



Juste une goutte de MARC – Magnétisme, Accélération et Réionisation Cosmiques

Mathieu Langer

► To cite this version:

Mathieu Langer. Juste une goutte de MARC – Magnétisme, Accélération et Réionisation Cosmiques. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. tel-01011989v1

HAL Id: tel-01011989

<https://theses.hal.science/tel-01011989v1>

Submitted on 21 Aug 2014 (v1), last revised 23 Dec 2016 (v2)

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.



Comprendre le monde,
construire l'avenir®



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE

THÈSE D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Soutenue le 19 novembre 2013 par

Mathieu Langer

Juste une goutte de MARC

Magnétisme, Accélération et Réionisation Cosmiques

Composition du jury :

Président du jury :

Alain Abergel

Rapporteurs :

Françoise Combes

Katia Ferrière

Martin Kunz

Examineurs :

Saleem Zaroubi

Jean-Loup Puget

Juste une goutte de MARC

Magnétisme, Accélération et Réionisation Cosmiques

Mathieu Langer
Institut d'Astrophysique Spatiale
Université Paris Sud

Manuscrit présenté pour obtenir le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université Paris Sud

Version définitive : 11 novembre 2013

PRÉAMBULE

Je ne suis pas de ceux qui, dès le berceau, fascinés par les étoiles et le cosmos, se rêvaient astronomes, voire astronautes... Pour tout dire, je n'ai commencé à effleurer sérieusement l'astrophysique qu'au cours de mes premiers pas en thèse de doctorat. Cependant, d'aussi loin que je me souviens, je suis mû par une curiosité insatiable et une soif de comprendre rien moins que tout ce qui s'offre à la compréhension. Les heures n'étant faites que de soixante minutes chacune, il m'a bien fallu me restreindre un peu. À l'université, j'ai porté mon intérêt en particulier sur la physique fondamentale, et plus spécifiquement sur les aspects théoriques des interactions élémentaires. N'osant tout de même pas me couper entièrement des aspects expérimentaux, c'est-à-dire mesurables, c'est le DEA¹ « Champs, Particules, Matière » que j'ai choisi comme tremplin vers la recherche fondamentale. Véritablement interdisciplinaire alors, il m'a offert une solide initiation à une riche diversité de sujets, allant de la théorie quantique des champs à la physique des tenseurs, de la physique des particules aux systèmes dynamiques et au chaos, des méthodes de détection à la supraconductivité, pour n'en mentionner que quelques-uns. C'est là aussi que j'ai découvert la cosmologie, grâce aux cours de Jim Rich et de Christophe Balland.

Je serai longtemps reconnaissant à Christophe de m'avoir orienté, initialement un peu par hasard, vers une thèse en cosmologie, et mis en relation avec des gens formidablement impressionnants (alors, encore et toujours) comme Jean-Loup Puget, Joe Silk, et Nabila Aghanim. C'est sous leur direction stimulante, leurs regards bienveillants et leurs encouragements que j'ai eu la chance de faire ma thèse de doctorat, à l'Institut d'Astrophysique Spatiale et au sous-département d'astrophysique de l'université d'Oxford². Je dois avouer que les premiers pas à l'IAS furent pour le moins déroutants ! Que faisais-je là, perdu au milieu d'astronomes et d'astrophysiciens au jargon mystérieusement hermétique, dans un laboratoire *spatial* ? Comment ? Que dites-vous ? *Paie...essai...feu... ? Est-ce des... ?* Quoi donc ?

¹ Oups ! Pardon. Aujourd'hui, le Diplôme d'Études Approfondies n'est plus. Pour les plus jeunes, je parle ici du M2, bien sûr.

² J'ai passé à Oxford la deuxième année de ma thèse en tant que *Visiting Student*, financé par une bourse *Marie Curie* du cinquième programme cadre européen, affilié au Saint Cross College (*Ad quattuor cardines mundi*, <http://www.stx.ox.ac.uk/>). J'ai eu ensuite le bonheur d'y retourner en tant que *Marie Curie Fellow* individuel, de nouveau financé par la C.E., pour y prendre modestement part à la naissance du *Beecroft Institute of Particle Astrophysics and Cosmology* créé sous l'impulsion prodigieuse de Joe (<http://beecroftinstitute.org/>).

Al Bèdeau? Hé là! Hisse! L'Émilie et les gens skient?? Vous m'en direz tant... Mais j'ai vite appris la parlure, et surtout compris que l'astrophysique était d'une richesse incomparable : l'univers, en ses parties et son tout, est le produit de toute la physique. De quel meilleur espace d'exploration pouvais-je rêver?

L'un des revers de ma curiosité est la relative insatisfaction que j'éprouve à toujours me concentrer sur le même sujet. J'ai donc une certaine tendance à butiner, assortie au moins de l'espoir que cela me permet de fertiliser de manière croisée les divers domaines que j'aborde. En conséquence, je ne suis pas devenu un « spécialiste incontournable » de quel que domaine spécifique que ce soit. Au contraire, depuis la petite quinzaine d'années que je me penche sur l'univers, mes contributions ont été relativement éclectiques, allant des problèmes de transport d'énergie dans le milieu interstellaire multi-phasique de notre galaxie à l'analyse statistique des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique, en passant par les premiers stades de la formation des toutes premières étoiles. Dans le texte que vous vous apprêtez à lire, je tente néanmoins une synthèse de mes recherches, assemblée en *Juste une goutte de MARC : Magnétisme, Accélération et Réionisation Cosmiques*.

Je n'aurai pu parcourir sereinement tout le chemin qui m'a mené de la fin du DEA jusqu'à la soutenance d'HDR sans le concours précieux de collègues et amis chers auprès de qui j'ai beaucoup appris. Pour leurs lumières, notamment en astrophysique et en cosmologie, ainsi que pour leur amitié, je tiens à remercier tout particulièrement Nabila Aghanim, Marian Douspis, Jean-Loup Puget, Joe Silk, Guilaine Lagache, François Boulanger, Alexandre Beelen, Hervé Dole et Julien Grain. Au passage, à l'IAS, la vie pour moi serait toute différente si je n'avais la joie de partager de nombreux moments palpitants avec mes compères de la Compagnie du Ciel³. Merci à eux.

Pour mes activités d'enseignement, au cours de mes propres études, j'ai bénéficié d'exemples remarquables, notamment ceux de Philippe Tournenc, Dominique Mouhanna et Paul Windey à l'UPMC et de Bertrand Delamotte en DEA. À Paris Sud, je voudrais remercier Alain Abergel, Pascal Parneix et Christophe Texier, ainsi que Achille Stocchi, Alain Cordier et Patrick Puzo, pour leurs conseils et la confiance qu'il m'ont témoignée. Mon enthousiasme pour l'enseignement de la physique fondamentale, des mathématiques pour physiciens, de la cosmologie et de l'astrophysique se serait probablement voilé au cours du temps si je n'avais eu la chance d'avoir des étudiants doués, dynamiques et stimulants. Leurs successeurs et moi-même leur devons une fière chandelle, et je tiens à remercier ici en particulier Aurélien Decelle, Aurélie Pénin, Jérémy Sadoudi, Stéphane Ilić, Dimitri Douchin, Cambyze Rouzé, Balázs Sándor, Agnès Ferté, Jules Morand, Jean-Baptiste Durrive, Clément Stahl, Clément Martinache, Mikołaj Świder et Élie Nadal.

Je remercie enfin avec gratitude Katia Ferrière, Françoise Combes et Martin Kunz d'avoir bien voulu accepter le rôle de rapporteur sur mon manuscrit, et Saleem Zaroubi, Jean-Loup Puget et Alain Abergel celui d'examineur.

³Longue vie au théâtre! <http://compagnieduciel.weebly.com>

TABLE DES MATIÈRES

Préambule	i
1 Introduction	1
1.1 Les deux piliers de la cosmologie moderne	3
1.2 La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	5
1.3 Les équations de Friedmann	6
1.4 Paramètres cosmologiques	7
1.5 Un rapide aperçu d'ensemble	10
1.6 Précautions, et questions ouvertes	11
2 Champ magnétique aux grandes échelles	15
2.1 Les mesures classiques	15
2.2 Les hautes énergies à la rescousse	22
2.3 Sur la question des origines	24
2.4 Naissance des champs magnétiques à la réionisation	27
2.5 Rôle des champs magnétiques dans la formation des structures cosmiques	29
2.6 Parer à l'obésité des premières étoiles	31
2.7 Perspectives	33
3 Sur les pistes de l'énergie sombre	37
3.1 L'effet Sachs-Wolfe Intégré	38
3.2 Amplitude et spectre de puissance	41
3.3 Effet iSW et spectre de puissance croisé	43
3.4 Perspectives de détection grâce au CIB	45
3.5 L'effet iSW révélé par les superstructures	49
3.6 Détecter l'effet iSW par l'empilement de vides	51
3.7 Description théorique d'un vide cosmique	55
3.8 Prédiction de l'effet iSW dû aux vides cosmiques	58
3.9 Perspectives	59
4 Réionisation cosmique	61
4.1 Dévoiler la réionisation par les corrélations croisées	64
4.2 La dernière réionisation comme révélateur cosmique	67

4.3 Perspectives	70
5 En guise de résumé	73
A Réionisation et matière noire	79
B Curriculum Vitae	81
C Liste des publications	87
C.1 Articles publiés dans les revues à comité de lecture	87
C.2 Articles en cours de rédaction	88
C.3 Comptes-rendus de conférences	88
C.4 Séminaires, conférences et communications orales	89
C.5 Communications par affiches	90
C.6 Articles, ouvrages et actions de vulgarisation	90
Bibliographie	93

INTRODUCTION

En tant que science au sens moderne du terme, la cosmologie est encore jeune. Du point de vue de la théorie, nous pouvons en faire remonter la naissance jusqu'aux articles fondateurs d'A. [Einstein \(1917\)](#) et de W. [de Sitter \(1917\)](#) qui ont tous deux appliqué dès 1917 à l'univers entier les équations de la relativité générale, formulées par A. Einstein tout juste deux ans plus tôt dans le but particulier alors d'établir une version relativiste de la gravitation. Du point de vue observationnel, la naissance de la cosmologie moderne date notamment des travaux de V. [Slipher \(1917\)](#) et de E. [Hubble \(1929\)](#) en particulier qui ont, entre 1915 et 1930, successivement établi d'abord que les « nébuleuses » spirales étaient en vérité des galaxies similaires à la nôtre, puis que ces nébuleuses semblaient s'éloigner de nous d'autant plus rapidement qu'elles étaient lointaines : c'est la fameuse loi de Hubble¹. L'expansion de l'univers venait d'être découverte, et comprise comme traduisant le lien étroit entre énergie et espace-temps. Dans la foulée, les notions d'histoire et d'origine devenaient applicables, scientifiquement, à l'univers dans son ensemble. Depuis cette naissance, fascinante à de nombreux égards, la cosmologie a formidablement progressé, jusqu'à établir un modèle « standard », désigné par l'acronyme Λ CDM. Il est frappant de constater que ce modèle, dont la quasi totalité des cosmologistes diraient qu'il est aujourd'hui bien établi, est nommé d'après ses ingrédients les plus mystérieux !

En effet, CDM est l'acronyme de *Cold Dark Matter* (matière noire froide), nom de cette matière dont on détecte la présence indirectement par ses effets gravitationnels mais dont on ne connaît pas du tout la nature. L'on sait néanmoins qu'elle

¹Sur la contribution fondamentale de G. [Lemaître \(1927\)](#), longtemps restée dans l'ombre, même pour nombre de cosmologistes, en conséquence d'un mystère de traduction maintenant élucidé, on pourra consulter par exemple [Weber \(2011\)](#) & [Livio \(2011\)](#), puis aussi [Block \(2012\)](#) et enfin [Trimble \(2013\)](#).

représente aujourd'hui 26.8% du contenu énergétique de l'univers². D'intenses recherches expérimentales sont consacrées à sa production dans les collisionneurs de particules (e.g. [Baltz et al., 2006](#)) et à sa découverte directe (diffusion sur cibles à pouvoir de discrimination en scintillation, chaleur et/ou ionisation, cf. [Schnee, 2011](#)) ou indirecte (détection des signatures de l'annihilation et/ou de la désintégration des particules de DM dans les spectres des rayons cosmiques en astrophysique, e.g. [Cirelli, 2012](#)). Pour l'heure, il semble juste de dire que la situation est pour le moins déroutante. De nombreuses expériences (par exemple XENON, CDMS, EDELWEISS, cf. [Aprile et al., 2012](#); [CDMS Collaboration, 2013b](#); [Armen-gaud et al., 2012](#)) ont permis d'exclure certains modèles théoriques incompatibles avec les données (ou avec leur absence...), tandis que d'autres³ affirment avoir détecté des particules de DM dont les propriétés physiques les situent à l'intérieur des zones d'exclusion des précédentes ! Pour se faire une idée de la situation présente, ou pourra consulter par exemple [CDMS Collaboration \(2013a\)](#) qui annonce la détection de trois événements compatibles avec des particules de DM. Du point de vue astrophysique, plusieurs satellites (PAMELA, Fermi, cf. [Adriani et al., 2010](#); [Ackermann et al., 2012](#)), télescopes (HESS, [Aharonian et al., 2009](#)) et détecteurs (AMS, [Aguilar et al., 2013](#)) ont mesuré un excès dans le spectre des positrons qui pourrait être dû à l'annihilation de DM. Cependant, on est encore loin d'avoir exclu la possibilité que cet excès soit le fruit de processus purement astrophysiques (pulsars, restes de supernovæ, etc. [Serpico, 2012](#)).

Mais revenons au modèle Λ CDM. La première lettre, Λ , désigne quant à elle la fameuse constante cosmologique dont l'histoire dans la littérature scientifique est pleine de péripéties, déjà depuis l'article d'A. [Einstein \(1917\)](#). Représentant 68.3% du contenu énergétique de l'univers, ce serait elle la responsable de l'accélération de l'expansion cosmique dont la mise en évidence fin des années 1990 a été couronnée par le prix Nobel de physique en 2011. Sur son interprétation physique, le débat fait rage (voir p. ex. [Bianchi et al., 2010](#)), et des propositions alternatives en pléthore (champs exotiques, dimensions supplémentaires cachées, nouvelles théories de la gravitation, effet de rétroaction des structures cosmiques, etc.) ont été formulées pour rendre compte de l'accélération de l'expansion. Toutes ces propositions, incluant Λ , sont regroupées sous le terme générique d'énergie sombre. Aujourd'hui, Λ est le paradigme le plus économique en termes de degrés de liberté qui est compatible avec les observations. La nature physique de l'énergie sombre reste cependant totalement inconnue. Pour la cerner au plus près, développer de nombreuses approches complémentaires est indispensable. Le chapitre 3 de mon mémoire explore une voie en ce sens.

²Les valeurs des contributions au budget énergétique global que je cite sont extraites des résultats cosmologiques de [Planck Collaboration \(2013b\)](#) – voir paragraphe 1.5.

³Les deux expériences les plus frappantes à ce propos sont DAMA/LIBRA qui détecte une modulation annuelle des événements de scintillation à pratiquement 9σ ([Bernabei et al., 2010](#)), et CoGeNT ([Aalseth et al., 2011](#)) qui obtient des résultats relativement proches dans l'espace des paramètres de ceux de DAMA/LIBRA.

En même temps que d'établir un cadre cosmologique global, une autre ambition centrale des recherches modernes est de comprendre comment au cours de l'histoire de l'univers se sont formées les grandes structures, galaxies et amas de galaxies, et comment elles se sont agencées en une véritable toile cosmique. Tant du point de vue observationnel que du point de vue théorique, notre compréhension avance à très grands pas. Tout n'est cependant pas encore élucidé, loin de là, mais aujourd'hui nous comprenons bien, dans les grandes lignes et même en détail pour de nombreux aspects, comment se forment les galaxies, quel a été le rôle gravitationnel de la matière noire, quelle importance ont eue les propriétés thermodynamiques et chimiques du gaz baryonique, etc. Grossièrement, deux grandes questions standard de cosmologie sur la structuration et l'évolution de la matière restent encore très largement ouvertes, à savoir celle de la réionisation cosmique (à laquelle je consacre une partie de mes recherches et le chapitre 4 de ce manuscrit) et celle de l'histoire de la formation stellaire au long des âges cosmiques. À ces deux questions, tous les cosmologistes s'accorderaient à dire qu'il faut néanmoins en ajouter une troisième, bien moins explorée par la communauté, en particulier à cause de sa complexité : *Quelle est l'origine des champs magnétiques aux grandes échelles ?* D'après de nombreuses observations, on sait que les champs magnétiques sont une composante qui contribue de façon entièrement négligeable à la densité d'énergie totale de l'univers, mais à l'échelle locale, au sein des galaxies par exemple, elle est du même ordre de grandeur que les densités d'énergie turbulente et gravitationnelle. Les champs magnétiques participent donc de façon dynamique notable par exemple à l'équilibre hydrostatique des amas de galaxies relaxés, à la structuration du milieu interstellaire des galaxies, à la formation des étoiles, etc. Cependant, on ne connaît pas du tout, pour ainsi dire, l'origine de ces champs. Comme on le lira ci-dessous, le chapitre 2 de mon mémoire présente certaines des pistes de recherches que j'ai explorées dans l'objectif de l'identifier.

Avant de nous lancer dans le vif du sujet, il n'est pas inutile de rappeler quelques éléments fondamentaux qui sous-tendent le modèle standard de la cosmologie. C'est essentiellement dans le cadre qu'il définit que j'ai inscrit jusqu'à présent mes activités de recherche.

1.1 Les deux piliers de la cosmologie moderne

La cosmologie moderne repose sur deux piliers. L'un est un principe, l'autre une théorie. Le premier porte le nom de Principe Cosmologique, et l'on peut l'énoncer sous forme succincte par exemple comme ceci :

« L'univers apparaît identique pour tout observateur, quelle que soit la direction où il regarde. »

An Introduction to Modern Cosmology, A. Liddle (2003)

On peut en vérité comprendre ce principe comme la combinaison d'un Principe Copernicien généralisé (le lieu que nous occupons dans l'espace-temps n'est en rien particulier) et de l'hypothèse d'isotropie locale (i.e. isotropie autour de tout point). Il est alors facile de montrer que ces deux éléments impliquent l'homogénéité spatiale. De fait, pour la vaste majorité des aspects pratiques, le Principe Cosmologique se réduit aux hypothèses d'isotropie et d'homogénéité. Les mesures de la distribution de galaxies dans l'univers évolué indiquent que le Principe Cosmologique est satisfait, ne serait-ce que statistiquement, sur des échelles supérieures à ~ 200 Mpc (e.g. [Hogg et al., 2005](#)). Par ailleurs, la quasi-uniformité du fond diffus micro-onde (*Cosmic Microwave Background*, CMB par la suite) est un signe observationnel extrêmement fort en faveur de la validité de ce principe pour l'univers jeune. Rappelons d'ailleurs à ce propos que le théorème EGS ([Ehlers et al., 1968](#)) démontre que si tout observateur dans un univers en expansion mesure un CMB isotrope, alors le Principe Cosmologique s'applique (voir aussi [Clarkson, 1999](#), puis [Räsänen, 2009](#), pour une généralisation du théorème et pour une discussion de son applicabilité à l'univers réellement observé).

Le deuxième pilier est bien sûr la Relativité Générale (RG par la suite) comme théorie métrique de la gravitation. Nous n'allons pas rentrer dans le détail de la RG. Il existe de nombreux ouvrages, de niveaux variés, que l'on pourra consulter avec profit⁴. Les équations fondamentales de la RG sont les équations d'Einstein,

$$G_{\mu\nu} \doteq R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où le terme de gauche $G_{\mu\nu}$, purement géométrique, est le tenseur d'Einstein⁵ obtenu à partir du tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$, du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, du scalaire de courbure R et de la constante cosmologique Λ dont on reparlera dans le chapitre 3. Le membre de droite, le terme « source » $T_{\mu\nu}$, est le tenseur énergie-impulsion des fluides contenus dans l'univers, κ étant une constante qui doit être identifiée à $8\pi G/c^4$ pour retrouver l'attraction gravitationnelle de Newton comme limite aux faibles champs et vitesses. Les indices parcourent les valeurs 0, 1, 2 et 3 dans un espace-temps à quatre dimensions.

Le tenseur de Ricci et le scalaire de courbure sont des contractions successives du tenseur de courbure de Riemann. Ce dernier s'exprime de façon non linéaire en fonction du tenseur métrique et de ses deux premières dérivées. Il est donc clair que les équations d'Einstein sont a priori très complexes, et il s'avère impossible de les résoudre dans le cas général. Cependant, le Principe Cosmologique permet de grandement les simplifier.

⁴Parmi ceux que l'on peut recommander : pour s'initier [Schutz \(2009\)](#) et [Barrau & Grain \(2011\)](#) ; pour revoir rapidement et efficacement certains fondamentaux [Dirac \(1996\)](#) ; pour approfondir [Weinberg \(1972\)](#) et [Misner et al. \(1973\)](#).

⁵En réalité, il est d'usage d'appeler tenseur d'Einstein le membre de gauche dans le cas strict où $\Lambda = 0$.

1.2 La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

En effet, on peut montrer que la structure géométrique d'un espace-temps dynamique homogène et isotrope est décrite par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker, grâce à laquelle l'élément de ligne d'univers s'écrit par exemple sous la forme

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -c^2 dt^2 + R^2(t) d\Sigma^2 \quad (1.2)$$

où $R(t)$ est le rayon de courbure de l'univers, et $d\Sigma$ est l'élément de longueur adimensionné dans un espace à trois dimensions de courbure uniforme et dont la forme dépend de la géométrie globale sphérique, euclidienne ou hyperbolique. Liés par un changement de variables simple, deux systèmes de coordonnées, dont chacun présente des avantages du point de vue de l'interprétation et des calculs (en particulier le calcul des distances) sont d'ordinaire utilisés en cosmologie pour exprimer $d\Sigma$ de manière totalement équivalente. Le système de coordonnées polaires permet d'écrire

$$d\Sigma^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.3)$$

où la variable r est la circonférence réduite sans dimension⁶, $k = -1, 0, +1$ est le paramètre de géométrie hyperbolique, euclidienne ou sphérique respectivement, et θ, ϕ sont les variables angulaires de zénith et d'azimut habituels.

Le système de coordonnées hypersphérique quant à lui conduit à l'expression

$$d\Sigma^2 = d\chi^2 + f_k^2(\chi) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.4)$$

où $d\chi$ est l'élément de distance comobile radiale adimensionnée et

$$f_k(\chi) = \begin{cases} \sinh \chi \\ \chi \\ \sin \chi \end{cases} \quad \text{selon que} \quad k = \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases} \quad (1.5)$$

On définit enfin bien sûr le facteur d'échelle par $a(t) = R(t)/R_0$, normalisé à l'unité à $t = t_0$ (i.e. aujourd'hui), et naturellement relié au décalage spectral z cosmologique, ou *redshift*, par $z + 1 = a^{-1}$. En absorbant le rayon de courbure actuel de l'univers $R_0 = R(t_0)$ dans la définition de r et χ , on peut préférer dimensionner les variables de distances radiales dans les métriques (1.3) et (1.4).

⁶Elle est donnée par $r = C/2\pi$, C étant la circonférence adimensionnée d'un cercle centré en $r = 0$. Soulignons un point qui est souvent escamoté et qui s'avère parfois difficile, mais néanmoins essentiel de faire passer auprès des étudiants : r n'est pas une distance, ni une distance adimensionnée. Elle ne mesure pas les distances, c'est le rôle de la métrique de faire cela. Elle permet de traduire et d'unifier les mesures locales faites par différents observateurs. C'est un paramètre, qu'on appelle « coordonnée de comptable » en anglais (*bookkeeper's coordinate*), dont le domaine de variation dépend de la géométrie : $r \in [0, +\infty[$ quand $k = -1, 0$, et $r \in [0, 1[$ dans le cas sphérique.

1.3 Les équations de Friedmann

Grâce à la forme particulièrement simple de la métrique FLRW et au fait qu'un fluide parfait est décrit simplement par un tenseur énergie-impulsion diagonal, les équations d'Einstein peuvent être facilement ramenées aux équations de Friedmann suivantes :

- Taux d'expansion de l'univers :

$$H^2(t) \doteq \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho(t) + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{R^2(t)} \quad (1.6)$$

- Accélération de l'expansion :

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2} (\rho(t) + 3p(t)) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.7)$$

Comme d'ordinaire, le point signifie ici la dérivée par rapport au temps t . La première équation stipule que le taux d'expansion $H(t)$, dont la valeur actuelle H_0 est la constante de Hubble, est déterminé par le concours de la géométrie pure (dernier terme), de la densité d'énergie totale $\rho(t)$ des fluides contenus dans l'univers et de la constante cosmologique Λ . La seconde nous indique comment l'expansion est accélérée en fonction de la compétition entre la constante cosmologique d'une part, et de la densité d'énergie et de la pression p des fluides d'autre part.

Ainsi, dans le cadre défini par le Principe Cosmologique, les équations d'Einstein se ramènent aux équations de Friedmann. Ces deux dernières font intervenir trois variables : $a(t)$, $\rho(t)$ et $p(t)$. Il nous faut donc une troisième équation. L'équation dont nous avons besoin n'est pas l'équation de continuité

$$\dot{\rho}(t) + 3H(t)(\rho(t) + p(t)) = 0 \quad (1.8)$$

puisque celle-ci se déduit des deux autres (aussi bien que de l'absence de divergence de $T_{\mu\nu}$). L'équation clef est une équation d'état qui lie la pression à la densité d'énergie. D'ordinaire, on adopte une forme simple,

$$p = w\rho, \quad (1.9)$$

où w est le paramètre d'état, par abus de langage appelé lui-même équation d'état. Il est bien connu que pour la matière non relativiste, la pression est négligeable face à la densité d'énergie de masse, auquel cas $w \simeq 0$. Pour les fluides relativistes en revanche, $w = 1/3$. Grâce à l'équation d'état, il est simple de résoudre l'équation (1.8) pour trouver

$$\rho(t) = \rho_0 a^{-3(1+w)} \quad (1.10)$$

dans le cas où w est une constante.

Dans l'équation (1.6), il est tentant de définir $\rho_\Lambda \doteq \Lambda c^4/8\pi G$, de sorte à absorber la contribution de la constante cosmologique dans la densité d'énergie contenue dans l'univers. Évidemment, Λ étant par définition une constante, l'équation

(1.10) nous indique que son équation d'état est $w_\Lambda = -1$, en accord d'ailleurs avec l'équation (1.8). La constante cosmologique peut être donc vue comme une sorte de fluide homogène et isotrope dont la pression négative est opposée exactement à sa densité d'énergie⁷. Dire cela, cependant, ne nous informe que peu sur la nature-même de la constante cosmologique (voir chapitre 3).

1.4 Paramètres cosmologiques

Dans le paragraphe précédent, nous avons posé les équations fondamentales qui suffisent pour décrire la dynamique d'ensemble de l'univers. Les solutions de ces équations nécessitent l'introduction de « conditions initiales », c'est-à-dire la spécification des valeurs, à un instant de référence, des grandeurs mises en jeu. De telles valeurs constituent les paramètres cosmologiques du modèle, et font l'objet d'intenses efforts de détermination par les observations. Rappelons d'emblée que la liste des paramètres cosmologiques n'est pas fermée ! Sa longueur dépend bien sûr de la complexité du modèle que l'on entend caractériser. Avant d'en dresser une liste minimale, simplifions l'écriture des équations ci-dessus.

De la première équation de Friedmann (1.6), il est clair que l'on peut définir une valeur particulière ρ_c , dite critique, de la densité d'énergie totale, correspondant à la valeur $k = 0$. Cette densité critique peut être exprimée en fonction de la constante de Hubble : $\rho_c = 3H_0^2 c^2 / (8\pi G)$. Grâce à cette définition, on peut réécrire les équations de Friedmann sous la forme

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_{\text{Tot}}(t) - k \frac{R_H^2}{R^2(t)} \right] \quad (1.11)$$

et

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{2} H_0^2 \Omega_{\text{Tot}}(t) (1 + 3w) \quad (1.12)$$

où l'on voit entrer en jeu la densité d'énergie réduite $\Omega_{\text{Tot}}(t) \doteq \rho(t)/\rho_c$ et le rayon de Hubble $R_H \doteq c/H_0$. En fonction des densités d'énergie des divers fluides contenus dans l'univers, on écrit simplement

$$\Omega_{\text{Tot}}(t) = \Omega_{\text{m},0} a^{-3} + \Omega_{\text{r},0} a^{-4} + \Omega_\Lambda \quad (1.13)$$

où les paramètres $\Omega_{\text{m},0}$, $\Omega_{\text{r},0}$ et Ω_Λ , donnant les valeurs des densités d'énergie actuelles respectivement de la matière non relativiste, des fluides relativistes et de la constante cosmologique, font partie des paramètres cosmologiques que l'on s'efforce de mesurer.

Mesurer ces paramètres permet d'accéder à la géométrie globale de l'univers, et réciproquement, puisqu'en vertu de l'équation (1.11),

$$\left[\frac{R_0}{R_H} \right]^2 (\Omega_{\text{m},0} + \Omega_{\text{r},0} + \Omega_\Lambda - 1) = k, \quad (1.14)$$

⁷ On aurait pu aussi bien sûr absorber Λ dans le tenseur énergie-impulsion des équations d'Einstein pour aboutir à la même conclusion.

et l'on voit bien que le cas limite $k = 0$ correspond à $\sum_i \Omega_{i,0} = 1$. Bien entendu, en lisant cette équation, on est tenté de définir un nouveau paramètre,

$$\Omega_{k,0} = -k \left[\frac{R_H}{R_0} \right]^2, \quad (1.15)$$

appelé paramètre cosmologique de courbure, de sorte à écrire plus simplement

$$\Omega_{k,0} + \sum_{i \neq k} \Omega_{i,0} = 1, \quad (1.16)$$

mais il faut alors bien se souvenir que $\Omega_{k,0}$ ne représente nullement une densité d'énergie comme les autres Ω .

À ce stade, pour décrire le modèle Λ CDM homogène et isotrope, nous avons introduit tous les paramètres cosmologiques, que l'on peut séparer en deux classes selon les aspects qu'ils caractérisent :

a) **géométrie et cinématique globale** : $H_0, \Omega_{k,0}$

b) **dynamique globale** : $\Omega_{m,0}$ ($= \Omega_{\text{CDM},0} + \Omega_{b,0}$), $\Omega_{r,0}$ ($= \Omega_{\gamma,0} + \Omega_{\nu,0}$), Ω_{Λ} .

Nous avons scindé ci-dessus d'un côté la densité de matière en ses composantes de matière noire froide et de baryons, de l'autre la densité de radiation en ses composantes de photons et de neutrinos. Les paramètres de la classe a) sont, comme on l'a vu, reliés à ceux de la classe b) en conséquence des équations de Friedmann. On peut donc considérer que $\Omega_{k,0}$ est redondant avec les autres Ω . Par ailleurs, si l'on remonte à la définition des paramètres de densité d'énergie, par exemple celui de la matière non relativiste,

$$\rho_m(t_0) = \Omega_{m,0} \rho_c = 1.8789 \times 10^{-26} \Omega_{m,0} h^2 \text{ kg.m}^{-3} \quad (1.17)$$

$$= 2.7752 \times 10^{11} \Omega_{m,0} h^2 \text{ M}_{\odot}.\text{Mpc}^{-3}, \quad (1.18)$$

on comprend que les paramètres *physiques* de densité sont plutôt les Ωh^2 , et ce sont donc eux que l'on cherchera à déterminer (sauf pour Λ , puisque la définition de sa densité d'énergie ne fait intervenir que des constantes fondamentales).

L'univers, cependant, n'est pas parfaitement homogène et isotrope, et nous sommes bien placés pour en parler. Si nous voulons comprendre sa naissance, son évolution globale et son organisation dans le cadre d'un modèle unique, il nous faut aussi décrire ses inhomogénéités, c'est-à-dire d'une part ces monumentales structures (galaxies, amas de galaxies et filaments intergalactiques) qui tissent la toile cosmique actuelle, et d'autre part ces subtiles anisotropies de température dont le CMB est diapré et qui recèlent tant d'informations. Aujourd'hui, on sait bien que, dans le cadre de la formation hiérarchique, les premières ne sont que les descendantes des secondes qui tracent en vérité de minuscules fluctuations primordiales de densité, initialement générés par oscillations quantiques au cours de l'inflation cosmique (voir p.ex. [Langlois, 2010](#)).

La meilleure représentation que l'on ait du champ de densité, spécialement dans les premiers âges de l'univers, est celle d'un champ aléatoire gaussien de contraste de densité $\delta(\vec{r}, t) \doteq \rho(\vec{r}, t)/\bar{\rho}(t) - 1$ de moyenne nulle. Pour le décrire en détail, quoi de mieux que l'analyse de Fourier, en trois dimensions et/ou sur la sphère céleste? On caractérise alors le contraste de densité par son spectre de puissance qui, dans le modèle standard, est une loi de puissance dont l'indice spectral, n_s , et la normalisation, A , sont de nouveaux paramètres cosmologiques. En vérité, dès que l'on introduit la description des inhomogénéités dans le modèle, la liste des paramètres s'allonge selon le degré de précision que l'on peut ou souhaite atteindre, et selon la complexité de la physique, primordiale et de l'univers évolué, que l'on prend en compte. Ainsi, la liste précédente est augmentée de paramètres qui décrivent la

c) **statistique et physique des inhomogénéités** : $n_s, \sigma_8, r, f_{\text{NL}}, \tau, \sum m_\nu \dots$

Dans cette troisième liste, on a remplacé A de manière équivalente par la variance σ_8 du spectre de puissance filtré par un volume de huit mega-parsecs de rayon. Nous devons encore subdiviser ces paramètres en deux groupes. Nous avons d'une part ceux qui décrivent les conditions initiales, comme n_s , puis r (le fameux rapport « tenseur-scalaire » qui mesure l'amplitude des ondes gravitationnelles primordiales, générées par l'inflation, et qui devrait être révélé par le mode B de polarisation du CMB) et f_{NL} (qui mesure le degré de non-gaussianité primordiale, caractéristique des modèles d'inflation), etc. D'autre part, nous avons les paramètres qui décrivent les modifications (astro-)physiques qu'ont subies les anisotropies de température du CMB au cours de la propagation des photons jusqu'à nous. Parmi ceux-là se trouvent, par exemple, la profondeur optique τ de diffusion Thomson par les électrons libres et dont on déduit le redshift de la réionisation cosmique (voir chapitre 4), ou encore la somme de masses des neutrinos $\sum m_\nu$ qui intervient dans l'amortissement des fluctuations à petite échelle par diffusion libre. Le paramètre σ_8 est, quant à lui, à cheval sur ces deux groupes puisqu'il est mesuré sur le champ de matière fortement non-linéaire après structuration gravitationnelle alors qu'il est aussi directement relié à la normalisation du spectre de puissance initial.

Nous pourrions poursuivre la liste presque indéfiniment, en discutant notamment les paramètres dérivés (e.g. l'âge de l'univers, son rayon de courbure, etc.), mais mon propos ici n'est pas d'être exhaustif. Ce qui est remarquable, c'est que malgré toute la complexité des processus astrophysiques et de la richesse de l'histoire de l'univers, il s'avère qu'un nombre faible de paramètres, dits fondamentaux, typiquement entre cinq et sept, suffit pour ajuster une quantité toujours croissante de données, et pour construire et qualifier le modèle cosmologique standard. Est-ce à dire que l'univers, somme toute, est très simple? Cela se pourrait bien, dans une certaine mesure, et les valeurs tellement faibles de certains d'entre eux (comme $\Omega_{k,0}$, dont [Planck Collaboration, 2013b](#), place la valeur extrêmement proche de zéro) indiquent peut-être qu'ils sont en fait superflus. Mais

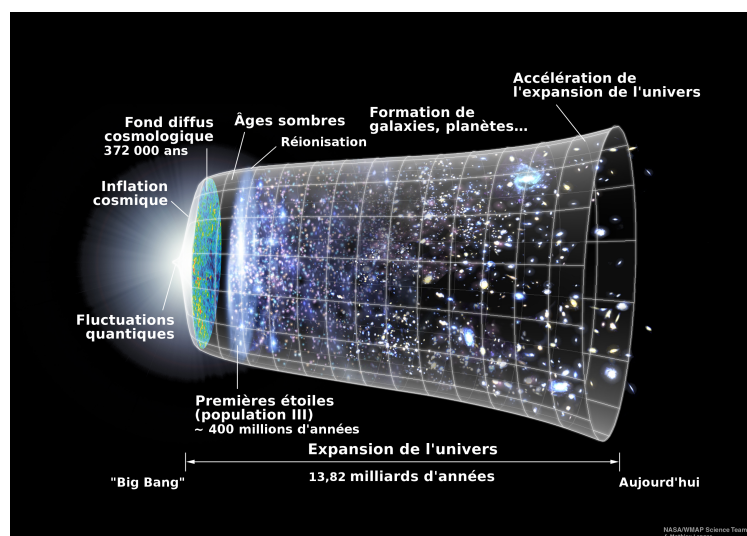


FIGURE 1.1: Histoire de l'univers dans le cadre standard actuel de la cosmologie. Le temps s'écoule de gauche à droite. Les variations de l'évasement de la grille (appelée par certains « trompette cosmique ») symbolisent les variations du taux d'expansion de l'univers. Figure produite par NASA / WMAP Science Team, traduite, complétée et mise à jour par mes soins à partir des données du satellite Planck.

en vérité, comme le rappelle Liddle (2004), si le nombre minimal de paramètres nécessaires est si petit, il faut plutôt comprendre que c'est parce que nos moyens d'observation et de mesure actuels ne sondent que très peu la physique qui a modelé l'univers dans son évolution. On peut souhaiter, avec Liddle, que nos tests observationnels soient bientôt suffisamment puissants pour que l'on puisse promouvoir certains paramètres secondaires au rang de paramètres fondamentaux. Aujourd'hui encore, cependant, il suffit de six paramètres de base seulement pour ajuster, par le modèle standard Λ CDM, même les données exquises du satellite Planck⁸ (Planck Collaboration, 2013b).

1.5 Un rapide aperçu d'ensemble

Grâce aux développements technologiques réalisés tout au long du vingtième siècle et à l'ingéniosité des scientifiques tant observateurs, expérimentateurs que théoriciens, nous pouvons néanmoins aujourd'hui accomplir le prodigieux exploit de résumer tout l'univers en simplement deux images, désormais bien connues.

La figure 1.1 synthétise notre connaissance de l'histoire et de la structuration de l'univers dans son ensemble, depuis le Big Bang jusqu'à aujourd'hui⁹.

⁸http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck

⁹La figure originale est disponible à l'adresse <http://map.gsfc.nasa.gov/media/060915/>.

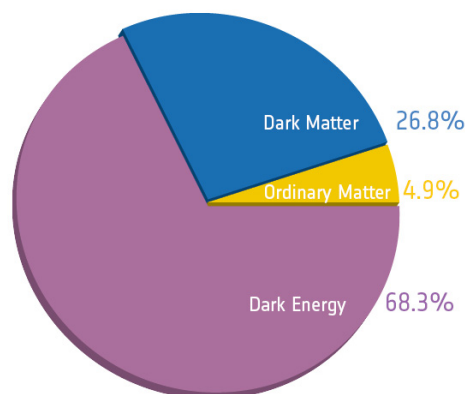


FIGURE 1.2: Selon les goûts et la langue, *Camembert cosmique*, ou *cosmic pie*. Il représente le contenu actuel de l'univers en densité d'énergie, i.e. les valeurs de Ω_Λ , $\Omega_{\text{CDM},0}$ et $\Omega_{\text{b},0}$, du plus important au plus faible (Planck Collaboration, 2013b).

La figure 1.2 donne les proportions actuelles des densités d'énergie dans l'univers. Les fluides relativistes, photons et neutrinos, contribuent aujourd'hui moins de 0.01% au bilan total, et ne sont donc même pas représentés.

1.6 Précautions, et questions ouvertes

Comme chacun sait, cette belle synthèse de notre compréhension de l'univers n'est pas dépourvue de zones d'ombres, dont certaines ont d'ailleurs acquis le sobriquet consacré de « secteurs sombres » (*Dark Sectors*). Bien sûr, les tout premiers instants de l'univers, ce fameux « Big Bang » singulièrement enveloppé d'un halo lumineux dans l'image 1.1 (rémanence du *Fiat Lux*, ou plus simplement de l'idée incorrecte, née d'une pure analogie initialement fertile, d'explosion originelle?), échappe encore à notre entendement. Sa compréhension nécessitera le mariage, sous une forme ou une autre, de la relativité générale et de la physique quantique, sur lequel tant de brillants esprits triment sans relâche depuis bientôt un siècle. Ensuite, parmi les secteurs sombres de ΛCDM , la matière noire ne nous a toujours pas révélé sa nature. Cependant, on l'a dit en début de chapitre, d'intenses efforts de recherche lui sont consacrés, et il n'est pas impossible que nous comprenions bientôt de quoi elle est faite¹⁰. Nous verrons à ce sujet très rapidement au

¹⁰C'est en tout cas ce que laissent entendre certains grands acteurs de la cosmologie moderne, comme par exemple P. J. E. Peebles dans son intervention, *The CMB in perspective*, au 47^e Symposium ESLAB, « The Universe as seen by Planck », le 2 avril 2013 (enregistrement vidéo accessible à l'adresse <http://youtu.be/QhA0sIVKHiY>). En tout état de cause, on s'accorde à dire que la prochaine décennie sera déterminante : soit la matière noire sera directement détectée, soit il faudra revoir fondamentalement l'idée de son existence (Tait & Hooper, 2012; Silk, 2012).

chapitre 4 comment la physique et la cosmologie du milieu intergalactique offrent une piste simple de recherche. À l'inverse, l'absence jusqu'à présent de détection directe claire motive des investigations alternatives comme celles qui sont centrées sur la dynamique newtonienne modifiée (*Modified Newtonian Dynamics – MoND*, voir par exemple Sanders & McGaugh, 2002) et qui ont tout au moins le grand mérite de mettre à l'épreuve, par confrontation, la solidité du modèle standard. De nombreux autres aspects mentionnés ci-dessus sont loin d'être entièrement compris, mais je ne rappellerai pour finir, et en guise de transition, que ceux auxquels j'ai consacré, par le passé ou récemment, mes activités de recherche.

Pour commencer par ce qui ne fait intervenir que de la physique bien connue, revenons rapidement sur la formation des structures cosmiques. Dans le cadre général évoqué plus haut, les fluctuations de densité primordiales (dont les anisotropies du CMB sont l'empreinte) sont amplifiées par instabilité gravitationnelle. Elles conduisent, par fusion hiérarchique, à la formation de halos de matière noire de plus en plus grands. Au sein de ces halos et des puits de potentiel gravitationnel qu'ils creusent, le gaz baryonique se refroidit petit à petit, et s'effondre sur lui-même pour former des disques en rotation où la force centrifuge équilibre l'attraction gravitationnelle. Ces disques enfin se convertissent par fragmentation gravitationnelle en galaxies, c'est-à-dire en disques d'étoiles au cœur desquelles les éléments chimiques lourds sont synthétisés. La mort de ces étoiles enrichit la chimie du milieu interstellaire des galaxies et augmente ainsi l'efficacité de refroidissement. Le taux de formation stellaire s'accroît en conséquence, et le cycle peut reprendre de plus belle. On soupçonne tout de suite, dans ce schéma simple, un problème d'emballement ! En effet, si l'on s'en tenait là, près de 80% de la matière baryonique se trouverait aujourd'hui sous forme compacte (e.g. Blanchard et al., 1992; Balogh et al., 2001), ce qui est en forte contradiction avec les 5 à 20 % déduits des observations (e.g. Fukugita et al., 1998; Shull et al., 2012). Ce problème de *sur-refroidissement*, identifié déjà par White & Rees (1978, voir aussi White & Frenk, 1991) n'est toujours pas résolu de manière satisfaisante, en dépit d'avancées notables. Nous l'évoquerons rapidement dans le chapitre 2.

La résolution du problème du sur-refroidissement nécessite sans aucun doute une prise en compte minutieuse et approfondie de la physique du gaz baryonique au cours de la formation des galaxies. C'est aussi elle qui est au cœur de ce que d'aucuns appellent *the last frontier of cosmology*¹¹, à savoir les âges sombres¹² qui se terminent par la réionisation cosmique et qui dans l'histoire de l'univers séparent le moment de la dernière diffusion des photons du CMB de l'univers structuré (c.f. figure 1.1). Nous savons que c'est l'époque au cours de laquelle les toutes premières structures cosmiques apparaissent, mais nos moyens observationnels ne nous ont pas, pour l'heure, permis d'en sonder les détails. Par ailleurs,

¹¹Page *Probing the Dark Ages* du consortium Square Kilometer Array, <http://www.skatelescope.org/the-science/epoch-reionisation-dark-ages/>

¹²Ce terme, *Dark Ages*, a été introduit dans le langage scientifique des cosmologistes par Sir Martin Rees (1997). Remarquons qu'aujourd'hui encore, il préfère l'employer au singulier (comme par exemple sur ses pages internet, www.ast.cam.ac.uk/~mjr, consultées en septembre 2013).

la réionisation cosmique qui les achève reste encore essentiellement inexplorée, et la façon précise dont elle a procédé est toujours inconnue. De nombreux efforts, auxquels je contribue modestement, tant théoriques qu'observationnels, sont déployés pour en dévoiler les caractéristiques précises, ainsi que nous le verrons au chapitre 4.

Ensuite, bien entendu, le phénomène qui aujourd'hui excite peut-être le plus l'imagination, c'est l'accélération de l'expansion de l'univers, dont on a déjà parlé brièvement ci-dessus. Sa compréhension intime associe dans une même quête observateurs et théoriciens, spécialistes de l'infiniment grand et de l'infiniment petit (e.g. [Linder, 2008](#)), et mobilise une communauté toujours croissante autour de nombreux projets au sol et dans l'espace conçus spécifiquement pour en dévoiler la nature. Mise en évidence en particulier par la mesure des luminosités des supernovæ de type Ia lointaines ([Riess et al., 1998](#); [Perlmutter et al., 1999](#)), l'accélération de l'expansion est désormais confirmée de façon incontestable par de nombreuses sondes complémentaires ([Frieman et al., 2008](#)). « De façon incontestable », vraiment ? N'oublions pas que, en cosmologie peut-être plus qu'en toute autre science physique où la multiplication des expériences est possible, l'interprétation des données, i.e. des mesures déduites des observations, dépend crucialement du cadre théorique et conceptuel que l'on se donne au préalable. Or, nous l'avons rappelé au début de ce chapitre, la cosmologie moderne repose sur le Principe Cosmologique d'homogénéité et d'isotropie. Cependant, nous le savons bien, l'univers n'est pas exactement homogène ni isotrope. Se pourrait-il alors que l'accélération de l'expansion ne soit qu'un *mirage* ([Mattsson, 2010](#)) dû à un choix inapproprié de cadre interprétatif ? Se pourrait-il encore que les inhomogénéités dans l'univers et la non-linéarité des équations d'Einstein *induisent* une accélération par effet de *rétro-action* ([Räsänen, 2011](#); [Buchert & Räsänen, 2012](#), et pour un point de vue violemment opposé, voir [Ishibashi & Wald, 2006](#), et [Green & Wald, 2011](#)) ? Si de tels effets ne suffisent peut-être pas pour rendre compte entièrement de l'accélération mesurée, leur exploration nous permet de comprendre à la fois la structure intime de la relativité générale et les limites de validité des hypothèses sur lesquelles repose le modèle standard de la cosmologie. Au passage, rappelons que les fondateurs-mêmes de la cosmologie moderne étaient parfaitement conscients qu'il était risqué de se voiler la face en n'explorant que les solutions simples découlant du Principe Cosmologique (on trouvera un regard retrospectif sur les premiers modèles cosmologiques inhomogènes dans le texte de [Kraśniński, 1990](#)). Pour ma part, sans encore avoir contribué personnellement à la compréhension du rôle des inhomogénéités dans la dynamique globale de l'univers, je me suis penché sur une manière de mettre à profit leurs effets sur la propagation de la lumière pour révéler la présence et les propriétés de l'énergie sombre. J'ai ici à l'esprit principalement l'effet Sachs-Wolfe intégré dont il sera question au chapitre 3.

Enfin, loin des mystères des ingrédients sombres, quelques éléments de nature a priori parfaitement bien connue et comprise résistent à leur incorporation complète dans le modèle cosmologique standard. Le plus notable, et le plus fami-

lier peut-être même pour le non physicien, c'est le champ magnétique. À la différence de l'énergie sombre dont il semble, après tout, qu'on ne puisse encore affirmer avec une certitude absolue qu'elle est vraiment là, le champ magnétique a bel et bien été détecté pratiquement partout, c'est-à-dire, comme nous allons le voir dans le chapitre 2, à toutes les échelles (e.g. [Beck, 2011](#)), et aussi loin dans le passé que nos instruments et nos techniques nous ont permis de révéler sa présence ([Athreya et al., 1998](#); [Bernet et al., 2008, 2013](#)). Du fait de la complexité due aux couplages à longue portée (via les ondes magnéto-sonores notamment) et à l'anisotropie intrinsèque que sa présence confère au milieu, le champ magnétique a longtemps été négligé dans les études théoriques et numériques de la formation et de l'évolution des structures. D'un point de vue plus global encore, la question de son origine, identifiée comme problématique très tôt en astrophysique, n'a toujours pas trouvé de réponse satisfaisante en cosmologie. Elle constitue un véritable casse-tête théorique et observationnel autour duquel d'ailleurs la communauté des cosmologistes a tendance à se scinder en deux : les promoteurs d'une origine primordiale d'un côté, et les défenseurs de mécanismes astrophysiques de l'autre. Sans rejeter absolument les possibilités, dont je ne suis pas spécialiste, enracinées dans la physique des très hautes énergies, je me suis penché sur certains processus astrophysiques qui ont selon toute vraisemblance contribué à la magnétogenèse cosmologique, comme nous allons le voir sans plus tarder dans le chapitre 2.

CHAMP MAGNÉTIQUE AUX GRANDES ÉCHELLES

Introduit pour la première fois en novembre 1845 par M. Faraday dans son *Journal* à l’occasion de ses recherches sur le diamagnétisme ([Martin, 1932-1936](#), voir aussi [Gooding 1981](#)) le terme de *champ magnétique* est aujourd’hui d’une familiarité quotidienne¹. À la différence de l’énergie sombre dont on parle dans le chapitre 3, il s’agit d’une grandeur physique bien connue. Cependant, si l’origine du magnétisme des matériaux n’est plus vraiment un mystère, celle en revanche du magnétisme des grandes structures cosmiques et de l’espace intergalactique est loin d’être comprise. Du point de vue des mesures, un fait étonnant, progressivement de mieux en mieux établi, et dont les modèles théoriques devront rendre compte, est la véritable ubiquité du champ magnétique en cosmologie, révélée par les techniques observationnelles que nous allons rappeler pour commencer.

2.1 Les mesures classiques

Pour détecter les champs magnétiques et mesurer leur amplitude, essentiellement quatre processus physiques sont mis à profit.

Rayonnement Synchrotron. Dans un plasma ionisé, les électrons relativistes qui spiralent autour des lignes du champ magnétique émettent un rayonnement synchrotron, parfois encore appelé *Magnetobremssstrahlung* (e.g. [Ginz-](#)

¹Les *lignes* de champ magnétique, bien avant de recevoir leur nom, ont été mises en évidence déjà par [de Maricourt \(1269\)](#), que l’on peut lire dans une traduction française dans l’article de [Radel de Grave & Speiser \(1975\)](#), et à qui l’on doit, entre autre, le terme et l’identification des *pôles* d’un aimant.

burg & Syrovatskii, 1965). On peut montrer simplement que l'émissivité synchrotron à la fréquence ν d'une population d'électrons est

$$j_\nu \propto n_{e,0} \nu^{(1-\gamma)/2} B_\perp^{(1+\gamma)/2} \quad (2.1)$$

où $n_{e,0}$ est la normalisation du spectre d'énergie des électrons en loi de puissance, γ est son indice spectral, et B_\perp est la composante du champ magnétique transverse à la ligne de visée. Comme on le voit ici, mesurer j_ν ne donne pas accès à l'amplitude totale du champ. Par ailleurs, on ne dispose pas systématiquement de l'information sur la densité d'électrons présents dans le milieu observé. On doit alors faire appel à des arguments qui permettent de relier la population d'électrons et le champ magnétique. Les plus courants sont l'équipartition entre les densités d'énergies magnétique et cinétique des électrons, ou bien encore l'hypothèse de densité d'énergie totale minimale (voir par exemple Beck & Krause, 2005). Enfin, en mesurant la polarisation partielle du rayonnement synchrotron, on peut obtenir une estimation de la contribution relative des composantes ordonnée et turbulente du champ magnétique (Burn, 1966; Sokoloff et al., 1998, 1999). La mesure du rayonnement synchrotron est particulièrement utile pour déterminer l'intensité des champs magnétiques dans et entre les amas de galaxies (e.g. Govoni & Feretti, 2004; Feretti et al., 2012).

Rotation Faraday. Une onde électromagnétique de longueur d'onde λ linéairement polarisée peut être vue comme la superposition de deux ondes de polarisations circulaires : gauche et droite. Dans un plasma magnétisé, un phénomène de biréfringence survient, et les deux polarisations circulaires subissent un déphasage, par unité de distance parcourue par l'onde, qui est proportionnel à la différence des indices de réfraction gauche et droit (e.g. Melrose, 2010). La rotation β de la direction de polarisation linéaire de l'onde qui en résulte est appelée rotation Faraday (ou encore effet Faraday; Faraday, 1846, voir figure 2.1). On l'exprime par $\beta = \text{RM} \lambda^2$ où la mesure de rotation RM (*Rotation Measure*) est donnée par

$$\text{RM} = k_{\text{RM}} \int_0^d n_e(l) \vec{B}(l) \cdot d\vec{l} \quad (2.2)$$

où $k_{\text{RM}} = e^3 / 2\pi m^2 c^4$ vaut environ $8.12 \times 10^5 \text{ rad.m}^{-2}$ quand la densité d'électrons libres n_e , l'amplitude du champ magnétique B et la distance sur la ligne de visée l sont mesurées en cm^{-3} , G et pc respectivement. La mesure de rotation permet donc d'obtenir la valeur moyennée sur la ligne de visée de la composante longitudinale B_\parallel du champ magnétique, pondérée par la densité électronique. D'après l'expression ci-dessus, une même rotation Faraday peut correspondre tant à une situation de champ fort et de densité électronique faible qu'à la situation inverse. Pour lever cette ambiguïté, il faut compléter les mesures de rotation Faraday par une estimation de la

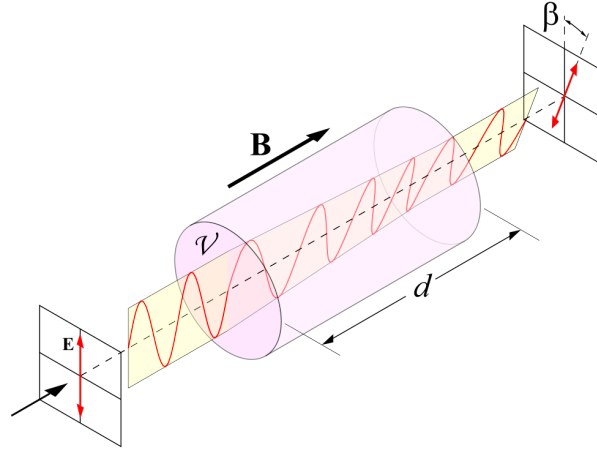


FIGURE 2.1: Rotation Faraday. Le plan d'oscillation de la composante électrique E d'une onde électromagnétique, de longueur d'onde $\lambda = c/\nu$, est tourné lorsque cette dernière traverse un milieu rendu biréfringent par la présence d'un champ magnétique B . L'angle de rotation $\beta = RM\lambda^2$ est donné par l'expression 2.2. Figure libre de droits disponible sur *Wikimedia Commons*.

densité d'électrons sur la ligne de visée, obtenue notamment à partir de la mesure de dispersion DM (*Dispersion Measure*) :

$$DM = \int_0^d n_e(l) dl. \quad (2.3)$$

La DM se déduit directement par exemple du retard d'arrivée Δt entre les pulses à haute fréquence ν_H et basse fréquence ν_B d'un pulsar d'arrière-plan :

$$\Delta t = k_{DM} DM (\nu_B^{-2} - \nu_H^{-2}) \quad (2.4)$$

avec $k_{DM} = e^2/2\pi m_e c \simeq 4.149 \text{ GHz}^2 \cdot \text{ms} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{pc}^{-1}$. La rotation Faraday a été exploitée avec succès en particulier pour déterminer l'intensité et la structure du champ magnétique de la Voie Lactée à grande échelle (Pshirkov et al., 2011), mais aussi pour obtenir le facteur de remplissage des champs dans le milieu intra-amas (Clarke et al., 2001). Les interféromètres radio comme LOFAR² puis SKA³ permettront de cartographier très précisément le champ magnétique de la Voie Lactée à partir de la mesure de la rotation Faraday (e.g. Beck, 2011; Beck et al., 2013).

Effet Zeeman. Il s'agit de l'effet bien connu en mécanique quantique de division des raies spectrales sous l'influence d'un champ magnétique statique. Découvert par Pieter Zeeman en 1896 (Zeeman, 1897a,b), cet effet a été fonda-

² Low Frequency Array, <http://www.lofar.org/>

³ Square Kilometre Array, <http://www.skatelescope.org>

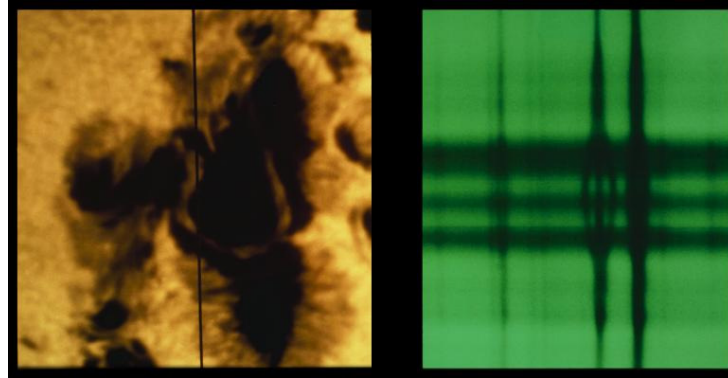


FIGURE 2.2: Effet Zeeman et champ magnétique des taches solaires. Une photographie de tache solaire prise à 15h30 TU le 4 Juillet 1974, McMath-Pierce Solar Facility, Kitt Peak. Le trait vertical sur l'image de gauche indique la fente du spectrographe qui a permis d'obtenir le spectre de droite. La division en trois de la raie spectrale (ici, la raie à 5250.2 Å du fer) signe l'effet Zeeman, et donc la présence de champ magnétique (dont l'amplitude a été ici estimée à la valeur record de 4130 Gauss). Image circulant sur internet, dont le(s) titulaire(s) du copyright ne sont pas identifiés (c.f. [Hey & Walters, 2003](#)).

mental dans la mise en évidence de l'existence de particules élémentaires chargées négativement (on parle bien sûr ici des électrons, à l'époque encore appelés *ions* par H. A. Lorentz à la suite de M. Faraday et rapidement identifiés aux *corpuscules* de J. J. Thomson), puis dans la découverte du spin intrinsèque des particules ([Uhlenbeck & Goudsmit, 1925](#)). P. Zeeman a tout de suite ([1897a](#)) suggéré qu'un hypothétique champ magnétique à la surface du soleil influencerait le spectre d'émission de notre étoile, dans une mesure alors certes à déterminer, en vertu du phénomène qu'il venait de découvrir. À la suite de cette suggestion, [Hale \(1908\)](#) a été le premier à mettre à profit l'effet Zeeman pour confirmer, pour la première fois, la présence du champ magnétique dans un environnement extra-terrestre, à savoir dans les taches solaires (figure 2.2). Notons que l'intensité qu'il en a mesurée, entre 2600 et 2900 Gauss, est parfaitement compatible avec les mesures d'aujourd'hui. Depuis, l'effet Zeeman est devenu un outil courant pour la détermination des champs magnétiques dans une vaste variété d'objets astrophysiques (voir par exemple [Robishaw, 2008](#)). Le décalage relatif en fréquence dû à l'effet Zeeman s'exprime simplement en fonction du champ magnétique : $\Delta\nu/\nu = 1.4gB/\nu$, où g est le facteur de Landé, et B et ν sont exprimés en μG et en Hz respectivement. Pour la raie à 21cm de l'hydrogène, $\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-9} B/\mu\text{G}$. Pour se rendre compte de la possibilité d'utiliser cet effet pour la mesure de l'amplitude des champs magnétiques, il faut donc comparer ce décalage à l'élargissement Doppler relatif des raies, qui vaut typi-

quement $6 \times 10^{-7} (T/100\text{K})^{1/2}$. Ainsi, en général, l'effet Zeeman ne permet de mesurer avec précision que des champs magnétiques intenses dans les environnements les plus froids.

Polarisation optique. La lumière stellaire dans le domaine visible est faiblement polarisée. Il est possible qu'un degré de polarisation soit intrinsèque aux sources elles-mêmes, mais la polarisation observée est corrélée avec l'extinction due à la présence de poussière interstellaire sur la ligne de visée. Or, on sait que les grains de poussière ne sont pas parfaitement sphériques, mais plutôt de forme oblate (avec un rapport d'axes d'environ 2/3, voir [Hildebrand & Dragoon, 1995](#)). Grâce à leurs propriétés magnétiques (principalement dia, mais éventuellement ferro ou para), ces grains peuvent s'aligner sur les lignes de champ magnétique du milieu interstellaire selon des mécanismes dont on trouvera le détail par exemple dans [Lazarian \(2003\)](#). Par ailleurs, l'extinction de la lumière stellaire est différente dans les directions parallèle et orthogonale à la direction d'alignement des grains. En conséquence, même une lumière stellaire non polarisée à la source présentera un degré de polarisation non nul après s'être propagée à travers une région magnétisée contenant des poussières interstellaires. On trouvera une revue sur la mesure du champ magnétique par la mise à profit de cet effet dans [Lazarian \(2007\)](#) qui détaille également la polarisation de la lumière thermique émise par les poussières dans les mêmes conditions. Hélas, l'applicabilité de la mesure de la polarisation optique à la détection de champs magnétiques en cosmologie des très grandes échelles présente un intérêt intrinsèquement limité. En effet, le degré de polarisation est directement lié à l'extinction. On peut montrer (voir par exemple la discussion dans [Widrow, 2002](#)) que 10% de polarisation implique une réduction de luminosité par un facteur de l'ordre de vingt. C'est pour cette même raison, associée au fait que l'on a besoin de faire des mesures en direction d'étoiles individuelles, que la mesure de polarisation est utile surtout comme sonde de structures magnétiques aux petites échelles, comme les nuages interstellaires par exemple, et non comme sonde de la structure à grande échelle du champ magnétique de la Voie Lactée. Néanmoins, cette méthode a pu être utilisée pour l'étude des champs magnétiques des galaxies (e.g. [Beck, 2005](#)).

Les techniques rappelées ci-dessus ont permis d'établir l'existence, et de déterminer non seulement l'amplitude mais aussi les propriétés spatiales (longueur de cohérence, profil radial, etc.) des champs magnétiques dans de nombreuses structures cosmologiques. Dans les galaxies par exemple, on observe que l'amplitude du champ magnétique total est de l'ordre de la dizaine de micro-Gauss. On trouve des amplitudes plus faibles dans les galaxies à faible luminosité radio, tandis que les galaxies spirales riches en gaz et à fort taux de formation stellaire hébergent des champs magnétiques allant jusqu'à $30 \mu\text{G}$. Un fait remarquable est que dans la plupart des galaxies (naines, spirales, barrées, flocculantes, annulaires,

irrégulières), le champ magnétique exhibe une structure spirale. Il s'avère donc que cette structure des champs magnétiques n'est pas systématiquement reliée à l'éventuelle présence de bras spiraux de matière (Fletcher, 2010; Beck, 2011). De fait, elle est souvent considérée comme un indice fort en faveur de la théorie de la dynamo galactique (voir par exemple Brandenburg & Subramanian, 2005, mais aussi Kulsrud & Zweibel, 2008, pour un point de vue critique). Cependant, la mesure remarquable d'amplitudes de champs identiques dans les galaxies à grand redshift (e.g. Berner et al., 2008), correspondant à un âge de l'univers de l'ordre de 4.6 milliards d'années seulement, met sérieusement en difficulté les modèles d'amplification par dynamo.

À des échelles plus grandes, de nombreuses études ont permis d'établir l'existence, au sein des amas de galaxies, de champs magnétiques de l'ordre du micro-Gauss. L'analyse des fluctuations de RM suggère que la plupart du temps, le champ magnétique intra-amas n'est pas régulier sur de grandes échelles spatiales mais plutôt turbulent sur des échelles allant de quelques centaines de parsecs à quelques dizaines de kiloparsecs (Feretti et al., 2012). Dans certains amas, cependant, les champs peuvent être ordonnés sur de très grandes échelles, allant jusqu'à 400 kpc (Govoni et al., 2005), en association avec des structures filamenteuses de gaz intra-amas vues comme des reliques radio allongées. Notons aussi que les champs magnétiques des galaxies et des amas de galaxies laissent leur empreinte sur le CMB. Concrètement, les photons du CMB subissent une rotation Faraday en traversant le milieu intra-amas où règne un champ non-nul. La mesure de cet effet peut être exploitée pour reconstruire le profil d'amplitude de B dans les amas (Ohno et al., 2003), mais on peut aller encore plus loin. En effet, les champs magnétiques dans les galaxies et les amas apportent une contribution supplémentaire aux anisotropies polarisées secondaires du CMB, et en particulier au spectre de puissance angulaire de leur mode B . Comme nous l'avons montré (Tashiro et al., 2008a), la mesure de cette puissance additionnelle permet d'accéder à plusieurs aspects de la physique et de l'évolution du gaz baryonique (profil de densité, accrétion sur les galaxies) et du champ magnétique (croissance de l'amplitude, profil radial) dans les structures, en particulier lorsqu'on la combine à la mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (Tashiro et al., 2009).

Aux échelles plus grandes encore, supérieures aux distances inter-amas, il n'a pour le moment été possible de déduire que des limites relativement lâches à l'amplitude des champs magnétiques. Les limites supérieures ont été raffinées au cours des ans, et l'on peut les résumer par le graphique 2.3 emprunté à Taylor et al. (2011). Elles proviennent à la fois d'arguments théoriques solides et des techniques d'observation évoquées ci-dessus. L'échelle de corrélation minimale est fixée par le temps de diffusion. À des échelles inférieures à $\sim 2 \times 10^{13}$ cm, ce temps est plus court que l'âge de l'univers. Par ailleurs, l'échelle maximale est simplement imposée par le rayon de Hubble R_H qui donne la « taille » de l'univers observable. Les mesures de l'effet Zeeman dans les raies d'absorption des quasars distants permettent de déterminer que l'amplitude maximale des champs magnétiques inter-galactiques est inférieure à quelques micro-Gauss (limite conserva-

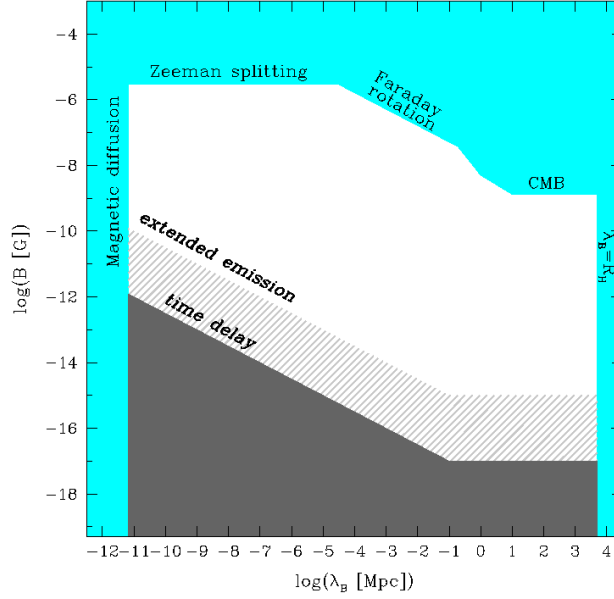


FIGURE 2.3: Limites observationnelles sur l'amplitude B des champs magnétiques cosmologiques en fonction de leur échelle de corrélation λ_B . Adapté de [Taylor et al. \(2011\)](#).

trice). La non-détection de rotation Faraday induite par les champs magnétiques inter-galactiques permet de déduire une limite supérieure $B \propto \lambda_B^{-1/2}$ pour des longueurs de corrélation allant jusqu'au megaparsec (e.g. [Neronov & Semikoz, 2009](#)). Enfin, aux échelles dépassant le megaparsec, on se tourne généralement vers l'analyse du CMB. Remarquons tout de suite que cela ne permet de trouver des limites qu'aux champs qui auraient été produits avant la dernière diffusion. Le détail de l'impact des champs magnétiques primordiaux sur le CMB dépend fortement non seulement de son amplitude et de son échelle de corrélation, mais aussi de ses propriétés statistiques (en particulier de l'indice spectral de son spectre de puissance, en général inconnu, directement relié aux processus de magnétogenèse primordiaux). Les effets sur le CMB sont multiples : déplacement des pics acoustiques du spectre de puissance de température par la modification de la vitesse effective de propagation des ondes de pression, puissance additionnelle dans les fluctuations de température et de polarisation à petite et/ou à grande échelle, rotation Faraday, etc.) L'ensemble des observations connues, résumées par [Neronov & Semikoz \(2009\)](#), donne les limites supérieures de l'ordre du nano-gauss pour $\lambda_B \geq 1$ Mpc.

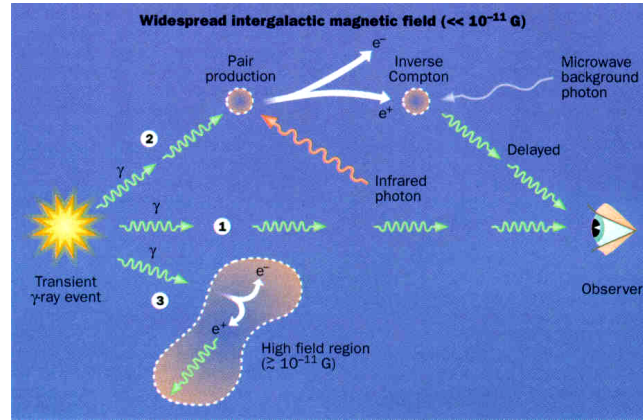


FIGURE 2.4: Principe de détection de champs magnétiques par la mesure de rayons γ . Les γ primaires sont vus directement le long de la ligne de visée ①. Le long de ②, les γ les plus énergétiques produisent des paires e^+e^- . Déviées par le champ magnétique, elles génèrent, par interaction Compton inverse, une cascade de γ secondaires qui sont vus avec un retard et sous un angle non nul par rapport à la ligne de visée ①. De même, sur la ligne ①, en l'absence de champs magnétiques pour dévier les paires, on observera un excès de γ secondaires. Des limites supérieures sur ce flux impliquent une limite inférieure à l'intensité des champs. Enfin, si les particules chargées rencontrent des champs magnétiques trop intenses (le long de ③), les γ secondaires ne nous parviennent pas. Extrait de [Kronberg \(1995\)](#).

2.2 Les hautes énergies à la rescousse

Une nouveauté extraordinaire, et qui relance vigoureusement l'étude théorique de l'origine des champs magnétiques cosmologiques, est que l'on dispose enfin aussi de limites *inférieures*! Le principe de base de la physique mise en jeu est illustré par la figure 2.4. Ces limites sont obtenues à partir de l'observation des sources d'intense rayonnement gamma, des blazars par exemple. Le premier à proposer cette approche a été [Plaga \(1995\)](#), sur une idée simple. Les gammas de très haute énergie émis par la source peuvent produire des paires particule-antiparticule chargées. Après propagation, ces particules chargées font une diffusion Compton inverse sur les photons de basse énergie des divers fonds diffus de l'univers (CMB et fond infrarouge principalement), et produisent donc une cascade de rayons gamma secondaires. Le temps de propagation des particules chargées ainsi que l'éloignement du lieu de production des gammas secondaires par rapport à la source, se traduit par un retard, appelé *pair-echo*, dans leur détection relatif à la détection des gammas primaires. Or, la propagation des particules chargées est très sensible à la présence de champ magnétique, et le délai d'arrivée des gammas secondaires peut donc être utilisé pour estimer la magnétisation du milieu intergalactique entre l'observateur et la source. Diverses études ont ensuite repris cette

idée (e.g. [Murase et al., 2008](#); [Ichiki et al., 2008](#); [Takahashi et al., 2011](#); [Taylor et al., 2011](#)). Son application à l'interprétation des données du télescope spatial Fermi⁴ et de télescopes gamma au sol (HESS⁵, VERITAS⁶, MAGIC⁷) a permis de déduire qu'il existait du champ magnétique non nul, d'amplitude supérieure à 10^{-17} Gauss dans l'espace intergalactique vide (voir la région grisée, notée *time-delay* dans la figure 2.3).

Une façon complémentaire d'utiliser les gammas énergétiques est d'analyser en même temps leur spectre en énergie ainsi que les aspects géométriques. D'une part, les effets de création de paire rappelés ci-dessus ont pour conséquence de diminuer le nombre de gammas de très haute énergie détectés, modifiant donc le spectre mesuré par rapport au spectre intrinsèque. D'autre part, une fraction des paires initialement émises hors de la ligne de visée est refocalisée vers l'observateur par la force de Lorentz due aux champs magnétiques. Cela a pour conséquence d'augmenter légèrement l'intensité des gammas secondaires reçus, et en même temps de produire l'impression d'une émission étendue autour de la source primaire ponctuelle ([Neronov & Semikoz, 2007](#)). Plusieurs études ([Neronov & Vovk, 2010](#); [Tavecchio et al., 2010](#); [Dolag et al., 2011](#); [Vovk et al., 2012](#)) concourent vers des limites inférieures de l'ordre de $10^{-16} - 10^{-15}$ Gauss aux échelles intergalactiques (région hachurée, *extended emission*, dans la figure 2.3).

Selon moi, les résultats de ces études sont cependant un peu trop optimistes⁸. En effet, une connaissance parfaite des propriétés d'émission des blazars, sources de rayons gamma de très hautes énergies, est indispensable pour conclure sans ambiguïté. En particulier, comme le rappellent [Dermer et al. \(2011\)](#), la limite inférieure que l'on peut déduire sur B est très sensible à la stabilité du flux d'émission des sources. Les valeurs annoncées de 10^{-15} Gauss supposent en vérité une stabilité sur plusieurs millions d'années! Des valeurs de l'ordre de 10^{-18} Gauss sont fort probablement beaucoup plus réalistes. Du reste, la physique impliquée dans ces études est extrêmement riche, et notre connaissance des spectres intrinsèques des sources, de leur environnement, des propriétés des fonds extragalactiques, des interactions (perte d'énergie notamment) des particules chargées au cours de leur propagation dans le milieu intergalactique, etc., est tellement imparfaite qu'en toute honnêteté (ou bien par scepticisme affirmé), il faut se rendre à l'évidence que les mesures sont de nos jours encore compatibles avec un champ magnétique intergalactique nul ([Arlen et al., 2012](#)).

⁴<http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁵<http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

⁶<http://veritas.sao.arizona.edu/>

⁷<https://magic.mpp.mpg.de/>

⁸Certaines sont même un peu extrêmes, comme celle de [Dolag et al. \(2011\)](#) qui n'hésitent pas à pousser leurs conclusions jusqu'à affirmer, hâtivement, que les champs magnétiques ainsi détectés n'ont pu être le fruit que de l'univers primordial.

2.3 Sur la question des origines

Face aux observations que nous avons rapidement évoquées ci-dessus, une question simple se pose de nouveau dans toute sa force : d'où viennent les champs magnétiques cosmologiques ? Et comment expliquer leur ubiquité ?

Bien entendu, la question générale de l'origine du magnétisme est très ancienne. Dans le cadre de la physique classique, comme le rappelle par exemple [Rädler \(2000\)](#), seules deux causes peuvent être invoquées pour rendre compte de l'existence des champs magnétiques : magnétisation permanente de la matière, ou courants électriques. Si la première est bien comprise dans le cadre de la physique de la matière condensée, la seconde seule est pertinente pour le magnétisme des corps astrophysiques, et davantage encore pour les échelles cosmologiques.

Pour les corps célestes, une des études véritablement fondatrices est celle de [Gilbert \(1600\)](#), voir en particulier Livre I, Chapitre XVII) qui, en conclusion d'une démarche expérimentale moderne visant à comprendre les propriétés du magnétisme (polarité, magnétostatique, effets de la température, etc.), a suggéré que la Terre elle-même, en ses profondeurs, était un aimant naturel générateur de champ magnétique⁹.

Plus près de nous en temps, et non loin de nous en espace, la question du magnétisme solaire a bénéficié de l'attention de chercheurs éminents depuis la fin du dix-neuvième siècle et le début du vingtième. Sans détailler l'historique (sur le développement des recherches en magnétisme solaire, on pourra se référer par exemple à [Balogh & Thompson, 2009](#)), l'on peut par exemple se souvenir des intuitions formidables de [Larmor \(1919\)](#)¹⁰ à propos du rôle fondamental de la vorticité dans le plasma pour entretenir le champ magnétique.

Au sein de la Voie Lactée, les recherches sur le magnétisme interstellaire ont d'emblée été liées à la question de l'origine et du confinement des rayons cosmiques ([Fermi, 1949, 1954](#)). On peut faire remonter la découverte du champ magnétique de la Voie Lactée aux mesures de lumière stellaire polarisée faites par [Hall \(1949\)](#) et [Hiltner \(1949\)](#). Ces dernières ont été correctement interprétées par [Davis & Greenstein \(1949\)](#) comme étant dues à l'alignement de grains asphériques de poussière sur les lignes de champs magnétiques. On trouvera une revue sur le champ magnétique galactique dans la Voie Lactée, ses origines et son importance pour le milieu interstellaire par exemple dans [Ferrière \(2001\)](#).

Les recherches sur l'origine des champs magnétiques aux échelles cosmologiques ont été marquées de progrès réguliers et notables depuis les années 1950. En particulier, l'inventivité des théoriciens a été très fertile, et de nombreux mécanismes ont été proposés pour expliquer, à partir de zéro, la génération des champs magnétiques aux échelles cosmologiques. Plusieurs bonnes revues ont été pu-

⁹On doit aussi à Gilbert le terme *électricité*.

¹⁰Dans cet article intitulé *How could a rotating body such as the Sun become a magnet?*, on lit notamment "...it is possible for the internal cyclic motion to act after the manner of the cycle of a self-exciting dynamo, and maintain a permanent magnetic field from insignificant beginnings..." Soulignons que le champ initial est bien qualifié d'insignifiant, et pas d'identiquement nul.

bliées sur le sujet (voir ci-dessous). Pour résumer rapidement, l'on peut dire globalement que le seul vrai consensus atteint est que les champs magnétiques ont tout d'abord été générés sous forme de germes de faible amplitude, puis qu'un processus d'amplification de type dynamo, correspondant à l'intuition initiale de Larmor, leur a permis d'atteindre les amplitudes que l'on mesure aujourd'hui. La compréhension des diverses actions dynamo en astrophysique est un domaine très actif de recherche, passionnant en soi (Rädler, 1995; Brandenburg & Subramanian, 2005; Brandenburg et al., 2012), mais ce qui m'intéresse au premier plan ici et dans mon activité personnelle est la génération des germes-mêmes de champs initiaux indispensables aux diverses formes de dynamo.

En fin de compte, la question des origines des champs magnétiques cosmologiques est triple, et se décline simplement en trois termes inséparables concernant les germes de champ : *où ? quand ? comment ?*

Le problème

L'une des principales difficultés pour répondre à ces questions a été identifiée très tôt par Hoyle (1958). Tout système physique dans lequel le champ magnétique varie génère, du fait de son inductance, une force contre-électromotrice qui met en mouvement des courants électriques qui s'opposent à sa résistance. Or, l'inductance est proportionnelle à la taille L du système, tandis que la résistance est proportionnelle à l'inverse de L , en conséquence de quoi, la force contre-électromotrice due à la croissance du champ magnétique est proportionnelle à L^2 . Du fait des dimensions gigantesques des structures cosmologiques (galaxies, amas, etc.), la force électromotrice qu'il faudrait (voir) appliquer est phénoménale : de l'ordre de 3×10^{13} volts, d'après les estimations de Hoyle pour des dimensions galactiques. Les mécanismes de magnétogenèse doivent être en mesure d'expliquer ces tensions électriques élevées, c'est-à-dire proposer un processus continu qui maintient suffisamment longtemps les courants électriques nécessaires.

Aujourd'hui, sur cette question de magnétogenèse cosmologique, trois classes de mécanismes sont distinguées : les mécanismes dits primordiaux, survenant dans les premiers instants de l'univers (inflation, transitions de phases), puis les mécanismes de l'univers radiatif, opérant en particulier à l'époque du découplage matière-rayonnement et de la dernière diffusion, et enfin les mécanismes opérant dans les plasmas classiques de l'univers en cours de structuration, typiquement depuis l'époque de la réionisation, à partir de 180 millions d'années.

Je ne passerai pas en revue les divers et abondants mécanismes qui ont été proposés pour expliquer l'origine des champs magnétiques. Il existe plusieurs très bons articles de synthèse traitant de cette question. Sur les mécanismes de génération qui relèvent de la physique de l'univers primordial, on consultera par exemple Grasso & Rubinstein (2001); Widrow (2002); Giovannini (2004); Kandus et al. (2011); Widrow et al. (2011); Durrer & Neronov (2013). Ma compréhension de ces études est que les mécanismes primordiaux sont très peu génériques car presque tous reposent sur l'introduction d'une physique non standard (photons

massifs par exemple). Leurs prédictions de l'amplitude des germes de champs générés varient entre 10^{-65} Gauss et 10^{-9} Gauss et dépendent très fortement des détails des modèles. Ces derniers semblent par ailleurs fortement contraints à la fois par diverses mesures et par des considérations de cohérence théorique (pour une synthèse, voir [Caprini, 2011](#)). Cependant, il faut concéder qu'il n'existe pas à l'heure actuelle d'étude complète qui permettrait d'exclure l'ensemble des modèles primordiaux.

Les processus de magnétogenèse plus classiques, actifs dans l'univers post-recombinaison, sont quant à eux passés en revue par exemple dans [Brandenburg & Subramanian \(2005\)](#); [Kulsrud & Zweibel \(2008\)](#) et [Ryu et al. \(2011\)](#) qui, par ailleurs, discutent aussi (les premiers *in extenso*) d'autres aspects de la physique des plasmas astrophysiques pertinents pour décrire l'évolution des champs magnétiques au cours de la structuration de la matière. D'une part, on peut invoquer les processus efficaces de type instabilités plasma (e.g. Weibel – pour une étude comparée de nombreuses instabilités, voir [Bret, 2009](#)). Malheureusement, ils ne produisent des champs qu'à de très petites échelles, difficilement pertinentes pour la cosmologie. Les processus de type batterie (comme celle, célèbre, de [Biermann, 1950](#)) semblent, eux, plus pertinents. Ces derniers reposent simplement sur la mise en mouvement différentielle des charges négatives (électrons) et des charges positives (protons, ions) qui crée des courants électriques, qui en retour induisent des champs magnétiques. La physique de ces processus étant bien établie, et même vérifiée et testée en laboratoire ([Gregori et al., 2012](#)), le résultat des diverses études est sensiblement le même : des germes de champ d'amplitude comprise entre 10^{-20} et 10^{-17} Gauss peuvent être générés à des échelles pertinentes. En l'état actuel de nos connaissances, ces amplitudes sont cependant à peine suffisantes pour rendre compte des champs mesurés au sein des structures.

Enfin, on pourra consulter l'article de [Fenu et al. \(2011\)](#) et les références citées dans cet article pour comprendre que l'époque radiative et celle de la dernière diffusion sont peu favorables à l'apparition des champs magnétiques d'intérêt cosmologique. Le problème vient de ce que les mécanismes opérant jusqu'à la dernière diffusion reposent sur la vorticité du plasma relativiste baryons-photons. Cependant, dans l'univers jeune, quasiment homogène et isotrope en tout point, cette dernière est nulle au premier ordre des perturbations, et il faut donc aller au second ordre au moins. Plusieurs études avaient calculé l'amplitude des germes de champs résultants, mais toutes avaient malheureusement fait des approximations injustifiées, et trouvaient en conséquence des réponses différentes. L'étude de [Fenu et al. \(2011\)](#) est, à ma connaissance, la seule qui soit complète. Elle conclut que l'amplitude des germes obtenue est bien trop faible pour expliquer, même après amplification dynamo, les champs magnétiques mesurés aujourd'hui.

Après ce résumé, on peut avoir le sentiment amer que la situation est plutôt sinistre. Il existe cependant quelques propositions véritablement prometteuses, en particulier de la catégorie classique, pour rendre compte de l'origine des champs magnétiques. Sans en faire un examen détaillé ni comparatif, je me concentrerai,

dans le paragraphe suivant, sur la présentation du mécanisme de magnétogenèse que j'ai proposé moi-même, en collaboration fertile et très stimulante avec Nabila Aghanim et Jean-Loup Puget, entre 2002 et 2005. Nous verrons ensuite l'importance que le champ magnétique a pu avoir pour la formation des structures cosmiques.

2.4 Naissance des champs magnétiques à la réionisation

Le mécanisme dont j'ai proposé les principes de base et les premiers résultats dans ma thèse de doctorat (Langer, 2002) donne naissance à des champs magnétiques principalement aux très grandes échelles. L'idée est simple : il est nécessaire, dans le gaz intergalactique, de séparer spatialement les porteurs de charges opposées, c'est-à-dire séparer les électrons des ions positifs. Pour cela, à la différence de la batterie de Biermann, nous avons fait appel non pas aux gradients de pression thermique, mais à la pression de radiation, ou plus précisément au transfert d'impulsion entre les photons et les porteurs de charge électrique. Dans la première approche (Langer, 2002; Langer et al., 2003), l'interaction fondamentale impliquée est simplement la diffusion Thomson des photons sur les charges libres. Pour que les courants électriques nécessaires à l'induction des champs magnétiques apparaissent, il faut encore un ingrédient supplémentaire indispensable : l'anisotropie du rayonnement, i.e. une distribution de directions privilégiées le long desquelles les courants se développent. Or, comme nous l'avons montré, pendant l'époque de la réionisation cosmique, le rayonnement des sources ionisantes est naturellement anisotrope. En effet, par exemple en fin de réionisation, les zones sur-denses restées essentiellement neutres, de futures galaxies, jouent le rôle d'écrans au voisinage des sources de photons ionisants. Derrière de tels écrans, il se crée un déséquilibre entre la pression de radiation exercée par les photons sur les charges négatives (plus légères) et la force électrostatique de rappel vers les charges positives. De fait, des courants électriques sont générés, et induisent des champs magnétiques à l'échelle même des proto-galaxies (voir figure 2.5).

Pour simplifier, dans un premier article (Langer et al., 2003), nous avons étudié ce mécanisme dans le régime stationnaire, tel qu'il aurait pu être atteint en fin de réionisation (à un décalage spectral vers le rouge $z \sim 7$, soit 750 millions d'années après le Big Bang), considérant les tout premiers quasars comme sources de puissant rayonnement ionisant. Nous avons montré que les amplitudes B des champs obtenus étaient typiquement six ordres de grandeur plus élevées que celles dues au mécanisme de Biermann. La différence réside dans ce que l'accélération des charges de masse m , due à la pression de radiation, varie comme m^{-3} , tandis que celle due à la pression thermique varie comme m^{-1} . Ainsi, le rapport d'efficacité entre notre mécanisme et la batterie de Biermann est donné par le carré du rapport des masses des ions sur la masse des électrons, soit au moins 3×10^6 . Enfin, comme on l'a vu, l'un des ingrédients essentiels à notre mécanisme est la présence naturelle de sur-densités dans le milieu intergalactique. En considérant la distri-

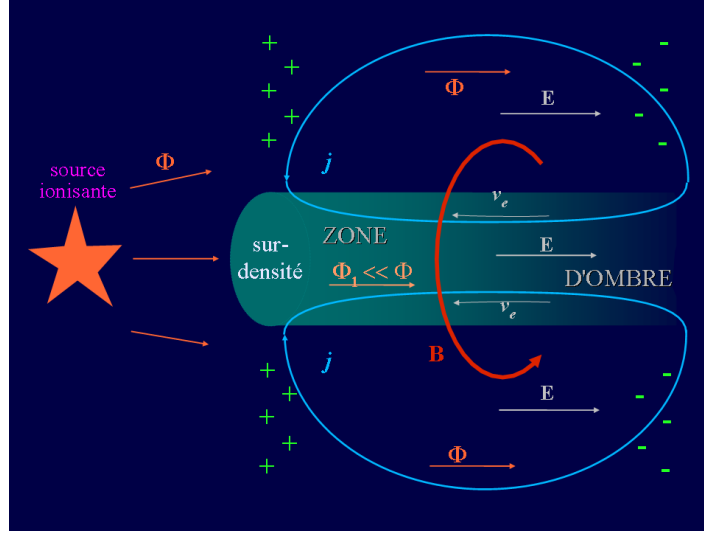


FIGURE 2.5: Illustration de l'induction de champs magnétiques au cours de la réionisation par transfert d'impulsion entre photons et porteurs de charges. Adapté de [Langer et al. \(2003\)](#).

bution statistique de ces dernières, nous avons calculé le spectre de puissance du champ magnétique généré. Nous avons montré que les champs à grande échelle étaient fortement favorisés par rapport aux champs à petite échelle : $B \propto k^{-3}$ à l'échelle des amas, alors que $B \propto k^{-4}$ à celle des galaxies, où k est la fréquence spatiale. Cette propriété est une caractéristique unique et fait que notre mécanisme est le plus à même de rendre compte des champs magnétiques détectés aux grandes échelles.

Une limitation claire du modèle de magnétogenèse que nous avons proposé dans l'article précédent est l'hypothèse du régime stationnaire. Par ailleurs, dans le cas idéalisé que nous avons exploré, nous n'avons considéré que des conditions physico-chimiques (taux d'ionisation en particulier) correspondant grossièrement à la fin de la réionisation. On sait cependant que la réionisation a été un processus graduel (voir chapitre 4), qui a sans doute commencé au voisinage proche des toutes premières sources ionisantes, apparues bien plus tôt (à $z \sim 20 - 30$, voir p. ex. [Yoshida et al., 2012](#)), pour ne s'étendre aux grandes échelles que progressivement. Dans une nouvelle étude ([Langer et al., 2005](#)), nous nous sommes penchés sur la contre-partie transitoire de la génération de champs magnétiques proposée dans l'article paru en 2003. Plus spécifiquement, nous avons considéré le processus qui survient dans les conditions (d'ionisation en particulier) correspondant aux premières phases de la réionisation. La différence est notable : c'est le processus de photo-ionisation lui-même qui est le moteur de la génération des courants électriques. Pour le montrer, nous avons tiré profit d'un effet curieux mis à jour par [Sommerfeld & Schur \(1930\)](#). Ces derniers ont démon-

tré que lors d'une photo-ionisation d'un atome d'hydrogène, le photo-électron était éjecté préférentiellement dans le sens du photon incident (voir aussi [Mas-sacrier, 1996](#)). Plus important encore, ils ont aussi démontré que, dès que l'énergie du photon incident dépasse huit tiers du seuil de photo-ionisation, la fraction de l'impulsion du photon ionisant emportée par l'électron est supérieure à un (impliquant un recul de l'ion)! C'est très intéressant pour la mise en mouvement des charges au cours de la réionisation. En effet, au voisinage des premières sources de photons ionisants (étoiles, quasars), l'équilibre de photo-ionisation forme des régions H II au sein desquelles l'hydrogène est totalement ionisé. Ces zones, encore appelées sphères de Strömgren, sont plongées dans le gaz primordial qui, lui, est essentiellement neutre. La section efficace de photo-ionisation décroissant comme l'énergie au cube, les photons dont l'énergie est au delà du seuil de photo-ionisation peuvent sortir de la sphère de Strömgren et pénétrer dans le milieu neutre. Là, leur libre parcours moyen est tout de même limité, et ils finissent par ioniser une fraction non nulle du gaz. Ce faisant, ils libèrent et mettent donc en mouvement des électrons, et donnent ainsi naissance aux courants qui induisent les champs magnétiques. Les grandeurs physiques cruciales du problème sont bien sûr le temps de vie des sources lumineuses (l'amplitude du champ généré est proportionnel au temps disponible), mais surtout leur distribution spectrale d'énergie, en particulier au dessus du seuil de photo-ionisation. Pour résumer, en considérant comme sources lumineuses une nouvelle fois les tout premiers quasars à $z \sim 15$, nous avons montré que ce processus produisait des germes de champs d'amplitude comprise entre quelques 10^{-16} et 10^{-19} Gauss en fonction de la longueur de pénétration des photons dans le milieu neutre (libre parcours moyen). Nous avons aussi montré que la distance maximale parcourue par les photons les plus énergétiques avant qu'ils n'ionisent le gaz correspondait à la séparation moyenne entre les sources ionisantes au début de la réionisation. Ainsi, nous avons pu démontrer que le mécanisme que nous mettons en lumière avait probablement pré-magnétisé l'ensemble du milieu intergalactique, avant la formation de la majorité des galaxies.

2.5 Rôle des champs magnétiques dans la formation des structures cosmiques

Champs magnétiques et instabilité gravitationnelle

Comme nous l'avons vu rapidement dans le chapitre d'introduction, la formation des structures cosmiques est très bien comprise dans le cadre théorique de l'instabilité gravitationnelle des surdensités primordiales. Jusqu'à l'introduction du modèle d'inflation, l'origine de ces surdensités est restée longtemps mystérieuse. Aujourd'hui, de nombreux indices observationnels solides pointent bien vers un scénario simple de type inflationnaire ([Planck Collaboration, 2013c](#)). Par le passé, d'autres sources d'inhomogénéités ont été envisagées, et parmi elles, les champs

magnétiques. Zel'dovich (1970) était parmi les premiers à considérer cette hypothèse, mais c'est Wasserman (1978, voir aussi Peebles, 1980, et Evans & Fennelly, 1985) qui a posé et résolu les équations fluides régissant l'évolution des inhomogénéités en présence de champ magnétique. Comme il l'a montré, à cause du couplage par la force de Lorentz, les champs sont des sources additionnelles d'inhomogénéité, surtout aux échelles intermédiaires (voir Kim et al., 1996; Tashiro & Sugiyama, 2006; Yamazaki et al., 2010), et peuvent donc favoriser la formation de structures.

Bien entendu, tout comme dans le milieu interstellaire lors de l'effondrement des nuages moléculaires conduisant à la formation des étoiles, le champ magnétique peut aussi s'opposer, de par la pression additionnelle qu'il représente, à la formation des galaxies, ou tout au moins la ralentir. Cet aspect-là des choses a été examiné en toute généralité déjà par Chandrasekhar & Fermi (1953) puis pour les galaxies par Chernin (1967) et Rees & Reinhardt (1972). Les effets dus à la modification des propriétés thermique et d'ionisation n'ont été élucidés que bien plus tardivement (e.g. Tribble, 1989; Sethi & Subramanian, 2005; Balbus & Reynolds, 2008).

Enfin, remarquons que la cosmologie d'ensemble elle-même (le « fond » dans lequel les structures se forment) n'est peut-être pas immune aux champs magnétiques, même faibles (e.g. Tsagas, 2001), et certains ont même suggéré que la tension magnétique pourrait contribuer à l'accélération de l'expansion (Contopoulos & Basilakos, 2007; Jiménez & Maroto, 2011).

Implication dans la bistabilité des nuages proto-galactiques ?

Plus modestement, je me suis intéressé, déjà pendant ma thèse de doctorat, au rôle que les champs magnétiques ont pu jouer au cours de la formation des structures, et en particulier des toutes premières galaxies. Un des problèmes fondamentaux de la formation des galaxies, identifié déjà par White & Rees (1978) et toujours pas entièrement résolu aujourd'hui, est ce que l'on appelle le sur-refroidissement (c.f. Benson, 2010). Comme nous l'avons dit dans le chapitre d'introduction, dans le cadre hiérarchique de formation des structures, il est bien connu qu'en l'absence de processus de rétroaction ou de régulation, on s'attend à ce que la majeure partie des baryons contenus dans les halos de matière noire se soit refroidie et concentrée au cœur des halos. Or, les observations nous indiquent qu'au maximum vingt pourcent seulement des baryons sont sous forme effondrée et froide (e.g. Fukugita et al., 1998; Nicastro et al., 2008; Shull et al., 2012). Pour expliquer cette différence, de grands progrès ont été faits dans la compréhension de la physique de la rétroaction, tant du point de vue théorique que de celui des simulations numériques, mais tout n'est pas résolu, tant s'en faut (c.f. Silk, 2011; Silk & Mamon, 2012). Alors que la rétroaction et l'auto-régulation reposent sur le principe d'injection ou de recyclage d'énergie pour compenser les pertes par refroidissement dans les galaxies en cours de formation, je me suis demandé, au cours de ma thèse, s'il n'existait pas des processus qui auraient permis que l'énergie soit tout

simplement stockée, sans pertes ni injection, au moins partiellement et pendant au moins une fraction notable du temps de formation des galaxies. J'ai examiné dans une étude comparée simple (simpliste sans doute) la physique relativement bien connue du milieu interstellaire de la Voie Lactée et celle qui a sans doute été à l'œuvre au cours de la formation des toutes premières galaxies. En considérant un modèle de milieu bi-phasique et magnétisé, j'ai montré qu'une fraction non négligeable de l'énergie totale du gaz pouvait être stockée dans les ondes magnéto-sonores (d'Alfvén en particulier) et dans les mouvements turbulents des nuages interstellaires. Cette physique est bien connue dans notre Galaxie, mais par une analyse en grandeurs caractéristiques des équations fondamentales, j'ai montré qu'il était loin d'être absurde de la supposer valable au sein des galaxies primordiales. Le champ magnétique joue un rôle crucial : il sert, en particulier, de médiateur qui permet aux divers degrés de liberté d'échanger de l'énergie sur de longues distances. C'est le long des lignes de champ que l'énergie est injectée au sein des nuages froids et denses plongés dans l'environnement chaud et diffus. Ce transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites augmente la longévité de la structure bi-phasique des nuages proto-galactiques ([Langer, 2002](#)). Je n'ai pas poursuivi cette piste de recherche, mais il serait encore intéressant d'examiner comment ce rôle du champ magnétique peut être implémenté dans le modèle bi-phasique de [Maller & Bullock \(2004\)](#) par exemple.

2.6 Parer à l'obésité des premières étoiles

On peut penser, sans doute un peu naïvement, qu'étant survenue dans un environnement chimique primitif, composé uniquement d'hydrogène (75%) et d'hélium (25%), la formation des toutes premières étoiles, dites de population III (PopIII par la suite), devrait en principe être plus simple à comprendre et à décrire que celle, par exemple, des étoiles récentes de notre Voie Lactée. Au début des années 2000, la puissance des calculateurs et l'ingéniosité des scientifiques ont permis les premières simulations de la formation de ces toutes premières étoiles. Prenant en compte en détail la physico-chimie de cet environnement simple, plusieurs équipes (e.g. [Bromm et al., 1999](#); [Abel et al., 2002](#); [Bromm et al., 2002](#)) ont alors conclu que les PopIII ont été très massives (quelques centaines de masses solaires ; voir aussi [Silk, 1983](#)), voire hyper massives (quelques milliers de masses solaires). L'origine de ce résultat semblait à mettre au compte de l'absence d'agents refroidissants dans le gaz primordial. En effet, en l'absence de métaux (i.e. d'éléments plus lourds que l'hélium), le refroidissement du gaz, indispensable à son accumulation au centre des tout premiers halos de matière noire, n'est possible que grâce à la présence subtile de molécules de dihydrogène H_2 , et éventuellement de traces de deutériure d'hydrogène HD. Or, en dessous de 100 – 200 K, les niveaux ro-vibrationnels de ces molécules ne peuvent plus être peuplés, déterminant ainsi la température T minimale atteignable dans un gaz de composition primordiale. De même, l'efficacité de l'instabilité thermique, qui aurait pu don-

ner lieu à la fragmentation des nuages de gaz primordiaux où sont nées les premières étoiles, a probablement été réduite par la forte opacité atteinte dans ces nuages. De fait, toute la masse baryonique de chaque nuage pré-stellaire au sein des premiers halos formés semble avoir été disponible pour donner naissance à une étoile unique de PopIII. Or, le taux d'accrétion étant proportionnel à $T^{3/2}$, la croissance des proto-étoiles dans un tel environnement était vraisemblablement plus de trente fois plus rapide que celle des étoiles de la Voie Lactée. Enfin, dans la foulée, on concluait que le paramètre qui a déterminé quand a eu lieu la transition vers les étoiles plus évoluées (Population II) était la métallicité, i.e. l'enrichissement en éléments chimiques lourds dû à l'explosion des PopIII, et à la déplétion des métaux en grains de poussière (Omukai, 2000; Schneider et al., 2002, 2003; Schneider, 2012).

Avec Joe Silk, nous avons suggéré que ces conclusions étaient un peu hâtives. Nous nous sommes demandés si d'autres processus que la fragmentation du gaz primordial avaient pu être à l'œuvre au cours de la formation des premières étoiles et limiter leurs masses. Nous nous sommes en particulier penchés sur le rôle qu'a pu tenir le champ magnétique. En vérité, nous avons démontré que ce dernier était un ingrédient naturel et crucial dans la formation des premières étoiles, tout comme pour leurs descendantes de Population II et I (e.g. Larson, 2003; Inutsuka, 2012, et références citées). Premièrement, nous avons montré que dans les disques proto-stellaires primordiaux, les mécanismes de magnétogenèse du type batterie de Biermann et/ou de transfert d'impulsion (voir paragraphe 2.4 ci-dessus) étaient suffisants pour donner naissance à des germes de champs (pour les phases antérieures à la formation du disque proto-stellaire dans la formation des PopIII, voir Xu et al., 2008). Par ailleurs, ces champs sont suffisamment forts pour que l'Instabilité Magnéto-Rotationnelle (MRI, Velikhov, 1959; Chandrasekhar, 1960; Balbus & Hawley, 1991; Balbus & Hawley, 1998) prenne le relais et les amplifie. L'amplification par MRI est rapide et efficace, de sorte que les champs magnétiques atteignent des amplitudes dynamiquement importantes, ouvrant la possibilité à l'apparition de vents et d'écoulements magnétisés qui dévient, ralentissent, voire stoppent l'accrétion de matière. Comme nous l'avons montré, cela survient quand la masse du cœur proto-stellaire est encore faible, inférieure au maximum à 50 masses solaires (Silk & Langer, 2006). Ainsi, les étoiles de PopIII n'ont pas nécessairement été extrêmement massives. De plus, la transition vers la formation d'étoiles de masses plus conventionnelles a probablement été régulée non seulement par l'injection d'éléments chimiques lourds, mais aussi par les champs magnétiques. Il est remarquable que grâce à la puissance croissante des super-calculateurs, les simulations numériques sont désormais en mesure de mettre à l'épreuve et de confirmer notre proposition (voir p.ex. Machida et al., 2006; Schleicher et al., 2010; Schober et al., 2012; Turk et al., 2012).

Depuis le début des années 2000, de grands progrès ont été accomplis sur de nombreux fronts dans la théorie de la formation des premières étoiles. Bien entendu, on s'est rapidement aperçu, honnêtement sans étonnement, que la physico-chimie des environnements primitifs était tout aussi riche que celle du milieu in-

terstellaire des galaxies évoluées. De même, la résolution de plus en plus fine atteignable par les programmes numériques, allant de pair avec la puissance toujours croissante des super-calculateurs, a révélé que cette richesse conduisait à une importante complexité. En conséquence, les diverses études, de plus en plus nombreuses, consacrées à la formation des PopIII (on pourra consulter [Glover, 2013](#); [Bromm, 2013](#), pour des revues récentes), tendent pour l'essentiel à montrer que les masses de ces premières étoiles n'étaient, après tout, probablement pas extraordinairement élevées...

2.7 Perspectives

Jusqu'à récemment, i.e. jusqu'à la détermination des bornes inférieures à B mentionnées dans le paragraphe 2.2, quel que fût le modèle de magnétogenèse que l'on ait préféré, il n'y avait en toute honnêteté aucun argument solide ni aucun indice observationnel qui ait permis de le confirmer, ni même de renforcer par rapport aux autres sa vraisemblance. Ainsi, malgré la prolifération de modèles théoriques, nous étions dans le flou. Un des objectifs majeurs des recherches que j'entends poursuivre est de nous en sortir, c'est-à-dire de déterminer quels sont les origines des champs magnétiques cosmologiques aux échelles intergalactiques. C'est un objectif très ambitieux. Pour l'atteindre, ou s'en rapprocher de manière significative, il faudra se donner plusieurs étapes clefs intermédiaires.

Il est à mon sens illusoire de penser qu'un seul mécanisme puisse être identifié comme générateur unique des germes de champs. En particulier, les processus qui reposent sur la physique classique, bien connue, des plasmas ont sans doute tous contribué à un degré divers selon les époques cosmologiques et selon les échelles mises en jeu. Par ailleurs, parmi les mécanismes reposant sur la physique de l'univers primordial, il est bien probable que certains aient aussi été efficaces. La question que l'on doit se poser maintenant est : Comment identifier les contributions respectives des divers mécanismes ?

L'approche à laquelle on pense immédiatement consisterait en la comparaison des propriétés statistiques des champs magnétiques mesurés aujourd'hui au sein des structures cosmiques avec celles des germes de champs prédits par les divers mécanismes proposés. Malheureusement, cela s'avérerait pratiquement futile, puisque les champs détectés dans les structures ont subi toutes les fortes non-linéarités de l'amplification et de la réorganisation spatiale turbulente. Ainsi, les champs présents ne portent plus la trace de leur passé. Pour ainsi dire, ils ont perdu la mémoire de leur naissance (e.g [Dolag et al., 2002](#)). Certes, comme le disent [Ryu et al. \(2011\)](#), « The beauty of the turbulence dynamo in LSS¹¹ is that it erases the memory of weak seed fields and produces the IGMF¹², independent of the origin of seed fields. » Mais cette beauté semble aussi réduire à néant tout espoir de remonter jusqu'aux origines des champs. Il s'agit cependant de ne pas

¹¹Large Scale Structure

¹²Inter-Galactic Magnetic Field

s'avouer vaincu trop tôt! Il existe selon moi tout de même un moyen : il faut se tourner vers les environnements qui ont le moins évolué. Dans le contexte cosmologique, cela signifie se détourner des galaxies et des amas de galaxies, et se concentrer sur le milieu intergalactique, sur la matière diffuse à plus grande échelle, aux échelles où la physique est restée le plus longtemps possible linéaire, celles où la mémoire de la naissance des champs a pu être, au moins en partie, préservée. Avec les mesures déduites de l'analyse des rayons gamma détaillées au paragraphe 2.2, on comprend que c'est vraiment maintenant le bon moment.

Comme on l'a vu ci-dessus, et en dépit de ce qu'en pensent Dolag et al. (2011), il existe au moins un mécanisme qui a pu pré-magnétiser l'ensemble de l'espace intergalactique avant la formation des galaxies (Langer et al., 2003, 2005), mais après la dernière diffusion. D'autres mécanismes similaires ont été proposés (Miniati & Bell, 2011), de même que la possibilité subsiste que les champs magnétiques aient été produits dans les galaxies puis éjectés dans le milieu intergalactique et les vides cosmiques (Brecher & Blumenthal, 1970; Daly & Loeb, 1990; Kronberg et al., 1999; Beck et al., 2012). Quoi qu'il en soit, chaque mécanisme avancé dans la littérature repose sur des hypothèses différentes et des spécificités contextuelles particulières. En principe, cela devrait nous permettre d'identifier des motifs, des signatures tangibles qui nous permettraient de distinguer par les observations entre les différents modèles.

Une première étape devra consister en le calcul de l'évolution du spectre de puissance du champ magnétique en fonction du temps, depuis son époque de génération jusqu'à aujourd'hui, en particulier dans l'univers d'après la dernière diffusion¹³. Grâce à la forte conductivité du milieu intergalactique, et surtout aux grandes échelles spatiales impliquées, le champ magnétique est « gelé » dans la matière. L'évolution du champ est donc déterminée par la structuration de cette dernière. La théorie de la formation des structures par instabilité gravitationnelle nous permet de comprendre comment la matière s'organise. Aux très grandes échelles en particulier, la physique gravitationnelle reste linéaire, et devrait donc ne modifier le spectre des champs magnétiques que très peu. Cependant, il faudra prendre en compte le caractère faiblement turbulent du champ de vitesse du gaz. La turbulence, bien que faible en dehors des proto-galaxies et proto-amas en effondrement, aura eu pour effet de ralentir, voire de renverser la décroissance de l'amplitude des champs que l'on attend dans le cas d'une simple expansion adiabatique. Cet effet dépend sans doute de l'échelle spatiale, et donc le spectre initial des champs sera modifié. Cette étape du calcul de l'évolution du spectre est indispensable si l'on veut déterminer quels sont les mécanismes de magnétogenèse compatibles avec les données en rayons gamma récentes puisque ces dernières, provenant de l'observation de blazars proches, ne nous informent en vérité que sur l'univers actuel.

Bien sûr, il faudra aussi connaître la forme initiale du spectre de puissance du

¹³Subramanian & Barrow (1998), Banerjee & Jedamzik (2004) et Saveliev et al. (2012) ont déjà examiné l'évolution des champs magnétiques dans l'univers primordial.

champ magnétique. De ce point de vue, certains modèles de génération classique n'ont pas encore été explorés jusqu'au bout. Pour ces modèles, je me donne donc tout d'abord pour objectif de calculer analytiquement le spectre de puissance des champs magnétiques (et d'autres estimateurs de leur configuration comme les premiers multispectres et les fonctions de structure). Je me concentrerai en particulier sur les champs générés à l'époque de la réionisation, tant par le mécanisme que j'ai proposé que par ceux proposés par d'autres équipes. Il faudra prendre en compte deux composantes. D'une part, le processus de génération-même au voisinage des sources ionisantes imprime des échelles caractéristiques dans la configuration des champs localement. Nous avons déjà accompli un pas significatif grâce aux travaux de Jean-Baptiste Durrieu lors de son stage de M2 en mai-juin 2013, et je suis très heureux que Jean-Baptiste puisse poursuivre ces recherches en thèse de doctorat avec moi. D'autre part, comme je l'ai montré, pour générer des courants électriques à rotationnel non-nul (nécessaire pour induire des champs magnétiques), des inhomogénéités dans la distribution de matière sont indispensables. Ces dernières sont directement issues de l'inflation, et leur description statistique est bien connue. Le deuxième ingrédient sera donc le spectre de puissance des surdensités de matière qui sont à l'origine des structures cosmiques. Enfin, sans rentrer dans le détail, la nature neutre ou ionisée des inhomogénéités modifie le mécanisme d'induction des courants électriques, ce qui implique qu'il faudra aussi inclure une description de la physique (et de la chimie dans une moindre mesure) du gaz intergalactique qui varie selon les échelles.

Par ailleurs, en plus de contribuer à résoudre du point de vue théorique le problème tenace des origines des champs magnétiques, les résultats de ces études seront aussi importants du point de vue observationnel. En effet, parmi les objectifs scientifiques centraux (« Key Science Projects ») des grands interféromètres comme LOFAR, MeerKAT¹⁴, ASKAP¹⁵, puis SKA (dont le début de la construction est prévu pour 2016) figure précisément l'étude du magnétisme cosmique (e.g. Beck, 2009; Haverkorn, 2012). En analysant la rotation Faraday mesurée en direction de sources distantes polarisées (quasars principalement) ainsi que le rayonnement synchrotron en provenance des filaments intergalactiques, SKA en particulier permettra de cartographier la structure et l'intensité du champ magnétique à grande échelle. Pour déterminer l'origine de ces champs, une confrontation avec les résultats des calculs que je propose ci-dessus de mener à terme sera déterminante.

¹⁴On ne parle pas ici du suricate, bien sûr, mais de *Meer KAT*, qui veut dire « plus de KAT » en afrikaans, où KAT est l'acronyme de *Karoo Array Telescope*, <http://www.ska.ac.za/meerkat/>

¹⁵*Australian Square Kilometre Array Pathfinder*, <http://www.atnf.csiro.au/projects/askap/>

SUR LES PISTES DE L'ÉNERGIE SOMBRE

Comme on l'a dit en introduction, l'énigme de la cosmologie moderne la plus importante peut-être – on serait tenté d'écrire *agaçante* tant elle résiste à son élucidation¹ (voir cependant [Bianchi & Rovelli, 2010](#); [Bianchi et al., 2010](#), pour un tout autre point de vue, à mon sens très pertinent) – est l'accélération de l'expansion de l'univers. Mise en évidence dans le cadre du modèle standard Λ CDM de la cosmologie au moyen d'observations de supernovæ de type Ia ([Riess et al., 1998](#); [Perlmutter et al., 1999](#)), elle est ordinairement attribuée, naturellement et faute de mieux, à l'existence de la constante cosmologique contribuant au bilan énergétique total à hauteur de 68.25% (*best fit* sur les données de Planck seul, [Planck Collaboration, 2013b](#)), et dont la valeur positive dominerait depuis peu (on précise ci-dessous ce que l'on entend par là) l'équation de l'accélération (1.7). Pur objet géométrique, nouvelle constante fondamentale caractéristique de la gravitation, densité d'énergie du vide ou subtile combinaison de tout cela, Λ ne nous a toujours pas révélé sa véritable nature (on trouvera des discussions intéressantes et complémentaires sur les diverses approches pour comprendre Λ par exemple dans [Nobbenhuis, 2006](#); [Padmanabhan, 2008](#); [Martin, 2012](#)). Au demeurant, ainsi que nous l'avons signalé dans le chapitre d'introduction, il est aujourd'hui loin d'être exclu que d'autres effets, d'autres *suspects cosmologiques* soient en fin de compte responsables, entièrement ou en partie, de l'accélération cosmique, voire de l'apparence d'accélération ([Mattsson, 2010](#)). Il nous faut donc multiplier les mesures et diversifier les sondes (ainsi que les cadres d'interprétation des données) pour cerner au mieux la responsabilité de chacun des suspects (on pourra consulter [Frieman et al., 2008](#), et surtout [Weinberg et al., 2013](#), pour se faire une

¹Mais tout de suite on se reprendrait, au vu des nombreuses pistes fécondes et stimulantes de recherche qu'elle a ouvert tant en cosmologie qu'en physique des interactions fondamentales et en mathématiques.

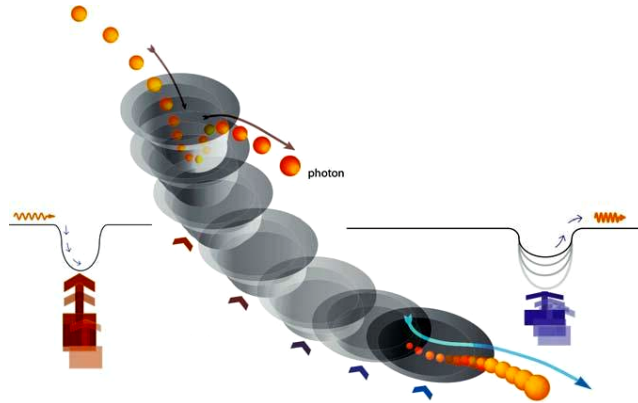


FIGURE 3.1: Schéma illustrant le principe de l'effet iSW. *Sur la gauche* : Quand un photon du CMB traverse une sur-densité, il perd en sortant autant d'énergie qu'il en gagne en entrant, pourvu que la profondeur du puits de potentiel gravitationnel ne varie pas en cours de route. *Sur la droite* : Sous l'effet de l'accélération de l'expansion, la profondeur du puits de potentiel s'amointrit, et le photon sort avec plus d'énergie qu'en entrant. Extrait et adapté de [D'Onofrio & Burigana \(2009, p.267\)](#).

idée de la diversité des sondes possibles). C'est ce que je me suis proposé de faire en particulier en exploitant l'effet Sachs-Wolfe intégré.

3.1 L'effet Sachs-Wolfe Intégré

Parmi les nombreuses sources d'anisotropies secondaires des fluctuations de température du CMB (pour une revue, voir [Aghanim et al., 2008](#)), l'effet Sachs-Wolfe intégré (iSW par la suite ; [Sachs & Wolfe, 1967](#)) occupe une place de choix en lien avec la constante cosmologique, et plus généralement avec le sujet de l'accélération de l'expansion. Considérons un photon du CMB. Le long de son trajet depuis sa dernière diffusion jusqu'à nous, il rencontre des fluctuations de potentiel gravitationnel. En tombant dans un puits de potentiel dû à une surdensité de matière (un amas de galaxies par exemple), ce photon gagne de l'énergie. Inversement bien sûr, au cours de la sortie du puits, le photon en perd. Si la profondeur du puits est restée constante au cours de la traversée, le bilan net, gain plus perte, est nul. Or, il s'avère que dans un univers dominé par la constante cosmologique, ou plus généralement par la courbure ou par une composante d'équation d'état non nulle, les puits de potentiels gravitationnels évoluent au cours du temps. Dans ce cas, le bilan net pour le photon est non nul (voir figure 3.1).

Cette variation d'énergie (i.e. de fréquence ou de longueur d'onde) se traduit par une anisotropie de température du CMB dans la direction de la trajectoire suivie par le photon. Cette anisotropie par rapport à la température moyenne du

CMB, mesurée dans la direction \hat{n} , s'exprime par

$$\delta T_{\text{iSW}}(\hat{n}) = -\frac{1}{c^2} \int_{\eta_r}^{\eta_0} d\eta e^{-\tau(\eta)} (\phi' + \psi') [(\eta_0 - \eta) \hat{n}, \eta] \quad (3.1)$$

où η_r désigne un temps conforme² initial de l'époque de radiation, η_0 est le temps conforme aujourd'hui, ϕ et ψ sont les potentiels gravitationnels de Bardeen dans la jauge de Newton conforme (ou longitudinale; voir par exemple [Kodama & Sasaki, 1984](#); [Mukhanov et al., 1992](#); [Durrer, 2005](#)), et $\tau(\eta)$ est la profondeur optique incluse ici pour rendre compte des effets d'atténuation dus à la réionisation. Les symboles primés désignent des grandeurs dérivées par rapport au temps conforme η . Remarquons que cet effet purement gravitationnel est indépendant de la longueur d'onde des photons.

En toute rigueur, il faut distinguer l'effet iSW *précoce* de l'effet iSW *tardif*. L'effet dit précoce est imprimé dans la carte des anisotropies du CMB encore dans les moments qui suivent de près la dernière diffusion des photons (survenue à $z = 1090.43 \pm 0.54$, [Planck Collaboration, 2013b](#)). Il est dû au fait que la contribution à l'expansion (équation 1.6) de la densité d'énergie relativiste n'est pas entièrement négligeable à cette époque (notons par exemple qu'avec une densité d'énergie relativiste actuelle $\Omega_{r,0} \simeq 9 \times 10^{-5}$, et dans le cadre d'un univers Euclidien, $k = 0$, on obtient encore $\Omega_r(z) = 10\% \Omega_{\text{Tot}}$ au redshift $z \simeq 383$). En pratique, du point de vue observationnel, l'effet précoce est d'ordinaire dissimulé, fondu, dans les cartes d'anisotropies primaires, puisque les inhomogénéités qui le génèrent sont pour le moment indétectables (cependant, certaines théories de la gravité autres que la Relativité Générale impliquent un effet précoce bien plus important. Ce dernier a donc été proposé comme sonde de gravité modifiée; voir [Zhang, 2006](#)). L'effet tardif est celui qui nous intéresse particulièrement ici. On peut donc l'imputer au fait que Λ domine depuis un certain temps le taux d'expansion de l'univers, $z \simeq 0.291$, et son accélération, $z \simeq 0.627$. Arrêtons-nous un instant pour souligner qu'en termes d'âge de l'univers, ces deux redshifts correspondent respectivement à 10.330 et 7.714 milliards d'années, soit 74.8% et 55.8% de son âge actuel³. Ainsi, dans le cadre Λ CDM, l'univers est dans une phase accélérée presque depuis la moitié de son existence déjà. L'accélération n'est donc vraiment pas si « récente » qu'on le lit ou qu'on l'entend dire (trop) souvent. Quoiqu'il en soit, dans un univers en expansion accélérée, les potentiels gravitationnels sont étirés plus vite qu'ils ne se creusent par la croissance des inhomogénéités de matière. Ils diminuent donc de profondeur, et l'effet iSW qui en résulte est un réhaussement de température sur les lignes de visée qui interceptent des amas de galaxies par exemple.

Il faut encore garder à l'esprit que l'effet dont nous venons brièvement de parler est causé par l'évolution temporelle des potentiels gravitationnels dans le ré-

²Le temps conforme η est défini par $d\eta = dt/a(t)$.

³J'ai calculé les redshifts cités, ainsi que les âges correspondants, à partir des équations (1.6) et (1.7) dans lesquelles j'ai inséré les valeurs des paramètres cosmologiques déterminés par [Planck Collaboration \(2013b\)](#).

gime linéaire de la formation des structures. En l'absence de contraintes anisotropes (viscosité), les potentiels de Bardeen sont égaux, et peuvent dans ce cas être compris comme une généralisation du potentiel gravitationnel Newtonien Φ . On peut alors relier ce potentiel au champ de contraste de densité de matière $\delta = \delta\rho/\bar{\rho}$ par l'équation de Poisson, et l'on obtient, dans l'espace de Fourier,

$$\Phi(\vec{k}, t) + \frac{3}{2}\Omega_{m,0} \frac{\delta(\vec{k}, t)}{a(t)} \left(\frac{H_0}{k}\right)^2 = 0. \quad (3.2)$$

La variation temporelle de Φ est donc directement donnée par celle de δ . Dans le régime linéaire, cette dernière s'écrit $\dot{\delta}(\vec{k}, t) = \dot{D}(t)\delta(\vec{k}, t = t_0)$, $D(t)$ étant le facteur de croissance linéaire. En insérant cela dans la dérivée de l'équation (3.2), on obtient

$$\dot{\Phi}(\vec{k}, t) - \frac{3}{2}\Omega_{m,0} \left(\frac{H_0}{k}\right)^2 \frac{\delta(\vec{k}, t)}{a(t)} H(t) (1 - f(t)) = 0, \quad (3.3)$$

où $f(t) = d\ln D(t)/d\ln a(t)$ est le taux de croissance linéaire. On montre facilement (voir par exemple [Coles & Lucchin, 2002](#)) que dans un univers euclidien dominé par la densité de matière non relativiste, $f(t) = 1$. Les potentiels gravitationnels restent alors constants et l'effet iSW disparaît, comme annoncé plus haut.

Bien entendu, il existe une contrepartie dans le régime non-linéaire. On parle alors par exemple d'effet Rees-Sciama (RS, [Rees & Sciama, 1968](#)). Du reste, il règne une certaine confusion dans la littérature, et l'on appelle parfois effet RS toute l'équation (3.1), ne réservant le nom d'effet Sachs-Wolfe intégré qu'au cas linéaire décrit au moyen de l'équation (3.3). En prenant en compte le deuxième ordre des perturbations, on peut montrer simplement (voir par exemple [Cai et al., 2010](#)), grâce à la conservation de la matière, que la dérivée temporelle de Φ fait également apparaître la densité d'impulsion divisée par la densité moyenne, i.e. $\vec{p}(\vec{r}, t) = [1 + \delta(\vec{r}, t)] \vec{v}(\vec{r}, t)$. On s'aperçoit donc que l'évolution temporelle du potentiel gravitationnel sur la ligne de visée fait aussi intervenir les perturbations de vitesse par rapport au flot de Hubble. L'on retrouve ici les effets non-linéaires associés à l'iSW, dont en particulier l'effet Birkinshaw-Gull ([Birkinshaw & Gull, 1983](#)). En vérité, dès que l'on examine les effets non-linéaires, on se perd un peu dans la nomenclature... et je ne suis pas certain que l'on possède une définition unique de ce que l'effet RS contient. Ce flou apparent provient essentiellement des schémas d'approximation utilisés dans la littérature qui, selon les cas, font ressortir divers termes (deuxième ordre en le contraste de densité δ , couplage de δ au champ de vitesse au premier ordre, etc.) On trouvera une comparaison des approches perturbatives newtonnienne et générale relativiste dans [Tomita & Inoue \(2008\)](#), puis une discussion détaillée des effets non-linéaires et de leur détectabilité dans l'article récent de [Merkel & Schäfer \(2013\)](#), voir aussi les références ci-dedans citées). Quoi qu'il en soit, la détection de l'effet RS semble difficile, voire impossible, par la corrélation croisée des relevés de galaxies et des anisotropies du CMB. Avec les caractéristiques de bruit de Planck et d'Euclid, le rapport signal-sur-bruit intégré jusqu'au multipôle $\ell = 3000$ ne donnerait une détection qu'à 0.77σ , et même le

cas idéal de mesures limitées uniquement par la variance cosmique ne permettrait d'atteindre que 3.22σ (Schäfer et al., 2011).

3.2 Amplitude et spectre de puissance

Revenons alors à l'effet iSW. Malheureusement, son amplitude est bien trop faible pour qu'on puisse le détecter à partir de structures cosmiques individuelles. Typiquement, l'amplitude de l'anisotropie de température due à l'effet iSW,

$$\left. \frac{\delta T}{T} \right|_{\text{iSW}} = 2 \int dt \frac{\dot{\Phi}}{c^2}, \quad (3.4)$$

créé par une structure de taille caractéristique L et de surdensité δ par rapport à la densité moyenne $\bar{\rho}_m$ de matière, peut être estimée comme suit. L'équation de Poisson nous indique que $\Phi \sim 4\pi G \bar{\rho}_m L^2 \delta$. La variation de la profondeur du puits au cours de sa traversée par les photons est $\dot{\Phi} \sim \Phi/\tau$ où τ est l'échelle de temps de variation. Quand Λ domine, cette échelle est comparable au temps caractéristique d'expansion de l'univers, donc $\tau \sim H^{-1}$. Le temps de traversée du puits est évidemment $\int dt \sim L/c$, et donc finalement

$$\left. \frac{\delta T}{T} \right|_{\text{iSW}} \sim 8\pi G L^3 c^{-3} H \bar{\rho}_m \delta. \quad (3.5)$$

En mettant à profit que $\bar{\rho}_m = \Omega_m \rho_c$, $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$, $H = H_0 \sqrt{\Omega_{\text{Tot}}}$ et $R_H = c/H_0$, on aboutit sans peine à

$$\left. \frac{\delta T}{T} \right|_{\text{iSW}} \sim 3 \left(\frac{L}{R_H} \right)^3 \Omega_m \sqrt{\Omega_{\text{Tot}}} \delta \sim 10^{-6} h^3 \left(\frac{L}{10 \text{ Mpc}} \right)^3 \frac{\delta}{10} \Omega_m \sqrt{\Omega_{\text{Tot}}}, \quad (3.6)$$

ce qui donne, pour une grande structure de taille $L \sim 10$ Mpc, non encore virialisée, de surdensité⁴ $\delta \sim 10$ et située à un redshift $z \sim 1$,

$$\left. \frac{\delta T}{T} \right|_{\text{iSW}} \sim 1.4 \times 10^{-6}. \quad (3.7)$$

Remarquons que cette valeur est extrêmement sensible à la taille des structures responsables de l'effet iSW. La dépendance en L^3 correspond bien à notre intuition que les plus grandes structures donnent naissance à l'effet le plus important.

⁴On pourrait penser qu'avec $\delta \sim 10$, on sort du régime linéaire, mais il faut garder à l'esprit que c'est la petitesse du potentiel gravitationnel qui compte, et non celle du contraste de densité. En effet, à partir de l'équation de Poisson, $\Phi/c^2 < 1$ équivaut à $\delta < (t_{\text{dyn}}/t_{\text{trav}})^2$, où t_{dyn} est le temps de variation du potentiel et t_{trav} est le temps de traversée de la structure par les photons. Clairement, δ peut déjà être macroscopique alors que Φ/c^2 est encore petit. Pour s'en convaincre sur un exemple frappant, il suffit de considérer le potentiel gravitationnel associé à un amas de galaxies. Typiquement, $\Phi \sim GM/R$, où M et R sont la masse et la taille de l'amas. Écrit autrement, $\Phi/c^2 \sim R_S/2R$ où R_S est le rayon de Schwarzschild de l'amas. Pour $M \sim 10^{14} M_\odot$ et $R \sim 1$ Mpc, on obtient $R_S \sim 3 \times 10^{17}$ m, et donc $\Phi/c^2 \sim 4.8 \times 10^{-6}$ seulement, alors que $\delta \sim 189$ déjà.

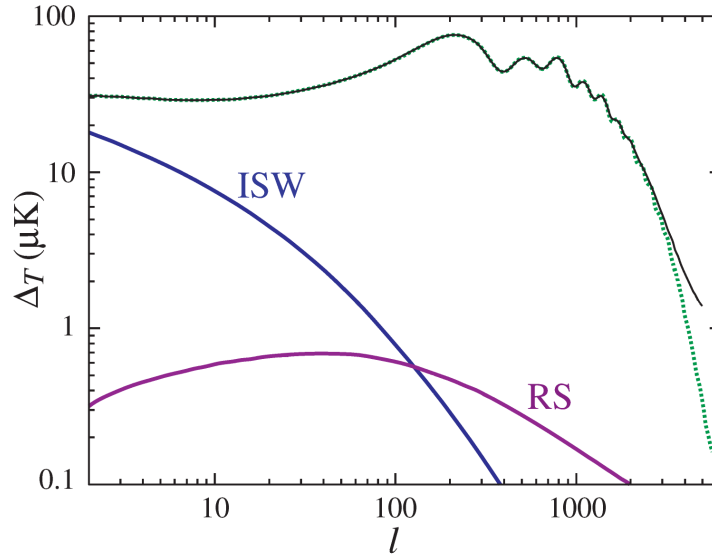


FIGURE 3.2: Contributions des effets iSW et RS au spectre de puissance angulaire des anisotropies de température du CMB. Extrait de [Hu & Dodelson \(2002\)](#).

Pour mieux le mettre en évidence, il sera donc pertinent d'identifier de véritables superstructures. De même, à travers $\Omega_m(z)$ et $\Omega_{\text{Tot}}(z)$, le redshift joue un rôle important, mais il ne faut pas oublier que l'estimation (3.7) n'est pas valable à haut redshift quand l'univers est dominé par $\Omega_m \sim 1$ et que l'effet iSW est en vérité négligeable. Quoiqu'il en soit, cette estimation simple est en excellent accord avec les diverses valeurs calculées de manière plus sophistiquée dans la littérature (on trouvera un résumé des amplitudes attendues générées par des superstructures dans [Nadathur et al., 2012](#))

Une amplitude de l'ordre de quelques 10^{-6} , c'est relativement faible par rapport à l'amplitude des anisotropies primordiales qui est de l'ordre de 10^{-5} . Cependant, une difficulté supplémentaire provient du fait même que l'effet iSW est un effet intégré. Depuis leur dernière diffusion jusqu'à leur détection, les photons du CMB ont traversé de nombreux potentiel gravitationnels. Il s'ensuit une forte compensation annulante des effets iSW générés par chaque structure individuelle. De fait, si l'on décompose les anisotropies dues à l'iSW sur les harmoniques sphériques, seules les contributions aux multipôles les plus bas subsistent, comme l'ont montré [Kofman & Starobinskii \(1985\)](#), correspondant typiquement à des échelles angulaires sur le ciel de l'ordre de 6° et plus.

La contribution de l'effet iSW aux grandes échelles se voit particulièrement bien sur la figure 3.2. En bleu (courbe étiquetée « ISW ») on représente le spectre de puissance angulaire obtenu à partir de la décomposition sur les harmoniques sphériques de l'expression (3.1). Pour un exposé synthétique de l'expression donnant le spectre de puissance angulaire, on pourra consulter la revue d'[Aghanim et al.](#)

(2008). Au voisinage du multipôle $l = 10$, la contribution de l'effet iSW ne représente que 26 % du spectre de puissance primordial, et c'est au quadrupôle ($l = 2$) que l'iSW contribue le plus. Cependant, dans ce domaine de multipôles, la variance cosmique anéantit, hélas, tout espoir de détection directe. De l'autre côté du spectre, aux échelles angulaires correspondant à la taille des amas et des superamas de galaxies, à cause de la compensation sur la ligne de visée, l'amplitude de l'effet iSW dû aux structures individuelles est véritablement ridicule, ce qui semble aussi inexorablement éliminer toute possibilité de détection et de mesure. Heureusement, il existe plusieurs moyens de mettre en évidence de façon claire et nette l'existence de cet effet, et par suite de le mettre à profit dans le cadre d'études des propriétés de l'énergie sombre. Parmi les quelques possibilités identifiées (voir par exemple Pogosian, 2006, pour d'autres propositions), je me suis concentré sur deux : la mesure du spectre de puissance croisé de l'effet iSW avec les traceurs de la distribution de matière, et la mesure de l'effet iSW dû aux superstructures par la technique dite de l'empilement.

3.3 Effet iSW et spectre de puissance croisé

Les équations (3.1) et (3.3) nous montrent que les anisotropies de température dues à l'effet iSW sont directement reliées à la distribution de la matière. On peut tirer profit de ce lien à travers le calcul du spectre de puissance croisé entre les anisotropies que l'on cherche à mettre en évidence et la distribution de la matière responsable de l'effet iSW. On trouvera le détail du calcul par exemple dans l'appendice de l'article de Garriga et al. (2004). À ma connaissance, Crittenden & Turok (1996) ont été les premiers à suggérer une telle approche, proposant à l'époque d'utiliser les données des satellites COBE⁵ et ROSAT⁶. Durant la dernière quinzaine d'années, cette approche a été très largement exploitée, en particulier grâce au développement de grands relevés de galaxies : Sloan Digital Sky Survey (SDSS, voir Ahn et al., 2013, pour la dernière diffusion de données en date), NRAO VLA Sky Survey (NVSS, Condon et al., 1998), Two Micron All Sky Survey (2MASS, Jarrett et al., 2000), etc. Les premières tentatives, hélas infructueuses, de détecter l'effet iSW par le biais de la corrélation croisée ont été celles de Boughn et al. (1998) et de Boughn & Crittenden (2002) qui ont combiné les données de COBE et HEAO1 A2 (fond de rayonnement X entre 2 et 10 keV ; voir Boldt, 1987), et celles de COBE et NVSS respectivement. Depuis l'avènement de WMAP⁷, ce sont évidemment les données de ce dernier qui ont été (sur-)exploitées pour l'étude de la corrélation croisée avec les divers relevés de galaxies dans diverses longueurs d'onde. En vérité, plus d'une vingtaine d'analyses de corrélation croisée des données WMAP avec divers traceurs des structures cosmiques à grande échelle ont été publiées depuis 2003. On en trouvera un tableau synthétique dans l'article de Dupé et al.

⁵ COsmic Background Explorer, <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe>

⁶ ROentgen SATellite, <http://www.dlr.de/en/rosat>

⁷ Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, <http://map.gsfc.nasa.gov>

(2011). Tout récemment, ce sont les données de WMAP après sept ans d'exploitation qui ont été utilisées, en combinaison avec celles de NVSS (Barreiro et al., 2013) ou de WISE (Goto et al., 2012), pour démontrer l'existence de l'effet iSW.

Pourquoi autant d'analyses ? Ce qui est remarquable, c'est la diversité des résultats publiés quant à la détection de l'iSW. En termes de signification statistique, ils vont de « nulle » à $\sim 4\sigma$. Les significations statistiques les plus élevées (4.5σ , voire plus de 5σ) sont obtenues en corrélant le CMB (WMAP) et une combinaison de données de plusieurs relevés (Giannantonio et al., 2008; Scranton, 2006; Giannantonio et al., 2012). Le plus étonnant cependant est que de nombreuses études s'appuyant sur les mêmes données rapportent des résultats différents, voire contradictoires ! Ce qui semble à première vue distinguer les diverses analyses, ce sont les méthodes employées pour mettre en évidence et mesurer la corrélation. En effet, plutôt que d'analyser les données dans l'espace des harmoniques sphériques, on peut s'attaquer au problème aussi bien dans l'espace des configurations que dans l'espace des ondelettes. Malheureusement, au second coup d'oeil, on s'aperçoit que les contradictions persistent au sein même de chaque classe d'approches employées. À ce stade si peu clair, il reste peu d'hypothèses plausibles pour rendre compte de la diversité des résultats publiés, et l'on est même tenté d'invoquer un biais « sociologique » (cf. Dupé et al., 2011).

Mais enfin, comment donc améliorer ces résultats ? Et comment consolider leur signification ? Du point de vue des approches, il semble essentiel de s'assurer que les méthodes et surtout les hypothèses employées (gaussianité du champ de galaxies en particulier) n'introduisent pas des biais significatifs dans les résultats obtenus (Dupé et al., 2011). Du point de vue du CMB, aux échelles pertinentes pour l'effet iSW, les données du satellite WMAP sont déjà optimales. Au demeurant, la différence entre les données de WMAP après un, trois, cinq, sept ou neuf ans d'exploitation ne devrait jouer aucun rôle. Bien entendu, le satellite Planck apporte des données de qualité meilleure, mais principalement à petite échelle grâce à la plus forte résolution de ses instruments. Ainsi, le progrès notable envisageable du côté du CMB est *simplement* une meilleure maîtrise des avant-plans. C'est donc du côté des grands relevés de galaxies, et plus généralement des traceurs de la structuration de la matière à grande échelle, qu'il faut se tourner.

On le devine sans peine, de ce côté-là, le rapport signal-sur-bruit étant proportionnel à $\sqrt{f_{\text{sky}}}$, c'est-à-dire à la racine carrée de la fraction du ciel commune aux cartes du CMB et des relevés de galaxies que l'on corrèle (Cooray, 2002; Afshordi, 2004), le facteur clef est la couverture du ciel, que l'on souhaite donc maximale. Cependant, pour atteindre des rapports signal-sur-bruit intéressants, deux autres facteurs limitants sont à prendre en compte, à savoir la densité de galaxies en nombre et la profondeur en redshift du relevé utilisé (Afshordi, 2004). Pour les instruments et les relevés du futur proche (DUNE⁸ – maintenant partie intégrante

⁸Dark UNiverse Explorer, Refregier & The DUNE Collaboration (2009)

de Euclid⁹ – Pan-STARRS¹⁰, LSST¹¹), d’après les analyses de Douspis et al. (2008), une détection à $\sim 5\sigma$ de l’iSW peut être espérée.

3.4 Perspectives de détection grâce au CIB

Ainsi donc, haute sensibilité, grande couverture du ciel, et profondeur importante en redshift sont les trois ingrédients essentiels pour obtenir une réponse définitive quant à la détection de l’iSW. Face à la situation relativement confuse des résultats actuels présentés dans la littérature, j’ai proposé, en collaboration avec Marian Douspis, d’explorer la possibilité de détection et de mesure de l’effet iSW par la corrélation croisée entre les anisotropies de température du CMB et les anisotropies du Fond Diffus Infrarouge (*Cosmic Infrared Background* en anglais, soit CIB par la suite. Pour une revue, voir par exemple Hauser & Dwek, 2001). Cette proposition a fait l’objet d’une étude menée principalement par mon étudiant en thèse Stéphane Ilić et a donné lieu à un article publié dans MNRAS (Ilić et al., 2011). Pourquoi le CIB est-il intéressant pour l’étude de l’effet iSW ? Précisément parce qu’il couvre en principe tout le ciel (fraction du ciel maximale dans le cas idéal) et qu’il sonde l’univers sur de très grandes profondeurs en redshift.

Voyons d’abord en quelques mots ce qu’est le CIB. Les seuls fonds cosmologiques véritablement diffus sont le CMB, le fond de neutrinos primordiaux (voir par exemple Hannestad & Brandbyge, 2010, et les références ci-dedans citées), et l’éventuel fond d’ondes gravitationnelles générées pendant l’inflation ou les transitions de phase dans l’univers primordial (e.g. Maggiore, 2000; Binétruy et al., 2012). Les autres fonds ne sont pas diffus par nature, mais sont en vérité faits par l’accumulation de l’émission de sources astrophysiques tout au long de l’histoire de l’univers. Cette émission cumulée n’est pas toujours résoluble à 100% en contributions de sources individuelles, principalement pour des raisons de confusion (voir par exemple Helou & Beichman, 1990).

Les principaux fonds cosmologiques étudiés jusqu’à présent sont les fonds électromagnétiques. Comme on l’a dit, celui qui nous intéresse particulièrement ici est le CIB. Découvert par Puget et al. (1996), son analyse a apporté et continue d’apporter des informations inestimables sur la formation et l’évolution des galaxies (Lagache et al., 2005). Les longueurs d’ondes délimitant le CIB sont environ 10 et 1000 microns, et les sources qui y contribuent sont les galaxies poussées à formation d’étoiles. L’époque la plus reculée susceptible d’avoir contribué à ce fond est, en principe, celle de la formation des toutes premières étoiles. Mais les contributions les plus récentes proviennent des plus bas redshifts, c’est-à-dire de l’univers déjà dominé par la constante cosmologique. De même que le CMB,

⁹Laureijs et al. (2011)

¹⁰Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System,
<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu>, Kaiser et al. (2002)

¹¹Large Synoptic Survey Telescope,
<http://www.lsst.org>, LSST Science Collaborations : Abell et al. (2009)

le CIB n'est pas parfaitement isotrope. Les anisotropies qu'il présente, détectées pour la première fois par [Lagache & Puget \(2000\)](#) et [Matsuhara et al. \(2000\)](#), sont sous-tendues par le champ de densité des galaxies émettrices en Infrarouge. Le spectre de puissance de ces anisotropies a été mesuré par divers instruments et un excès par rapport au bruit poissonnien, dû au regroupement des galaxies infrarouges, a pu être mis en évidence ([Grossan & Smoot, 2007](#); [Lagache et al., 2007](#); [Viero et al., 2009](#); [Hall et al., 2010](#); [Dunkley et al., 2011](#); [Hajian et al., 2012](#)). Plus récemment, les contributions linéaire et non-linéaire du regroupement des galaxies ont pu être isolées par l'analyse des données de Planck ([Planck Collaboration, 2011](#)) et de Herschel-SPIRE ([Amblard et al., 2011](#); [Viero et al., 2013](#)).

Les anisotropies du CIB tracent donc la distribution de matière et des potentiels gravitationnels sous-jacents. Notre idée a été d'étudier l'efficacité de la corrélation croisée entre le CIB et le CMB à détecter l'effet iSW. Pour cela, nous avons suivi les trois étapes suivantes.

1. Modélisation des anisotropies du CIB. Deux ingrédients de base sont indispensables. En premier lieu, il nous faut une description des anisotropies δT_{CIB} de la température d'antenne du CIB. À chaque fréquence ν , ces dernières sont obtenues par l'intégrale sur la ligne de visée du produit de l'émissivité infrarouge moyenne $\bar{j}(\nu, z)$ et de ses fluctuations $\delta j(\nu, \vec{r}, z)$ ([Knox et al., 2001](#)). Les fluctuations d'émissivité peuvent être directement liées au champ de contraste de densité $\delta(\vec{r}, z)$ par un facteur de biais $b_j(\nu, z)$. D'ordinaire, pour des analyses concernant en particulier les petites échelles spatiales, une approche de type HOD (*Halo Occupation Distribution*¹², cf. [Peacock & Smith, 2000](#); [Cooray & Sheth, 2002](#)) est suivie, mais puisque nous ne sommes intéressés que par les grandes échelles, celles où les surdensités sont encore linéaires, l'approche de [Knox et al. \(2001\)](#) est parfaitement suffisante. En second lieu, il nous faut aussi une description de l'émissivité moyenne des galaxies infrarouges, et nous avons pour cela mis à profit les résultats du modèle paramétrique conçu par [Béthermin et al. \(2011\)](#).

2. Calcul du spectre de puissance angulaire croisé CMB-CIB théorique. Pour chaque fréquence ν de mesure du CIB, à partir de la fonction de corrélation croisée $C(\theta_{1,2}, \nu) \doteq \langle \delta T_{\text{CIB}}(\nu, \hat{n}_1) \delta T_{\text{iSW}}(\hat{n}_2) \rangle$, nous avons obtenu l'expression du spectre de puissance croisé angulaire $C_\ell(\nu)$ par un calcul standard détaillé dans [Ilić et al. \(2011\)](#). Nous avons ensuite adapté le code numérique CROSS_CMBFAST ([Corasaniti et al., 2005](#), une modification de CMBFAST, [Seljak & Zaldarriaga, 1996](#)). Nous avons obtenu les courbes du spectre de la figure 3.3.

3. Analyse de la détectabilité par le calcul du rapport signal-sur-bruit. Nous avons enfin mené une étude extensive du rapport signal-sur-bruit en considérant successivement le cas idéal (ciel complet, cartes du CMB et du CIB sans bruit) pour toutes les longueurs d'ondes de la figure 3.3, et deux cas réalistes pour chaque fréquence pertinente de Planck-HFI ($f_{\text{sky}} = 0.75$ et $f_{\text{sky}} = 0.15$, prenant en compte les résidus éventuels de cirrus galactiques ainsi qu'une contamination possible

¹²Pour une introduction pédagogique, on pourra consulter le document *The Halo Model* rédigé par Andrew Zentner et disponible à l'adresse http://risa.stanford.edu/readings_463.php

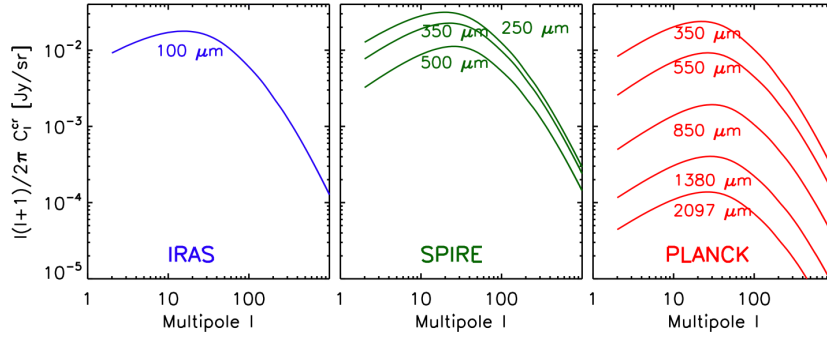


FIGURE 3.3: Spectre théorique de la corrélation croisée des anisotropies du CIB et du CMB. Les trois panneaux indiquent les différentes longueurs d’onde et les instruments considérés (IRAS, Herschel-SPIRE et Planck-HFI). Pour comparer les spectres non-biaisés à toutes ces longueurs d’ondes, le biais entre fluctuations d’émissivité et contraste de densité a été fixé à un. Ces courbes sont très semblables à celles qu’on obtient d’ordinaire en corrélant les relevés de galaxies évoqués dans le texte avec le CMB. Le signal de corrélation croisée semble être maximal pour $250\ \mu\text{m}$, ce qui correspond sans surprise au fait que la distribution spectrale d’énergie du CIB pique à des longueurs d’ondes voisines (voir par exemple [Dole et al., 2006](#)). Figure extraite de [Ilić et al. \(2011\)](#).

par le CMB dans les cartes du CIB). Enfin, nous avons estimé le profit que l’on tirerait en combinant les mesures du CIB à toutes les fréquences utiles de Planck-HFI en prenant en compte leurs covariances.

Les résultats peuvent être résumés par la table 3.1. Il est frappant de voir à quel point la corrélation des fluctuations du CIB et du CMB est théoriquement efficace pour détecter l’effet iSW. Même en ne considérant que le cas réaliste pessimiste où seuls 15% du ciel seraient exploitables, le signal-sur-bruit attendu est compétitif avec les significations statistiques de détection publiées dans la littérature et obtenues à partir des relevés de galaxies. Le cas optimiste (toutefois sans excès) correspondant à $f_{\text{sky}} = 0.75$ donne un signal-sur-bruit maximal de 5.88, très supérieur à la valeur 3 habituellement considérée comme suffisante pour affirmer une détection en astrophysique¹³. Il est remarquable que ces valeurs sont comparables, voire meilleures, que celles que l’on espère obtenir en corrélant les données de Planck avec celles des relevés de galaxies futurs optimaux ([Afshordi, 2004](#); [Douspis et al., 2008](#)). Bien entendu, pour une fraction du ciel f_{sky} donnée, ces valeurs dépendent de \mathcal{A}_{fg} et de f_{CMB} . Mesurée en unités de l’amplitude du spectre des anisotropies du CIB à $\ell = 10$, \mathcal{A}_{fg} est la quantité de résidus d’avant-plan qui éventuellement contaminent le spectre de puissance du CIB. Le second paramètre, f_{CMB} , mesure quant à lui la fraction de CMB résiduel dans les cartes

¹³Cette valeur serait largement satisfaisante même pour un physicien expérimental des particules pour qui la limite habituelle est 5.

Frequency (GHz)	857	545	353	217
Wavelength (μm)	350	550	850	1380
Perfect single S/N	6.26	6.83	6.98	6.95
joint S/N	7.12			
Realistic single S/N 1 $f_{\text{sky}} = 0.75, f_{\text{CMB}} = 1\%,$ $\mathcal{A}_{\text{fg}} = 1\%$	5.36	5.73	5.39	3.56
joint S/N	5.88			
Realistic single S/N 2 $f_{\text{sky}} = 0.15, f_{\text{CMB}} = 1\%,$ $\mathcal{A}_{\text{fg}} = 1\%$	2.40	2.56	2.41	1.59
joint S/N	2.63			

TABLE 3.1: Rapport signal-sur-bruit (« S/N ») total de la corrélation croisée CIB-CMB pour quatre fréquences de Planck-HFI. Les résultats sont donnés pour chaque fréquence (« single S/N ») ainsi que pour une analyse les combinant toutes (« joint S/N »), d'abord pour le cas idéal puis pour les deux cas réalistes évoqués dans le texte. \mathcal{A}_{fg} et f_{CMB} sont l'amplitude du spectre des cirrus galactiques résiduels et la fraction du CMB contaminant le spectre des anisotropies du CIB respectivement. \mathcal{A}_{fg} est mesurée en unités de C_{10}^{CIB} , l'amplitude du spectre des anisotropies du CIB à $\ell = 10$. Extrait de Ilić et al. (2011).

de CIB. Bien que f_{CMB} joue éventuellement un rôle non négligeable selon la fréquence, comme nous le rapportons dans l'article de Stéphane l'élément crucial est en vérité \mathcal{A}_{fg} . Par exemple, pour la fréquence optimale de détection que nous avons identifiée comme étant 545 GHz, dans le cas $f_{\text{sky}} = 0.75$, il suffit que $\mathcal{A}_{\text{fg}} \leq 0.7$ pour obtenir une détection à plus de 5 sigmas, pour toute valeur réaliste de f_{CMB} . Le cas $f_{\text{sky}} = 0.15$ requiert quant à lui une contamination absolument minimale, idéalement nulle, par les avant-plans et résidu CMB plus faible que quelques pourcents pour atteindre, au mieux, une signification de 2.5 sigmas.

Comme on le voit, le nerf de la guerre sera d'extraire des données des missions spatiales une carte du CIB couvrant la fraction du ciel la plus grande possible (et de préférence contigüe pour ne pas introduire dans l'analyse de corrélation croisée des échelles intermédiaires artificielles). Ce n'est pas une mince affaire, pour un ensemble de raisons. D'une part les observatoires n'ont pas vocation à couvrir « à l'aveugle » ni l'entièreté, ni une grande fraction du ciel. C'est le cas par exemple du télescope Herschel dont les diverses zones du ciel observées constituant le relevé HerMES¹⁴ et utilisables pour l'obtention du spectre de puissance des anisotropies du CIB totalisent une surface d'à peine 70 degrés carrés, soit 0.175 % du ciel complet. En conséquence, ce n'est qu'aux très petites échelles angulaires, i.e. en dessous de cinq arcminutes, que le spectre du CIB a pu être reconstruit à partir des

¹⁴Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey, <http://hermes.sussex.ac.uk>

données de l'instrument SPIRE (Viero et al., 2013). Cela représente un domaine de multipôles supérieurs à $\ell \sim 2160$, hélas totalement inutilisable pour la corrélation croisée avec l'iSW¹⁵. D'autre part, pour les télescopes spatiaux qui effectuent des relevés du ciel complet, le problème vient des contaminants des avant-plans, en particulier de l'émission IR de la poussière galactique. Même en utilisant des champs relativement grands et propres (en effectuant par exemple un seuillage sur la densité de colonne en H I), on ne peut se débarrasser du fait que l'émissivité des poussières varie spatialement sur ces grandes échelles angulaires, et modéliser ces variations n'est pas une mince affaire. Il faudra donc d'abord trouver une méthode puissante et astucieuse de séparation de composantes avant de pouvoir chercher la corrélation croisée du CMB et du CIB pour mesurer l'effet iSW.

3.5 L'effet iSW révélé par les superstructures

Il existe cependant une approche différente et complémentaire pour détecter l'effet iSW. Souvenons-nous de la figure 3.2 : l'effet iSW devrait se manifester particulièrement aux grandes échelles. Cependant, nous l'avons dit, à ces échelles, la variance cosmique empêche toute détection *directe* dans les anisotropies du CMB. Existerait-il un moyen de battre cette limitation ? Y a-t-il une approche qui permettrait de contourner la variance cosmique ? L'idéal serait de mesurer directement l'effet iSW dû à une ou des structure(s) individuelle(s), mais l'amplitude typique attendue (eq. 3.2), en comparaison à celle des anisotropies primordiales par exemple, rend cette détection improbable.

Face à ce constat, on ne peut manquer de s'inspirer des études qui ont permis la résolution du CIB (par exemple Dole et al., 2006; Bavouzet, 2008) et de recourir à la technique de l'empilement (*stacking* en anglais), comme l'ont fait Granett et al. (2008, G08 par la suite). En découpant dans les cartes du CMB de WMAP des vignettes centrées sur les grandes structures (vides cosmiques ou amas de galaxies) puis en les moyennant, le signal éventuel de l'effet iSW devrait ressortir, et même être mesurable par des techniques de photométrie d'ouverture. Pour tout cela, il suffit simplement de connaître la position dans le ciel des structures cosmiques intéressantes. À cette fin, G08 ont appliqué des algorithmes basés sur la tessellation de Voronoï¹⁶ au catalogue des galaxies infrarouges lumineuses¹⁷ de SDSS, et ont identifié plusieurs centaines de super-amas et de super-vides. Ne retenant que les superstructures les plus significatives (du point de vue de leur sur-densité par rapport à une distribution poissonnienne de points), ils ont construit un ca-

¹⁵L'analyse des anisotropies du CIB dans ce sous-ensemble des champs HerMES a notamment permis d'identifier, grâce au formalisme HOD étendu de Shang et al. (2012), la masse minimale des halos susceptibles d'héberger des galaxies infra-rouges, et la masse des halos au sein desquels la majeure partie de la formation stellaire s'est produite entre $z = 1$ et $z = 3$ (Viero et al., 2013).

¹⁶VOBOZ (VORONOÏ BOUND ZONES, Neyrinck et al., 2005) et ZOBOV (ZONES BORDERING ON VOIDNESS Neyrinck, 2008)

¹⁷Les *Luminous Red Galaxies*, ou LRG, sont connues pour être des traceurs biaisés du champ de densité de matière (e.g. Tegmark et al., 2006).

talogue¹⁸ de 50 super-vides et de 50 super-amas. Ce catalogue contient plusieurs informations, dont la position sur le ciel, le redshift, la taille et les caractéristiques en densité des superstructures. Enfin, leur analyse par empilement et photométrie d'ouverture a conduit G08 à annoncer la mesure d'un écart de température de $-11.3 \mu\text{K}$ à 3.7σ pour les super-vides et de $7.9 \mu\text{K}$ à 2.6σ pour les super-amas à la température moyenne du CMB, à une échelle angulaire de 4° en photométrie d'ouverture¹⁹. Selon eux, « the most likely explanation for this is that [they] detect the ISW effect ». En combinant les deux types de structures, ils obtiennent une valeur moyenne de $9.6 \mu\text{K}$ à plus de 4σ . Comme ils le soulignent, une telle amplitude dépasse fortement la valeur typique de $4.2 \mu\text{K}$ attendue dans le cadre ΛCDM . Notons que d'autres analyses, plus classiques (corrélation croisée des traceurs de la distribution de matière avec les anisotropies de température du CMB), obtiennent parfois un signal également plus fort que prévu dans le cadre ΛCDM (e.g. Ho et al., 2008; Giannantonio et al., 2012; Goto et al., 2012). Les significances statistiques sont cependant plus faibles et ne permettent pas d'exclure un simple fait du hasard. Du reste, ces analyses peuvent souffrir fortement de problèmes liés à la variance cosmique, comme l'illustrent clairement les résultats récents de Kovács et al. (2013).

Par ailleurs, la recherche de l'effet iSW par la technique de l'empilement faite par G08 revient en quelque sorte à corrélérer uniquement les pics et les creux des potentiels gravitationnels dérivés dans le temps avec les anisotropies de température du CMB. Or, comme l'ont remarqué Giannantonio et al. (2012), dans le cas prévu où ces potentiels sont gaussiens, on ne s'attend pas à ce que cette corrélation soit meilleure que la corrélation croisée des champs (de potentiel et de température) eux-mêmes. Il est donc très étonnant que le signal iSW soit annoncé avec une signification aussi forte par G08.

Enfin, de manière assez laconique, une particularité, tout de même, est relevée dans leur article : la taille angulaire typique des superstructures trouvées dans SDSS par les algorithmes VOBOZ et ZOBOV est inférieure aux 4° mis en évidence par la photométrie d'ouverture (les vides et les pleins de leur catalogue ont en fait un rayon angulaire typique de 3.5° et de 1.8° respectivement – voir Ilić et al., 2013; Planck Collaboration, 2013a). Pour rendre compte de l'écart entre ces deux tailles angulaires, G08 suggèrent que les algorithmes de détection sous-estiment la taille des structures. Cependant, devrait-on vraiment s'attendre à une correspondance parfaite entre la taille mise en évidence par la photométrie d'ouverture et la taille angulaire sur le ciel des superstructures examinées ? Nous verrons plus loin que rien n'est moins sûr, et qu'en vérité, le maximum de signification statistique du signal détecté par photométrie devrait être obtenu pour des ouvertures plutôt *deux fois plus petites*.

La grande amplitude du signal ainsi que la forte signification statistique rapportées par G08 ont stimulé de nombreuses études. Selon Hunt & Sarkar (2010) par

¹⁸Catalogue disponible à l'adresse <http://ifa.hawaii.edu/cosmowave/supervoids/>

¹⁹Remarquons que cette valeur correspond par ailleurs à l'échelle donnée par les multipôles où pique d'ordinaire le spectre de corrélation croisée entre le CMB et les traceurs de structures à grande échelle, c.f. Fig. 3.3 et Afshordi (2004) par exemple.

exemple, si l'on identifie vraiment le signal de G08 à l'iSW généré dans le cadre Λ CDM, alors on est forcé de conclure que les LRG sont des traceurs *sous-biaisés* du champ de matière, ce qui est en complète contradiction avec ce que l'on sait par ailleurs de ces galaxies (e.g. [Mandelbaum et al., 2013](#)). En examinant les statistiques des fluctuations extrêmes dans un champ gaussien, [Pápai & Szapudi \(2010\)](#) ont quant à eux montré qu'il n'était pas impossible d'obtenir des amplitudes d'iSW très semblables à celles trouvées par G08, même dans le cadre Λ CDM, pourvu que l'on n'imposait pas des profils de masse compensés. Cependant, revisitant cette analyse, [Nadathur et al. \(2012\)](#) affirment que Λ CDM ne permet pas qu'il y ait 50 super-vides ni 50 super-densités dans le volume sondé par les LRG de SDSS qui conduiraient à des amplitudes de température moyenne en photométrie d'ouverture aussi élevées que celles annoncées par G08... Nous pourrions poursuivre l'énumération de résultats contradictoires ou incompatibles encore longtemps, mais pour résumer la situation, on s'accordera pour l'heure à dire, avec S. Hotchkiss, que « le “mystère de l'iSW” se creuse considérablement²⁰. »

3.6 Détecter l'effet iSW par l'empilement de vides

Le profond sentiment de confusion qui se dégage de la situation esquissée ci-dessus ne nous a pas laissés en paix, Stéphane Ilić, Marian Douspis et moi. Pour sortir de la confusion, il faut procéder en deux étapes complémentaires. En premier lieu, avant même de chercher une interprétation en termes d'effet iSW, il est indispensable de comprendre en détail ce que les données et la méthode pour les obtenir sont à même de nous révéler. En second lieu, il faut construire une méthode simple et néanmoins exacte pour déterminer *ab initio* quel est le signal que l'on est censé obtenir dans un cadre cosmologique donné.

Nous nous sommes tout d'abord attaqués au premier point. Les résultats de G08 sont-ils spécifiques à leur catalogue de super-structures ? Les retrouve-t-on avec d'autres catalogues et d'autres données CMB ? Sont-ils susceptibles d'avoir été artificiellement augmentés par des effets de sélection a posteriori ? Pour répondre à ces questions, nous avons entrepris d'étendre l'approche de G08 à des catalogues de superstructures plus complets et d'utiliser des cartes du CMB plus récentes. Puisque la détection de l'effet iSW par l'empilement de super-amas est a priori davantage susceptible aux contaminations d'ordre astrophysique (sources et poussières dans les structures), nous avons choisi de nous concentrer sur les super-vides. Afin de reproduire leurs résultats et de les mettre à l'épreuve de données complémentaires, nous avons considéré le catalogue de G08 en parallèle à ceux publiés par [Pan et al. \(2012\)](#) et [Sutter et al. \(2012, S12 par la suite\)](#). Les caractéristiques de ces vides sont résumés par la figure 3.4. Dans une approche préliminaire, nous avons aussi examiné les catalogues de super-amas de [Einasto et al. \(2001\)](#) et d'amas de galaxies de [Piffaretti et al. \(2011\)](#) sans rien obtenir de

²⁰<http://trenchesofdiscovery.blogspot.fi/2013/02/the-isw-mystery-deepens-considerably.html>

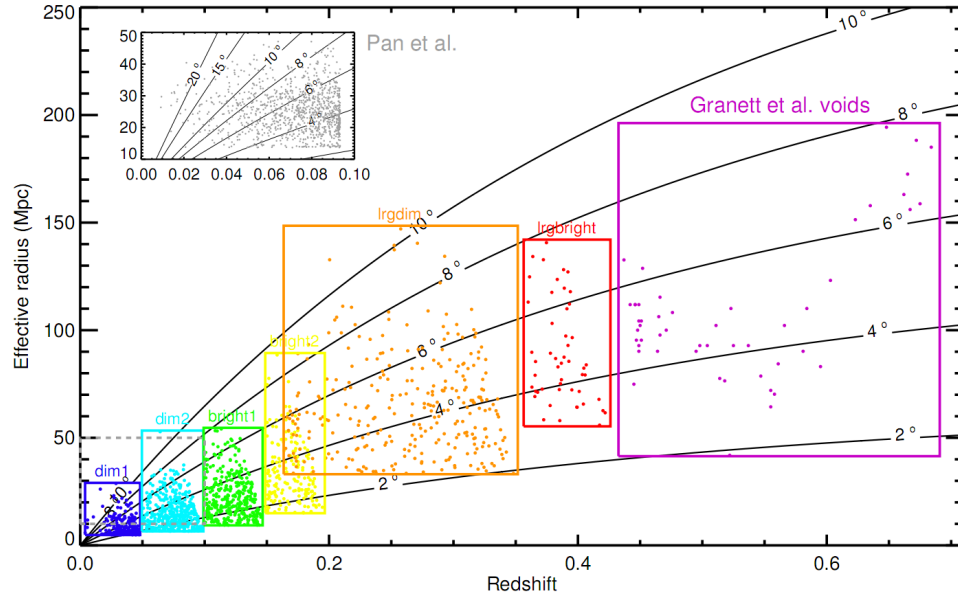


FIGURE 3.4: Rayons effectifs (en Mpc) en fonction du redshift des vides de [Granett et al. \(2008\)](#), [Pan et al. \(2012\)](#) et [Sutter et al. \(2012\)](#). Les courbes indiquent la taille angulaire (en degrés). Extrait de [Ilić \(2013, version corrigée de Ilić et al., 2013\)](#).

concluant, très probablement à cause de la taille relativement petite de ces sur-densités.

Les résultats de cette étude, menée habilement par mon étudiant en thèse Stéphane Ilić, sont déroutants ([Ilić et al., 2013](#)). À partir du catalogue de super-vides de G08, nous avons appliqué une procédure détaillée d'empilement, de calcul de photométrie d'ouverture et d'estimation des significances (par une approche Monte Carlo) à la carte du CMB fournie par WMAP après sept ans d'exploitation (WMAP-7 – G08 ont utilisé celles de WMAP-5, mais le ciel CMB n'a pas changé entre-temps, et le signal iSW ne devrait que marginalement profiter de la réduction du bruit). Nous avons pris soin de soustraire toute contamination résiduelle soit par les avant-plans ou les sources ponctuelles, soit par la contribution d'anisotropies primaires du CMB aux très grandes échelles (correspondant à la première dizaine de multipôles). Par cette procédure, nous avons essentiellement reproduit les résultats de G08 en obtenant, dans les trois bandes de fréquence Q, V et W de WMAP, un décretement de température de $-10.8 \mu\text{K}$ (au lieu de $-11.3 \mu\text{K}$), à une ouverture angulaire de 3.7° (au lieu de 4°), et un rapport signal à bruit d'environ 3.3 (au lieu de 3.7). À la différence de G08, nous avons obtenu le profil continu de photométrie d'ouverture sur les 50 vides empilés. Simultanément, nous avons mesuré aussi le profil de température. Cela nous a permis de mieux identifier l'ouverture angulaire correspondant au décretement maximal, et de mettre en évidence deux importantes caractéristiques non discutées dans G08. Dans le profil de tem-

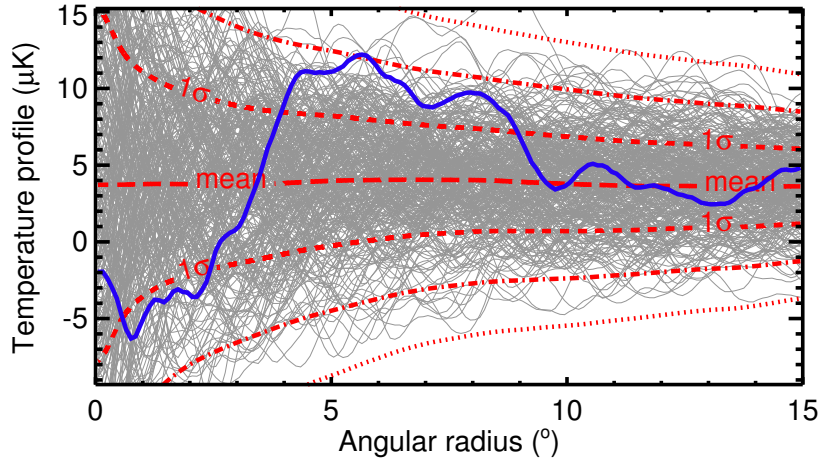


FIGURE 3.5: Profil de température mesuré sur les 50 vides empilés de GR08 dans la carte du CMB de la bande V de WMAP lissée à 30.6'. En rouge, les tirets longs représentent le profil moyen calculé de 14000 empilements aléatoires. On représente aussi les distributions des profils aléatoires à 1σ (tirets), 2σ (tirets-pointillés) et 3σ (pointillés). En traits fins et gris, on montre à titre d'illustration quelques centaines de profils moyens calculés sur 50 positions aléatoires sur le ciel. Figure extraite de [Ilić et al. \(2013\)](#).

pérature, d'une part la partie centrale froide ne ressort pas de manière extraordinairement forte (à 1σ seulement) par rapport au bruit statistique. D'autre part, nous avons mesuré (à près de 2σ) un excès de température dans un grand anneau (entre 3.5° et 10°) entourant le décrement central (voir figure 3.5). En interprétant le signal détecté comme étant dû à l'effet ISW, on devrait conclure que cet anneau est la trace de fortes surdensités très étendues enveloppant les vides. Une telle configuration semble assez improbable, comme semblent du reste l'indiquer les analyses de [Ceccarelli et al. \(2013\)](#) qui montrent, dans des données réelles construites à partir de vides identifiés dans le SDSS, qu'à la différence des petits vides, les grands ne sont pas, en moyenne, entourés de zones sur-denses²¹.

L'application de la même procédure aux catalogues de [Pan et al. \(2012\)](#) et de S12 nous a clairement démontré qu'il fallait remettre à l'échelle entre elles toutes les vignettes découpées dans la carte du CMB pour espérer détecter quoi que ce soit de significatif. En effet, leurs vides, contrairement à ceux de G08, sont bien plus dispersés en taille angulaire (cf. figure 3.4). Moyenner naïvement les vignettes découpées autour d'eux dans la carte du CMB a pour effet de diluer les décrets de température. Ensuite, pour optimiser la détection, après les avoir examinés un par un, nous avons préféré combiner les sous-ensembles du catalogue de S12 pour

²¹Notons toutefois que l'algorithme d'identification qu'ils utilisent, ainsi que le redshift maximal très bas ($z = 0.08$) qu'ils choisissent pour des raisons de statistique, ne leur ont permis d'identifier que 131 vides de rayon compris entre 5 et $22 h^{-1}$ Mpc seulement, ce qui est très différent des caractéristiques des super-vides de G08.

procéder à l'empilement en allant du plus grand vide au plus petit. Par une procédure de tâtonnement systématique décrite dans [Ilić et al. \(2013\)](#), nous avons identifié que l'empilement des 231 (ou des 983) plus gros vides de S12 donnait le rapport signal à bruit maximal : 2.38σ (respectivement 2.20σ) seulement. (Aucun signal significatif n'a pu être détecté avec le catalogue de [Pan et al., 2012](#).) Mise à part la grande différence d'avec le signal à bruit annoncé par G08, d'autres points sont frappants. D'abord, l'amplitude du décrétement est bien plus faible : à peine $-4 \mu\text{K}$ ($-2 \mu\text{K}$ respectivement) contre $-10.8 \mu\text{K}$. Cela peut néanmoins se comprendre comme étant dû au fait qu'en empilant de plus en plus de vides classés par taille décroissante, on diminue nécessairement la valeur moyenne du signal. C'est le second point qui est le plus révélateur d'un désaccord fondamental entre le signal que nous détectons avec G08 ou avec S12 : le maximum du rapport signal à bruit est obtenu pour des tailles angulaires bien plus faibles avec S12 qu'avec G08. Pour être plus précis, la procédure de remise à l'échelle nous a permis de montrer que le signal ressortait pour environ 0.54 fois la taille effective des vides de S12, indépendamment du nombre de vides empilés. La même procédure appliquée aux vides de G08 met en lumière dans le signal détecté une taille d'environ 0.9 fois la taille effective des vides. Notons que la même étude que nous avons appliquée non plus aux vides mais aux super-amas de G08 a fait même ressortir un rapport d'échelles extraordinairement grand de 2.6 (c.f. [Planck Collaboration, 2013a](#)) ! Il est à noter qu'intuitivement, on s'attend plutôt à ce que la photométrie d'ouverture fasse ressortir un facteur de l'ordre de 0.5 pour des raisons géométriques : les vides sont en réalité de forme plutôt ellipsoïdale prolata (d'ellipticité voisine de deux, cf. S12), et leurs orientations sont a priori aléatoires. Par ailleurs, des études théoriques, basées sur des simulations numériques, confortent cette intuition (par exemple [Cai et al., 2013](#), obtiennent dans leurs simulations une détection optimale de l'effet iSW pour un angle d'ouverture correspondant à ~ 0.6 fois la taille effective des vides²²).

Il est à noter que l'application de la méthode développée par Stéphane à la carte du CMB fournie par Planck a conduit à des résultats très semblables à tout ce qu'on vient de dire. On les trouvera résumés dans la section 5, *Stacking of large-scale structures*, que nous avons rédigée dans l'article dédié à l'effet iSW mesuré par [Planck Collaboration \(2013a\)](#). Ces résultats projettent l'ombre du doute sur l'association du signal détecté par G08 (puis par [Ilić et al., 2013](#), et par [Planck Collaboration, 2013a](#), avec les vides de G08) avec l'effet iSW. Nous avons en plus été intrigués par le faible nombre de vides (50) qui leur suffisaient pour la détection. En vérité, comme on l'a dit au paragraphe 3.5, G08 ont d'abord identifié 631 vides et 2836 amas dans leur catalogue de LRG, et n'ont retenu que les plus significatifs. Cela a-t-il introduit un biais de sélection dans leur analyse ? Ne pouvant accéder à leur ensemble complet de vides et d'amas, nous avons examiné l'impact de di-

²²Notons que [Cai et al. \(2013\)](#) ont retiré leur article du processus de publication à cause d'erreurs qui s'étaient glissées à leur insu dans la partie reposant sur les données réelles (voir plus loin). Leur conclusions théoriques, basées notamment sur les simulations numériques, demeurent quant à elles correctes.

verses sélections a posteriori sur le rapport signal à bruit. Nous avons montré qu'il était très facile d'augmenter très fortement ce dernier, de manière artificielle et à n'importe quelle ouverture de photométrie, si l'on ne répliquait pas exactement la même sélection dans le calcul Monte Carlo du bruit.

Enfin, au cours de notre analyse, le catalogue de S12 a été plusieurs fois remis à jour pour rendre compte des corrections d'erreurs dans leur algorithme d'identification des vides²³. Bien que ces mises à jour ne modifiaient pas les conclusions de l'article de S12, elles ont eu des impacts dramatiques sur notre étude. En effet, nous avons détecté un décrement de type iSW à $\sim 2.5 \sigma$ avec le sous-ensemble « bright2 » de la version de juillet du catalogue. Or, dans sa dernière version, ce sous-ensemble est tellement différent qu'il conduit à la mise en évidence d'un excès de température à presque 2σ ! Il en ressort que la version de juillet nous a menés à une détection totalement fortuite. Le signal ne peut être associé à l'effet iSW dû aux vides bien qu'il en ait eu l'entière apparence.

Il faut donc conclure ce paragraphe en soulignant fortement l'importance de bien maîtriser les algorithmes de détection des super-structures dans les catalogues de galaxies. Du reste, comme l'ont montré Colberg et al. (2008) dans une étude comparative, même si les divers algorithmes qui existent sont robustes, les conclusions qu'on en tire ne sont pas nécessairement identiques ne serait-ce qu'à cause des différences de *définition* de ce qu'est un vide. Par ailleurs, notre étude montre qu'il est sans doute prématuré de conclure, comme le font Nadathur et al. (2012) par exemple, que le modèle Λ CDM est mis en défaut par l'effet iSW dû aux superstructures.

3.7 Description théorique d'un vide cosmique

Le second point indispensable est d'obtenir les valeurs théoriques des amplitudes du signal et de leur signifiante statistique. L'un des problèmes des approches habituelles qui vont dans ce sens est que les calculs sont faits à la suite d'approximations, en particulier celle qui consiste à considérer seulement le régime linéaire de la formation des structures. Bien que cela paraisse légitime a priori (voir la note 4 page 41), il ne faut pas oublier que ces calculs ne rendent pas compte de manière complète de toutes les variations de potentiel gravitationnel que les photons du CMB rencontrent sur leur chemin. En particulier, considérons par exemple un vide cosmique isolé dans un univers critique. En tant que sous-densité, son expansion est plus rapide que celle du reste de l'univers. Ainsi, sa formation résulte en une accumulation de la matière sur ses bords. De fait, le vide sous-dense se retrouve théoriquement délimité par une sorte d'enveloppe sur-dense qu'il faut donc en principe prendre en compte pour calculer l'effet iSW exact attendu.

Pour mieux cerner la signification des résultats obtenus par Ilić et al. (2013) et Planck Collaboration (2013a), il nous faut donc construire une description théo-

²³Ce sont ces erreurs-là qui se sont répercutées dans une partie de l'étude de Cai et al. (2013) et qui les ont forcés à rétracter leur article.

rique d'un vide cosmique, pour ensuite propager à travers lui les photons du CMB. J'ai suggéré à Stéphane Ilić de s'attaquer à ce problème dans le cadre de sa thèse de doctorat en mettant à profit le fait que les vides cosmiques deviennent de plus en plus sphériques²⁴ au cours de leur évolution (Icke, 1984, – de plus, la forme sphérique des vides est stable, Sato & Maeda, 1983). En conséquence, pour obtenir une solution exacte au problème posé, il est naturel de les représenter comme des zones sous-denses d'espace à symétrie sphérique décrites par la métrique de Lemaître-Tolman-Bondi (voir par exemple Bolejko et al., 2005, 2009) plongées dans un univers FLRW. J'ai commencé à m'intéresser de près à la métrique LTB au cours du stage de première année de magistère de physique fondamentale de Jean-Baptiste Durrive et Clément Stahl, en juin–juillet 2011. Nous avons alors fait une analyse comparée des métriques LTB et FLRW, simplifié les équations d'Einstein selon la métrique, et examiné les classes de solutions possibles pour des inhomogénéités sphériques, en particulier les régions sous-denses (Durrive & Stahl, 2011). Par la suite, nous avons initié une étude systématique des vides et de leur évolution en fonction des conditions initiales avec mon doctorant Stéphane Ilić, ce qui lui a permis d'obtenir des prédictions claires de la signature par effet iSW exact (i.e. complet) que les régions sous-denses ont dû laisser dans le CMB (Ilić, 2013).

D'une façon générale, la métrique LTB prend a priori la forme

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + A^2(r, t) dr^2 + B^2(r, t) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (3.8)$$

où l'isotropie autour de l'origine du système de coordonnées et l'inhomogénéité radiale sont manifestes. En insérant cette forme dans les équations d'Einstein 1.1, dans lesquelles on ne considère qu'un fluide sans pression de densité d'énergie $\rho(r, t)$ à symétrie sphérique, on peut facilement montrer (e.g. Enqvist, 2008) qu'elle se résume à

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + \frac{R_{,r}^2(r, t)}{1 + 2E(r)} dr^2 + R^2(r, t) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (3.9)$$

où $R_{,r}$ est la dérivée partielle par rapport à r de la distance angulaire $R(r, t)$. À partir de cette dernière, on peut immédiatement définir les taux d'expansion radiale $H_{\parallel} \doteq \dot{R}_{,r}/R_{,r}$ et transverse $H_{\perp} \doteq \dot{R}/R$ (les symboles coiffés d'un point sont ici des dérivées partielles par rapport au temps t). La fonction arbitraire $E(r)$, parfois appelée « fonction énergie », détermine la courbure de l'espace à chaque valeur de r . Elle tire son nom de l'équation satisfaite par R ,

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GMc^2}{R} - \frac{\Lambda c^2}{6} R^2 = Ec^2, \quad (3.10)$$

où $M = M(r)$ est une nouvelle fonction d'intégration arbitraire, appelée parfois « fonction de masse » car donnée par $M(r)c^2 = \iiint d^3\vec{r} \sqrt{-g} T_{00}$ (Bondi, 1947). L'équation (3.10) est une sorte de loi de conservation de l'énergie (par unité de masse),

²⁴Cela reste correct tant qu'ils ne percolent pas.

puisqu'en interprétant les deux premiers termes comme une énergie cinétique et une énergie potentielle d'attraction gravitationnelle, Ec^2 prend le sens de l'énergie totale, pourvu que l'on considère le troisième terme du membre de gauche comme une énergie potentielle élastique. Une constante cosmologique positive conduit, ici encore bien sûr, à une expansion accélérée. La résolution de (3.10) fait apparaître une troisième (et dernière) fonction arbitraire $t_B(r)$, appelée « temps de boum » (ou plutôt *bang time* en anglais). Elle porte l'information sur l'instant du Big Bang en fonction de la distance à l'origine qui, contrairement au modèle homogène et isotrope, ne survient pas forcément de manière simultanée en tous les points dans les modèles LTB. L'équation (3.9) étant invariante par toute reparamétrisation de la coordonnée radiale r , on peut choisir l'une des trois fonctions $E(r)$, $M(r)$ et $t_B(r)$ de façon arbitraire. On trouvera une analyse très complète de la métrique LTB en particulier dans le deuxième chapitre de [Bolejko et al. \(2009\)](#).

Le recours à cette métrique pour décrire des vides cosmiques n'est pas nouveau ([Olson & Silk, 1979](#); [Hausman et al., 1983](#); [Bonnor & Chamorro, 1990](#); [Mészáros, 1993](#), etc.) De nombreux auteurs ont récemment utilisé des modèles d'univers à symétrie sphérique pour rendre compte des mesures de luminosité des supernovæ de type Ia et montrer que l'on pouvait parfaitement, dans ce cadre, se passer de constante cosmologique (e.g. [Célérier, 2000](#); [Biswas et al., 2007](#); [February et al., 2010](#); [Biswas et al., 2010](#); [Clarkson & Regis, 2011](#)). La plupart de ces approches, cependant, nécessitent l'abandon du Principe Copernicien, puisqu'en ajustant les données cosmologiques disponibles, on s'aperçoit que les modèles sont viables pourvu que l'on se trouve dans un très proche voisinage ($\leq 50 - 60$ Mpc) du centre d'une surdensité ou d'un vide de grande taille (plusieurs centaines de Mpc, voire plus d'un Gpc de rayon). S'il est vrai que les observations actuelles tendent à rejeter une telle possibilité ([Moss et al., 2011](#); [Marra & Notari, 2011](#)), il serait tout de même prématuré d'abandonner l'étude des modèles LTB ([Célérier, 2012](#)), ne serait-ce que dans la mesure où ils nous aident à mieux comprendre les limites du modèle standard Λ CDM de la cosmologie. Il faut de nouveau souligner, ici sans doute plus fortement encore, l'importance de combiner un maximum d'observables pour contraindre au mieux les possibilités théoriques. En particulier, ne s'intéresser qu'aux distances de luminosité des supernovæ est totalement insuffisant, puisqu'en vertu d'un théorème démontré par [Mustapha et al. \(1997\)](#), on trouvera toujours un choix des fonctions arbitraires de la métrique LTB qui permettra d'ajuster parfaitement les données sans avoir recours à la constante cosmologique. Enfin, signalons l'existence des modèles, appelés de manière générique *Swiss Cheese Cosmology*, qui tentent de comprendre l'effet des inhomogénéités, manifestement présentes dans l'univers, au moyen de régions sphériques, généralement sous-denses (vides), plongées dans un univers FLRW, et distribuées soit en réseau (pour simplifier), soit de manière aléatoire, selon diverses distributions de tailles ([Bona & Stela, 1987](#); [Ribeiro, 1992](#); [Kozaki & Nakao, 2002](#); [Biswas & Notari, 2008](#); [Marra et al., 2008](#); [Vanderveld et al., 2008](#); [Valkenburg, 2009](#)).

3.8 Prédiction de l'effet iSW dû aux vides cosmiques

Mon intérêt pour la métrique LTB est double. En plus de jeter une lumière crue sur la place fondamentale du Principe Cosmologique dans le modèle standard, elle s'offre à des fins pratiques exactes dans le cadre de ce dernier. Ma démarche a donc été pour l'instant moins ambitieuse que celle d'« expliquer » l'accélération de l'expansion de l'univers sans avoir recours à Λ . En regard des difficultés que pose l'interprétation des résultats issus de la combinaison des données CMB et des catalogues de vides cosmiques (voir paragraphe 3.6), j'ai proposé que nous obtenions, avec Stéphane Ilić et Marian Douspis, la prédiction exacte de l'effet iSW que subissent les photons du CMB lors de la traversée de vides cosmiques, en utilisant la métrique LTB. Bien sûr, nous nous sommes aperçus assez vite que nous n'étions pas les premiers à concevoir une telle idée. La première étude de ce genre est sans doute celle de [Panek \(1992\)](#), suivi de près par d'autres (e.g. [Baccigalupi et al., 1997](#); [Rakić et al., 2006](#)). Remarquons qu'il existe de nombreuses études qui considèrent des modèles simplifiés, au prix cependant de discontinuités non physiques aux bords des vides (e.g. [Sakai et al., 1999](#); [Inoue & Silk, 2006, 2007](#)).

Dans notre approche, nous avons pris soin de respecter les conditions de jonctions de Darmois-Israel ([Darmois, 1927](#); [Israel, 1966, 1967](#)) pour éviter toute pathologie²⁵ en plongeant, de manière lisse, les vides décrits par la métrique LTB dans un univers global satisfaisant la métrique FLRW euclidienne (voir aussi [Vanderveld et al., 2008](#)). Notre premier objectif était de comprendre s'il était possible, et dans quelles conditions sur les profils initiaux au moment de la dernière diffusion, de reproduire ainsi des vides ayant les caractéristiques (rayon, profondeur, redshift) de ceux du catalogue de G08. Comme nous le rapportons dans [Ilić et al. \(2012b\)](#), on peut les obtenir très facilement, ce qui n'est pas étonnant vu l'arbitraire a priori des fonctions $E(r)$, $M(r)$ et $t_B(r)$.

Ensuite, toujours en jouant sur les paramètres des profils initiaux, en explorant les configurations réalistes des sous-densités à $z \sim 1100$, nous avons résolu de manière numérique les équations de propagation des photons depuis le CMB jusqu'à nous pour déterminer les décréments de températures subis lors de la traversée des vides. En nous concentrant tout d'abord sur les trajectoires interceptant le diamètre des vides, nous avons exploré l'espace des paramètres, et montré que des décréments allant de $-0.1 \mu\text{K}$ à $-100 \mu\text{K}$ environ étaient possibles, et donc que la valeur moyenne de $-11.3 \mu\text{K}$ rapportée par G08 ne semblait pas ahurissante a priori.

En vérité, les problèmes ressurgissent dès que l'on calcule l'effet iSW moyen produit par l'ensemble des 50 vides de G08, ou du moins par les 50 vides analogues que nous avons générés par la métrique LTB. En exigeant que nos analogues reproduisent les distributions en taille, en redshift et en profondeur centrale des vides de G08, nous obtenons certes un décrement moyen voisin de $-11 \mu\text{K}$ ([Ilić,](#)

²⁵ Les conditions de jonction sont indispensables pour que l'union de deux métriques solutions des équations d'Einstein, décrivant deux régions distinctes de l'espace-temps (e.g. intérieur-extérieur), soit encore solution de ces mêmes équations.

2013). Cette valeur, en accord avec les résultats de G08, est en contradiction avec d'autres prédictions théoriques formulées, elles, à partir de la théorie des perturbations linéaires gaussiennes dans le cadre Λ CDM de FLRW (e.g. Nadathur et al., 2012). Cependant, on montre aussi que, conformément aux intuitions que l'on a développées ci-dessus (cf. paragraphe 3.2), nos analogues de vides les plus grands produisent l'effet iSW le plus prononcé. Retirer la contribution des dix plus grands vides du calcul théorique diminue bien l'amplitude de l'effet iSW moyen. En revanche, retirer les dix plus gros vides du catalogue de G08 de la procédure d'empilement appliquée aux données ne change pratiquement pas la valeur du décrément moyen mesuré (Ilić et al., 2012b)! Enfin, à partir des vides LTB analogues à ceux de G08, nous obtenons, pour des ouvertures angulaires inférieures à 4° un profil de température moyen en excellent accord avec ce que nous avons obtenu sur les données dans Ilić et al. (2013). Par contre, même en poussant les caractéristiques des vides LTB à l'extrême, nous n'avons jamais réussi à obtenir un profil qui reproduise l'excès de température que l'on voit entre 3.5° et 10° dans la figure 3.5.

Ce que nous montrent les données de G08 est donc assez incompréhensible pour le moment. Il faut pousser les analyses plus avant pour aboutir, in fine, à reproduire par la théorie les résultats de G08 et d'Ilić et al. (2013). De tels résultats théoriques seront le fruit d'au moins une carte de CMB simulée contenant les anisotropies primordiales, de vides LTB générés avec des tailles, profondeurs et redshifts identiques à ceux de G08, et d'un programme numérique résolvant exactement les géodésiques menant les photons du CMB jusqu'à nous à travers ces vides. C'est précisément ce que Stéphane a déjà entrepris, et nous sommes en mesure désormais de refaire l'analyse par empilement sur les données simulées. Les premiers résultats, cependant, ne semblent pas promettre le comblement du fossé entre la théorie et les mesures de l'effet iSW à partir des catalogues de G08 et de S12 (Ilić, 2013)...

3.9 Perspectives

Les perspectives de ces travaux sont nombreuses. Bien entendu, l'une des premières choses à faire sera d'appliquer le calcul de la corrélation croisée CMB–CIB sur les données réelles. Stéphane a déjà exploré les toutes premières possibilités sur le champ GASS²⁶ qui représente le relevé d'émission de H I à grande échelle de plus haute résolution dans l'hémisphère sud. Ses résultats préliminaires sont encourageants (Ilić, 2013) mais, comme on l'a dit au paragraphe 3.4, il faut affiner encore les modèles d'émission de poussière pour obtenir des cartes de CIB suffisamment grandes et propres de toute contamination par les cirrus galactiques.

Du côté des structures individuelles, les possibilités pour poursuivre les travaux mentionnés ci-dessus sont encore plus riches. En effet, du point de vue de la

²⁶The Parks Galactic All-Sky Survey, <http://www.atnf.csiro.au/research/GASS>, e.g. Kalberla et al. (2010).

théorie, munis des outils de simulation de vides par la métrique LTB et de calcul de la propagation des photons (trajectoire + énergie), nous pouvons relaxer certaines de nos premières hypothèses. En particulier, il suffira de peu d'efforts pour modifier les codes et examiner l'impact d'une géométrie de fond non euclidienne sur la prédiction de l'effet iSW. Par ailleurs, il faudra aussi explorer de nouveaux profils de vides, en particulier des profils de densité non-compensés dont on sait que les effets gravitationnels sur les photons sont plus prononcés (e.g. [Pápai & Szapudi, 2010](#); [Zhan, 2011](#)). Afin de se prémunir contre des artefacts de modélisation et de résolution numérique, il faudra prendre soin, plus ici encore qu'avec des vides compensés, de définir correctement à la fois la géométrie de fond et la procédure de plongement de ces vides LTB dans cette dernière, ce qui n'est pas a priori évident (voir par exemple [Biswas et al., 2010](#)), surtout si l'on considère la possibilité d'univers FLRW à géométrie sphérique ([Khakshournia & Mansouri, 2008](#)).

Enfin, du côté observationnel, les relevés du futur sont pleins de promesses. Euclid, notamment (mais aussi LSST), fera un relevé d'un milliard de galaxies, entre $z \simeq 0.7$ et $z \simeq 3$, sur au moins 15000 deg^2 (idéalement 20000 deg^2). Les données qu'il fournira seront parfaites, bien sûr, pour mesurer l'effet iSW par corrélation croisée du relevé de galaxies avec les anisotropies de température du CMB de Planck. Mais il sera aussi très intéressant de mener une étude de l'effet iWS au travers des super-structures qui seront identifiées dans ce relevé. Du reste, comme on le suggère au paragraphe 3.6, l'identification des super-structures sera un point préalable absolument crucial de l'étude. L'analyse des vides, spécialement, est tout d'abord tributaire de la définition-même que l'on adopte pour les identifier. Bien que les accords entre différentes définitions et procédures semblent encourageants, il n'en demeure pas moins que la dispersion des nombres et des tailles de vides identifiés dans un même catalogue de galaxies reste grande ([Colberg et al., 2008](#)). Les études futures bénéficieront grandement de l'amélioration des algorithmes d'identification par leur application aux données produites par de grandes simulations de la formation de la toile cosmique. Il sera important d'utiliser les simulations qui réussissent à capturer les plus grandes échelles, voisines de l'échelle de Hubble, comme par exemple le Jubilee Project²⁷, ou encore le DEUS Project²⁸ et le Horizon Run 3²⁹, afin d'échantillonner correctement la distribution statistique des structures les plus extrêmes ([Watson et al., 2013](#)).

²⁷Le *JUropa huBbLE volumE simulation project*, <http://jubilee.ft.uam.es>, a produit une simulation N -corps de formation des structures d'un volume de $6 h^{-1} \text{ Gpc}$ de côté.

²⁸Le *Dark Energy Universe Simulations Project*, <http://www.deus-consortium.org>, a quant à lui obtenu la première simulation à N -corps de tout l'univers observable ([Alimi et al., 2012](#)).

²⁹Le HR3, <http://sdss.kias.re.kr/astro/Horizon-Run23>, est une simulation N -corps de la structuration de l'univers représentant un volume de $(10.815 h^{-1} \text{ Gpc})^3$ ([Kim et al., 2011](#)).

RÉIONISATION COSMIQUE

Je serai dans ce chapitre bien plus bref que dans les deux précédents. La réionisation cosmique, que l'on peut considérer comme la dernière « transition de phase majeure » de l'Univers, est un sujet passionnant par sa richesse et sa complexité. Je n'ai pu, pour le moment, m'y intéresser qu'en parallèle à mes activités personnelles de recherche et d'enseignement principales. Mon intérêt pour cet actif domaine de recherche remonte néanmoins à mes premiers pas en cosmologie puisqu'il est né à l'occasion de la proposition de mécanisme de magnétogenèse que nous avons esquissée d'abord dans [Langer et al. \(2003\)](#) puis perfectionnée dans [Langer et al. \(2005\)](#). Enfin, comme je l'ai aussi mentionné dans le chapitre 2, je me suis intéressé à certains aspects théoriques de la formation des étoiles de Population III qui ont sans doute initié l'époque de la réionisation ([Silk & Langer, 2006](#)).

Mais enfin, de quoi s'agit-il ici ? Qu'est-ce que la réionisation cosmique et que cherche-t-on à en savoir ? En vérité, on s'en doute, notre connaissance de l'univers jeune est très loin d'être complète. Bien que nous sachions que l'univers est passé d'un stade essentiellement neutre vers un stade essentiellement ionisé lorsqu'il était vieux d'environ huit cent millions d'années, nous ne savons pas quelles ont été les principales sources des photons ionisants. S'agit-il des premières étoiles, les PopIII ? Des premières galaxies naines ou des quasars ? La désintégration ou l'annihilation de particules exotiques (de matière noire) ont-elles contribué de façon significative ? Voilà quelques-unes des questions fondamentales qui restent ouvertes. On trouvera une très bonne introduction générale tant aux processus physiques de la réionisation qu'aux informations observationnelles actuellement en notre possession dans le chapitre « The Epoch of Reionization » de [Zaroubi \(2013\)](#). En complément, le lecteur pourra se reporter à la revue synthétique de

Finlator (2011)¹. Enfin, pour une première introduction à l'époque de la réionisation, qui naturellement coïncide avec celle de la formation des toutes premières étoiles et galaxies, on pourra consulter profitablement le petit (mais suffisamment complet et agréable à lire) livre de Loeb (2010), *How did the first stars and galaxies form ?*, que je recommande volontiers aussi à mes étudiants en stage².

En sait-on vraiment si peu sur la réionisation ? Non, tout de même, puisque nous avons accompli de nombreux progrès depuis une quinzaine d'années, à la fois du côté des observations et du côté de la théorie. L'analyse des spectres d'absorption des quasars distants a permis par exemple de comprendre que la réionisation était achevée à des redshifts $z \leq 6$ (Fan et al., 2002). Les variations de la profondeur optique effective d'absorption Lyman- α en fonction des lignes de visée vers les quasars les plus lointains ont aussi montré, comme on le soupçonnait, que la fin de la réionisation n'a pas été uniforme (Fan et al., 2006b). L'analyse des données du CMB et la détermination des paramètres cosmologiques, dont en particulier la profondeur optique τ de diffusion Thomson introduite au chapitre 1, nous apprend que la réionisation a sans doute eu lieu à $z_{\text{reion}} \simeq 11$ (Hinshaw et al., 2013; Planck Collaboration, 2013b).

Du reste, que signifie le redshift de réionisation z_{reion} ? Il faut se méfier, car le sens de ce paramètre n'est pas sans ambiguïté dans la littérature scientifique. On tend néanmoins vers la définition unique selon laquelle z_{reion} est choisi comme le redshift de l'époque où la fraction d'ionisation moyenne $x_e(z)$ atteint la moitié de sa valeur maximale. Bien sûr, cette définition même n'est claire que si l'ionisation globale n'a cru que de façon monotone, et d'autres scénarios plus sophistiqués sont, pour le moment, possibles. D'ailleurs, les valeurs obtenues à partir des données du CMB reposent toutes sur l'hypothèse de travail simple selon laquelle l'ionisation n'a augmenté que de manière douce, « en marche d'escalier » symétrique en redshift, généralement modélisée par une variante simple de

$$x_e(z) = \frac{f}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{z - z_{\text{reion}}}{\Delta z} \right) \right]. \quad (4.1)$$

L'ionisation étant définie par $x_e \doteq n_e/n_H$, c'est-à-dire comme le rapport entre la densité d'électrons libres et la densité totale de noyaux d'hydrogènes (i.e. neutres et ionisés), le facteur f , quand tout l'hydrogène et tout l'hélium sont complètement ionisés, vaut $f = 1 + 2f_{\text{He}}$, où $f_{\text{He}} \doteq n_{\text{He}}/n_H$ est le rapport entre la densité totale de noyaux d'hélium et la densité totale de noyaux d'hydrogène. On obtient $f_{\text{He}} \simeq 8.23\%$, et donc $f \simeq 1.165$, avec les abondances cosmiques primordiales³. À la fin de la réionisation, cependant, l'hélium n'est ionisé qu'une fois, et alors on obtient $f = 1 + f_{\text{He}} \simeq 1.083$.

¹Cette revue est disponible en ligne en libre accès :

<http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=149>

²Je leur suggère, cependant, de le lire avec un esprit particulièrement attentif et critique pour qu'ils repèrent les discrètes erreurs d'interprétation qui se sont malencontreusement glissées notamment dans le deuxième chapitre...

³La fraction f_{He} est simplement reliée à la fraction de masse primordiale en hélium, issue de la nucléosynthèse primordiale, $Y_p = 24.77\%$ (Peimbert et al., 2007), par $f_{\text{He}} = Y_p/4(1 - Y_p)$.

Dans l'expression (4.1), Δz représente naturellement ce que l'on appelle la durée de la réionisation. Cette fois encore, il faut bien s'assurer de ce que les divers articles entendent par là. Notons par exemple que dans l'expression ci-dessus, à $z = z_{\text{reion}} + \Delta z/2$ et à $z = z_{\text{reion}} - \Delta z/2$, la fraction ionisée vaut 26.9 f % et 73.1 f % respectivement. D'autres modélisations de $x_e(z)$ font intervenir des Δz qui marquent l'intervalle en redshift pendant lequel la fraction ionisée passe plutôt de 10 f % à 90 f %. Quoi qu'il en soit, nous n'avons pas encore beaucoup de contraintes observationnelles sur la durée de la réionisation. Cependant, dans le cadre du modèle de l'équation 4.1, en mesurant la brillance radio totale du ciel entre 100 et 200 MHz par leur dispositif EDGES⁴, Bowman & Rogers (2010) ont pu confirmer que la réionisation ne s'est pas déroulée de manière abrupte, mais plutôt sur un intervalle de redshifts $\Delta z > 0.06$. Par ailleurs, à partir de l'analyse du spectre de puissance des anisotropies de température du CMB mesuré par le South Pole Telescope aux très petites échelles angulaires, Zahn et al. (2012) annoncent que la durée de la réionisation est $\Delta z \leq 7.9$. Remarquons que, justement, leur définition de Δz est différente, puisqu'elle correspond à l'intervalle entre $x_e = 20\%$ et $x_e = 99\%$. Enfin, leur résultat sera très probablement revu lorsque nous aurons compris et modélisé correctement les corrélations qui existent entre l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique produit par les amas de galaxies et le fond cosmique infrarouge produit par les galaxies poussiéreuses.

Du point de vue théorique, de grands progrès ont été accomplis dans la modélisation de la réionisation et dans les pistes observationnelles dégagées pour identifier à terme la contribution exacte des différentes sources possibles. Je recommande au lecteur intéressé de consulter en particulier Barkana & Loeb (2001), Ciardi & Ferrara (2005), Furlanetto et al. (2006), Choudhury (2009) et le livre complet de Loeb & Furlanetto (2013). Pour résumer rapidement, le consensus actuel est que les quasars n'ont probablement pas fait l'essentiel de la réionisation (Loeb, 2009) puisqu'ils n'ont contribué, au maximum, qu'à hauteur de cinq pourcent au flux nécessaire pour maintenir l'univers ionisé à $z \leq 6$ (Willott et al., 2010). De même, les étoiles de première génération, les PopIII, ont sans doute initié la réionisation, mais les effets de rétroaction (radiatif, mécanique et chimique, cf. Ciardi & Ferrara, 2005) auxquels elles donnent naissance suppriment par une sorte d'auto-régulation leur formation et leur activité. De fait, elles n'ont sans doute pas été les responsables principales de la réionisation (e.g. Ricotti et al., 2002; Wang et al., 2009). Ainsi, bien qu'il subsiste des incertitudes dans la modélisation (principalement fraction d'échappement des photons ionisants, facteur de grumelosité ou *clumping factor*, fonction de luminosité des premières galaxies), les modèles et les observations semblent converger vers la conclusion que ce sont des galaxies à faible luminosité, non encore détectées, des sortes de « galaxies naines primordiales », qui ont dominé l'essentiel de la réionisation (e.g. Raičević et al., 2011; Kuhlen & Faucher-Giguère, 2012; Bouwens et al., 2012; Robertson et al., 2013).

⁴Experiment to Detect the Global EoR Step,
<http://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/Edges/>

Pour trancher entre les diverses possibilités, et surtout pour évaluer les contributions relatives des diverses sources possibles, il faut multiplier les observations susceptibles de révéler les différentes signatures attendues. C’est dans cette optique que j’ai contribué à une série d’études, notamment sur la corrélation croisée du CMB et des anisotropies de la température de brillance à 21cm que mesurent les interféromètres radio dédiés.

4.1 Dévoiler la réionisation par les corrélations croisées

Pour tirer profit au maximum de la coïncidence temporelle heureuse de la mission Planck et du radio-télescope LOFAR, j’ai consacré une partie de mes recherches à la prédiction du signal mesurable par ces instruments en exploitation conjointe. C’était aussi l’occasion pour moi de m’impliquer fortement dans l’encadrement d’un chercheur post-doctoral, Hiroyuki Tashiro, qui a mené ses recherches à l’Institut d’Astrophysique Spatiale de septembre 2006 à septembre 2009.

Par le calcul, au premier et au deuxième ordre, de la corrélation croisée des anisotropies de température et de polarisation du CMB (Planck) avec les fluctuations de la température de brillance à 21cm de la transition hyperfine de l’hydrogène neutre (LOFAR, SKA), nous avons identifié (Tashiro et al., 2008b; Jelić et al., 2010; Tashiro et al., 2011, voir aussi Alvarez et al., 2006 et Adshead & Furlanetto, 2008) les signatures caractéristiques qui permettront de répondre à une partie des questions toujours en suspens, par exemple sur le moment de la réionisation et sur sa durée (voir figure 4.1). Nous avons également estimé la détectabilité de ces signatures avec les instruments actuels (Planck et LOFAR) mais aussi avec ceux du futur (SKA). Malheureusement, le signal, bien que caractéristique des sources de la réionisation, sera assez difficile à détecter, comme nous l’avons montré dans Tashiro et al. (2010) et Tashiro et al. (2011). Un exemple est donné dans la figure 4.2, pour laquelle nous avons considéré deux types de sources possibles de réionisation, les quasars d’une part et les populations stellaires des galaxies primordiales d’autre part, en suivant l’approche de Furlanetto et al. (2004) et de McQuinn et al. (2005). Selon ses caractéristiques, chaque source produit autour d’elle une sphère de Strömberg différente. Le gaz ionisé à l’intérieur de ces bulles rediffuse les photons du CMB par effet Compton inverse, et cela produit un effet Sunyaev-Zel’dovich thermique supplémentaire qui s’imprime dans les anisotropies du CMB. Spatialement, les bulles ionisées sont le négatif des zones neutres traçables, elles, par la raie à 21cm. Cette anti-corrélation spatiale se voit dans le spectre de puissance croisé angulaire selon les échelles soit comme une corrélation, soit comme une anti-corrélation, avec des signatures caractéristiques du modèle de sources (figure 4.2, graphe (a)). La détectabilité de ces signatures, cependant, est faible, comme le montre le graphe (b) de la figure 4.2. Pour une fraction du ciel donnée ($f_{\text{sky}} \simeq 2\%$ pour SKA), la source principale d’incertitude est le bruit instrumental des observations à 21cm (Tashiro et al., 2011), en supposant que les avant-plans radio ont pu être correctement soustraits (on trouvera une

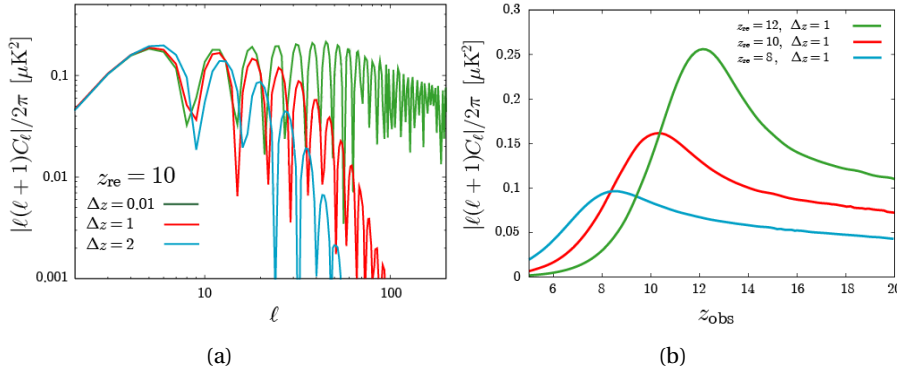


FIGURE 4.1: Exemple de signature de la réionisation dans la corrélation entre le CMB et la raie à 21cm. On a supposé ici que $x_e(z) = (1 + \exp[(z - z_{\text{re}})/\Delta z])^{-1}$, avec $z_{\text{re}} = 10$ (nous avons négligé la contribution de l'hélium une fois ionisé). (a) : Spectre de puissance croisé entre les anisotropies de la température de brillance à 21cm et le mode E des anisotropies polarisées du CMB. La durée de la réionisation amortit fortement les oscillations aux petites échelles angulaires. (b) : La position et l'amplitude du premier pic observé sur la figure (a) varient fortement avec le redshift de réionisation z_{re} . Le paramètre z_{obs} correspond au redshift d'observation de la raie à 21cm. Extrait et adapté de [Tashiro et al. \(2008b\)](#).

discussion détaillée des avant-plans et des techniques de soustraction dans [Moraes & Wyithe, 2010](#)). Augmenter la sensibilité des instruments radio sera donc essentiel pour détecter la corrélation croisée 21cm & CMB.

L'étude de la réionisation, notamment par la corrélation croisée du CMB et de la raie à 21cm, est non seulement excitante, intéressante et utile du point de vue de la recherche, mais elle offre aussi, selon moi, un excellent cadre pédagogique. Par elle-même, la réionisation met en jeu de nombreux processus génériques, physiques et astrophysiques (photoionisation et propagation des fronts d'ionisation, chauffage et refroidissement du gaz, structure hyperfine de l'atome d'hydrogène, couplage Wouthuysen-Field, etc.), qui permettent de mettre en pratique la physique que l'on apprend dans les cursus fondamentaux. Par ailleurs, puisqu'il s'agit d'une étape clef dans l'évolution de l'univers dans son ensemble, tous ces processus doivent être inscrits dans le cadre cosmologique Λ CDM, qu'il est donc indispensable de connaître aussi, tant par ses facettes globales que par celles qui décrivent la formation des structures. De même, les aspects mathématiques des analyses que cette approche implique requièrent d'approfondir et de mettre en application ses connaissances en probabilités, méthodes statistiques et outils numériques. Enfin, comme on va le voir ci-dessous, il n'est pas impossible que la transition de l'état globalement neutre à l'état globalement ionisé soit partiellement due à la contribution de particules exotiques, au-delà du modèle standard. Étudier la réionisation permet donc aussi, éventuellement, d'aborder cer-

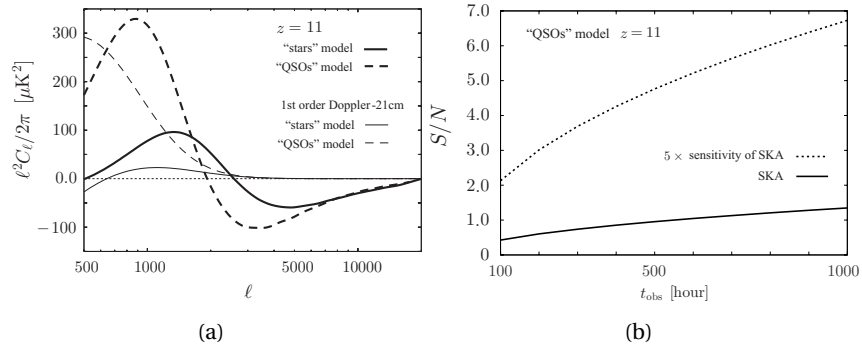


FIGURE 4.2: Corrélation croisée CMB-21cm et détectabilité. (a) : Aux premier et deuxième ordres, spectre de puissance croisé entre les anisotropies de température du CMB et celles de la température de brillance à 21cm. On a considéré deux modèles extrêmes de réionisation : due aux quasars uniquement (“QSOs”) ou aux galaxies primordiales (“stars”). On a supposé $z_{\text{reion}} = 11$. Les courbes en trait épais correspondent au cas inhomogène d’ionisation, les traits fins au cas homogène. (b) : Rapport signal-à-bruit donnant les conditions de la détectabilité par SKA et Planck du spectre de puissance de la figure de gauche, en fonction du temps d’intégration par SKA. Par souci de clarté, on n’a reproduit ici que les résultats du modèle “QSOs”. Le modèle “stars” donne un rapport S/N environ cinq fois plus faible. Figures extraites de [Tashiro et al. \(2011\)](#).

taines notions de base de la physique des particules (cinématique relativiste, section efficace, temps de vie, rapport d’embranchement, conservation de nombres quantiques) dans un cadre cosmologique (*freeze-out* et reliques thermiques).

Les questions auxquelles l’étude de la réionisation vise à répondre sont aussi particulièrement stimulantes pour les étudiants qui désirent s’initier à la recherche fondamentale. Qu’on y songe donc : *Quelles ont été les toutes premières sources lumineuses ? Quand et comment se sont-elles formées ? Quel impact sur l’évolution de l’univers ont-elles eu ? Pourra-t-on les détecter directement, ou indirectement ? Quand la réionisation a-t-elle été achevée ? La physique au delà du modèle standard doit-elle être nécessairement invoquée ?* Est-il seulement possible, pour des jeunes physiciens en devenir, de rester insensible au vertige des perspectives qu’ouvrent de telles questions ? C’est pour cela et pour toute la richesse de la physique impliquée que j’ai proposé à plusieurs reprises des sujets de stages directement liés à la réionisation. J’ai eu alors le bonheur, depuis plusieurs années, d’encadrer des étudiants très doués et profondément motivés. Tout d’abord, c’est pour étudier l’impact des particules exotiques sur la réionisation et le CMB que j’ai accueilli pour la première fois à l’IAS, en juin-juillet 2008, Stéphane Ilić pour son stage de Licence 3 & première année de Magistère ([Ilić, 2008](#)). Initialement, il s’agissait simplement d’un stage d’initiation, mais notre collaboration a été tellement fertile qu’elle a donné lieu à des travaux que nous avons poursuivis bien

au-delà et dont on reparlera au paragraphe suivant. Ensuite, en avril–juin 2010, c’est Dimitri Douchin qui nous a rejoints, pour une initiation à la cosmologie des structures avant de débiter sa thèse sur les nébuleuses planétaires à Montpellier et Sydney. Grâce aux travaux très efficaces qu’il a menés dans le cadre de son stage de M2 fait sous ma direction, nous avons pu comprendre en profondeur la corrélation croisée du CMB et de la raie à 21cm aux grandes échelles. Dimitri a développé pour notre équipe les outils numériques nécessaires pour reproduire les résultats d’[Alvarez et al. \(2006\)](#) et d’[Adshead & Furlanetto \(2008\)](#) et pour aller au-delà ([Douchin, 2011](#)). Enfin, j’ai proposé à Cambyse Rouzé et Balázs Sándor de mener auprès de moi le projet « Innovation » qui fait partie intégrante de leur cursus de deuxième année à l’École Centrale Paris. C’est le thème général de la réionisation cosmique qui les a séduits, et c’est donc à la suite de Dimitri qu’ils ont passé au moins un jour par semaine à l’IAS, entre septembre 2011 et juin 2012, en parallèle à leur études à l’ECP et au Double Diplôme de Physique Fondamentale d’Orsay, à apprendre et à étudier la corrélation croisée CMB & 21cm dans le cadre de modèles homogènes et inhomogènes. Leur étude a permis de montrer, notamment, à quel point la détection des signatures de la partie inhomogène de la réionisation était dépendante des hypothèses que l’on se donne a priori sur sa partie homogène (i.e. la forme de $x_e(z)$, voir [Rouzé & Sándor, 2012](#)). Nous reprendrons les quelques petits détails qui restent à finaliser, dès que nos emplois du temps respectifs le permettront, et nous soumettrons ces résultats pour publication.

4.2 La dernière réionisation comme révélateur cosmique

L’on peut avoir tendance à oublier que ce que nous appelons communément « réionisation cosmique » n’est pas la dernière transition de phase à l’échelle globale de l’univers. Il est pourtant important de garder en tête la deuxième réionisation de l’hélium. Avec un seuil d’ionisation de 54.4 eV, le He II aux échelles cosmologiques doit attendre qu’il y ait eu suffisamment de photons UV durs produits pour subir la transformation en He III. Les étoiles et les galaxies ne sont pas à même de fournir les photons nécessaires, et il faut faire appel aux quasars. En conséquence, la seconde réionisation de l’hélium survient bien plus tard, entre $z \sim 3$ et $z \sim 4$ ([Madau & Meiksin, 1994](#); [Reimers et al., 1997](#); [Miralda-Escudé, 1998](#); [Reimers et al., 2005](#); [Meiksin, 2005](#)). L’absorption des photons qui ionisent le He II s’accompagne d’une augmentation de température du milieu intergalactique. Ce chauffage a été mis en évidence par plusieurs études observationnelles ([Schaye et al., 2000](#); [Theuns et al., 2002](#)), dont la plus spectaculaire à ce jour est celle de [Becker et al. \(2011\)](#) qui ont mesuré avec grande précision la température du milieu intergalactique sur une plage de redshifts de $z \simeq 2$ à $z \simeq 5$.

À la suite de travaux qui ont examiné l’impact de l’annihilation et/ou de la désintégration de particules exotiques (axinos, gravitinos, neutralinos, neutrinos stériles, photons Kaluza-Klein, etc., voir par exemple [Hansen & Haiman, 2004](#); [Chen & Kamionkowski, 2004](#); [Mapelli et al., 2006](#)) sur les spectres du CMB et sur la réio-

nisation, nous nous sommes demandés, Stéphane Ilić, Marian Douspis et moi, si l'on ne pouvait mettre à profit les mesures de la température du milieu intergalactique pour déterminer des contraintes sur les propriétés des particules de matière noire. Dans la vaste majorité des modèles théoriques, ces particules, en se désintégrant ou s'annihilant, donnent naissance à une cascade de particules du modèle standard de plus basse masse. En bout de course, l'on se retrouve généralement avec une population énergétique de particules légères, dont principalement des photons et des électrons/positrons. Ces derniers déposent tout ou partie de leur énergie dans le milieu intergalactique diffus selon trois canaux (ionisation, chauffage, et excitation de niveaux atomiques), tout comme dans le milieu interstellaire des galaxies (Shull & van Steenberg, 1985). En nous inspirant de l'article de Mapielli et al. (2006), nous avons modifié le module RECFAST⁵ (code numérique initialement implémenté pour calculer l'évolution de la recombinaison, Seager et al., 1999), intégré dans CAMB⁶, pour tenir compte de ces processus. Cela se traduit par l'introduction de termes sources supplémentaires dans les équations qui décrivent d'une part l'évolution des populations d'hydrogène et d'hélium ionisés, et d'autre part l'évolution de la température du milieu intergalactique. Les termes sources sont directement proportionnels au taux volumique d'injection d'énergie dû à la matière noire, c'est-à-dire

$$\frac{dE_{\text{DM}}}{dt}(z) = \rho_c^2 c^4 \Omega_{\text{DM}}^2 (1+z)^6 \frac{\langle \sigma v \rangle}{m_{\text{DM}} c^2} \quad (4.2)$$

dans le cas des annihilations⁷ et

$$\frac{dE_{\text{DM}}}{dt}(z) = \rho_c c^2 \Omega_{\text{DM}} (1+z)^3 \frac{\exp \frac{t_0 - t(z)}{\tau_{\text{DM}}}}{\tau_{\text{DM}}} \quad (4.3)$$

dans le cas des désintégrations. Dans les expressions ci-dessus, $t(z)$ est le temps cosmologique au redshift z , $\langle \sigma v \rangle$ est la section efficace d'annihilation moyennée sur la distribution des vitesses des particules de matière noire, m_{DM} est leur masse, τ_{DM} est leur temps de vie, et les autres symboles ont été introduits dans le chapitre 1. Nous avons ensuite adapté CAMB et CosmoMC⁸ pour y incorporer les paramètres relatifs à la matière noire et les contraindre par les observations, en même temps que les paramètres cosmologiques habituels. Pour les annihilations, nous pouvons apparemment contraindre m_{DM} et $\langle \sigma v \rangle$, et pour les désintégrations, τ_{DM} .

À partir de quelles données ? D'ordinaire, on utilise essentiellement les observables du CMB, i.e. les spectres de puissance des anisotropies, de température et de polarisation, sensibles comme on l'a vu à la réionisation au travers de la profondeur optique Thomson qui trace la quantité d'électrons libres sur la ligne de visée.

⁵Le module autonome est régulièrement mis à jour et disponible à l'adresse

<http://www.astro.ubc.ca/people/scott/recfast.html>

⁶Code for Anisotropies in the Microwave Background, <http://camb.info>, Lewis et al. (2000).

⁷On a supposé ici que les particules de matière noire étaient de Majorana, i.e. leurs propres anti-particules. Dans le cas de particules de Dirac, il faut encore diviser cette expression par deux.

⁸Cosmological Monte Carlo, <http://cosmologist.info/cosmomc/>, Lewis & Bridle (2002).

Cependant, comme les études passées et récentes le montrent (voir par exemple Padmanabhan & Finkbeiner, 2005; Galli et al., 2009), pour ce qui est des annihilations, c'est principalement le facteur $p_{\text{ann}} \doteq \langle \sigma v \rangle / m_{\text{DM}}$ qui peut être contraint efficacement. Et encore, il est indispensable pour cela d'inclure les données en polarisation pour réduire la dégénérescence qui se présente entre ce paramètre, l'indice spectral n_s et l'amplitude A du spectre des perturbations initiales (Padmanabhan & Finkbeiner, 2005). Or, comme on l'a dit, l'ionisation n'est pas le seul effet de l'injection d'énergie dans le gaz intergalactique. Nous nous sommes rendus compte qu'en fait, l'effet le plus intéressant était le chauffage ! Cela provient tout simplement du fait qu'à la différence de l'ionisation, la température ne possède pas de limite supérieure. Ainsi donc, quand tout le gaz est ionisé, pratiquement toute l'énergie libérée par les annihilations ou les désintégrations est disponible pour chauffer le milieu intergalactique. Grâce aux mesures de Schaye et al. (2000), Theuns et al. (2002) et Becker et al. (2011) évoquées ci-dessus, nous pouvons donc déterminer des contraintes sur les paramètres relatifs à la matière noire. C'est ce que nous avons fait dans une étude préliminaire, dont nous avons présenté les résultats au cours de l'atelier « The Epoch of Reionization : Theory, Simulations, Observations » qui s'est tenu à Strasbourg en avril 2012. On trouvera une copie du poster présenté dans l'annexe A. Parmi les données que nous avons considérées, nous avons inclus la mesure de la température à $z \simeq 6$ déterminée par Bolton et al. (2012) et qui nous fournit un bras de levier très important.

En fixant les paramètres cosmologiques globaux de Λ CDM à leurs valeurs de référence données à l'époque par WMAP-7 (Komatsu et al., 2011), nous avons effectué une analyse par CosmoMC de l'espace des paramètres à cinq dimensions sous-tendu par la réunion de $\{z_{\text{reion}}^{\text{He}}, \Delta z_{\text{reion}}^{\text{He}}, \Delta T_{\text{reion}}^{\text{He}}\}$ avec soit $\{m_{\text{DM}}, \tau_{\text{DM}}\}$, soit $\{m_{\text{DM}}, \langle \sigma v \rangle\}$, selon que l'on s'intéresse aux désintégrations ou aux annihilations. Les trois premiers paramètres sont le redshift et la durée de la deuxième réionisation de l'hélium et l'accroissement de température qu'elle génère. Les détails de la réionisation de He II ne sont pas bien connus, et nous l'avons donc modélisée par une marche d'escalier lisse semblable à l'équation (4.1). Bien qu'il y ait eu des études théoriques calculant l'accroissement de température qui l'accompagne (e.g. Furlanetto & Oh, 2008; Bolton et al., 2009), aucun consensus précis n'a été atteint, et nous avons donc préféré laisser libre le paramètre $\Delta T_{\text{reion}}^{\text{He}}$. Nous avons bien sûr aussi pris en compte le chauffage du gaz intergalactique par le fond de photons ionisant dû aux sources (Bolton et al., 2009).

Il s'avère que dans tous les cas de figure, la masse des particules de matière noire m_{DM} n'est pas vraiment contrainte, comme on pouvait s'y attendre à partir des équations (4.2) et (4.3). Nous avons pu cependant montrer que, dans le cas des désintégrations, les données en température du milieu intergalactique préféreraient un temps de vie $\tau_{\text{DM}} = 2.656_{-0.128}^{+0.135} \times 10^9$ ans (Ilić et al., 2012a; Ilić, 2013), ce qui est bien plus contraint que la limite supérieure déterminée à partir du CMB ($\tau_{\text{DM}} < 1.88 \times 10^{16}$ ans, cf. Zhang et al., 2007). Dans le cas des annihilations, bien que les valeurs de la section efficace autorisées soient comprises entre grossièrement 10^{-26} cm^2 et 10^{-21} cm^2 , les données semblent préférer $\sigma \simeq 10^{-22} \text{ cm}^2$.

En parallèle, nous obtenons aussi des contraintes sur les paramètres de la dernière réionisation. Dans le cas des désintégrations, elle a lieu plutôt rapidement $\Delta z_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 1$ à $z_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 3.58$. Dans l'autre cas, la contribution due aux annihilations semble autoriser une dernière réionisation plus longue $\Delta z_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 2.2$ survenant légèrement plus tard, à $z_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 3.48$. Enfin, il est intéressant de relever que dans les deux cas considérés, l'énergie déposée dans le gaz par la matière noire est suffisante pour que l'augmentation de température associée à la dernière réionisation soit relativement modeste, $\Delta T_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 6 - 7 \times 10^3$ K, légèrement inférieure aux valeurs théoriques ($\Delta T_{\text{reion}}^{\text{He}} \simeq 1 - 4 \times 10^4$ K, Bolton et al., 2009), mais en accord avec les estimations récentes ($\Delta T_{\text{reion}}^{\text{He}} \geq 4 \times 10^3$ K, Becker et al., 2011).

Bien entendu, pour le moment encore, il s'agit là de résultats préliminaires, et il nous faut raffiner un peu le modèle. D'abord, toute l'énergie injectée dans le milieu n'est pas nécessairement absorbée par lui. Pour tenir compte de cette possibilité, il faut multiplier les taux volumiques d'injection d'énergie par un facteur d'efficacité. Ensuite, l'absorption d'énergie ne se fait pas non plus forcément de manière instantanée. De même, comme le rappellent par exemple Evoli et al. (2012), la proportion d'énergie injectée qui produit des ionisations, des excitations de niveaux électroniques ou encore du chauffage dépend aussi du redshift. Avant de conclure de manière définitive, il nous faut donc introduire dans le modèle des facteurs d'efficacité d'absorption dépendant à la fois du redshift et de l'énergie ou de la masse des particules mères qui s'annihilent ou se désintègrent. C'est une étape que nous entreprendrons dans les mois qui viennent. Les limites que nous avons déterminées vont probablement être relâchées partiellement, mais le fait seul que certains paramètres, tant de la matière noire que de la dernière réionisation, puissent être déterminés est très prometteur.

4.3 Perspectives

Il faut le souligner, en attendant le télescope spatial JWST⁹ dont l'objectif majeur sera d'observer directement les premières sources de lumière et l'assemblage des galaxies à $z \simeq 8 - 20$ de 0.8 à $29 \mu\text{m}$ (Gardner et al., 2006), nous sommes déjà entrés récemment dans une période où les perspectives concernant la réionisation cosmique sont très excitantes. D'une part, les données du satellite Planck sont désormais disponibles, partiellement pour le public et en totalité pour les membres, comme moi, de la collaboration. D'autre part, les précurseurs du radio-télescope SKA sont en train d'acquérir les premières données utiles à l'étude de la réionisation. Le *Key Science Project "Epoch of Reionization"* de LOFAR, auquel je suis associé, constitue le plus gros projet du Cycle 0 d'observation qui a commencé le 1^{er} décembre 2012, et les premières observations scientifiques pour le *Key Science Theme "EoR"* de MWA¹⁰ ont démarré début août 2013. Le GMRT¹¹ quant à lui ob-

⁹ James Webb Space Telescope, <http://www.jwst.nasa.gov/>

¹⁰ Murchison Widefield Array, <http://www.mwatelescope.org>

¹¹ Giant Metrewave Radio Telescope, <http://www.gmrt.ncra.tifr.res.in>

tient déjà les premières contraintes sur le spectre de puissance de la distribution du gaz H I à $z \approx 8.6$ (Paciga et al., 2013). Enfin, à plus long terme, SKA est très prometteur puisqu'il va permettre d'étudier la fin des âges sombres et l'époque de la réionisation non seulement par une approche statistique, mais aussi par une véritable tomographie qui nous révélera la formation et l'évolution des zones ionisées sur une large gamme de redshifts (Mellema et al., 2013). La moisson de données et de résultats sur la réionisation s'annonce extraordinaire. Dans cette perspective, à la suite des travaux préparatoires auxquels j'ai contribué, je tiens à assurer ma participation à l'interprétation des données, en particulier celles de Planck et de LOFAR, en mettant en application les approches de corrélation croisée que j'ai présentées ci-dessus.

En parallèle, j'ai aussi repris, avec Séphane Ilić dans le cadre de sa thèse et en collaboration avec Nabila Aghanim, l'implémentation de l'histoire de la réionisation dans les codes numériques traditionnellement utilisés pour analyser les données du CMB, polarisées ou pas. Je veux parler principalement du code CAMB, utilisé en conjonction avec CosmoMC qui permet d'explorer par une marche au hasard l'espace des paramètres en fonction de l'adéquation du modèle cosmologique avec les données. On l'a dit, dans l'analyse des données CMB, l'histoire de la réionisation est d'ordinaire représentée par la fonction simple $x_e(z)$ donnée dans l'équation (4.1)¹². Par ailleurs, la plupart du temps, on fait l'hypothèse que la durée de la réionisation a été très courte (par exemple, dans Planck Collaboration, 2013b, on a fixé $\Delta z = 0.5$, ce qui correspond, autour de $z_{\text{reion}} = 11$, à 26 millions d'années, qui est du même ordre de grandeur que la durée de vie d'un quasar). Dans ces conditions, il y a pratiquement équivalence entre la profondeur optique Thomson et le redshift de réionisation. De fait, la plupart des résultats CMB concernant la réionisation se résument à un seul nombre, la valeur du paramètre cosmologique τ , éventuellement traduit en z_{reion} . Cependant, d'après tout ce que j'ai rappelé au début de ce chapitre, on sait bien désormais que la réionisation n'a pas été abrupte. D'autre part, il n'y a aucune raison que l'évolution de l'ionisation moyenne ait été aussi lisse et symétrique en redshift que les modèles de type (4.1), comme du reste suggéré par l'étude de Bolton & Haehnelt (2007).

Sur la base de modèles et d'arguments physiques (e.g. Furlanetto et al., 2004), nous développons donc une nouvelle paramétrisation, polynomiale, de l'évolution de la fraction ionisée totale que nous implémentons dans CAMB. En plus de la contrainte globale que représente τ et du redshift de la réionisation z_{reion} , nous introduisons des paramètres qui marquent son début, $z_{10\%}$, et sa fin, $z_{90\%}$. Avec cela, nous pouvons aussi contrôler la durée globale de réionisation, ainsi que la durée de ses phases avant et après z_{reion} qui n'ont pas de raison a priori d'être identiques en z . Au moyen de deux autres paramètres, nous modélisons les pentes de $x_e(z)$

¹²Plus exactement, puisque la profondeur optique $\tau \propto \int x_e(z) d[(1+z)^{3/2}]$, il est plus commode d'écrire x_e comme une fonction de $y(z) \equiv (1+z)^{3/2}$, et donc en pratique CAMB utilise la forme $x_e(z) = 0.5f[1 - \tanh((y(z) - y(z_{\text{reion}}))/\Delta y)]$, avec $\Delta y = 1.5\sqrt{1+z_{\text{reion}}}\Delta z$, qui coïncide quasiment avec celle de l'équation (4.1) quand Δz est petit.

aux redshifts caractéristiques $z_{10\%}$, z_{reion} et $z_{90\%}$. Bien entendu, les anisotropies de température du CMB ne sont vraiment sensibles qu'à τ , et donc cette sophistication semble superflue. Cependant, les anisotropies *polarisées*, elles, permettront en principe de déterminer davantage qu'un unique paramètre lié à la réionisation. Deux études indépendantes l'ont démontré reposant d'un côté sur une approche par décomposition en composantes principales (PCA pour *Principal Components Analysis*, [Hu & Holder, 2003](#)), et de l'autre sur une approche par discrétisation (*binning*) de l'évolution de la fraction ionisée $x_e(z)$ ([Lewis et al., 2006](#)). La deuxième approche présente l'avantage sur la première de fournir une interprétation physique plus simple et directe (valeur moyenne de x_e dans un intervalle de z donné) des paramètres ajustés sur les données (par l'approche PCA « à l'aveugle », on n'est pas à l'abri, par exemple, de trouver des composantes *négatives* de la fraction ionisée). En tout état de cause, avec des données idéales en polarisation du CMB à grande échelle angulaire, on devrait pouvoir contraindre jusqu'à sept paramètres liés à la réionisation ([Lewis et al., 2006](#)), même si le bruit instrumental peut limiter ce nombre à cinq, voire trois dans le cas de Planck. Quoi qu'il en soit, même si dans les cas non-idéaux l'on ne parvient pas à extraire davantage d'information sur la réionisation, l'utilisation d'un modèle simpliste pour $x_e(z)$, ou simplement trop éloigné de la réalité, peut mener à déterminer des valeurs significativement biaisées de paramètres cosmologiques, principalement τ bien sûr et, par dégénérescence, σ_8 ([Holder et al., 2003](#)). L'impact sur la détermination des paramètres relatifs à l'inflation semble être cependant minimal ([Pandolfi et al., 2010](#); [Dizgaha et al., 2013](#)).

Par rapport à la PCA, notre approche est originale en ce sens qu'elle permet d'estimer directement des paramètres physiques sans ambiguïté ni problème de définition, tout comme le binning. Cependant, relativement au binning, notre paramétrisation est plus flexible puisqu'elle s'adapte de façon plus rapprochée à des évolutions plus physiques de la fraction ionisée (phases à durées inégales, en particulier début progressif, correspondant à la contribution des toutes premières étoiles, puis fin plus rapide correspondant à la contribution additionnelle des quasars). À l'inverse, elle n'est sans doute pas aussi bien adaptée que le binning à des réionisations doubles ou multiples, mais en l'état actuel de nos connaissances, nous savons déjà que de tels scénarios sont probablement trop alambiqués pour être représentatifs de la réalité (c.f. [Furlanetto & Loeb, 2005](#)). En attendant notre très prochain article sur cette nouvelle paramétrisation, on en trouvera les détails dans le manuscrit de thèse de Stéphane ([Ilić, 2013](#)). Les tests de l'efficacité de cette nouvelle modélisation sont faits par des analyses de ciels CMB simulés en collaboration avec Marian Douspis et Matthieu Tristram. Nous l'appliquons en parallèle aux données de Planck, dans le cadre de la rédaction de l'article de la collaboration dédié à la réionisation et dirigé par M. Tristram, à finaliser dans les mois qui viennent.

EN GUISE DE RÉSUMÉ

Comme de coutume, les progrès accomplis que nous avons parcourus dans les chapitres précédents ouvrent davantage de questions qu'ils n'apportent de réponses. Sur chacun des thèmes que nous avons vus, les instruments du futur vont collecter des données qui nous permettront de faire des bonds considérables dans notre compréhension de l'univers.

En premier lieu, nous avons vu que l'une des difficultés principales auxquelles on se heurte lorsque l'on entreprend de déterminer l'origine des champs magnétiques cosmologiques est le caractère chaotique de la turbulence dont le plasma intergalactique est le siège. En raison de son « gel » dans la matière, le champ magnétique est déformé et amplifié par les mouvements de compression et de cisaillement associés à la turbulence et aux diverses instabilités magnétohydrodynamiques qui peuvent survenir. De fait, les éventuelles empreintes qui trahiraient les mécanismes qui ont présidé à sa naissance sont brouillées, voire effacées. Cela est particulièrement vrai au sein des grandes structures cosmiques effondrées que sont les galaxies et les amas de galaxies. Exploiter, comme se le proposent les collaborations LOFAR, MWA, ASKAP et MeerKAT, la lumière polarisée de ces structures ne permettra donc de mieux cerner l'évolution du magnétisme cosmique que de manière relativement indirecte. Il sera en effet possible de mesurer et de résoudre la structure du rayonnement synchrotron, de la lumière radio polarisée et de la rotation Faraday dans les galaxies et les groupes de galaxies proches seulement (typiquement à moins de 100 Mpc de nous, [Anderson et al., 2012](#)). Nous aurons accès par là aux amplitudes totales des champs magnétiques dans ces structures, à leur orientation et leur degré d'organisation, et à l'intensité de leur composante ordonnée parallèle aux lignes de visée. Sur ces faibles distances, nous pourrions donc vérifier statistiquement si l'évolution des caractéristiques des champs magnétiques est compatible avec les modèles d'amplification par dynamo. LOFAR et ses sem-

blables pourront aussi mesurer les champs dans les halos des galaxies proches, et apporter des contraintes sur les modèles de leur génération. Enfin, grâce à sa grande sensibilité dans les basses fréquences, LOFAR pourra peut-être détecter le rayonnement synchrotron provenant des filaments intergalactiques à $z \sim 0$ et mesurer ainsi le champ magnétique en leur sein. Grâce aux sources d'arrière-plan, on peut aussi espérer que la rotation Faraday intergalactique soit éventuellement mesurée. En tout état de cause, même la non-détection sera utile pour déduire des limites fortes sur les amplitudes des champs magnétiques intergalactiques, et placer de ce fait des contraintes fortes sur les mécanismes de magnétisation de l'univers (Anderson et al., 2012). Le SKA quant à lui permettra de faire un relevé de mesures de rotation sur pratiquement tout le ciel. Grâce à cela, la rotation Faraday en direction de plus de 10^7 sources d'arrière-plan nous permettra de sonder le magnétisme dans une variété de structures cosmiques, allant de la Voie Lactée aux protogalaxies en passant par les galaxies et amas proches et distants. L'évolution des champs pourra être contrainte sur une grande plage d'époques, i.e. de $z \simeq 3$ à aujourd'hui (Gaensler et al., 2004). Par ailleurs, la mesure par SKA de la dispersion des mesures de rotation en direction de sources radio jusqu'à un redshift $z \sim 5$ pourrait nous fournir une vision intégrée de l'évolution des champs magnétiques intergalactiques (Akahori & Ryu, 2011). Pour déterminer leur origine, il sera indispensable de confronter les mesures aux prédictions qui seront issues des études que j'ai esquissées dans les perspectives du chapitre 2. L'idéal, cependant, serait de pouvoir sonder la présence et les propriétés des champs magnétiques intergalactiques jusqu'aux époques les plus reculées. J'ai quelques idées là-dessus, liées directement à la réionisation cosmique, et nous commencerons à les explorer avec Jean-Baptiste Durrive au cours de sa thèse.

Du côté de l'accélération de l'expansion cosmique, l'effet iSW, dont nous avons longuement parlé dans le chapitre 3, n'est pas le seul test observationnel à mettre en œuvre, loin de là. Comme nous l'avons vu, il est cependant complémentaire des autres : tests cinématiques telle la mesure de la distance de luminosité des supernovæ de type Ia ; tests géométriques telle la mesure des fréquences spatiales des oscillations acoustiques baryoniques¹, tests dynamiques telle la détermination de l'évolution du facteur de croissance des structures. Hélas, sa faible amplitude ne l'autorise pas à occuper le devant de la scène. La confrontation des mesures avec les modèles de formation des structures, notamment les plus extrêmes en termes de taille, met éventuellement en lumière des incompatibilités possibles entre divers pans du modèle standard (évolution de fond d'une part et des inhomogénéités d'autre part), sinon les limites de notre compréhension des non-linéarités de la relativité générale comme théorie métrique de la gravitation aux plus grandes échelles (l'accélération apparente ne serait alors, du moins en partie peut-être,

¹ Le SKA aussi permettra de les mesurer (e.g. Abdalla & Rawlings, 2005). Décidément, quatre-vingts ans après la publication de l'article de Jansky (1933) qui a marqué la naissance du domaine, la radio-astronomie est sur le devant de toutes les scènes fondamentales en astrophysique.

que la combinaison subtile d'un mirage, d'une rétroaction dynamique et d'un effet de décalage entre les grandeurs moyennées de nos théories à trois dimensions spatiales et celles que nous mesurons sur le cône de lumière...) Dans ce cadre, l'effet iSW ne nous a sans doute pas encore livré tous ses secrets.

Cependant, en plus des pistes que j'ai évoquées en fin de chapitre 3, on peut légitimement se demander si l'on n'arrive pas en ce moment à la limite de ce qui peut être effectivement mesuré et extrait à partir de l'effet iSW. Bien sûr, Euclid et le LSST fourniront de nouveaux relevés extraordinaires de la structuration de la matière à grande échelle, et nous pourrons utiliser les catalogues de galaxies qui seront construits pour mesurer l'iSW. Il faut cependant toujours faire face à une double difficulté : l'amplitude de l'effet est faible, et les échelles spatiales impliquées sont très grandes. En conséquence, comme on l'a vu, les corrélations croisées avec les traceurs de matière à grande échelle n'exhibent un signal, faible, qu'aux plus petits multipôles où elles souffrent de la variance cosmique. Par ailleurs, la source principale de bruit dans le signal corrélé n'est autre que le CMB primaire lui-même. Pour s'affranchir partiellement de ces limitations, on peut songer, à la suite de [Frommert & Enßlin \(2009\)](#) et [Liu et al. \(2011\)](#) par exemple, à utiliser les corrélations avec le signal *polarisé* du CMB. Utiliser l'information sur la polarisation sera aussi pertinent dans les études faites par l'empilement de vignettes de cartes CMB centrées sur les super-structures (cf. chapitre 3). Bien sûr, l'effet iSW n'affecte pas la polarisation. Mais alors, détecter un schéma de polarisation non-nul dans les vignettes empilées reviendrait à révéler le degré de contamination par, notamment, les anisotropies primordiales. Cela permettrait probablement de comprendre l'origine de l'excès de température entourant le centre froid du profil de température de la figure 3.5. Du reste, nous avons vu que la détection de l'iSW par empilement était faisable en principe, mais tant que nous ne disposons pas de « patrons » de référence clairs et précis, fournis par la théorie, nous ne pourrons tirer des conclusions solides du signal détecté. C'est pour cela que les études théoriques que j'entends poursuivre dans la direction engagée autour de la métrique LTB seront essentielles. Une dernière difficulté majeure provient du fait que dans tous les cas, l'effet iSW, ainsi que son nom l'indique, est un effet *intégré*. Pour pouvoir le mettre à profit comme sonde de l'évolution de l'accélération cosmique, il faut être à même de mesurer les contributions des structures à travers les redshifts. Comment faire ? Une possibilité serait de procéder à une sorte de tomographie en scindant les relevés de grandes structures en tranches de redshift, et d'utiliser les corrélations avec le CMB tranche par tranche ([Ilić, 2013](#)). D'un autre côté, l'effet iSW, purement gravitationnel par essence, se moque bien de l'origine des photons qu'il affecte. Dans l'idéal, il serait donc bon de pouvoir utiliser un autre fond que le CMB... Le *hic*, si j'ose dire, est que les autres fonds ne proviennent pas d'époques bien déterminées, sauf peut-être, depuis les âges sombres, le fond redshifté à 21 cm, qui a lui-même évolué sur une gamme de redshifts au cours de la réionisation. Mais c'est un fond toujours trop précoce, i.e. généré avant la formation des grands structures sous-tendues par les grands potentiels gravitationnels, pour qu'il puisse servir de manière inter-

médiaire par rapport au CMB. Serait-il possible d'utiliser d'autres objets comme sources de lumière d'arrière-plan ou de plan intermédiaire? Pour pouvoir comparer les diverses lignes de visées, il faudrait connaître des sortes de « chandelles » encore plus « standard » sans doute que les supernovæ de type Ia, « correctement » distribuées dans l'espace de sorte à permettre l'étude de l'effet iSW induit par des super-structures individuelles. À ce jour, un tel vœux semble plutôt utopique, il faut le concéder. Peut-être alors une direction de recherche pour aller plus loin serait de mettre en évidence l'association de plusieurs effets, comme par exemple l'iSW et l'effet Kaiser (e.g. [Maeda et al., 2011](#)), produit notamment par les supervides, pour extraire de l'information non seulement de leurs tailles et profondeurs, mais aussi de leur dynamique.

Enfin, la réionisation cosmique est véritablement la « frontière ultime », du point de vue observationnel en cosmologie du moins. À l'heure actuelle, nous ne connaissons quasiment rien, par les observations directes, des âges sombres qu'elle achève. Comme nous l'avons vu, ce n'est qu'indirectement et grossièrement que nous savons combien de temps la réionisation a duré (CMB et profondeur optique Thomson), et que les sources qui en sont responsables ne sont probablement ni les étoiles de population III seules (par les abondances chimiques par exemple, e.g. [Kulkarni et al., 2013](#)), ni les quasars seuls (par la très forte décroissance de leur fonction de luminosité à haut redshift et par l'obscurcissement de leur rayonnement UV, e.g. [Fan et al., 2006a](#); [Treister et al., 2011](#)). L'avenir dans ce domaine est cependant radieux, et l'on ne peut que trépigner (activement, bien sûr) d'impatience en attendant que les instruments actuels et du futur nous dévoilent cette ère de l'histoire de l'univers. LOFAR et ses semblables sont les premiers à cueillir le signal du H I cosmologique de ces temps reculés (de $z \approx 11.6$ à $z \approx 6$, c.f. e.g. [van Haarlem et al., 2013](#)), et l'analyse statistique de ses anisotropies nous renseignera sur les sources et l'évolution de la réionisation. Ensuite, SKA prendra le relais, et portera ces études à un niveau supérieur puisqu'une véritable tomographie du gaz neutre sera possible, et ce jusqu'à des redshifts profondément plongés dans les âges sombres ($z \approx 35$, c.f. [Zaroubi, 2010](#)). Remarquons que seules des surfaces assez modestes du ciel seront couvertes, de l'ordre de 1%. En parallèle, nous aurons les données des satellites Euclid et JWST. Bien que la réionisation ne soit pas sa motivation scientifique principale, Euclid permettra de trouver des centaines de galaxies à $z > 7$ (*Lyman break* et *Lyman α Emitters*) ainsi que plusieurs dizaines de quasars lumineux à $z > 8$ ([Roche et al., 2012](#)). En adoptant une bonne stratégie combinant couverture du ciel et profondeur d'observation, le JWST pourra détecter la lumière des tout premiers super-amas d'étoiles de population III, puis les galaxies qui ont fait l'essentiel de la réionisation ([Finkelstein et al., 2012](#)), sondant un domaine de redshifts allant de $z \approx 20$ à $z \approx 6$ ([Windhorst et al., 2006](#); [Stiavelli, 2009](#)). Toutefois, comprendre si, et comment, ces informations spécifiques et somme toute parcellaires s'accordent avec l'image moyenne globale fournie par le CMB sera essentiel pour que l'on attigne une compréhension complète de la réionisation. Les extensions au modèle phénoménologique

actuel que je propose en fin de chapitre 4 seront indispensables. En tout état de cause, la combinaison de toutes ces données, couvrant essentiellement les mêmes domaines de redshift, sera extraordinairement fertile. Elle permettra certes de lever le voile sur les âges sombres, mais aussi de *voir* la physique de la formation des galaxies à l'œuvre dans les tout premiers objets, dans un cadre de densité et de température plus élevées et chimiquement moins complexe qu'aujourd'hui. Nous pourrons ainsi faire in fine des études comparées de la structuration des baryons cosmiques, et donc démêler l'écheveau complexe des processus astrophysiques qui président à leur destin.

A Réionisation et matière noire



Constraints on Dark Matter from the Temperature of the Intergalactic Medium

Stéphane Ilić, Mathieu Langer, Marian Douspis

Institut d'Astrophysique Spatiale – Université Paris Sud

stephane.ili@ias.u-psud.fr, mathieu.langer@ias.u-psud.fr, marian.douspis@ias.u-psud.fr



Context : The elusive nature of Dark Matter

The nature of the Dark Matter is one of the crucial open questions in cosmology. At present, there are no direct nor indirect detections of DM particles yet. While many theoretical models have been proposed, we do not have any definitive knowledge of their properties. From the phenomenological point of view, one of the most interesting ways to detect them, and possibly distinguish between different models, is provided by the decay and/or the annihilation of DM particles throughout the history of the Universe. These two processes lead to the production of photons and light standard model particles at energies and rate that depend on the parent DM particle mass and on the DM density. Therefore, in principle, it is possible to distinguish among various classes of models. However, the detection of such decay or annihilation products has remained inconclusive so far, and the constraints on DM are still relatively loose.

Thermal History of the IGM

DM decays and annihilations are a source of additional energy input into the Inter-Galactic Medium. Alongside astrophysical sources, they might contribute to the ionisation, the heating and the excitation of the baryonic gas. While several works have studied those effects on the Epoch of Reionisation itself (e.g. box below), the impact on the thermal history of the IGM has been investigated to a lesser extent, focusing mostly on the thermal state before or during the reionisation of Hydrogen.

Here we revisit (Ilić et al. 2012) the impact of DM particles on the thermal history of the IGM down to low redshifts, especially those covering the second reionisation of Helium. For that purpose, we use the recent measurements of the IGM temperature by Becker et al. (2011) and Bolton et al. (2012) alongside earlier, less constraining, IGM temperature data.

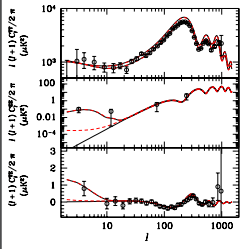
Method

We performed an MCMC analysis of a five dimensional parameter space subtended by $\{z_{\text{He}}^{\text{reion}}, \Delta z_{\text{He}}^{\text{reion}}, \Delta T_{\text{He}}^{\text{reion}}\}$ and either $\{m_{\text{LDM}}, \tau_{\text{LDM}}\}$ or $\{m_{\text{HDM}}, \sigma_{\text{HDM}}\}$. The first three are the redshift and duration of the HeII reionisation and the IGM temperature boost it generates. The last two are either the Light DM mass and life-time (decays) or the Heavy DM mass and annihilation cross-section.

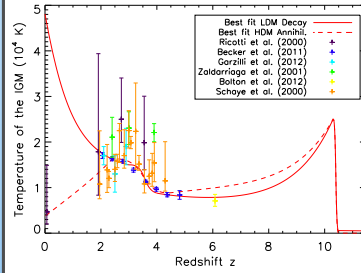
We modified the public code RECFAST (Seager et al. 1999) so as to include the ionisation and heating rates due to the DM. We modelled the simultaneous H and HeI reionisation as a step function with fixed WMAP-7 parameters, but we allowed the parameters of the HeII reionisation to vary. We also took into account the photo-heating due to the ionising background of sources (Bolton et al. 2009).

Impact of DM on the CMB

The figure below (Mapelli et al. 2006) shows simulated CMB power-spectra. Thick versus thin lines indicate that the spectra were simulated respectively with and without the inclusion of a standard step-like reionisation (consistent with the WMAP-3 data, open circles) in the model. Dashed lines indicate the CMB spectra obtained taking into account the decays of 10-MeV LDM particles. It appears that the impact of LDM decays on those spectra is completely washed out by those induced by standard reionisation of astrophysical origin. The effects of neutralino annihilations is even less noticeable.

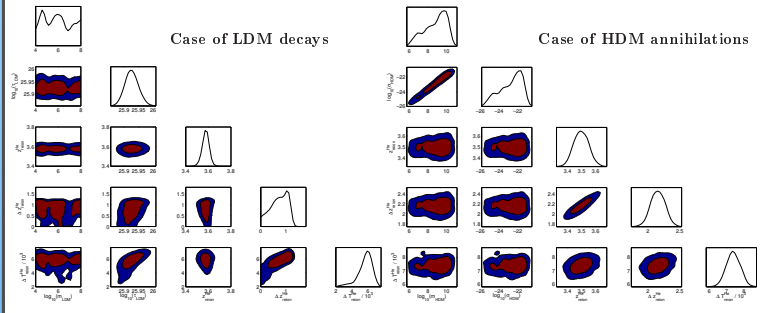


Results : Impact on IGM temperature



Top left : Our best fit models for the LDM decay (solid line) and for HDM annihilation (dashed). Heating induced by DM prior to H reionisation is washed out by astrophysical sources, and we thus switched off that contribution for $z > 11$.

Bottom : Marginalized posterior distributions and 2-D contour plots showing the ranges of and correlations between the parameters and the 68% and 95% confidence limits. Left : case of LDM decays; Right : case of HDM annihilations. In both cases, the DM mass is essentially unconstrained.



References

- Becker, G. D. +, 2011, MNRAS, 410, 1096
- Bolton, J. S. +, 2009, MNRAS, 395, 736
- Bolton, J. S. +, 2012, MNRAS, 419, 2880
- Evoli, C. +, 2012, MNRAS, 422, 420
- Ilić S. +, 2012, in prep.
- Mapelli, M. +, 2006, MNRAS, 369, 1719
- Seager S. +, 1999, ApJL, 523, 1

Discussion & Prospects

While the mass remains unconstrained in both models of DM, in the Light decaying case, the temperature data seem to favour a tightly defined life-time of 2.7×10^9 Gyrs. The reionisation of HeII occurs at $z_{\text{He}}^{\text{reion}} \simeq 3.58$ and rapidly ($\Delta z_{\text{He}}^{\text{reion}} \simeq 1$). Annihilating DM seems more compatible with an extended HeII reionisation $\Delta z_{\text{He}}^{\text{reion}} \simeq 2.2$ occurring slightly later ($z_{\text{He}}^{\text{reion}} \simeq 3.48$). Interestingly, in both cases, the energy deposited by DM is sufficient to allow a temperature increase associated to HeII reionisation photoheating, $\Delta T_{\text{He}}^{\text{reion}} \simeq 6 - 7 \times 10^3$ K, slightly lower than that of theoretical estimates ($\simeq 1 - 4 \times 10^4$ K, e.g. Bolton et al 2009) but consistent with current estimates (Becker et al. 2011). Additional work is being done to assess the need of a non-zero DM contribution. In the end, comparison of likelihoods with and without DM will determine whether present data prefer or not the addition of this non-astrophysical source of energy. Furthermore, we are running tests with a redshift dependent fraction of the DM energy that goes into heating (Evoli et al. 2012). All these, and more, are discussed in Ilić et al. (2012).



CURRICULUM VITAE

Mathieu LANGER

<http://about.me/mathieu.langer>

ACTUELLEMENT

Depuis sept. 2005

Maître de Conférences, section 34 du CNU

Université Paris-Sud & Institut d'Astrophysique Spatiale

FORMATION

1999-2002

Doctorat de Cosmologie, mention *Très Honorable*

Origine des champs magnétiques en cosmologie et formation des galaxies, sous la direction de Jean-Loup Puget, Institut d'Astrophysique Spatiale & Université Pierre et Marie Curie

2000-2001

Boursier européen *Marie Curie* (FP5)

Visiting Student, Saint Cross College & Astrophysics, Oxford

1998-1999

Diplôme d'Études Approfondies *Champs-Particules-Matière*

Université Pierre et Marie Curie

1997-1998

Maîtrise de Physique Fondamentale

Université Pierre et Marie Curie

1996-1997

Licence de Physique Fondamentale

Université Pierre et Marie Curie

PARCOURS RECHERCHE

2003-2005

Chercheur post-doctoral européen *Marie Curie* (FP5)

Astrophysics, The University of Oxford, Royaume Uni

2002-2003

A.T.E.R.

Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

1999-2002

Doctorant

Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

PARCOURS ENSEIGNEMENT

juillet 2012 & 2013	<i>Comprendre l'infiniment grand</i> Cours d'introduction à la cosmologie, Rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit, Orsay, Palaiseau, Paris, Saclay
27 mai - 4 juin 2009	Professeur invité, <i>Introduction to Cosmology</i> Egyptian School on High Energy Physics, The British University in Egypt, Égypte
8-15 juillet 2007	Professeur invité, <i>A savour of Cosmology</i> French Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, Ukraine
2004-2005	Tuteur Inter-collégial d'Astrophysique en 4^{ème} année Astrophysics, the University of Oxford, Royaume Uni
2002-2003	A.T.E.R. Département de physique, Université Paris-Sud, Orsay
1999-2000	Tuteur en Mathématiques UFR de Mathématiques, Université Pierre et Marie Curie

AUTRES EXPÉRIENCES PROFESSIONNELLES

1995-1997	<i>Indexation de dépêches d'agences de presse (DESK system)</i> Radio France Internationale, Paris
1996-1999	<i>Collaborateur spécialisé radiophonique</i> Maison de Radio France, Paris
Juillet 1995 & 1996	<i>Élagueur sur domaine forestier</i> Château de Monbouan, Ille-et-Vilaine, France.

AUTRES APTITUDES

Langues	Tchèque (bilingue), Français (bilingue), Anglais (bilingue), Allemand (courant), Russe (niveau scolaire), Italien Japonais et Norvégien (débutant)
Autres activités	Acteur de théâtre amateur, ténor dans le chœur Varia Voce

Distinctions

- **Prime d'Excellence Scientifique**, depuis octobre 2012
- **Sélection du projet doctoral** *La structuration de l'Univers à grande échelle : une mine d'informations cosmologiques* soumis en réponse à l'appel à projets « Contrats doctoraux de l'Université Paris Sud » 2010
- **Prix du meilleur cours** décerné par les étudiants de la French Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, Ukraine (8-15 juillet 2007)
- Lauréat d'une **bourse Marie Curie européenne individuelle** post-doctorale (2003 – 2005) par le programme *Human Potential* du 5^e programme cadre de RTD de la Commission Européenne
- **Attribution d'une bourse Marie Curie européenne individuelle** pour la mobilité doctorale (2000 – 2001) par le programme *Human Potential* du 5^e programme cadre de RTD de la Commission Européenne

Activités d'expertise et responsabilités

- Membre du Conseil Scientifique de l'Action Spécifique SKA-LOFAR,¹ depuis 2013
- Membre fondateur, co-organisateur et intervenant des « Rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit », 2011, 2012 et 2013²
- Co-responsable des séminaires de cosmologie à l'IAS, depuis septembre 2012
- Membre nommé à la section 34 du CNU, depuis décembre 2011
- Chargé de mission : suivi des Doctorants à l'IAS, depuis septembre 2011
- Membre de la commission « bibliothèque » de l'IAS, depuis septembre 2011
- Membre nommé représentant des chercheurs et enseignants-chercheurs au Conseil de Laboratoire de l'IAS, depuis 2011.
- Membre de la Commission Consultative de Spécialistes de l'Université (CCSU) section 29-34, depuis 2009
- Membre élu représentant des chercheurs et enseignants-chercheurs au Conseil de Laboratoire de l'IAS, 2006 – 2010
- Expert pour l'évaluation de projets soumis à l'ANR (« Blanc » : 2006 – « JCJC » : 2008)
- Membre élu à la Commission de Spécialistes d'Établissement (CSE) section 34, de 2007 à fin 2008
- Membre du jury d'évaluation des stages du M2 NPAC (depuis juin 2008)
- Membre du Bureau du Magistère de Physique Fondamentale de l'Université Paris-Sud depuis 2008
- Rapporteur pour les revues *New Astronomy* et *MNRAS*

¹<https://as-ska-lofar.oica.eu/>

²<http://indico.in2p3.fr//event/rencontres-physique-infinis-2013>

- Correspondant pour la mise en place d'un « Memorandum of Understanding » pour la Coopération Académique entre The Graduate School of Science & School of Science de l'Université de Nagoya et la Faculté des Sciences de l'Université Paris-Sud
- Tuteur pédagogique de trois doctorants moniteurs de l'Université Paris-Sud (N. Taburet, L. Riguccini, A. Decelle, 2007 – 2011)
- Co-organisateur de l'atelier « Cosmology at Oxford and Orsay », mars 2003, Orsay

Activités d'encadrement scientifique

Niveau post-doctoral

- Co-encadrement des recherches post-doctorales de Hiroyuki Tashiro, sur les thèmes de la réionisation cosmique et des champs magnétiques en cosmologie, septembre 2006 – septembre 2009

Niveau doctoral

- Encadrement à 100% de la thèse de doctorat de Jean-Baptiste Durrive, *Naissance, amplification et organisation des champs magnétiques aux très grandes échelles cosmologiques*, depuis octobre 2013
- Co-encadrement à 60% (avec Marian Douspis) de la thèse de doctorat de Stéphane Ilić, *L'accélération de l'expansion cosmique vue au travers de l'effet Sachs-Wolfe intégré*, octobre 2010 – octobre 2013
- Co-encadrement à 90% (avec François Boulanger) de la thèse de doctorat d'Aikel Ajmia, *Formation des galaxies et problème du sur-refroidissement*, octobre 2009 – septembre 2012
- Contribution à l'encadrement de la thèse de doctorat de Hao Wang, *Paramétrisation physique et contraintes observationnelles de la réionisation cosmique*, Université Paris-Sud & Beijing Normal University, octobre 2007 – septembre 2011
- Contribution à l'encadrement de la thèse de doctorat de Nicolas Taburet, *Les amas de galaxies comme sonde cosmologique*, Université Paris-Sud, octobre 2007 – octobre 2010

Niveau M2

- Encadrement du stage de Master 2^{ème} année NPAC de Jean-Baptiste Durrive, *The origins of cosmic magnetic fields*, mai – juin 2013
- Encadrement du stage de Master 2^{ème} année Astrophysique de Dimitri Douchin, *Histoire de la réionisation : corrélation croisée entre le CMB Doppler et la raie à 21cm*, avril – juin 2010
- Encadrement du stage de Master 2^{ème} année NPAC de Stéphane Ilić, *Structuration de la matière à grande échelle : une mine d'informations cosmologiques*, mai – juin 2010

Niveau M1

- Encadrement du projet « Innovation » de Cambyse Rouzé et Balázs Sándor, élèves de l'École Centrale Paris, *Étude théorique de la corrélation croisée du Fond Diffus Micro-ondes et des fluctuations de la raie à 21 cm dans un modèle de réionisation non-standard*, septembre 2011 – juin 2012

Niveau L3

- Encadrement de Jean-Baptiste Durrive et Clément Stahl pour leur projet de recherche de Magistère de Physique Fondamentale, *Evolution of LTB-voids & acceleration of the expansion of the Universe*, juin – juillet 2011
- Contribution à l'encadrement de Louis Evrard pour son projet de recherche de Magistère de Physique Fondamentale *Étude des amas de galaxies par l'effet Sunyaev-Zel'dovich*, juin – juillet 2010
- Encadrement de Stéphane Ilić, pour son travail de recherche de Magistère de Physique Fondamentale, *Réionisation cosmique : contribution de l'annihilation et de la désintégration de particules de matière noire*, juin – juillet 2008
- Encadrement d'Aurélien Decelle, pour son travail de recherche de Magistère de Physique Fondamentale, *Dynamique de l'Univers et énergie noire*, juin – juillet 2006

Activités d'enseignement actuelles³

- Cours et Travaux Dirigés de Mécanique Quantique I et II, L3 de Physique Fondamentale, pour étudiants des Grandes Écoles inscrits au Double Diplôme de Physique Fondamentale d'Orsay, depuis 2010, 75 heures équivalent TD (ETD) par an
- Cours et Travaux Dirigés d'Outils pour la physique, première année du Magistère de Physique Fondamentale, depuis 2006, 52.5 heures ETD par an
- Cours « Introduction to Cosmology », Master 2 Recherche NPAC, depuis 2011 22.5 heures ETD par an
- Cours et Travaux Dirigés « Introduction à l'Astrophysique », L3 - Magistère de Physique Fondamentale (en collaboration avec Vincent Guillet), depuis 2011, 29 heures ETD par an
- Cours « Quelques aspects de la cosmologie inhomogène » dans le cadre du module post-master « Cosmologie Physique » de l'École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France, depuis 2012, 3 heures ETD par an
- Cours et Travaux Dirigés « Introduction à l'Astrophysique », L3 de Physique Fondamentale, pour étudiants des Grandes Écoles inscrits au D2PFO, depuis 2013, 32.5 heures ETD par an

Activités d'enseignement spécifiques

- Membre fondateur, co-organisateur et intervenant des « Rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit », 2011, 2012 et 2013⁴

³Activités passées : <http://www.ias.u-psud.fr/pperso/mlanger/teaching.html>

⁴<http://indico.in2p3.fr//event/rencontres-physique-infinis-2013>

- Enseignant référant en L3 de Physique Fondamentale : suivi d'étudiants en difficulté dans le cadre du Plan Réussite Licence (9 étudiants en 2009 – 2011, 8 étudiants en 2011 – 2012)
- Précepteur de Mathématiques I et II, ESPCI ParisTech, 2009 – 2011
- **Professeur invité** dans le cadre de l'Egyptian School on High Energy Physics, The British University in Egypt : cours d'introduction à la cosmologie (27 mai - 4 juin 2009)
- **Professeur invité** dans le cadre de la French Ukrainian School on High Energy Physics, Mukachevo, Ukraine : cours d'introduction à la cosmologie, **récompensé par le prix du meilleur cours** décerné par les étudiants (8 – 15 juillet 2007)
- Responsable de l'option « Outils pour la Physique » depuis 2006 : cours libre (non sanctionné par une note) de remise à niveau et de soutien en outils mathématiques offert aux étudiants de première année du Magistère de Physique Fondamentale – organisation, proposition de thèmes, suggestions d'approches, choix d'exercices, etc., en réponse aux besoins et souhaits exprimés par les étudiants (depuis 2006)
- Co-organisation du module post-master « Cosmologie Physique » (2003-2008), dans le cadre de l'École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France

Collaborations et projets

- Membre de la collaboration MISTIC (*Mastering the dusty and magnetized Interstellar Screen to Test Inflation Cosmology*), financée par l'ERC (http://www.ias.u-psud.fr/MISTIC/What_is_MISTIC.html)
- Membre du Core Team de la mission PLANCK (<http://www.rssd.esa.int/index.php?project=Planck>)
- Membre du Consortium EUCLID (<http://www.euclid-ec.org/>)
- Membre associé du Key Science Project de LOFAR : The Epoch of Reionization (<http://www.astro.rug.nl/eor>)
- Membre du projet MULTIVERSE, financé par l'ANR (programme « Blanc » 2012, investisseur principal : E. Pointecouteau, Toulouse)
- Membre du projet EXPLOITATION SCIENTIFIQUE PLANCK, financé par l'ANR (programme « Blanc » 2004, investisseur principal : M. Bucher, Orsay)



LISTE DES PUBLICATIONS

C.1 Articles publiés dans les revues à comité de lecture

1. *Planck 2013 results. XIX. The integrated Sachs-Wolfe effect*
Planck Collaboration, 2013, soumis à Astron. Astrophys., arXiv :1303.5079
2. *Planck 2013 results. XXX. Cosmic infrared background measurements and implications for star formation*
Planck Collaboration, 2013, soumis à Astron. Astrophys., arXiv :1309.0382
3. *Detecting the integrated Sachs-Wolfe effect with stacked voids*
S. Ilić, **M. Langer**, M. Douspis, 2013, Astron. Astrophys., 556, A51
4. *Cross-correlation between the cosmic microwave and infrared backgrounds for integrated Sachs-Wolfe detection*
S. Ilić, M. Douspis, **M. Langer**, A. Pénin, G. Lagache, 2011, MNRAS, 416, 2688
5. *Second order cross-correlation between kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect and 21-cm fluctuations from the epoch of reionization*
H. Tashiro, N. Aghanim, **M. Langer**, M. Douspis, S. Zaroubi, V. Jelić, 2011, MNRAS, 414, 3424
6. *Detectability of the 21-cm CMB cross-correlation from the epoch of reionization*
H. Tashiro, N. Aghanim, **M. Langer**, M. Douspis, S. Zaroubi, V. Jelić, 2010, MNRAS, 402, 2617
7. *A cross-correlation study between the cosmological 21 cm signal and the kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect*
V. Jelić, S. Zaroubi, N. Aghanim, M. Douspis, L. V. E. Koopmans, **M. Langer**, G. Melima, H. Tashiro, R. M. Thomas, 2010, MNRAS, 402, 2279
8. *The molecular hydrogen explorer H2EX*
F. Boulanger et al., 2009, Exper. Astron., 23, 277

9. *The Sunyaev-Zel'dovich effect and Faraday rotation contributions of galaxy groups to the CMB angular power spectrum*
H. Tashiro, J. Silk, **M. Langer**, N. Sugiyama, 2009, MNRAS, 392, 1421
10. *Biases on the cosmological parameters and thermal Sunyaev-Zel'dovich residuals*
N. Taburet, N. Aghanim, M. Douspis, **M. Langer**, 2009, MNRAS, 392, 1153
11. *The cross-correlation of the CMB polarization and the 21-cm line fluctuations from cosmic reionization*
H. Tashiro, N. Aghanim, **M. Langer**, M. Douspis, S. Zaroubi, 2008, MNRAS, 389, 469
12. *Secondary B-mode polarization from Faraday rotation in clusters and galaxies*
H. Tashiro, N. Aghanim, **M. Langer**, 2008, MNRAS, 384, 733
13. *On the first generation of stars*
J. Silk & **M. Langer**, 2006, MNRAS, 371, 444
14. *Small scale contributions to the cosmic microwave background : a coherent analysis*
M. Douspis, N. Aghanim, **M. Langer**, 2006, Astron. Astrophys., 456, 819
15. *Magnetic fields from reionisation*
M. Langer, N. Aghanim, J. L. Puget, 2005, Astron. Astrophys., 443, 367
16. *Cosmological magnetogenesis driven by radiation pressure*
M. Langer, J. L. Puget, N. Aghanim, 2003, Phys. Rev. D, 67, 043505
17. *Energy transfer in biphasic magnetised interstellar medium*
M. Langer & J. L. Puget, 2003, Astron. Astrophys., 405, 787

C.2 Articles en cours de rédaction

1. *The ISW effect from LTB voids*
S. Ilić, **M. Langer**, M. Douspis, 2013
2. *Decaying Light Dark Matter : constraints from the Intergalactic Medium*
S. Ilić, **M. Langer**, M. Douspis, 2013

C.3 Comptes-rendus de conférences

1. *The imprint of superstructures on the Cosmic Microwave Background*
S. Ilić, **M. Langer**, M. Douspis,
47^e Rencontres de Moriond de Cosmologie, 2012, sous presse
2. *The SZ effect : Biases introduced on cosmological parameter estimation using Planck*
N. Taburet, N. Aghanim, M. Douspis, **M. Langer**,
SF2A-2008 : Proceedings of the annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics
3. *Large scale magnetogenesis through radiation pressure*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget,
« International conference on cosmic Rays and Magnetic Fields in Large Scale Structure », 3rd Korean Astrophysics Workshop, 16 – 20 août 2004, Busan, Corée, paru dans *Journal of the Korean Astronomical Society*, 2004, 37, 553.

4. *Generating primordial magnetic fields at reionisation*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget,
 in Proceedings of the 37th Rencontres de Moriond : *The Cosmological Model*, eds. Y. Giraud-Héraud, C. Magneville, J. Trân Thanh Vân, Thế Giới Publishers, 2003.

C.4 Séminaires, conférences et communications orales

1. *Detecting the Integrated Sachs-Wolfe effect by cross-correlating the cosmic infrared and microwave backgrounds*
 contribution orale à la conférence « Cross-Correlating Cosmic Fields », 14 – 16 octobre 2013, Shanghai, Chine.
2. *L'expansion de l'univers : en accélération ?*
conférence invitée pour le Magistère de Physique Fondamentale, 7 février 2012, Orsay
3. *First Light & CMB*
contribution invitée de revue sur le Fond Diffus Micro-ondes et la réionisation, « CosmoFirstObjects Workshop », 3 – 6 mai 2011, Marseille
4. *Generating magnetic fields during reionisation*
 contribution orale à la conférence « Cosmological Reionization », 16 – 20 février 2010, HRI, Allahabad, Inde
5. *Histoire de l'Univers*
 conférence à destination du grand public pour l'Année Mondiale de l'Astronomie, donnée le 30 avril 2009 à l'Université Paris-Sud, Orsay
6. *Tour d'horizon de la cosmologie*
 conférence **invitée** donnée pour ALCOR le 8 avril 2009 à l'Université Paris-Sud, Orsay
7. *La fin des Âges Sombres*
séminaire invité, donné le 17 mars 2007 pour la Commission Cosmologie de la Société Astronomique de France, Paris
8. *Les champs magnétiques à l'aube de l'Univers*
 contribution orale au Colloque Alain Bouyssy, donnée le 23 février 2006 à l'Université Paris-Sud, Orsay
9. *Les champs magnétiques en cosmologie - Aspects théoriques*
séminaire invité, donné le 12 juin 2006 à l'École Normale Supérieure, Paris
<http://www.diffusion.ens.fr/index.php?res=conf&idconf=1393>)
10. *On magnetic fields at cosmic dawn*
 séminaire donné le 6 avril 2005 au Center for Astrophysics & Space Sciences, UC San Diego, États-Unis
11. *Large scale magnetogenesis through radiation pressure*
 International conference on cosmic Rays and Magnetic Fields in Large Scale Structure, 3rd Korean Astrophysics Workshop, 16 – 20 août 2004, Busan, Corée
12. *Origins of cosmic magnetic fields*
 19 février 2004, Astrophysics, Oxford, Royaume Uni (séminaire de revue, conjointement avec Chiara Caprini)

13. *Cosmic magnetogenesis driven by radiation pressure*
2nd Oxford-Princeton Workshop, 12 – 14 janvier 2004, Oxford, Royaume Uni
14. *Radiation pressure driven large scale magnetic field generation*
contribution, COSMO-03 Workshop, 25 – 29 août 2003, Ambleside, Royaume Uni
15. *On the origin of the cosmic magnetic field and its implications for structure formation*
Cosmology at Oxford and Orsay Workshop, 6 et 7 mars 2003, Orsay
16. *Du vide ? Des vides ? Zoologie de l'énergie noire à l'usage du profane (par un profane)*
séminaire de revue, 6 mai 2003, IAS, Orsay
17. *Génération de champs magnétiques à grande échelle à la réionisation*
contribution, Semaine de l'Astrophysique Française, 24 – 29 juin 2002, Paris
18. *Generating primordial magnetic fields at reionisation*
contribution, The Cosmological Model, 37^e Rencontres de Moriond, 16 – 23 mars 2002, Les Arcs
19. *Generating primordial magnetic fields at reionisation*
séminaire, 6 juin 2002, Astrophysics, Oxford, Royaume Uni
20. *La génération du champ magnétique primordial*
séminaire, 8 février 2002, IAS, Orsay
21. *Ex elumbi contortus*
séminaire, 28 février 2001, Astrophysics, Oxford, Royaume Uni
22. *How the magnetic field might help to solve the over-cooling problem*
contribution, École Franco-Indienne, « Starbursts and Structure and Evolution of Galaxies », 10 – 20 décembre 2000, Pune, Inde

C.5 Communications par affiches

1. *Constraints on Dark Matter from the Temperature of the Intergalactic Medium*
S. Ilić, **M. Langer**, M. Douspis, 2012, Conférence « The Epoch of Reionization : Theory, Simulations, Observations », Strasbourg
2. *Was the early universe turbulent, and does it matter ?*
A. Ajmia, **M. Langer**, F. Boulanger, 2010, Conférence « The First Galaxies, Quasars & Gamma-Ray Bursts », Pennsylvania State University
3. *The Sunyaev-Zel'dovich effect : its contribution to cosmological parameters estimation*
N. Taburet, N. Aghanim, M. Douspis, **M. Langer**, 2008, 42nd Rencontres de Moriond, La Thuile, Italie

C.6 Articles, ouvrages et actions de vulgarisation

1. *La théorie de l'inflation : vue par Planck*
V. Glavieux, **M. Langer**, A. Riazuelo, 2012, La Recherche, 466, 60-61

2. *Maître de conférences – Spécialité : Cosmologie*, présentation donnée le 30 avril 2013 sur invitation au collège Victor Hugo, 27140 Gisors
3. Contributions au *Passeport pour les deux infinis – Vers l'infiniment grand / Vers l'infiniment petit*, Dunod 2010, livret rédigé sous la responsabilité du Groupement d'Intérêt Scientifique « Physique des deux Infinis ».

BIBLIOGRAPHIE

- Aalseth, C. E., Barbeau, P. S., Bowden, N. S., et al. 2011, Phys. Rev. Lett., 106, 131301
- Abdalla, F. B., & Rawlings, S. 2005, MNRAS, 360, 27
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, Science, 295, 93
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, Phys. Rev. Lett., 108, 011103
- Adriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. A., et al. 2010, Astroparticle Physics, 34, 1
- Adshead, P. J., & Furlanetto, S. R. 2008, MNRAS, 384, 291
- Afshordi, N. 2004, Phys. Rev. D, 70, 083536
- Aghanim, N., Majumdar, S., & Silk, J. 2008, Reports on Progress in Physics, 71, 066902
- Aguilar, M., Alberti, G., Alpat, B., et al. 2013, Phys. Rev. Lett., 110, 141102
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, A&A, 508, 561
- Ahn, C. P., Alexandroff, R., Allende Prieto, C., et al. 2013, arXiv:1307.7735, soumis à ApJS
- Akahori, T., & Ryu, D. 2011, ApJ, 738, 134
- Alimi, J.-M., Bouillot, V., Rasera, Y., et al. 2012, in Proceedings of the International Conference on High Performance Computing, Networking, Storage and Analysis, SC '12 (Los Alamitos, CA, USA: IEEE Computer Society Press), 73:1–73:11
- Alvarez, M. A., Komatsu, E., Doré, O., & Shapiro, P. R. 2006, ApJ, 647, 840
- Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., et al. 2011, Nature, 470, 510
- Anderson, J., Beck, R., Bell, M., et al. 2012, in *Magnetic fields in the universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures – III*, ed. M. Soida, K. Otmianowska-Mazur, E. de Gouveia Dal Pino, & A. Lazarian (arXiv:1203.2467, à paraître)
- Aprile, E., Alfonsi, M., Arisaka, K., et al. 2012, Phys. Rev. Lett., 109, 181301
- Arlen, T. C., Vassiliev, V. V., Weisgarber, T., Wakely, S. P., & Yusef Shafi, S. 2012, arXiv:1210.2802
- Armengaud, E., Augier, C., Benoît, A., et al. 2012, Phys. Rev. D, 86, 051701
- Athreya, R. M., Kapahi, V. K., McCarthy, P. J., & Breugel, W. V. 1998, A&A, 329, 809

- Baccigalupi, C., Amendola, L., & Occhionero, F. 1997, MNRAS, 288, 387
- Balbus, S., & Hawley, J. 1998, Reviews of Modern Physics, 70, 1
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- Balbus, S. A., & Reynolds, C. S. 2008, ApJ, 681, L65
- Balogh, A., & Thompson, M. J. 2009, Space Sci. Rev., 144, 1
- Balogh, M. L., Pearce, F. R., Bower, R. G., & Kay, S. T. 2001, MNRAS, 326, 1228
- Baltz, E. A., Battaglia, M., Peskin, M. E., & Wizansky, T. 2006, Phys. Rev. D, 74, 103521
- Banerjee, R., & Jedamzik, K. 2004, Phys. Rev. D, 70, 123003
- Barkana, R., & Loeb, A. 2001, Physics Reports, 349, 125
- Barrau, A., & Grain, J. 2011, *Relativité générale – Cours et exercices corrigés* (Dunod)
- Barreiro, R. B., Vielva, P., Marcos-Caballero, A., & Martinez-Gonzalez, E. 2013, MNRAS, 430, 259
- Bavouzet, N. 2008, thèse de doctorat, Université Paris Sud
- Beck, A. M., Hanasz, M., Lesch, H., Remus, R.-S., & Stasyszyn, F. A. 2012, MNRAS:Letters, 429, L60
- Beck, R. 2005, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 664, *Cosmic Magnetic Fields*, ed. R. Wielebinski & R. Beck, 41
- Beck, R. 2009, in *Magnetic Fields in the Universe II: From Laboratory and Stars to the Primordial Universe*, ed. A. Esquivel, J. Franco, G. García-Segura, E. M. de Gouveia Dal Pino, A. Lazarian, S. Lizano, & A. Raga, Vol. 36 (Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)), 1–8
- Beck, R. 2011, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (Texas 2010). AIP Conference Proceedings, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 117–136
- Beck, R., Anderson, J., Heald, G., et al. 2013, Astron. Nachr., 557, 548
- Beck, R., & Krause, M. 2005, Astron. Nachr., 326, 414
- Becker, G. D., Bolton, J. S., Haehnelt, M. G., & Sargent, W. L. W. 2011, MNRAS, 410, 1096
- Benson, A. J. 2010, Physics Reports, 495, 33
- Bernabei, R., Belli, P., Cappella, F., et al. 2010, European Physical Journal C, 67, 39
- Bernet, M. L., Miniati, F., & Lilly, S. J. 2013, ApJ, 772, L28
- Bernet, M. L., Miniati, F., Lilly, S. J., Kronberg, P. P., & Dessauges-Zavadsky, M. 2008, Nature, 454, 302
- Béthermin, M., Dole, H., Lagache, G., Le Borgne, D., & Pénin, A. 2011, A&A, 529, A4

- Bianchi, E., & Rovelli, C. 2010, arXiv:1002.3966
- Bianchi, E., Rovelli, C., & Kolb, R. 2010, *Nature*, 466, 321
- Biermann, L. 1950, *Zeitschrift für Naturforschung*, 5a, 65
- Binétruy, P., Bohé, A., Caprini, C., & Dufaux, J.-F. 2012, *JCAP*, 6, 27
- Birkinshaw, M., & Gull, S. F. 1983, *Nature*, 302, 315
- Biswas, T., Mansouri, R., & Notari, A. 2007, *JCAP*, 2007, 017
- Biswas, T., & Notari, A. 2008, *JCAP*, 2008, 021
- Biswas, T., Notari, A., & Valkenburg, W. 2010, *JCAP*, 2010, 030
- Blanchard, A., Valls-Gabaud, D., & Mamon, G. A. 1992, *A&A*, 264, 365
- Block, D. L. 2012, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 395, *Georges Lemaître: Life, Science and Legacy*, ed. R. D. Holder & S. Mitton (Berlin, Heidelberg: Springer), 89–96
- Boldt, E. 1987, *Phys. Rep.*, 146, 215
- Bolejko, K., Krasiński, A., & Hellaby, C. 2005, *MNRAS*, 362, 213
- Bolejko, K., Krasiński, A., Hellaby, C., & Célérier, M.-N. 2009, *Structures in the Universe by Exact Methods: Formation, Evolution, Interactions* (Cambridge University Press)
- Bolton, J. S., Becker, G. D., Raskutti, S., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2880
- Bolton, J. S., & Haehnelt, M. G. 2007, *MNRAS*, 382, 325
- Bolton, J. S., Oh, S. P., & Furlanetto, S. R. 2009, *MNRAS*, 395, 736
- Bona, C., & Stela, J. 1987, *Phys. Rev. D*, 36, 2915
- Bondi, H. 1947, *MNRAS*, 107, 410
- Bonnor, W. B., & Chamorro, A. 1990, *ApJ*, 361, 21
- Boughn, S. P., & Crittenden, R. G. 2002, *Phys. Rev. Lett.*, 88, 021302
- Boughn, S. P., Crittenden, R. G., & Turok, N. G. 1998, *New Ast.*, 3, 275
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2012, *ApJ*, 752, L5
- Bowman, J. D., & Rogers, A. E. E. 2010, *Nature*, 468, 796
- Brandenburg, A., Sokoloff, D., & Subramanian, K. 2012, *Space Sci. Rev.*, 169, 123
- Brandenburg, A., & Subramanian, K. 2005, *Physics Reports*, 417, 1
- Brecher, K., & Blumenthal, G. R. 1970, *Astrophysical Letters*, 6, 169
- Bret, A. 2009, *ApJ*, 699, 990

- Bromm, V. 2013, arXiv:1305.5178
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 1999, ApJ, 527, L5
- . 2002, ApJ, 564, 23
- Buchert, T., & Räsänen, S. 2012, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 62, 57
- Burn, B. J. 1966, MNRAS, 133, 67
- Cai, Y.-C., Cole, S., Jenkins, A., & Frenk, C. S. 2010, MNRAS, 407, 201
- Cai, Y.-C., Neyrinck, M. C., Szapudi, I., Cole, S., & Frenk, C. S. 2013, arXiv:1301.6136
- Caprini, C. 2011, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (Texas 2010). AIP Conference Proceedings, 7
- CDMS Collaboration. 2013a, arXiv:1304.4279
- . 2013b, Phys. Rev. D, 88, 031104
- Ceccarelli, L., Paz, D., Lares, M., Padilla, N., & Lambas, D. G. 2013, MNRAS, 1
- Célérier, M.-N. 2000, A&A, 353, 63
- . 2012, A&A, 543, A71
- Chandrasekhar, S. 1960, PNAS, 46, 253
- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, ApJ, 118, 116
- Chen, X., & Kamionkowski, M. 2004, Phys. Rev. D, 70, 043502
- Chernin, A. D. 1967, Soviet Astronomy, 10, 634
- Choudhury, T. R. 2009, Current Science, 97, 841
- Ciardi, B., & Ferrara, A. 2005, Space Sci. Rev., 116, 625
- Cirelli, M. 2012, Pramana, 79, 1021
- Clarke, T. E., Kronberg, P. P., & Böhringer, H. 2001, ApJ, 547, L111
- Clarkson, C., & Regis, M. 2011, JCAP, 2011, 013
- Clarkson, C. A. 1999, thèse de doctorat, University of Glasgow
- Colberg, J. M., Pearce, F., Foster, C., et al. 2008, MNRAS, 387, 933
- Coles, P., & Lucchin, F. 2002, *Cosmology: The Origin and Evolution of Cosmic Structure*, Second Edition (Wiley)
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, AJ, 115, 1693
- Contopoulos, I., & Basilakos, S. 2007, A&A, 471, 59
- Cooray, A. 2002, Phys. Rev. D, 65, 1

- Cooray, A., & Sheth, R. 2002, *Physics Reports*, 372, 1
- Corasaniti, P.-S., Giannantonio, T., & Melchiorri, A. 2005, *Phys. Rev. D*, 71, 123521
- Crittenden, R., & Turok, N. 1996, *Phys. Rev. Lett.*, 76, 575
- Daly, R. A., & Loeb, A. 1990, *ApJ*, 364, 451
- Darmois, G. 1927, *Mémorial des sciences mathématiques*, 25, 1
- Davis, L., & Greenstein, J. 1949, *Physical Review*, 75, 1605
- de Maricourt, P. 1269, *Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt, militem, de magnete*
- de Sitter, W. 1917, *MNRAS*, 78, 3
- Dermer, C. D., Cavadini, M., Razzaque, S., et al. 2011, *ApJ*, 733, L21
- Dirac, P. A. M. 1996, *General Theory of Relativity* (Princeton University Press)
- Dizgaha, A. M., Gnedin, N. Y., & Kinney, W. H. 2013, *JCAP*, 05, 017
- Dolag, K., Bartelmann, M., & Lesch, H. 2002, *A&A*, 387, 383
- Dolag, K., Kachelriess, M., Ostapchenko, S., & Tomàs, R. 2011, *ApJ*, 727, L4
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
- D’Onofrio, M., & Burigana, C., eds. 2009, *Questions of Modern Cosmology* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg)
- Douchin, D. 2011, *Histoire de la réionisation : corrélation croisée entre le CMB Doppler et la raie à 21cm*, Mémoire de stage, Master 2^{ème} année, Astrophysique, Université Paris Sud
- Douspis, M., Castro, P. G., Caprini, C., & Aghanim, N. 2008, *A&A*, 485, 395
- Dunkley, J., Hlozek, R., Sievers, J., et al. 2011, *ApJ*, 739, 52
- Dupé, F.-X., Rassat, A., Starck, J.-L., & Fadili, M. J. 2011, *A&A*, 534, A51
- Durrer, R. 2005, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 653, *The Physics of the Early Universe*, ed. E. Papantonopoulos, p31
- Durrer, R., & Neronov, A. 2013, *The Astronomy & Astrophysics Review*, 21, 62
- Durrive, J.-B., & Stahl, C. 2011, *Evolution of LTB-voids & acceleration of the expansion of the Universe*, Mémoire de stage, Magistère de Physique Fondamentale, Université Paris Sud
- Ehlers, J., Geren, P., & Sachs, R. K. 1968, *Journal of Mathematical Physics*, 9, 1344
- Einasto, M., Einasto, J., Tago, E., Müller, V., & Andernach, H. 2001, *AJ*, 122, 2222
- Einstein, A. 1917, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften*, 142

- Enqvist, K. 2008, *General Relativity and Gravitation*, 40, 451
- Evans, C. R., & Fennelly, A. J. 1985, *Astrophysics and Space Science*, 109, 15
- Evoli, C., Valdés, M., Ferrara, A., & Yoshida, N. 2012, *MNRAS*, 422, 420
- Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006a, *ARA&A*, 44, 415
- Fan, X., Narayanan, V. K., Strauss, M. A., et al. 2002, *AJ*, 123, 1247
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006b, *AJ*, 132, 117
- Faraday, M. 1846, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 136, 1
- February, S., Larena, J., Smith, M., & Clarkson, C. 2010, *MNRAS*, 405, 2231
- Fenu, E., Pitrou, C., & Maartens, R. 2011, *MNRAS*, 414, 2354
- Feretti, L., Giovannini, G., Govoni, E., & Murgia, M. 2012, *The Astronomy & Astrophysics Review*, 20, 54
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- . 1954, *The Astrophysical Journal*, 119, 1
- Ferrière, K. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031
- Finkelstein, S. L., Papovich, C., Ryan, R. E., et al. 2012, *ApJ*, 758, 93
- Finlator, K. 2011, in *Frank N. Bash Symposium 2011: New Horizons in Astronomy*, ed. S. Salviander, J. Green, & A. Pawlik (Proceedings of Science), PoS(Bash11)012
- Fletcher, A. 2010, in *The Dynamic Interstellar Medium: A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey—ASP Conference Series*, ed. R. Kothes, T. L. Landecker, & A. G. Willis, Vol. 438 (Astronomical Society of the Pacific), 197–210
- Frieman, J. A., Turner, M. S., & Huterer, D. 2008, *ARA&A*, 46, 385
- Frommert, M., & Enßlin, T. a. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 1837
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, *ApJ*, 503, 518
- Furlanetto, S. R., & Loeb, A. 2005, *ApJ*, 634, 1
- Furlanetto, S. R., & Oh, S. P. 2008, *ApJ*, 682, 14
- Furlanetto, S. R., Peng Oh, S., & Briggs, F. H. 2006, *Physics Reports*, 433, 181
- Furlanetto, S. R., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2004, *ApJ*, 613, 1
- Gaensler, B., Beck, R., & Feretti, L. 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 1003
- Galli, S., Iocco, F., Bertone, G., & Melchiorri, A. 2009, *Phys. Rev. D*, 80, 023505
- Gardner, J. P., Mather, J. C., Clampin, M., et al. 2006, *Space Sci. Rev.*, 123, 485

- Garriga, J., Pogosian, L., & Vachaspati, T. 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 1
- Giannantonio, T., Crittenden, R., Nichol, R., & Ross, A. J. 2012, *MNRAS*, 426, 2581
- Giannantonio, T., Scranton, R., Crittenden, R. G., et al. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 123520
- Gilbert, W. 1600, *De Magnete, Magneticisque Corporibus, et de Magno Magnete Tellure; Physiologia nova, plurimis & argumentis, & experimentis demonstrata* (Peter Short)
- Ginzburg, V. L., & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- Giovannini, M. 2004, *International Journal of Modern Physics D*, 13, 391
- Glover, S. 2013, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, *The First Galaxies – Theoretical Predictions and Observational Clues*, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm (Springer Berlin Heidelberg), 103–174
- Gooding, D. 1981, *Historical Studies in the Physical Sciences*, 11, 231
- Goto, T., Szapudi, I., & Granett, B. R. 2012, *MNRAS:Letters*, 422, L77
- Govoni, F., & Feretti, L. 2004, *International Journal of Modern Physics D*, 13, 43
- Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al. 2005, *A&A*, 430, L5
- Granett, B. R., Neyrinck, M. C., & Szapudi, I. 2008, *ApJ*, 683, L99
- Grasso, D., & Rubinstein, H. R. 2001, *Physics Reports*, 348, 163
- Green, S. R., & Wald, R. M. 2011, *Phys. Rev. D*, 83, 084020
- Gregori, G., Ravasio, A., Murphy, C. D., et al. 2012, *Nature*, 481, 480
- Grossan, B., & Smoot, G. F. 2007, *A&A*, 474, 731
- Hajian, A., Viero, M. P., Addison, G., et al. 2012, *ApJ*, 744, 40
- Hale, G. E. 1908, *ApJ*, 28, 315
- Hall, J. S. 1949, *Science*, 109, 166
- Hall, N. R., Keisler, R., Knox, L., et al. 2010, *ApJ*, 718, 632
- Hannestad, S., & Brandbyge, J. 2010, *JCAP*, 3, 20
- Hansen, S. H., & Haiman, Z. 2004, *ApJ*, 600, 26
- Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249
- Hausman, M. A., Olson, D. W., & Roth, B. D. 1983, *ApJ*, 270, 351
- Haverkorn, M. 2012, in *The Square Kilometre Array: Paving the way for the new 21st century radio astronomy paradigm* – Proceedings of Symposium 7 of JENAM 2010, ed. D. Barbosa, S. Anton, L. Gurvits, & D. Maia, *Astrophysics and Space Science Proceedings* (Springer), 63

- Helou, G., & Beichman, C. A. 1990, in *From ground-based to space-borne sub-mm astronomy: proceedings of the 29th Liège International Astrophysical Colloquium*, ed. B. Kaldeich-Schürmann, 117–123
- Hey, A. J. G., & Walters, P. 2003, *The New Quantum Universe* (Cambridge University Press)
- Hildebrand, R. H., & Dragovan, M. 1995, *ApJ*, 450, 663
- Hiltner, W. A. 1949, *Science*, 109, 165
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. 2013, *ApJS*, 208, 19
- Ho, S., Hirata, C., Padmanabhan, N., Seljak, U., & Bahcall, N. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 043519
- Hogg, D. W., Eisenstein, D. J., Blanton, M. R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 54
- Holder, G. P., Haiman, Z., Kaplinghat, M., & Knox, L. 2003, *ApJ*, 595, 13
- Hoyle, F. 1958, in *La structure et l'évolution de l'univers: rapports et discussions*, ed. Conseil de physique Solvay, Vol. 11 (Bruxelles : R. Stoops), 53–80
- Hu, W., & Dodelson, S. 2002, *ARA&A*, 40, 171
- Hu, W., & Holder, G. 2003, *Phys. Rev. D*, 68, 1
- Hubble, E. 1929, *PNAS*, 15, 168
- Hunt, P., & Sarkar, S. 2010, *MNRAS*, 401, 547
- Ichiki, K., Inoue, S., & Takahashi, K. 2008, *ApJ*, 682, 127
- Icke, V. 1984, *MNRAS*, 206, 1P
- Ilić, S. 2008, *Réionisation cosmique : contribution de l'annihilation et de la désintégration de particules de matière noire*, Mémoire de stage, Magistère de Physique Fondamentale, Université Paris Sud
- . 2013, thèse de doctorat, Magistère de Physique Fondamentale, Université Paris Sud
- Ilić, S., Douspis, M., Langer, M., Pénin, A., & Lagache, G. 2011, *MNRAS*, 416, 2688
- Ilić, S., Langer, M., & Douspis, M. 2012a, *Constraints on Dark Matter from the Temperature of the Intergalactic Medium*, communication par affiche, conférence « The Epoch of Reionization : Theory, Simulations, Observations », 23–27 avril 2012, Strasbourg
- Ilić, S., Langer, M., & Douspis, M. 2012b, in *2012 Cosmology – Proceedings of the 47th Rencontres de Moriond*, ed. Étienne Augé, Jacques Dumarchez, & Jean Trần Thanh Vân (ARISF), 101–104
- . 2013, *A&A*, 556, A51
- Inoue, K. T., & Silk, J. 2006, *ApJ*, 648, 23
- . 2007, *ApJ*, 664, 650
- Inutsuka, S.-I. 2012, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012, 1A307

- Ishibashi, A., & Wald, R. M. 2006, *Classical and Quantum Gravity*, 23, 235
- Israel, W. 1966, *Il Nuovo Cimento B*, 44, 1
- Israel, W. 1967, *Il Nuovo Cimento B*, 48, 463
- Jansky, K. 1933, *Proceedings of the IRE*, 21, 1387
- Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 2498
- Jelić, V., Zaroubi, S., Aghanim, N., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2279
- Jiménez, J. B., & Maroto, A. L. 2011, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 190, 33
- Kaiser, N., Aussel, H., Burke, B. E., et al. 2002, in *Proceedings of SPIE*, Vol. 4836 (SPIE), 154–164
- Kalberla, P. M. W., McClure-Griffiths, N. M., Pisano, D. J., et al. 2010, *A&A*, 521, A17
- Kandus, A., Kunze, K. E., & Tsagas, C. G. 2011, *Physics Reports*, 505, 1
- Khakshournia, S., & Mansouri, R. 2008, *Gravitation and Cosmology*, 14, 295
- Kim, E.-J., Olinto, A. V., & Rosner, R. 1996, *ApJ*, 468, 28
- Kim, J.-H., Park, C.-B., Rossi, G., Lee, S.-M., & Gott, J. R. I. 2011, *Journal of The Korean Astronomical Society*, 44, 217
- Knox, L., Cooray, A., Eisenstein, D., & Haiman, Z. 2001, *ApJ*, 550, 7
- Kodama, H., & Sasaki, M. 1984, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 78, 1
- Kofman, L. A., & Starobinskii, A. A. 1985, *Soviet Astronomy Letters*, 11, 271
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18
- Kovács, A., Szapudi, I., Granett, B. R., & Frei, Z. 2013, *MNRAS:Letters*, 431, L28
- Kozaki, H., & Nakao, K.-I. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 104008
- Kraśniński, A. 1990, in *Modern Cosmology in Retrospect*, ed. B. Bertotti, R. Balbinot, S. Bergia, & A. Messina (Cambridge University Press), 115
- Kronberg, P. P. 1995, *Nature*, 374, 404
- Kronberg, P. P., Lesch, H., & Hopp, U. 1999, *ApJ*, 511, 56
- Kuhlen, M., & Faucher-Giguère, C.-A. 2012, *MNRAS*, 423, 862
- Kulkarni, G., Hennawi, J. F., Rollinde, E., & Vangioni, E. 2013, *ArXiv e-prints*
- Kulsrud, R. M., & Zweibel, E. G. 2008, *Reports on Progress in Physics*, 71, 046901
- Lagache, G., Bavouzet, N., Fernandez-Conde, N., et al. 2007, *ApJ*, 665, L89
- Lagache, G., & Puget, J. L. 2000, *A&A*, 355, 17

- Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. H. 2005, ARA&A, 43, 727
- Langer, M. 2002, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie
- Langer, M., Aghanim, N., & Puget, J.-L. 2005, A&A, 443, 367
- Langer, M., Puget, J.-L., & Aghanim, N. 2003, Phys. Rev. D, 67, 1
- Langlois, D. 2010, in Lecture Notes in Physics, Vol. 800, *Lectures on Cosmology – Accelerated Expansion of the Universe*, ed. G. Wolschin (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 1–57
- Larmor, J. 1919, Report of the British Association for the Advancement of Science, 87, 159
- Larson, R. B. 2003, Reports on Progress in Physics, 66, 1651
- Laureijs, R., Amiaux, J., Arduini, S., et al. 2011, arXiv:1110.3193
- Lazarian, A. 2003, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 79, 881
- . 2007, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 106, 225
- Lemaître, G. 1927, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, A47, 49
- Lewis, A., & Bridle, S. 2002, Phys. Rev. D, 66, 103511
- Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, ApJ, 538, 473
- Lewis, A., Weller, J., & Battye, R. 2006, MNRAS, 373, 561
- Liddle, A. 2003, *An Introduction to Modern Cosmology*, 2nd edn. (Wiley)
- Liddle, A. R. 2004, MNRAS, 351, L49
- Linder, E. V. 2008, American Journal of Physics, 76, 197
- Liu, G., Ng, K.-W., & Pen, U.-L. 2011, Physical Review D, 83, 1
- Livio, M. 2011, Nature, 479, 171
- Loeb, A. 2009, JCAP, 2009, 022
- . 2010, *How did the first stars and galaxies form ?* (Princeton University Press), 216
- Loeb, A., & Furlanetto, S. R. 2013, *The First Galaxies in the Universe*, Princeton Series in Astrophysics (Princeton University Press)
- LSST Science Collaborations: Abell, P. A., Allison, J., Anderson, S. E., et al. 2009, arXiv:0912.0201
- Machida, M. N., Omukai, K., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-I. 2006, ApJ, 647, L1
- Madau, P., & Meiksin, A. 1994, ApJ, 433, L53
- Maeda, K.-i., Sakai, N., & Triay, R. 2011, JCAP, 2011, 026

- Maggiore, M. 2000, Phys. Rep., 331, 283
- Maller, A. H., & Bullock, J. S. 2004, MNRAS, 355, 694
- Mandelbaum, R., Slosar, A., Baldauf, T., et al. 2013, MNRAS, 432, 1544
- Mapelli, M., Ferrara, A., & Pierpaoli, E. 2006, MNRAS, 369, 1719
- Marra, V., Kolb, E. W., & Matarrese, S. 2008, Phys. Rev. D, 77, 023003
- Marra, V., & Notari, A. 2011, Classical and Quantum Gravity, 28, 164004
- Martin, B., ed. 1932-1936, *Faraday's Diary*, Vol. 4 (G. Bell & Sons)
- Martin, J. 2012, Comptes Rendus Physique, 13, 566
- Massacrier, G. 1996, A&A, 309, 979
- Matsuhara, H., Kawara, K., Sato, Y., et al. 2000, A&A, 361, 407
- Mattsson, T. 2010, General Relativity and Gravitation, 42, 567
- McQuinn, M., Furlanetto, S. R., Hernquist, L., Zahn, O., & Zaldarriaga, M. 2005, ApJ, 630, 643
- Meiksin, A. 2005, MNRAS, 356, 596
- Mellema, G., Koopmans, L. V. E., Abdalla, F. A., et al. 2013, Experimental Astronomy, 36, 235
- Melrose, D. B. 2010, AJ, 725, 1600
- Merkel, P. M., & Schäfer, B. M. 2013, MNRAS, 431, 2433
- Mészáros, A. 1993, Astrophysics and Space Science, 207, 5
- Miniati, F., & Bell, A. R. 2011, ApJ, 729, 73
- Miralda-Escudé, J. 1998, ApJ, 501, 15
- Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1973, *Gravitation* (W.H. Freeman and Co.)
- Morales, M. F., & Wyithe, J. S. B. 2010, ARA&A, 48, 127
- Moss, A., Zibin, J., & Scott, D. 2011, Phys. Rev. D, 83, 22
- Mukhanov, V. F., Feldman, H. A., & Brandenberger, R. H. 1992, Phys. Rep., 215, 203
- Murase, K., Takahashi, K., Inoue, S., Ichiki, K., & Nagataki, S. 2008, ApJ, 686, L67
- Mustapha, N., Hellaby, C., & Ellis, G. F. R. 1997, MNRAS, 292, 817
- Nadathur, S., Hotchkiss, S., & Sarkar, S. 2012, JCAP, 2012, 042
- Neronov, A., & Semikoz, D. V. 2007, JETP Letters, 85, 473
- . 2009, Phys. Rev. D, 80, 123012

- Neronov, A., & Vovk, I. 2010, *Science*, 328, 73
- Neyrinck, M. C. 2008, *MNRAS*, 386, 2101
- Neyrinck, M. C., Gnedin, N. Y., & Hamilton, A. J. S. 2005, *MNRAS*, 356, 1222
- Nicastro, F., Mathur, S., & Elvis, M. 2008, *Science*, 319, 55
- Nobbenhuis, S. 2006, *Foundations of Physics*, 36, 613
- Ohno, H., Takada, M., Dolag, K., Bartelmann, M., & Sugiyama, N. 2003, *ApJ*, 584, 599
- Olson, D. W., & Silk, J. 1979, *ApJ*, 233, 395
- Omukai, K. 2000, *ApJ*, 534, 809
- Paciga, G., Albert, J. G., Bandura, K., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 639
- Padmanabhan, N., & Finkbeiner, D. 2005, *Phys. Rev. D*, 72, 023508
- Padmanabhan, T. 2008, *General Relativity and Gravitation*, 40, 529
- Pan, D. C., Vogeley, M. S., Hoyle, F., Choi, Y.-Y., & Park, C. 2012, *MNRAS*, 421, 926
- Pandolfi, S., Giusarma, E., Kolb, E., et al. 2010, *Phys. Rev. D*, 82, 1
- Panek, M. 1992, *ApJ*, 388, 225
- Pápai, P., & Szapudi, I. 2010, *ApJ*, 725, 2078
- Peacock, J. A., & Smith, R. E. 2000, *MNRAS*, 318, 1144
- Peebles, P. J. E. 1980, *The large-scale structure of the universe* (Princeton University Press)
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Peimbert, A. 2007, *ApJ*, 666, 636
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Piffaretti, R., Arnaud, M., Pratt, G. W., Pointecouteau, E., & Melin, J.-B. 2011, *A&A*, 534, A109
- Plaga, R. 1995, *Nature*, 374, 430
- Planck Collaboration. 2011, *A&A*, 536, A18
- . 2013a, arXiv:1303.5079
- . 2013b, arXiv:1303.5076
- . 2013c, arXiv:1303.5082
- Pogosian, L. 2006, *New Ast. Rev.*, 50, 932
- Pshirkov, M. S., Tinyakov, P. G., Kronberg, P. P., & Newton-McGee, K. J. 2011, *ApJ*, 738, 192
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, *A&A*, 308, L5
- Radelet de Grave, P., & Speiser, D. 1975, *Revue d'histoire des sciences*, 28, 193

- Rädler, K.-H. 1995, *Reviews in Modern Astronomy*, 8, 295
- Rädler, K.-H. 2000, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 556, *From the Sun to the Great Attractor*, ed. D. Page & J. G. Hirsch, 101
- Raičević, M., Theuns, T., & Lacey, C. 2011, *MNRAS*, 410, 775
- Rakić, A., Räsänen, S., & Schwarz, D. J. 2006, *MNRAS*, 369, L27
- Räsänen, S. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 123522
- . 2011, *Classical and Quantum Gravity*, 28, 164008
- Rees, M., & Reinhardt, M. 1972, *A&A*, 19, 189
- Rees, M. J. 1997, in *The Hubble Space Telescope and the High Redshift Universe*, ed. N. R. Tanvir, A. Aragon-Salamanca, & J. V. Wall (World Scientific), 115
- Rees, M. J., & Sciama, D. W. 1968, *Nature*, 217, 511
- Refregier, A., & The DUNE Collaboration. 2009, *Experimental Astronomy*, 23, 17
- Reimers, D., Fechner, C., Hagen, H.-J., et al. 2005, *A&A*, 442, 63
- Reimers, D., Kohler, S., Wisotzki, L., et al. 1997, *A&A*, 900, 890
- Ribeiro, M. B. 1992, *ApJ*, 388, 1
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2002, *ApJ*, 575, 49
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Robertson, B. E., Furlanetto, S. R., Schneider, E., et al. 2013, *ApJ*, 768, 71
- Robishaw, T. 2008, PhD thesis, University of California, Berkeley
- Roche, N., Franzetti, P., Garilli, B., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 1764
- Rouzé, C., & Sándor, B. 2012, *Investigating reionization history through its signatures in the cross-correlation of the CMB and the cosmological 21cm line*, rapport du projet « innovation », École Centrale de Paris, Technische Universität Darmstadt & Institut d'Astrophysique Spatiale
- Ryu, D., Schleicher, D. R. G., Treumann, R. A., Tsagas, C. G., & Widrow, L. M. 2011, *Space Sci. Rev.*, 166, 1
- Sachs, R. K., & Wolfe, A. M. 1967, *ApJ*, 147, 73
- Sakai, N., Sugiyama, N., & Yokoyama, J. 1999, *ApJ*, 510, 1
- Sanders, R. H., & McGaugh, S. S. 2002, *ARA&A*, 40, 263
- Sato, H., & Maeda, K. 1983, *Progress of Theoretical Physics*, 70, 119
- Saveliev, A., Jedamzik, K., & Sigl, G. 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 103010

- Schäfer, B. M., Kalovidouris, A. E., & Heisenberg, L. 2011, MNRAS, 416, 1302
- Schaye, J., Theuns, T., Rauch, M., Efstathiou, G., & Sargent, W. L. W. 2000, MNRAS, 318, 817
- Schleicher, D. R. G., Banerjee, R., Sur, S., et al. 2010, A&A, 522, A115
- Schnee, R. W. 2011, in *Physics of the Large and the Small – TASI 2009*, ed. C. Csaki & S. Dodelson, 775–829
- Schneider, R. 2012, in *Firts Stars IV – From Hayashi to the future – AIP Conference Proceedings*, ed. M. Umemura & K. Omukai, Vol. 1480 (American Institute of Physics), 105–112
- Schneider, R., Ferrara, A., Natarajan, P., & Omukai, K. 2002, ApJ, 571, 30
- Schneider, R., Ferrara, A., Salvaterra, R., Omukai, K., & Bromm, V. 2003, Nature, 422, 869
- Schober, J., Schleicher, D., Federrath, C., et al. 2012, ApJ, 754, 99
- Schutz, B. 2009, *A First Course in General Relativity* (Cambridge University Press)
- Scranton, R. 2006, *Global ISW Significance : An Exercise in Method & Hubris*, présentation donnée à l'atelier « External Correlations of the CMB and Cosmology », Fermilab, 25 – 27 mai 2006
- Seager, S., Sasselov, D. D., & Scott, D. 1999, ApJ, 523, L1
- Seljak, U., & Zaldarriaga, M. 1996, ApJ, 469, 437
- Serpico, P. D. 2012, Astroparticle Physics, 39, 2
- Sethi, S. K., & Subramanian, K. 2005, MNRAS, 356, 778
- Shang, C., Haiman, Z., Knox, L., & Oh, S. P. 2012, MNRAS, 421, 2832
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, ApJ, 759, 23
- Shull, J. M., & van Steenberg, M. E. 1985, ApJ, 298, 268
- Silk, J. 1983, MNRAS, 205, 705
- Silk, J. 2011, in *Tracing the Ancestry of Galaxies (on the land of our ancestors) – Proceedings of the International Astronomical Union*, ed. C. Carignan, F. Combes, & K. C. Freeman, Vol. 6, S777, 273–281
- . 2012, Comptes Rendus Physique, 13, 724
- Silk, J., & Langer, M. 2006, MNRAS, 371, 444
- Silk, J., & Mamon, G. A. 2012, Research in A&A, 12, 917
- Slipher, V. M. 1917, Proceedings of the American Philosophical Society, 56, 403
- Sokoloff, D. D., Bykov, A. A., Shukurov, A., et al. 1998, MNRAS, 299, 189
- . 1999, MNRAS, 303, 207

- Sommerfeld, A., & Schur, G. 1930, *Annalen der Physik*, 396, 409
- Stiavelli, M. 2009, *From First Light to Reionization* (John Wiley & Sons)
- Subramanian, K., & Barrow, J. D. 1998, *Phys. Rev. D*, 58, 083502
- Sutter, P. M., Lavaux, G., Wandelt, B. D., & Weinberg, D. H. 2012, *ApJ*, 761, 44
- Tait, T. M., & Hooper, D. 2012, *Comptes Rendus Physique*, 13, 719
- Takahashi, K., Inoue, S., Ichiki, K., & Nakamura, T. 2011, *MNRAS*, 410, 2741
- Tashiro, H., Aghanim, N., & Langer, M. 2008a, *MNRAS*, 384, 733
- Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., Douspis, M., & Zaroubi, S. 2008b, *MNRAS*, 389, 469
- Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2617
- . 2011, *MNRAS*, 414, 3424
- Tashiro, H., Silk, J., Langer, M., & Sugiyama, N. 2009, *MNRAS*, 392, 1421
- Tashiro, H., & Sugiyama, N. 2006, *MNRAS*, 368, 965
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Foschini, L., et al. 2010, *MNRAS: letters*, 406, L70
- Taylor, A. M., Vovk, I., & Neronov, A. 2011, *A&A*, 529, A144
- Tegmark, M., Eisenstein, D. J., Strauss, M. A., et al. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 123507
- Theuns, T., Zaroubi, S., Kim, T.-S., Tzanavaris, P., & Carswell, R. F. 2002, *MNRAS*, 332, 367
- Tomita, K., & Inoue, K. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 103522
- Treister, E., Schawinski, K., Volonteri, M., Natarajan, P., & Gawiser, E. 2011, *Nature*, 474, 356
- Tribble, P. C. 1989, *MNRAS*, 238, 1247
- Trimble, V. 2013, *arXiv:1307.2289*
- Tsagas, C. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5421
- Turk, M. J., Oishi, J. S., Abel, T., & Bryan, G. L. 2012, *ApJ*, 745, 154
- Uhlenbeck, G. E., & Goudsmit, S. 1925, *Die Naturwissenschaften*, 13, 953
- Valkenburg, W. 2009, *JCAP*, 6, 10
- van Haarlem, M. P., Wise, M. W., Gunst, A. W., et al. 2013, *A&A*, 556, A2
- Vanderveld, R., Flanagan, E., & Wasserman, I. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 083511
- Velikhov, E. 1959, *JETP*, 36, 1398
- Viero, M. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1766
- Viero, M. P., Wang, L., Zemcov, M., et al. 2013, *ApJ*, 772, 77

- Vovk, I., Taylor, A. M., Semikoz, D., & Neronov, A. 2012, *ApJ*, 747, L14
- Wang, L., Mao, J., Xiang, S., & Yuan, Y.-F. 2009, *A&A*, 494, 817
- Wasserman, I. 1978, *ApJ*, 224, 337
- Watson, W. A., Iliev, I. T., Diego, J. M., et al. 2013, arXiv:1305.1976
- Weber, N. 2011, *Spiegel Online*, 10 Nov.
- Weinberg, D. H., Mortonson, M. J., Eisenstein, D. J., et al. 2013, *Physics Reports*, 530, 87
- Weinberg, S. 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (Wiley)
- White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1991, *ApJ*, 379, 52
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Widrow, L. M. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 775
- Widrow, L. M., Ryu, D., Schleicher, D. R. G., et al. 2011, *Space Sci. Rev.*, 166, 37
- Willott, C. J., Delorme, P., Reyl  , C., et al. 2010, *AJ*, 139, 906
- Windhorst, R. A., Cohen, S. H., Jansen, R. A., Conselice, C., & Yan, H. 2006, *New Astronomy Reviews*, 50, 113
- Xu, H., O'Shea, B. W., Collins, D. C., et al. 2008, *ApJ*, 688, L57
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T., & Mathews, G. J. 2010, *Advances in Astronomy*, 2010, 1
- Yoshida, N., Hosokawa, T., & Omukai, K. 2012, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012
- Zahn, O., Reichardt, C. L., Shaw, L., et al. 2012, *ApJ*, 756, 65
- Zaroubi, S. 2010, in *Widefield Science and Technology for the SKA – Final SKADS Conference*, ed. S. A. Torchinsky, A. van Ardenne, T. van den Brink-Havinga, A. J. J. van Es, & A. J. Faulkner, 75
- Zaroubi, S. 2013, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, *The First Galaxies – Theoretical Predictions and Observational Clues*, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm (Springer Berlin Heidelberg), 45–101
- Zeeman, P. 1897a, *Philosophical Magazine Series 5*, 43, 226
- . 1897b, *Nature*, 55, 347
- Zel'dovich, Ya. B. 1970, *Soviet Astronomy*, 13, 608
- Zhan, H. 2011, *ApJ*, 740, 26
- Zhang, L., Chen, X., Kamionkowski, M., Si, Z.-G., & Zheng, Z. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 061301
- Zhang, P. 2006, *Phys. Rev. D*, 73, 123504