló R., Schaerer D., Richard J., Le Borgne J.-F. & Kneib J.-P., 2005, dans Y. Mellier & G. Meylan (eds.), *Gravitational Lensing Impact on Cosmology*, Vol. 225 of *IAU Symposium*, pp 373–386
- Penzias A. A. & Wilson R. W., 1965, *ApJ* **142**, 419
- Percival W. J., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0601538

- Percival W. J., Baugh C. M., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Cole S., Colless M., Collins C., Couch W., Dalton G., De Propris R., Driver S. P., Efstathiou G., Ellis R. S., Frenk C. S., Glazebrook K., Jackson C., Lahav O., Lewis I., Lumsden S., Maddox S., Moody S., Norberg P., Peacock J. A., Peterson B. A., Sutherland W. & Taylor K., 2001, *MNRAS* **327**, 1297
- Percival W. J., Cole S., Eisenstein D. J., Nichol R. C., Peacock J. A., Pope A. C. & Szalay A. S., 2007, *ArXiv e-prints*, 0705.3323
- Perlman E. S., Horner D. J., Jones L. R., Scharf C. A., Ebeling H., Wegner G. & Malkan M., 2002, *ApJS* **140**, 265
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R. A., Nugent P., Castro P. G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D. E., Hook I. M., Kim A. G., Kim M. Y., Lee J. C., Nunes N. J., Pain R., Pennypacker C. R., Quimby R., Lidman C., Ellis R. S., Irwin M., McMahon R. G., Ruiz-Lapuente P., Walton N., Schaefer B., Boyle B. J., Filippenko A. V., Matheson T., Fruchter A. S., Panagia N., Newberg H. J. M., Couch W. J. & The Supernova Cosmology Project, 1999, *ApJ* **517**, 565
- Perotto L., 2005, *Effet de lentilles gravitationnelles et polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre de l'expérience PLANCK et projets post-planckiens*, Thèse de doctorat, Univ. Paris 7
- Pierpaoli E., Borgani S., Scott D. & White M., 2003, *MNRAS* **342**, 163
- Pierre M., Pacaud F., Duc P.-A., Willis J. P., Andreon S., Valtchanov I., Altieri B., Galaz G., Gueguen A., Fèvre J.-P. L., Fèvre O. L., Ponman T., Sprimont P.-G., Surdej J., Adami C., Alshino A., Bremer M., Chiappetti L., Detal A., Garcet O., Gosset E., Jean C., Maccagni D., Marinoni C., Mazure A., Quintana H. & Read A., 2006, *MNRAS* **372**, 591
- Pratt G. W. & Arnaud M., 2002, *A&A* **394**, 375
- Pratt G. W., Böhringer H., Croston J. H., Arnaud M., Borgani S., Finoguenov A. & Temple R. F., 2007, *A&A* **461**, 71
- Press W. H. & Schechter P., 1974, *ApJ* **187**, 425
- Rees M. J., 1999, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/9912373
- Rees M. J. & Sciama D. W., 1968, *Nature* **217**, 511
- Rephaeli Y., 1995, *ARA&A* **33**, 541
- Revenu B., 2000, *Anisotropies et polarisation du rayonnement fossile : méthodes de détection et traitement des données*, Thèse de doctorat, Univ. Paris 7
- Robertson H. P., 1935, *Proc. N.A.S.* **15**, 822
- Romer A. K., Viana P. T. P., Liddle A. R. & Mann R. G., 2001, *ApJ* **547**, 594
- Ruhl J., Ade P. A. R., Carlstrom J. E., Cho H.-M., Crawford T., Dobbs M., Greer C. H., Halverson N. w., Holzzapfel W. L., Lanting T. M., Lee A. T., Leitch E. M., Leong J., Lu W., Lueker M., Mehl J., Meyer S. S., Mohr J. J., Padin S., Plagge T., Pryke C., Runyan M. C., Schwan D., Sharp M. K., Spieler H., Staniszewski Z. & Stark A. A., 2004, dans C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, & J. Zmuidzinas (eds.), *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II. Edited by Jonas Zmuidzinas, Wayne S. Holland and Stafford Withington Proceedings of the SPIE, Volume 5498, pp. 11-29 (2004).*, Vol. 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp 11–29
- Rybicki G. B. & Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*, New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
- Sachs R. K. & Wolfe A. M., 1967, *ApJ* **147**, 73

- Sanderson A. J. R., Ponman T. J., Finoguenov A., Lloyd-Davies E. J. & Markevitch M., 2003, *MNRAS* **340**, 989
- Sarazin C. L., 1986, *Reviews of Modern Physics* **58**, 1
- Sarazin C. L. & Bahcall J. N., 1977, *ApJS* **34**, 451
- Sazonov S. Y. & Sunyaev R. A., 1999, *MNRAS* **310**, 765
- Schechter P., 1976, *ApJ* **203**, 297
- Schmidt B. P., Suntzeff N. B., Phillips M. M., Schommer R. A., Clocchiatti A., Kirshner R. P., Garnavich P., Challis P., Leibundgut B., Spyromilio J., Riess A. G., Filippenko A. V., Hamuy M., Smith R. C., Hogan C., Stubbs C., Diercks A., Reiss D., Gilliland R., Tonry J., Maza J., Dressler A., Walsh J. & Ciardullo R., 1998, *ApJ* **507**, 46
- Schuecker P., 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0502234
- Sheth R. K., Mo H. J. & Tormen G., 2001, *MNRAS* **323**, 1
- Sheth R. K. & Tormen G., 1999, *MNRAS* **308**, 119
- Slipher V. M., 1913, *Lowell Observatory Bulletin* **2**, 56
- Smoot G. F., 1997, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/9705101
- Smoot G. F., Bennett C. L., Kogut A., Wright E. L., Aymon J., Boggess N. W., Cheng E. S., de Amici G., Gulkis S., Hauser M. G., Hinshaw G., Jackson P. D., Janssen M., Kaita E., Kelsall T., Keegstra P., Lineweaver C., Loewenstein K., Lubin P., Mather J., Meyer S. S., Moseley S. H., Murdock T., Rokke L., Silverberg R. F., Tenorio L., Weiss R. & Wilkinson D. T., 1992, *ApJ* **396**, L1
- Smoot G. F., Gorenstein M. V. & Muller R. A., 1977, *Physical Review Letters* **39**, 898
- Spergel D. N., Bean R., Doré O., Nolta M. R., Bennett C. L., Dunkley J., Hinshaw G., Jarosik N., Komatsu E., Page L., Peiris H. V., Verde L., Halpern M., Hill R. S., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Odegard N., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E. & Wright E. L., 2007, *ApJS* **170**, 377
- Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V., Komatsu E., Nolta M. R., Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Page L., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E. & Wright E. L., 2003, *ApJS* **148**, 175
- Springel V., 2005, *MNRAS* **364**, 1105
- 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
- Springel V., Yoshida N. & White S. D. M., 2001, *New Astronomy* **6**, 79
- Stanek R., Evrard A. E., Böhringer H., Schuecker P. & Nord B., 2006, *ApJ* **648**, 956
- Sugiyama N., 1995, *ApJS* **100**, 281
- Sunyaev R. A. & Zel'dovich I. B., 1980, *MNRAS* **190**, 413
- Sunyaev R. A. & Zel'dovich Y. B., 1970, *Comments on Astrophysics and Space Physics* **2**, 66
- Sunyaev R. A. & Zel'dovich Y. B., 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics* **4**, 173
- Tago E., Einasto J., Saar E., Einasto M., Suhhonenko I., Jõeveer M., Vennik J., Heinämäki P. & Tucker D. L., 2006, *Astronomische Nachrichten* **327**, 365
- Teyssier R., 2002, *A&A* **385**, 337
- The PLANCK Consortia, 2005, *The Scientific Programme of PLANCK ("Blue Book")*, ESA Publication Division
- Tolman R. C., 1931, *Physical Review* **37**, 1639
- Tozzi P., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0602072
- Trümper J., 1992, *QJRAS* **33**, 165

- Valéry P., 1922, *Charmes*, Nouvelle Revue Francaise
- Valéry P., 1924, *Variété I*, Gallimard
- Vauclair S. C., Blanchard A., Sadat R., Bartlett J. G., Bernard J.-P., Boer M., Giard M., Lumb D. H., Marty P. & Nevalainen J., 2003, *A&A* **412**, L37
- Vikhlinin A., Forman W. & Jones C., 1999, *ApJ* **525**, 47
- Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S. & VanSpeybroeck L., 2006, *ApJ* **640**, 691
- Vikhlinin A., Markevitch M., Murray S. S., Jones C., Forman W. & Van Speybroeck L., 2005, *ApJ* **628**, 655
- Vikhlinin A., VanSpeybroeck L., Markevitch M., Forman W. R. & Grego L., 2002, *ApJ* **578**, L107
- Voges W., Aschenbach B., Boller T., Bräuninger H., Briel U., Burkert W., Dennerl K., Englhauser J., Gruber R., Haberl F., Hartner G., Hasinger G., Kürster M., Pfeffermann E., Pietsch W., Predehl P., Rosso C., Schmitt J. H. M. M., Trümper J. & Zimmermann H. U., 1999, *A&A* **349**, 389
- Walker A. G., 1936, *Proc. London Math. Soc.* **42**, 90
- Wang P., 2006, *ApJ* **640**, 18
- White S. D. M., 1976, *MNRAS* **177**, 717
- White S. D. M., 1996, dans O. Lahav, E. Terlevich, & R. J. Terlevich (eds.), *Gravitational dynamics*, p. 121
- White S. D. M., Navarro J. F., Evrard A. E. & Frenk C. S., 1993, *Nature* **366**, 429
- Xue Y.-J. & Wu X.-P., 2000, *ApJ* **538**, 65
- Yao W.-M. et al., 2006, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **33**, 1
- Zel'dovich Y. B. & Sunyaev R. A., 1969, *Ap&SS* **4**, 301
- Zwicky F., 1933, *Helvetica Physica Acta* **6**, 110
- Zwicky F., Herzog E., Wild P., Karpowicz M. & Kowal C. T., 1961-1968, dans *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, Pasadena : California Institute of Technology, Vol. 1-6

Index

- A**
- Age de l'Univers 22
- Amas de galaxies
- comptages 70, 98
 - cosmologie 69
 - émissions 59
 - formation 51
 - réguliers/irréguliers 50, 57
 - simulations 74
- Approximation linéaire 43, 52
- B**
- BBN voir Nucléosynthèse primordiale
- Big Bang* **23**
- Bremsstrahlung* 50, **60**, 143
- C**
- Cloud-in-cloud problem* 54
- CMB voir Fond diffus cosmologique
- Constante cosmologique voir Energie noire
- Constante de Hubble voir Hubble
- Contraste en densité 43, 51
- critique Δ_c 52, 67, 145
 - critique δ_c 52, 54
 - de virialisation Δ_{vir} 52
- Cooling flows* 79, 90
- Courbure 14–15, 21–22, 36, 37
- D**
- Découplage matière-rayonnement .. 25, 31
- Densité
- critique 21
 - de matière 22, 38
 - fluctuations 27, 32, 41
 - totale 22, 37
- Dipôle voir Fond diffus cosmologique
- Dispersion 130
- Dispersion de vitesse 49, 57, 58, 67
- Distance
- angulaire 20, 71
 - comobile 18
 - de luminosité 20
 - propre 18
- E**
- Effet Sunyaev-Zel'dovich 34, **63**
- cinétique 65
 - cosmologie 71
 - polarisé(s) 66
 - thermique 63
- Egalité matière-rayonnement... 17, 25, 47
- Energie noire 13, 17, 21–22, 36, 39, 42
- Equation d'Einstein **12**, 15
- Equation d'état 16, 43
- Equation d'Euler 42
- Equation de continuité 42
- Equation de Poisson 13, 42
- Equations de Friedmann 15
- eROSITA 134
- Expansion 13, 14, 16, 23
- accélération 16, 39
- F**
- Facteur d'échelle 14–16, 20, 42
- Facteur de croissance 44
- Flow* de Hubble voir Hubble
- Flux SZ 69
- Fonction de corrélation **46**, 70
- Fonction de luminosité 70
- évolution 97
 - locale 85, 90
- Fonction de masse **53**, 75, 122
- de Jenkins **55**, 93, 146
 - de Press-Schechter 54
 - de Sheth-Tormen 55
- Fonction de température 70
- évolution 95
 - locale 83
- Fond diffus cosmologique 8, 25, **30**, 45, 63
- émission 25, 30

- anisotropies 32
 cosmologie 35
 dipôle 32
 homogénéité 11
 polarisation 37, 106
 spectre de puissance 34
 Formation des structures 26, **41**, 74
 Fraction de gaz 58, 71, 83, 87, 149
Friends-of-friends 93, 146
- G**
- Galaxies 56, 59
 Gaz intra-amas 50, **58**, 60, 63
Growth factor . voir Facteur de croissance
- H**
- Homogénéité **8**, 41
 Horizon **26**, 32, 42, 47
 Hubble
 constante 16, 18, 37
 flow 15
 loi 18
 paramètre 16
 rayon 27, 42
- I**
- Identité de Bianchi 12
 Inflation 17, 24, **26**, 37, 47
 Intensité spécifique 102
 Isotropie **8**, 46
- L**
- Lentille gravitationnelle 62
 Loi de Hubble voir Hubble
 Lois d'échelle **67**, 70, 79, 130
 Luminosité X 61, 68, 86, 143
- M**
- Métrique de Robertson-Walker 13
 Masse **67**, **93**, 145
 virielle 67
Matched filters 116
 Matière
 noire 17, 36, 38, 50, 58
 spectre de puissance **46**, 71
 Modèle de concordance 37
 Modèle auto-similaire **67**, 80
 déviation 86–90, 95
 Modèle β 58, 77, 101, 143, 150
- Modèle sphérique 51
- N**
- Nucléosynthèse primordiale 25, **28**
- P**
- Paramètre de Compton **64**, 69, 101
 Paramètre de forme Γ 47
 Paramètre de Hubble voir Hubble
 Paramètres cosmologiques **21**, 37
 PLANCK **106**, 113, 120
 fonction de sélection 119
 Principe cosmologique 8, 14–15
 Principe d'équivalence 9
 Processus à 2 photons 62
 Profil de King 57
 Profil NFW 58–59, 78, 146
 Profils en température 123, 131
- R**
- Raies 61
 Rayon de cœur 57, 77, 81, 85, 87–90
 Rayon viriel 52, 67
 Rayons X 50, 60
 Recombinaison 30–31
 Recombinaison radiative 61
Redshift **18**, 22
 Relation $L - T$ 68, 80, 82
 évolution 97
 relation locale 80, 86
 Relation $M - T$ 68, 95
 évolution 92
 normalisation 81
 relation locale 82
 Relations d'échelle voir Lois d'échelle
 Relativité générale **9**
 Relaxation violente 52
 ROSAT 50, 98, **110**, 113
 sondages 110
- S**
- σ_8 48–49, 81, 83–84
 Scalaire de Ricci 12, 16
 Scénario *bottom-up* 26, 38, 74
 Sondages de galaxies 10
 Sphère isotherme singulière 57, 67
 SPT 135
 Symbole de Christoffel 11

T

Tenseur	
d'Einstein.....	12
de Ricci.....	12 , 16
de Riemann.....	11
énergie-impulsion.....	12 , 16, 17
métrique.....	10 , 13
Théorème du viriel.....	52
<i>Top-hat</i>	48

V

Variance cosmique.....	35
Virialisation.....	52
Vitesse particulière.....	15

W

WMAP.....	37
-----------	----

X

XLF.....	voir Fonction de luminosité
XMM-Newton.....	50, 111 , 120
XTF.....	voir Fonction de température

Titre : Sondages d'amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich : Corrélations et combinaison avec les observations X

Résumé : L'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) est la distorsion du spectre du fond diffus cosmologique (CMB) due à la diffusion des photons du CMB sur les électrons du gaz intra-amas par effet Compton inverse. Bien qu'ayant été découvert à la fin de années 1960, cet effet commence tout juste à être utilisé : l'exploitation de nombreux instruments débute aujourd'hui ou en est sur le point conduisant ainsi à la réalisation de sondages d'amas plus importants que tout ce qui existe à l'heure actuelle. Cependant, l'utilisation des amas observés grâce à l'effet SZ en tant que sondes cosmologiques nécessite la combinaison de ces données avec les observations X. Afin d'estimer les capacités de différents instruments X et SZ et les caractéristiques des catalogues résultants de la combinaison de leurs données, j'ai constitué un modèle pour ces deux signaux, contraint par un grand nombre d'observations X. Il permet alors de simuler des programmes d'observation réalistes. A titre d'exemple d'applications réalisables avec ce modèle, j'ai d'une part comparé les propriétés des catalogues constitués avec les satellites PLANCK et ROSAT et, d'autre part, estimé les capacités du satellite XMM-Newton à faire un suivi des amas les plus chauds et distants parmi ceux découverts par PLANCK, i.e. les plus pertinents d'un point de vue cosmologique.

Mots-clés : Cosmologie - Amas de galaxies - Effet Sunyaev-Zel'dovich - Rayons X - Modélisation

Title: Sunyaev-Zel'dovich effect galaxy cluster surveys : Correlations and combination with X-ray observations

Abstract: The Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect is the distortion of the cosmic microwave background (CMB) spectrum due to the inverse Compton scattering of CMB photons off electrons in the intra-cluster medium. Although being known since the late sixties, this effect has barely been used so far; the exploitation of many instruments is currently beginning or will soon begin, allowing the largest cluster surveys ever to be created. However, the use of SZ galaxy cluster surveys as cosmological probes imply the combination of these data with X-ray observations. In order to estimate the capacities of several SZ and X-ray instruments and the characteristics of the resulting catalogs, I built a model for these two kinds of signal, constrained by a large number of X-ray observations. This model allows to simulate realistic observation programs. As an example of the applications that can be done thanks to this model, I first compared the properties of the PLANCK and ROSAT catalogs and, on the other hand, estimated the capabilities of XMM-Newton satellite to follow-up the hottest and most distant clusters among those discovered by PLANCK, *i.e.* the most cosmologically relevant ones.

Keywords: Cosmology - Galaxy clusters - Sunyaev-Zel'dovich effect - X-rays - Modeling