HAL
open science

Etude de fonds diffus cosmologiques : Mesure indirecte du fond infra-rouge et mesure directe du fond millimétrique

Cécile Renault

▶ **To cite this version:**

Cécile Renault. Etude de fonds diffus cosmologiques : Mesure indirecte du fond infra-rouge et mesure directe du fond millimétrique. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. tel-00010161

HAL Id: tel-00010161

https://theses.hal.science/tel-00010161

Submitted on 15 Sep 2005

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.

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université Grenoble I

présentée par

Cécile RENAULT

Spécialité : Sciences de l'Univers

ETUDE DE FONDS DIFFUS COSMOLOGIQUES :
Mesure indirecte du fond infra-rouge
Mesure directe du fond millimétrique

Soutenue le 17 mars 2005, devant le jury composé de :

J. Collot	examinateur
F.-X. Désert	examinateur
M. Giard	rapporteur
G. Henri	rapporteur
P. Salati	rapporteur
C. Tao	examinatrice

Remerciements

Je remercie le professeur Belorisky de m'avoir guidée dans la préparation de cette habilitation et autorisée à la présenter.

Je remercie bien-sûr mes rapporteurs Martin Giard, Gilles Henri et Pierre Salati qui ont accepté de lire attentivement ce manuscrit et ont rédigé leurs rapports avec une ponctualité remarquable. J'espère mériter peut-être quelques uns des compliments qu'ils m'ont faits ... J'ai connu Pierre toute petite lors d'une conférence sur la matière noire : ses connaissances, son énergie et ses exposés déclenchent immanquablement l'enthousiasme. J'aurais aimé pouvoir travailler davantage avec Gilles mais ses modèles sont bons et nos données gamma n'étaient pas à la hauteur ... Je suis néanmoins ravie de revoir régulièrement les Sherpas de Grenoble ! Je connais moins Martin, mais on aura l'occasion de se revoir pour Planck.

Merci aussi bien-sûr à Charling Tao qui s'est jointe au jury et qui a toujours été un exemple : compétence, intuition, rigueur, mais aussi gentillesse.

Quant à Xavier, il a participé à la découverte du CIB, il maîtrise l'instrument et l'ensemble de la chaîne d'analyse d'Archeops, il co-dirige efficacement la préparation de Planck, il connait la physique de l'Univers primordial, les amas, la Galaxie, il répare même les batteries : bref il sait tout faire et en plus il me supporte héroïquement depuis 4 ans maintenant ...

Enfin je remercie Johann Collot d'avoir accepté de présider mon jury et d'y avoir mis une touche de physique des particules parmi tous ces astrophysiciens ou astroparticuliens.

Je remercie également Marcel Banner puis Jean-Eudes Augustin, Heinz Völk, Joël Chauvin puis Johann Collot de m'avoir accueilli dans leur laboratoire de Paris, Heidelberg ou Grenoble. J'ai travaillé ainsi avec plaisir dans les groupes de Monique Rivoal dans CAT, Felix Aharonian dans HEGRA puis Daniel Santos dans Archeops.

J'ai découvert le fond diffus infra-rouge avec les meilleurs guides possibles Jean-Loup Puget et Guilaine. Je suis plus que ravie de pouvoir continuer à travailler à leurs côtés dans Planck !

Si Archeops a été une superbe réussite scientifique, cette expérience a aussi été une aventure humaine géniale portée avec une multitude de talents, un enthousiame communicatif et une énergie débordante par Grand-chef Alain Benoît, assisté brillamment par Petit-chef Karine sans oublier bien-sûr Xavier, le chef d'orchestre de toutes ces mesures. On est nombreux à avoir partager cette aventure à Kiruna, en particulier Sophie, membre indispensable de la "dream team" mais aussi N!co, Juan, Cyrille, JC et Fred entre autres.

L'aventure s'est poursuivie au LPSC avec notamment Daniel qui prépare vaillamment Planck, Juan notre spécialiste international des ondelettes – un peu moins du rugby mais il s'applique – et N!co qui arrive à ne pas se noyer dans les angles des polariseurs qui tournent dans tous les sens, ca m'impressionnera toujours ! Maintenant qu'on a un pro de la polar, il faut le garder ! Et bien-sûr Matthieu qui nous a rejoint après les vols et avec qui j'ai le plaisir de travailler depuis 3 ans maintenant. Il a plus que contribué à l'analyse d'Archeops, et'espère que le CNRS saura lui faire l'accueil qu'il mérite ... Bon courage à nos autres "petits" Jonathan et Chloé !

Mais il n'y a pas qu'Archeops au LPSC et plein d'autres personnes font des choses quand même intéressantes (!), il serait trop long de citer ici tous ceux que j'apprécie pour leurs qualités humaines et scientifiques ou "techniques" – car un labo ne fait pas cohabiter que des chercheurs.

Si j'ai pu continuer dans la recherche, c'est sans aucun doute aussi grâce aux bonnes habitudes et aux bonnes bases qu'a essayé vaillamment de me donner mon directeur de thèse Christophe Magneville. Dommage que lui, Eric et Réza ne soient plus dans Planck ... Je regrette aussi, entre autres !, mes co-"EROS-girls" Delphine et Nathalie.

Merci d'avance aussi à tous mes collègues d'HFI : on va essayer d'écrire une très belle page de la cosmologie ensemble !

Bien-entendu, je pense également à mes parents car tout cette aventure ne serait pas arrivée sans eux, leur présence, leur soutien, leur patience ... et il leur en a fallu ! Merci aussi à mes beaux-parents qui - entre autres - me chouchoutent pendant les réunions Planck à Paris.

Enfin, toutes ces années Aurélien m'a accompagn'ee, encouragée et bien plus ... On a surmonté les séparations géographiques imposées par la dure vie de jeune docteur qui aimerait bien continuer dans la recherche avec courage souvent, découragement parfois mais tout s'est bien terminé pour nous, et ça en valait la peine finalement – mais il était quand même temps que ça s'arrête ! Aurélien est toujours là pour m'inciter à prendre du recul sur le pourquoi des choses, en science ou autre, et je l'en remercie vraiment sincèrement. Et puis, quand on est très joueur et que l'on n'aime pas perdre, épouser un brillant physicien, ça motive ! J'essaie tant bien que mal ...

Et pour clore ce chapitre par une belle illustration, voici Ulysse, ma petite merveille :

Table des matières

1 MESURES INDIRECTES DU FOND DIFFUS INFRA-ROUGE 9

1.1 Les mesures directes et leurs limitations 10
1.2 L'astronomie gamma, brièvement 10
1.3 Modélisation de la distribution d'énergie spectrale du CIB 12
1.4 Modification du spectre au TeV des sources extragalactiques par le CIB . . 14
1.5 Mesures indirectes du fond infra-rouge 15
1.6 Le spectre du CIB dans son ensemble 20
1.7 Les contraintes sur la formation des étoiles et des galaxies 22

2 MESURES DIRECTES DU FOND DIFFUS MILLIMETRIQUE 27

2.1 L'origine du fond diffus à 3 K 28
2.2 Déformation du signal primordial et pollution par les avant-plans 31
2.3 Mesures directes en ballon : l'expérience ARCHEOPS 33
2.4 Du signal brut aux cartes 36
2.5 Des cartes au spectre de puissance angulaire en température 41
2.6 ARCHEOPS face aux autres expériences 48
2.7 Les contraintes sur la géométrie et le contenu de l'Univers 50

3 PERSPECTIVES : L'INSTRUMENT Planck-HFI 57

3.1 Le détecteur Planck-HFI *versus* ARCHEOPS 57
3.2 Les apports d'ARCHEOPS 59
3.3 Potentiels 61
3.4 Et après ? 65

Introduction

La finitude de la vitesse de la lumière rend accessible l'histoire de l'Univers : regarder loin, c'est regarder le passé. Cette méthode d'observation directe a ses limites puisque seuls les photons sont réellement détectables - l'astrophysique des neutrinos et des ondes gravitationnelles n'en est qu'à ses balbutiements et les autres rayons cosmiques ne transportent pas toutes les informations avec fiabilité. Ainsi l'astronome peut donc observer l'évolution de l'Univers pendant environ 13.7 milliards d'années [Spe03] mais les quelques 300 000 premières années demeurent purement "reconstituées" puisqu'au-delà la lumière restait liée à la matière. Ces premières années sont pourtant parmi les plus importantes et les plus passionnantes ...

Les premiers photons libérés par la matière constituent le fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) observé aujourd'hui à $T_0 = 2.725 \pm 0.001$ K [Fix02]. Cette émission joue un rôle clé puisqu'elle se situe à la charnière de l'Univers observable et de l'Univers "reconstruit". Ainsi son étude précise doit être en accord avec les observations plus proches (supernovae, cisaillement gravitationnel, comptage de galaxies) et doit corroborer les scenarii proposés pour la naissance de notre Univers (inflation(s), nucléosynthèse primordiale, etc). Le CMB n'est isotrope – que – à 99,999 %. L'étude statistique de ces minuscules inhomogéités devrait permettre pratiquement à elle seule de déterminer le contenu et la géométrie de l'Univers. Si ces fluctuations sont gaussiennes et que l'on se place dans le cadre de modèles adiabatiques à matière noire froide, l'exercice est facilité, dans le cas contraire un peu plus d'équations, d'imagination, de calcul et de sueur (et d'autres observations) devraient en venir à bout.

L'enjeu est donc de taille et le signal recherché extrêmement ténu. De plus les photons transmettent de l'information par leur énergie (donc leur température) mais également par leur état de polarisation. L'intensité de ce signal polarisé est très faible : au plus quelques pourcents de l'intensité du signal en température et une détection commence à peine à être réellement envisageable.

Toutefois d'autres photons émis ultérieurement par les premiers astres de l'Univers sont également massivement présents. En particulier les galaxies avec leurs étoiles et leurs nuages de poussière ont émis des rayonnements constituant un fond diffus infra-rouge. Ce fond est très difficile à détecter car la pollution lumineuse du système solaire et de la

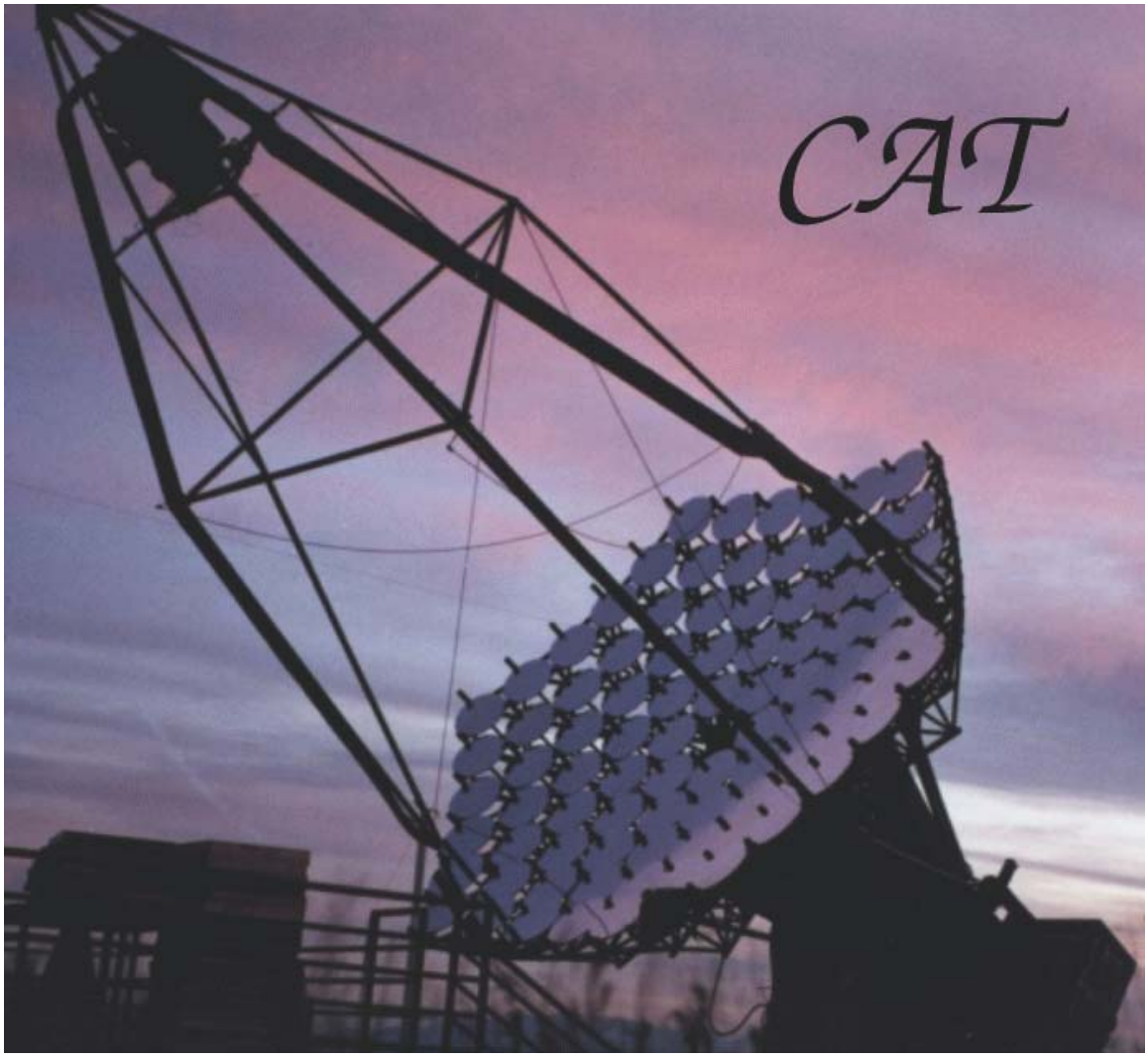
Galaxie est très importante. On peut cependant tirer partie de l'interaction de ces photons avec d'autres plus énergétiques rencontrés en chemin pour contraindre leur densité en fonction de leur énergie.

Nous allons tenter de montrer dans les pages qui suivent par quels moyens directs ou indirects ces fonds diffus peuvent être mis en évidence et conduire à une description de l'Univers cohérente et - peut-être - juste.

Suite à ma thèse consacrée à la recherche de matière noire par effet de microlentille gravitationnelle, j'ai poursuivi dans le domaine des astroparticules en intégrant les collaborations d'astronomie gamma CAT puis HEGRA. Les études sur les courbes de lumière et les spectres des noyaux actifs de galaxie Mkn 421 et Mkn 501 auxquelles j'ai participé sont rassemblées dans [Aha9a], [Aha9b], [Dja99], [Pir01]. Mes travaux sur la recherche infructueuse d'autres sources extra-galactiques avec HEGRA sont résumés dans [Aha00a]. Enfin, mes recherches ardentes mais vaines de corrélation temporelle entre les courbes de lumière en radio, visible, X et gamma de ces sources ne sont publiées nulle part ! Heureusement les données gamma du sursaut exceptionnel d'avril 1997 de Mkn 501 ont pu être utilisées pour contraindre la densité de lumière infra-rouge le long de la ligne de visée. Cette étude est présentée dans le premier chapitre de ce manuscrit. Elle a été menée conjointement avec Guilaine Lagache et Jean-Loup Puget, spécialistes - entre autres- du fond infra-rouge, et Aurélien Barrau avec qui j'ai travaillé sur l'étude du spectre de Mkn 501 [Ren01] dans le cadre de la collaboration CAT. Un travail similaire basé sur les modèles du fond diffus infra-rouge et non sur les mesures existantes, aux résultats moins contraignants et donc non détaillés ici, avait été fait auparavant avec Julien Guy [Guy00], alors étudiant en DEA et Felix Aharonian, collègue de la collaboration HEGRA.

J'ai ensuite exploré un autre domaine qui rejoint celui des astroparticules, à savoir la cosmologie observationnelle. Le deuxième chapitre est ainsi consacré à l'observation du fond diffus cosmologique avec Archeops. Deux vols scientifiques en ballon ont été effectués en janvier 2001 et février 2002 depuis Kiruna en Suède. Leur préparation puis le dépouillement et l'analyse des données ont essentiellement occupé ces quatre dernières années. Le second vol, dont les résultats sont de meilleure qualité, a conduit à la publication collective du spectre de puissance angulaire mesuré par Archeops [Ben03b], [Tri05], des paramètres cosmologiques associés [Ben03c] et de la mesure de la polarisation de la poussière [Ben04], [Pon04]. Je ne décrirai ici ni un travail purement "personnel", ni l'intégralité des études menées par la collaboration Archeops. En particulier, Archeops n'ayant pas la capacité de contraindre la polarisation du fond diffus cosmologique, les spécificités de l'analyse des données polarisées ainsi que les résultats sur l'état de polarisation de la poussière galactique ne sont pas présentés ici. J'ai eu la chance de participer

à de nombreuses étapes, de la préparation très concrète des vols à l'estimation du spectre de puissance en passant par la mesure des constantes de temps avec, principalement, Alain Benoît, François-Xavier Désert, Juan Macías–Pérez, Karine Madet, Nicolas Ponthieu, Daniel Santos et Matthieu Tristram. J'évoquerai ici la technique de détection et comment ARCHEOPS a rempli ses deux objectifs liés à l'étude du 3K, à savoir mesurer les anisotropies du fond diffus cosmologique et préparer la communauté française à l'expérience satellite Planck à laquelle sera consacrée le dernier chapitre.


CAT

Chapitre 1

MESURES INDIRECTES DU FOND DIFFUS INFRA-ROUGE

Le fond diffus infra-rouge (nommé CIB pour Cosmic Infrared Background) est le contenu énergétique de l'Univers aujourd'hui produit par les galaxies à toutes distances et vu comme un fond de rayonnement extra-galactique isotrope. Il a été prédit dès 1967 [Pat67] que l'observation d'un tel rayonnement serait un outil puissant pour contraindre l'évolution cosmologique, en particulier si on peut l'observer également à des longueurs d'onde supérieures à celles du maximum de l'émission, par exemple dans l'infra-rouge proche, au-delà du pic d'émission stellaire des galaxies ($\lambda > 1$ μm).

La détection du CIB était un objectif majeur de l'expérience DIRBE à bord du satellite COBE. En fait c'est en utilisant les données du spectromètre FIRAS que le CIB a été détecté pour la première fois à grandes longueurs d'onde ($\lambda > 200$ μm) [Pug96]. Le CIB a également été détecté par DIRBE à 2.4, 3.5, 100, 140 et 240 μm (voir [Hau01] pour une revue). Par ailleurs, ce fond a été mesuré en optique [Ber02]. Dans l'infra-rouge moyen (MIR pour Mid-Infra-Red) l'émission de la poussière zodiacale inter-planétaire est si intense que seules des limites supérieures ont été obtenues par DIRBE. Les photons du CIB entre 3.5 et 100 μm sont essentiellement absorbés par les photons gamma de 2 à 15 TeV, ainsi le spectre combiné de CAT et HEGRA est-il particulièrement bien adapté à la dérivation de contraintes sur la densité du CIB dans le MIR. La combinaison du comptage des sources par l'instrument ISOCAM à bord du satellite ISO à 15 μm [Ces03] et par Spitzer à 24 μm [Pap04] avec les limites issues des observations de l'émission au TeV de noyaux actifs de galaxie distants fournit une bonne estimation du CIB à ces longueurs d'onde.

L'objet principal de ce chapitre est de décrire comment on dérive des observations gamma une contrainte sur la densité du CIB autour d'une dizaine de microns. Ces études ont donné lieu à deux publications [Guy00] et [Ren01].

1.1 Les mesures directes et leurs limitations

L'estimation du fond diffus extra-galactique dans l'ultra-violet, le visible, l'infra-rouge proche et moyen (de 0.2 à 2.2 μm) obtenu par la sommation des contributions des galaxies en utilisant les comptages actuellement disponibles n'est qu'une limite inférieure. Toutefois la platitude du nombre de sources faibles suggère que le point de convergence n'est pas très loin de cette limite. Néanmoins, le nombre d'objets observés ne fournit une estimation du fond correcte que si tout le flux de ces sources est pris en compte de façon appropriée [Ber02] et si la composante diffuse est négligeable. En fait des études de l'émission diffuse de COBE ([Gor00], [Dwe98], [Cam01]) indiquent qu'une fraction significative du fond extra-galactique n'est pas reproduite par l'intégration du flux de toutes les sources identifiées dans le proche infra-rouge.

En raison de l'intense émission de la lumière zodiacale (voir par exemple [Kel98]), la détermination du fond diffus entre 5 et $\sim$80 μm est particulièrement délicate. Dans cette gamme de longueurs d'onde, les contraintes viennent essentiellement des sondages profonds en infra-rouge tels ceux faits avec ISOCAM (par exemple dans [Ces03]). Une tentative de détection assez controversée à 60 μm a également été publiée en utilisant les données de DIRBE [Fin00].

1.2 L'astronomie gamma, brièvement

Ce travail a été réalisé au sein de la collaboration liée à l'instrument CAT (Cherenkov Array at Themis) présenté en en-tête de ce chapitre. CAT est un télescope à imageur, équipé d'une caméra à très haute définition composée de 546 photomultiplicateurs rapides séparés de 0.12°. Cette caméra est placée au foyer d'une surface collectrice faite de 90 miroirs sphériques de 50 cm de diamètre chacun, soit l'équivalent d'un miroir de 5 m de diamètre environ. Le champ de vue est de 3.1°. CAT est entré en opération en septembre 1996 sur le site de la base solaire de Themis dans les Pyrénées. Il détecte et identifie les photons gamma d'énergie comprise entre 300 GeV et 20 TeV avec une résolution spatiale de l'ordre de 0.1° et une résolution spectrale d'environ 20 %. La figure 1.2 présente le télescope et sa caméra. Le principe de fonctionnement tire partie de l'effet Cherenkov : un cosmique incident va interagir avec l'atmosphère et produire une cascade de particules. Les particules super-luminiques vont alors émettre du rayonnement dans le domaine visible/UV qui est détecté par CAT. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, le télescope ne peut opérer que par les nuits sans Lune et est doté d'une électronique extrêmement rapide qui permet de séparer un événement dû à une cascade, produite par un photon gamma par exemple, qui va "allumer" de nombreux photo-multiplicateurs (PM) simultanément, du bruit de fond causé par le bain de rayonnement ambiant qui va déclencher

aléatoirement les PM. Le signal reste toutefois faible : quelques photons par minute sont détectés pour les sources très intenses.

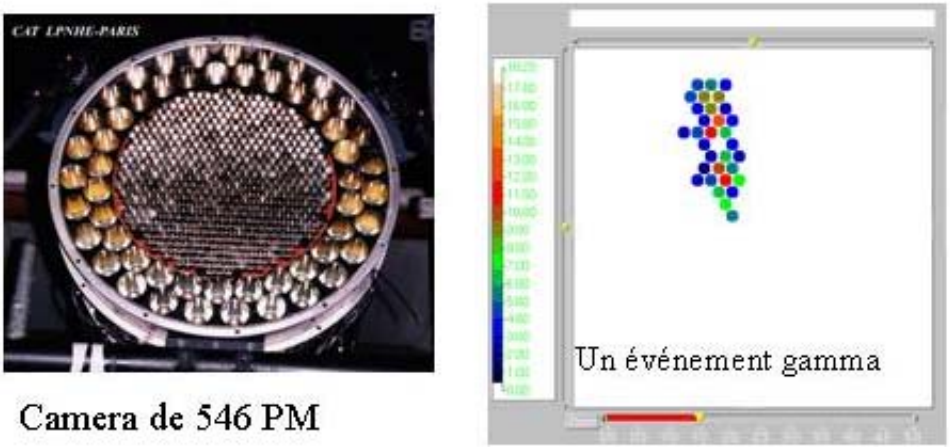


FIG. 1.1 – *La caméra de CAT et un événement vu dans cette caméra. Les PM touchés forment une ellipse régulière pointant vers le centre de la caméra : il s'agit donc d'un photon gamma. La distribution spatiale de l'énergie déposée dans la caméra permet de reconstruire l'énergie de ce photon.*

Les BL Lacs sont des noyaux actifs de galaxie avec des jets d'émission à peu près alignés avec la ligne de visée. Les sources au TeV Mkn 421 et Mkn 501 sont les deux plus proches BL Lac détectés dans le domaine des rayons X avec des décalages vers le rouge respectifs de $z \simeq 0.030$ et $z \simeq 0.034$. Au cours de l'éruption de 1997 qui dura plusieurs mois, Mkn 501 a été intensivement observé en X (expériences à bord de satellite BeppoSAX [Pia98] et RXTE [Lam98]) et au TeV (expériences au sol Whipple [Cat97], [Sam98]; HEGRA [Aha97], [Aha9a],[Aha9b]; Telescope Array [Hay98] et CAT[Dja99]).

L'exceptionnel sursaut du 16 avril 1997 a été observé simultanément par BeppoSAX et par les télescopes à effet Cherenkov au sol CAT et Whipple qui ont des seuils d'environ 300 GeV. Un spectre d'une grande dynamique a ainsi pu être mesuré.

Il a été suggéré que les observations de sources extra-galactiques au TeV pourraient être un outil puissant pour contraindre le spectre du CIB ([Nik62]; [Gou67]; [Ste92]). Ce moyen se révèle particulièrement adapté autour de $\sim$10 μm, là où les contraintes directes sont les moins précises. En effet les photons gamma autour du TeV qui se propagent dans le milieu intergalactique induisent la production de paires électron-positron en interagissant avec les photons du CIB. Des limites supérieures contraignantes ont été dérivées de la mesure des spectres des sources Mkn 421 et Mkn 501 (voir [Mal98], [Fun98], [Mac96], [Sta98], [Guy00] par exemple).

Dans l'étude présentée ici, les données gamma de CAT et de HEGRA de 400 GeV à 17 TeV ont été utilisées. En raison de mauvaises conditions météorologiques, HEGRA n'a pu observer le sursaut. Cependant les observations de Mkn 501 d'HEGRA ont révélé

qu'en dépit de variations du flux à des échelles inférieures à la journée, la forme du spectre au-dessus de 1 TeV restait remarquablement stable. Le spectre moyen d'HEGRA [Aha9b] peut dès lors être utilisé après renormalisation au spectre du 16 avril mesuré par CAT à 1 TeV avec un facteur de 2.2 [Guy00]. A ces énergies l'accord entre les spectres de CAT et d'HEGRA est impressionnant. En-dessous de 1 TeV, seuls les points de CAT sont utilisés car dans cette gamme les erreurs statistiques et systématiques d'HEGRA sont nettement supérieures aux erreurs de CAT. La figure 1.2 présente l'ensemble du spectre, de la radio au TeV. Les mécanismes exacts de l'émission sont hors de propos dans ce manuscrit, d'autant que diverses hypothèses sont toujours possibles. Cependant, on peut résumer le modèle le plus communément admis, à savoir le modèle auto-synchro-Compton. Une caratéristique de ce modèle est la forme de la distribution spectrale d'énergie avec deux bosses distinctes, une provenant de l'émission synchrotron des électrons dans le jet et l'autre de l'émission Compton de ces mêmes électrons interagissant avec "leurs" photons synchrotrons. Dans le cas des BL Lacs les plus énergétiques, ces bosses apparaissent avec des maxima dans les domaines des X et du TeV.

1.3 Modélisation de la distribution d'énergie spectrale du CIB

Préalablement à l'établissement de contraintes données par l'astronomie gamma dans l'infra-rouge moyen (5-80 μm), il est nécessaire de considérer l'ensemble des données disponibles. Dans l'infra-rouge lointain, la distribution doit prendre en compte la mesure à 100 μm de [Lag99] qui est en excellent accord avec la valeur déterminée par [Fin00]. Les mesures à plus grandes longueurs d'onde sont sans intérêt pour notre étude car elles sont au-delà du seuil des photons gammas les plus durs (voir section suivante). Dans l'infra-rouge (IR) proche, trois hypothèses sont considérées et paramétrisées ici par des ajustements polynomiaux entre 0.2 et 3.5 μm. La première (ligne en tirets-pointillés sur la figure 1.3 et nommée hypothèse HDF) est directement basée sur les comptages de galaxies du Hubble Deep Field (HDF); la seconde (trait plein sur la figure et nommée hypothèse $HDF + spectro$) est issue de la combinaison des mesures du HDF avec des études spectrométriques au sol [Ber02]; la troisième (ligne pointillée, hypothèse nommée $Cambresy$) est basée sur les estimations à 1.25 et 2.2 μm de [Cam01] reliées au point dans l'UV à 0.2 μm de [Bow91] et combinées avec les données de [Arm94] puisque ces points sont clairement incompatibles avec les hypothèse précédentes HDF et $HDF + spectro$. Il faut cependant noter que la valeur exacte de la distribution du CIB en-dessous de 1 μm a un impact négligeable sur notre étude. Toutes ces paramétrisations doivent s'accorder avec la mesure à 3.5 μm de [Gor00]. Les hypothèses HDF et $HDF + spectro$ incluent également les points à 1.25 et 2.2 μm de [Wri01].

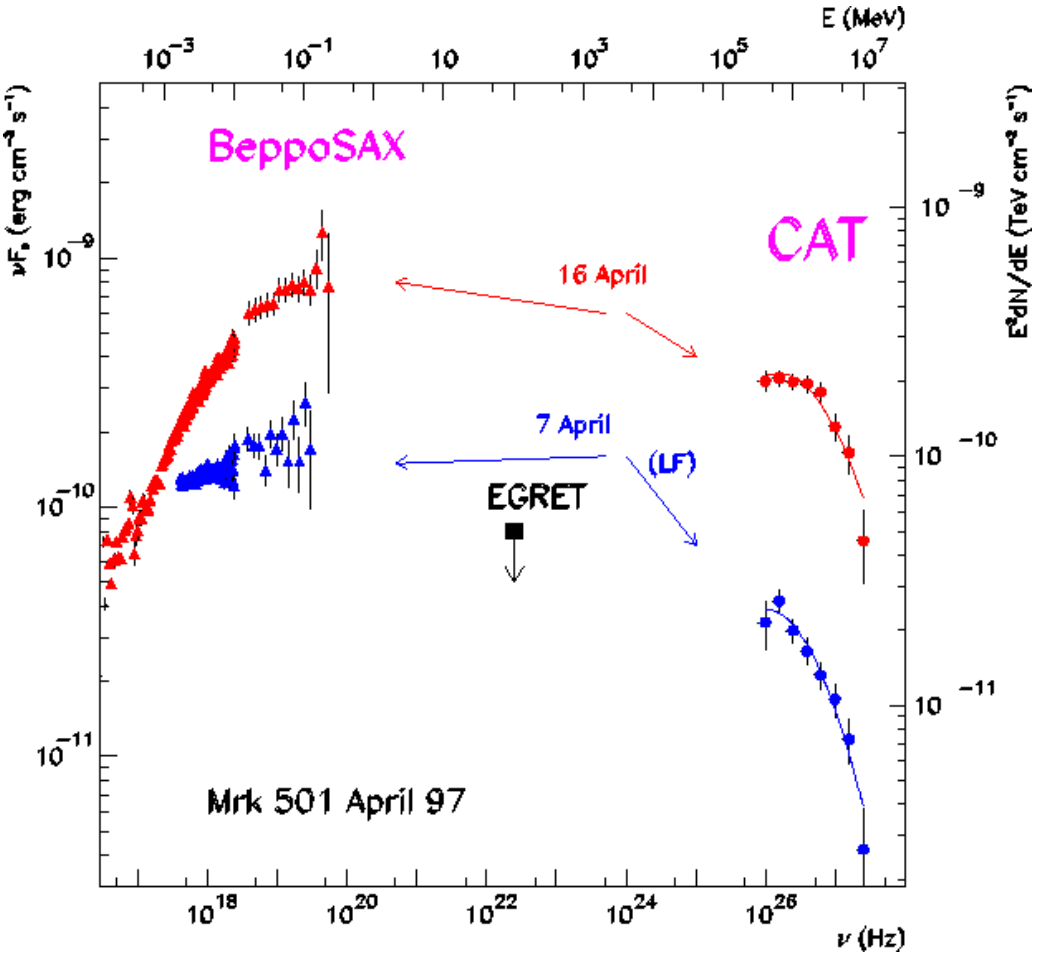


FIG. 1.2 – *Distributions d'énergie spectrale en X et au TeV mesurées lors des sursauts des 7 et 16 avril 1997. Les mesures en X proviennent de BeppoSAX [Pia98]. Le spectre LF de CAT est obtenu en utilisant toutes les mesures prises à un niveau d'activité de la source comparable à celle du 7 avril (± 30%). La limite supérieure d'EGRET [Sam98] correspond à des observations faites entre le 9 et le 15 avril.*

Le CIB étant l'accumulation sur la ligne de visée de toutes les sources extra-galactiques, la distribution doit être régulière. Le CIB doit par ailleurs présenter un minimum entre 3 et 15 μm, soit entre la partie dominée par l'émission stellaire et celle dominée par l'émission de la poussière. Afin d'optimiser les contraintes que peuvent apporter les photons au TeV, on utilise un modèle empirique du CIB avec un faible nombre de paramètres libres (λ_{min} et f_{min}) qui interpole le spectre entre 3.5 et 100 μm par deux morceaux de paraboles (en représentation log-log) qui relient le point à 3.5 ou à 100 μm à un minimum situé à (λ_{min}, f_{min}) avec une dérivée nulle en ce point. Cette distribution empirique du CIB est présentée dans la figure 1.3 pour trois cas : $\lambda_{min} = 10$ μm et f_{min}= 2, 4 ou 6 nW m^{-2} sr^{-1}.

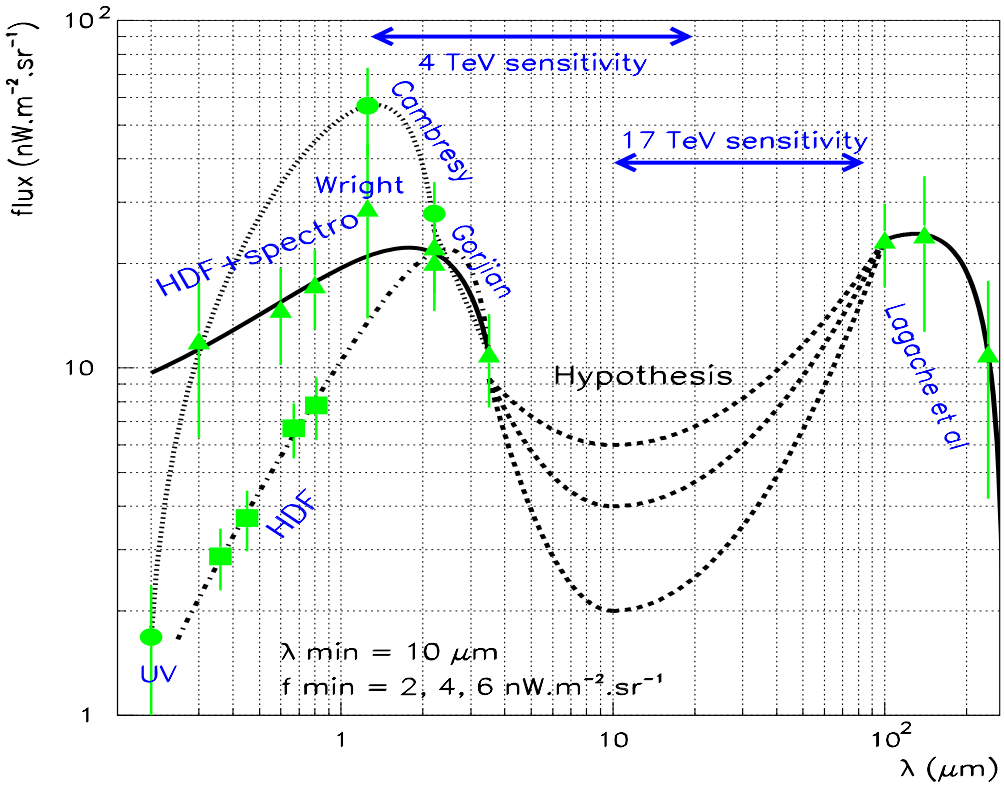


FIG. 1.3 – *Formes supposées de la distribution d'énergie spectrale du CIB entre 0.2 et 100 μm. Chaque profil entre 3.5 et 100 μm est caractérisé par la position de son minimum (λ_{min},f_{min}). Ici λ_{min}=10 μm. Les flèches indiquent les intervalles qui contiennent 90 % des photons IR capables d'interagir avec des gammas de 4 ou 17 TeV (pour f_{min}= 4 nW m^{-2} sr^{-1}). La ligne pleine indique à la fois les points (HDF+spectro) entre 0.3 et 0.8 μm, les mesures de [Wri01] (1.25 à 2.2 μm) et celles de [Gor00] (2.2 à 3.5 μm). La ligne tirets-pointillés relie de façon lisse les points HDF de [Wri01] et ceux de [Gor00]. La ligne en pointillés rassemble à la fois les mesures UV à 0.2 μm, les données de [Cam01] (1.25 à 2.2 μm) et celles de [Gor00] à 3.5 μm.*

1.4 Modification du spectre au TeV des sources extragalactiques par le CIB

L'influence des photons de basse énergie dans l'Univers sur la propagation des photons de très haute énergie (VHE pour Very High Energy) a été mentionnée la première fois par Nikishov [Nik62] et un moyen original d'exploiter les observations au TeV de sources distantes pour contraindre le CIB a été proposé par [Ste92]. L'idée de base est de regarder l'absorption du spectre intrinsèque comme un résultat de la production de paires électron-positron par collisions de photons $\gamma_{TeV} + \gamma_{CIB} \rightarrow e^+ + e^-$.

Dans une telle interaction entre un gamma d'énergie $(1+z)E$ et un photon IR d'énergie

$(1+z)\epsilon$, où z est le décalage vers le rouge du point de rencontre, E et ϵ les énergies observées à z=0, le seuil de production de paire est

$$E\epsilon\left(1+z\right)^2\left(1-cos\theta\right) > 2\left(mc^2\right)^2 \tag{1.1}$$

où θ est l'angle entre les photons et m la masse au repos de l'électron. La section efficace peut s'écrire [Hei60] :

$$\sigma = k\left(1-\beta^2\right)\left(2\beta\left(\beta^2-2\right)+\left(3-\beta^4\right)ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)\right)\text{cm}^2 \tag{1.2}$$

avec $\beta = \left(1-2\left(mc^2\right)^2/(E\epsilon\left(1-cos\theta\right))\left(1+z\right)^2\right)^{1/2}$ et $k = 1.25\times10^{-25}$. Si les photons IR ont une densité numérique de $n\left(\epsilon\right)d\epsilon$ cm^{-3}, l'épaisseur optique vaut

$$\tau(E) = \frac{c}{H_0}\int_0^{z_s} dz\left(1+z\right)^{1/2}\int_{-1}^{1} d\left(cos\theta\right)\frac{1-cos\theta}{2}\int_{\epsilon_t}^{\infty} d\epsilon\ n(\epsilon)\sigma(E,\epsilon,\theta) \tag{1.3}$$

avec $\epsilon_t = 2(mc^2)^2/(E(1-cos\theta)(1+z)^2)$, z_s est le décalage vers le rouge de la source, c la vitesse de la lumière, et H_0 la vitesse d'expansion de l'Univers (supposée ici égale à 65 km s^{-1}Mpc^{-1}). Dans cette équation, Ω_0, la densité de l'Univers en unité de densité critique, est choisie proche de l'unité. Le flux détecté est alors atténué par un facteur $e^{-\tau(E)}$. La distribution en énergie du CIB est supposée indépendante de z, ce qui est raisonnable ici vu le très faible décalage de la source considérée (z_s=0.034).

La section efficace est maximale pour un photon IR de longueur d'onde $\lambda_{CIB} \approx \lambda_c\frac{E}{2mc^2}$ où $\lambda_c = h/(mc)$ est la longueur d'onde Compton de l'électron. Comme on peut le voir sur la figure 1.3, un photon γ avec une énergie comprise entre quelques TeV et 20 TeV "voit" les photons CIB dont les longueurs d'onde sont entre 3.5 et 100 μm.

1.5 Mesures indirectes du fond infra-rouge

Afin d'inverser le spectre corrigé de l'absorption en une limite supérieure sur la densité de CIB, on suppose que la densité d'énergie spectrale de Mkn 501 est convexe au-delà du TeV [Guy00]. Cette hypothèse conservative est basée sur le fait qu'aucun processus physique connu ne peut ré-injecter de l'énergie au-delà du maximum de la bosse Compton inverse. A la fois les effets Klein-Nishina[1] et l'auto-absorption dans le jet de la source induiraient une baisse du flux de plus en plus rapide avec l'augmentation de l'énergie considérée. Dans le cadre de modèles hadroniques plus complexes, cette forme convexe est également attendue, soit à cause des cascades initiées par les protons (forme généralement

1. L'effet Klein-Nishina est une baisse de la section efficace Compton inverse à très haute énergie

modélisée par une loi de puissance brisée aux alentours de 3 TeV), soit par l'introduction de rayonnement synchrotron dû aux muons (Mannheim, communication privée). Même dans le cas extrême où le rayonnement synchrotron produit par les protons est à l'origine de la bosse au TeV [Aha00b], la forme du spectre d'émission demeure convexe.

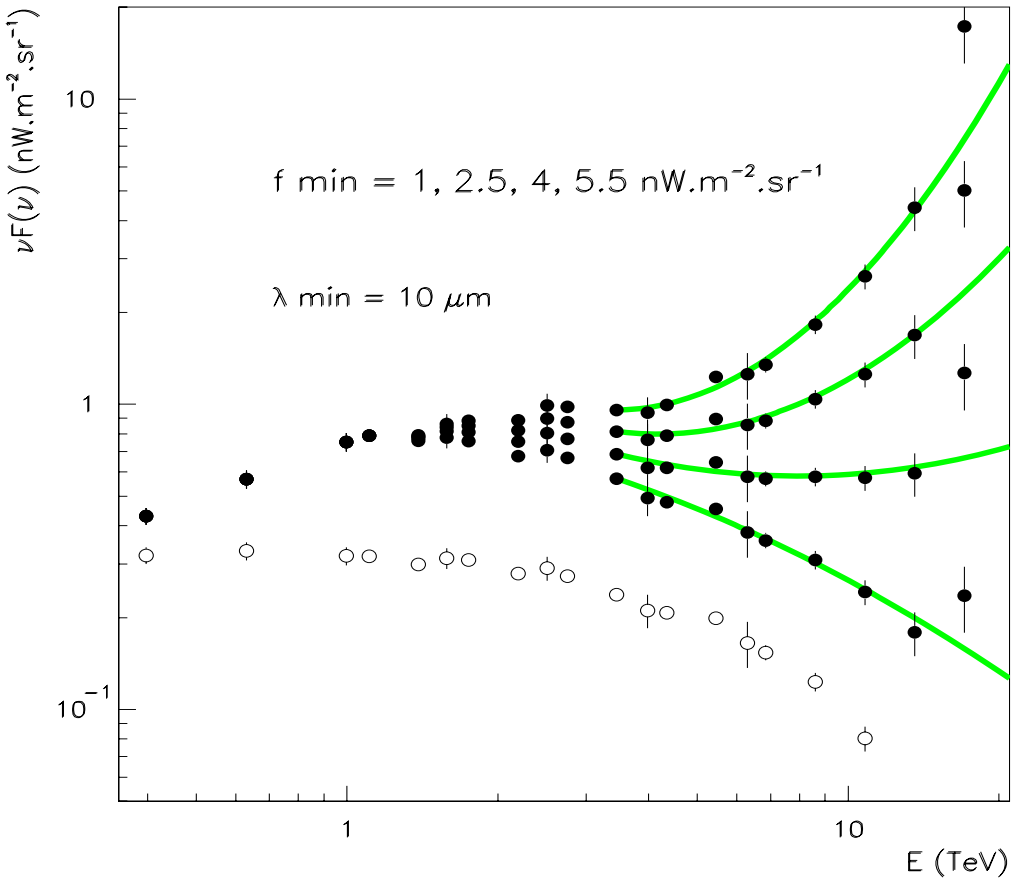


FIG. 1.4 – *Formes du spectre reconstruit. Les cercles indiquent le spectre observé par CAT et HEGRA alors que les symboles pleins montrent le spectre corrigé de l'absorption (hypothèse HDF + spectro) pour différentes valeurs de f_{min}. Le résultat de l'ajustement d'une parabole est superposé en vert.*

D'après les spectres corrigés de l'absorption présentés en figure 1.4, on ne peut exclure que le maximum du pic dit Compton inverse ne soit pas encore atteint à 17 TeV dans le cas d'un flux de CIB intense ($f_{min} > 6$ nW m^{-2} sr^{-1}). Les paramètres physiques (essentiellement le champ magnétique et le facteur Doppler) nécessaires pour produire une telle distribution d'énergie avec un maximum vers 17 TeV sont sensiblement défavorisés par les modèles mais, même dans ce cas improbable, la forme du $\nu F(\nu)$ doit rester convexe. Ce point est confirmé par les données du satellite BeppoSAX dans la gamme 1-100 keV [Pia98] qui montre clairement un spectre convexe avant le maximum de la bosse synchrotron (à ∼100 keV). Or cette bosse est sensée être reproduite par le spectre au TeV

avant le maximum de la bosse Compton inverse. Cette hypothèse est confortée par le fait que la pente du spectre avant le domaine du TeV, qui est indépendante de la densité du CIB au-delà de 3.5 μm, reflète effectivement la pente observée en X dans le domaine du keV. Ce comportement, associé avec la variabilité corrélée étudiée par exemple dans [Aha9a] ou [Dja99], indique que c'est très probablement la même population de particules qui est à l'origine à la fois de l'émission en X et de l'émission gamma, quelle que soit la nature exacte de ces particules. En particulier, le modèle auto-synchro-Compton permet un ajustement satisfaisant de l'ensemble du spectre corrigé de l'absorption [Guy00].

Afin de quantifier la concavité du spectre corrigé en absorption, on ajuste une parabole entre 3.3 et 17 TeV dans le plan ($log(\nu)$,$log(\nu F(\nu))$. Le choix s'est porté sur cette fontion simple car sa dérivée seconde $a = d^2(log(\nu F(\nu))/d^2(log(\nu))$ est constante, ce qui évite de tester la concavité à une énergie particulière. De plus cette fonction permet un ajustement satisfaisant des données. La contrainte sur la concavité exposée ci-dessus s'écrit alors simplement $a < 0$. Ce paramètre a est calculé en faisant varier f_{min} de 0.1 à 7 nW m^{-2} s^{-1}. La figure 1.4 présente le résultat de l'ajustement parabolique dans divers cas, superposé aux spectres expérimentaux corrigés de l'absorption. L'ajustement a tendance à sous-estimer la densité d'énergie pour les photons les plus durs, ce qui conduit à une éventuelle sous-estimation de la dérivée seconde. De plus, lorsque a est positif, on autorise la parabole ajustée à avoir son extremum supérieur à 17 TeV. On assure ainsi que, quelle que soit la concavité, aucune fonction ajustée décroissante avec la fréquence dans la gamme d'énergie considérée n'est exclue. Ce double test sur les dérivées première et seconde assure que notre résultat sur la limite supérieure de la densité de CIB est très conservatif.

Les résultats de cette étude pour différentes valeurs de f_{min} sont rassemblés dans le tableau 1.1. Ils correspondent à une valeur nulle de la dérivée seconde a (à 5 σ) pour diverses valeurs de λ_{min} et différentes hypothèses faites sur les densités dans l'infra-rouge proche ou lointain.

TAB. 1.1 – *Limite supérieure à 5 σ sur la densité dans l'IR moyen en fonction de la position du minimum λ_{min} et de la distribution de la densité d'énergie spectrale du CIB.*

	Limite supérieure à 5 σ sur la densité dans l'IR moyen avec		
densité IR	λ_{min}=5 μm	λ_{min}=10 μm	λ_{min}=15 μm
HDF + spectro	1.3 nW m^{-2} sr^{-1}	2.8 nW m^{-2} sr^{-1}	4.2 nW m^{-2} sr^{-1}
Cambresy	1.2 nW m^{-2} sr^{-1}	2.6 nW m^{-2} sr^{-1}	3.9 nW m^{-2} sr^{-1}
100 μm -1 σ	1.8 nW m^{-2} sr^{-1}	3.4 nW m^{-2} sr^{-1}	4.7 nW m^{-2} sr^{-1}
100 μm +1 σ	1.1 nW m^{-2} sr^{-1}	2.5 nW m^{-2} sr^{-1}	3.9 nW m^{-2} sr^{-1}

On peut s'interroger sur la fiabilité des résultats obtenus en utilisant les mesures di-

rectes disponibles. La figure 1.5 montre l'impact des principales sources d'incertitude sur les données de la distribution de la densité du CIB sur le spectre corrigé de l'absorption au TeV. Le spectre observé de Mkn 501, qui combine les mesures de CAT et HEGRA, est indiqué par des cercles dans la partie a) de la figure. Les spectres corrigés de l'absorption sont superposés avec les symboles pleins dans différents cas : a) HDF, $HDF + spectro$ et $Cambresy$ hypothèses b) 3.5 μm $\pm$ 1 σ (infra-rouge proche); c) position du minimum λ_{min} = 5 ou 15 μm; $d)mesure$ 100 μm $\pm$ 1 σ (infra-rouge lointain). Par défaut, λ_{min} = 10 μm.

Dans la partie a), on constate que l'impact de la densité dans l'infra-rouge proche en-dessous de 1 μm est nul au-delà de quelques TeV puisque le seuil de production de paire $e^+ - e^-$ pour un photon de 1 TeV est environ de 1 μm. De plus, même en-dessous de 1 TeV, les hypothèses HDF et $HDF + spectro$ conduisent au même spectre corrigé de l'absorption. Aussi, seules les hypothèses $HDF + spectro$ et $Cambresy$ seront considérées par la suite.

La valeur de λ_{min} (partie c de la figure 1.5) et, dans une moindre mesure, la densité dans l'infra-rouge lointain à 100 μm (partie d), peuvent légèrement modifier la queue de distribution à très haute énergie du spectre de la source (typiquement au-delà de 10 TeV) alors que les incertitudes sur la mesure à 3.5 μm n'ont pas d'effet significatif (partie b). Ainsi il sera nécessaire de prendre en compte l'incertitude sur la mesure à 100 μm et de faire varier λ_{min} de 5 à 15 μm afin d'extraire des limites supérieures sur la densité d'infra-rouge moyen.

La limite supérieure sur la densité du CIB dans le MIR est robuste puisqu'elle est quasiment insensible à la valeur exacte de la densité du CIB dans l'IR proche (à 1 σ d'erreur), et seulement marginalement reliée à l'hypothèse faite sur la valeur exacte de la densité dans l'IR lointain (à 1 σ d'erreur). Peut-être plus surprenant encore est le fait que la position exacte du minimum de la distribution du CIB entre 5 et 15 μm, elle, affecte de façon significative la limite supérieure extraite (comme on peut le constater sur la figure 1.5 partie c). La sensibilité à la valeur précise de λ_{min} est due au fait que le spectre gamma dépend fortement de la distribution en densité du CIB entre 5 et 50 μm (et non de sa valeur moyenne). En d'autres termes, plus d'absorption est autorisée si la distribution dans l'IR moyen, directement reliée à la dépendance en énergie de l'extinction, conduit à une forme acceptable pour le spectre initial de la source au TeV.

Ainsi quelle que soit la position du minimum dans la zone 5-15 μm, la limite supérieure sur la densité du CIB demeure inférieure à 4.7 nW m^{-2} sr^{-1}. Cette limite est conservative, à la fois par la méthode employée qui tend à sous-estimer le spectre à haute énergie et par l'hypothèse lâche faite sur la concavité du spectre avant absorption par le CIB. Enfin on notera que la forme parabolique du spectre supposé entre λ_{min} et 100 μm est très conservative : une forme cubique, plus réaliste, conduisant à des spectres gamma

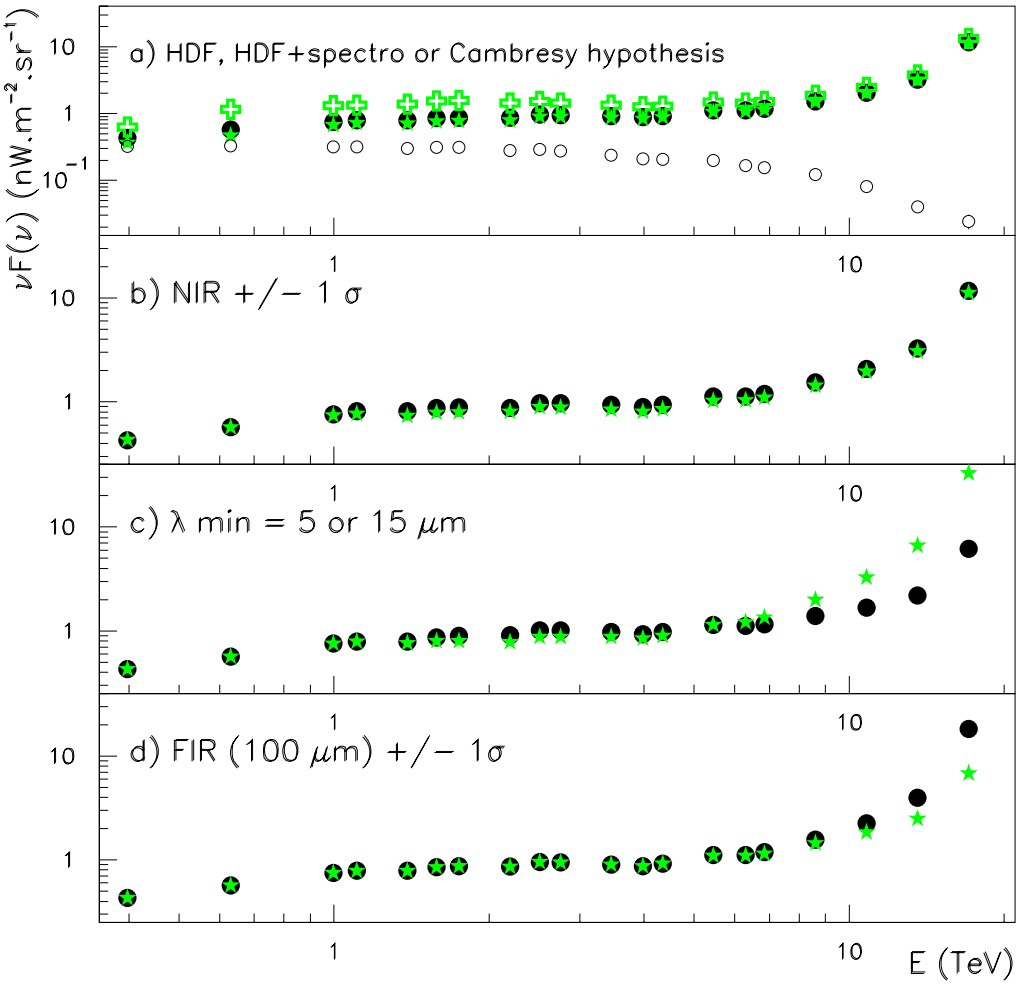


FIG. 1.5 – *Impact de la forme du spectre du CIB sur le spectre de la source au TEV après correction de l'absoprtion pour* f_{min} *= 5 nW* m^{-2} sr^{-1}. *Les cercles (partie a) montrent le spectre gamma observé alors que les symboles pleins montrent le spectre corrigé de l'absorption avec : a) hypothèses HDF, HDF + spectro et Cambresy (respectivement par des étoiles, des disques et des plus); b) mesure à 3.5* μm *à* $\pm$ *1* σ *(resp. étoiles et disques); c) position du minimum* λ_{min} *= à 5 ou 15* μm *(resp. étoiles et disques); d) mesure à 100* μm *à* $\pm$ *1* σ *(resp. étoiles et disques). Par défaut,* λ_{min} *= 10* μm. *Les barres d'erreurs sont inférieures à la taille des symboles.*

intrinsèques irréalistes.

Toutefois si on prend en compte les incertitudes sur la contribution de la lumière zodiacale pouvant nous amener à une surestimation de la densité du CIB à 100 μm, la limite supérieure peut atteindre seulement 6-7 nW m^{-2} sr^{-1}.

1.6 Le spectre du CIB dans son ensemble

La figure 1.6 permet de comparer nos résultats avec les limites inférieures à 6.5 et 15 μm obtenus en intégrant l'énergie des sources observées dans les champs profonds par ISOCAM. La saturation du nombre total de sources au fur et à mesure que l'on ajoute des sources plus faibles à 15 μm suggère que nous sommes à présent proches de la convergence et que le comptage actuel n'est plus très éloigné de la valeur réelle du fond extra-galactique (si aucune émission diffuse ne contribue). Le comptage indique une densité de 3.3 $\pm$1.3 nW m^{-2} sr^{-1} [Ces03]. En utilisant le modèle d'évolution galactique de [Lag03], on obtient un fond extra-galactique de 4.4 nW m^{-2} sr^{-1}, ce qui est une valeur très proche de celle obtenue de façon indirecte avec l'astronomie gamma pour une valeur élevée de λ_{min}. Ceci tend à prouver que l'absorption du spectre gamma de Mkn 501 est principalement, voire entièrement, due à l'interaction avec les photons du CIB[2]. Ainsi, la limite supérieure obtenue avec λ_{min}=15 μm est probablement la meilleure estimation du niveau de la densité du CIB à cette énergie. Utilisant un autre argument basé sur la forme intrinsèque attendue du spectre du noyau actif de galaxie et le modèle "haut" du CIB de [Ste98], [Kon99] avaient également conclu que la courbure observée du spectre de Mkn 501 s'expliquait naturellement par de l'absorption extra-galactique.

Ces résultats sont en accord avec les travaux précédents, ainsi [Sta98] a obtenu une limites supérieures de 4 à 5 nW m^{-2} sr^{-1} à 15 μm avec deux hypothèses sur la distribution du CIB. Une approche similaire a été menée par [Dwe00] qui a conduit à une densité du CIB inférieure à 5 nW m^{-2} sr^{-1} dans la gamme 6-30 μm et inférieure à 10 nW m^{-2} sr^{-1} à 60 μm. Ces valeurs montrent la robustesse des méthodes basées sur l'absorption des photons IR par les photons gamma, essentiellement en raison de la distribution piquée de la section efficace de production de paire. Les flux dans l'infra-rouge proche et lointain sont à présent confirmés par des mesures directes.

En effet le satellite Spitzer a décollé le 25 aout 2003 avec à son bord deux imageurs et un spectrographe sensibles de 3 à 200 μm. Il permet pour la première fois d'accéder de façon non biaisée à l'Univers dans l'infra-rouge jusqu'à un décalage vers le rouge de 2.5 environ. Le comptage de galaxies utilisant des sondages profonds avec l'imageur MIPS ainsi que l'évolution du nombre de galaxies en fonction du seuil en flux [Dol04] permettent

2. On peut ainsi renverser le sujet de l'étude et utiliser la limite inférieure d'ISOCAM pour quantifier l'absorption interne maximale possible au sein de la source.

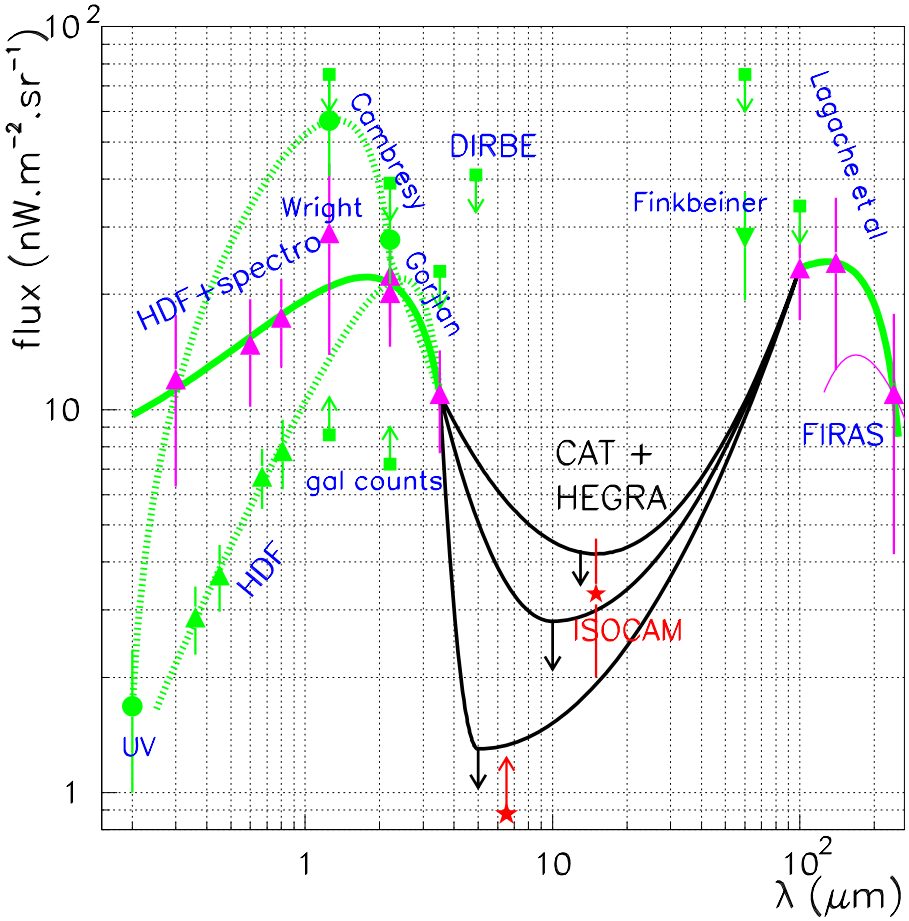


FIG. 1.6 – *Densité du CIB en fonction de la longueur d'onde: données et limites supérieures obtenues à partir des observations gamma (hypothèse HDF + spectro). Les triangles reliés par le trait épais vert indiquent les données utilisées ici pour contraindre les parties infra-rouge proche et lointain: en-dessous de 3.5 μm, les mesures combinées du Hubble Deep Field et de la spectrométrie au sol ([Ber02], [Wri01] et [Gor00]) et au-dessus de 100 μm les résultats de DIRBE [Lag99]. Le comptage d'ISOCAM à 15 μm [Ces03] et les observations cosmologiques profondes à 6.5 μm deep cosmological observations (Désert, communication privée) sont indiquées par des étoiles alors que les carrés viennent des observations de DIRBE/COBE [Hau98]. Les deux autres hypothèses en-dessous de 3.5 μm (lignes pointillées) conduisent à des limites similaires.*

de contraindre l'évolution des galaxies infra-rouges, d'ajuster les paramètres des modèles d'évolution [Lag04] et d'estimer la densité du fond diffus. On obtient ainsi une estimation de cette densité spectrale d'énergie à 24 μm de $2.7^{+1.1}_{-0.7}$ nW.m^{-2}.sr^{-1} [Pap04]. Cette mesure est en accord avec la limite supérieure issue de l'astronomie gamma, même dans le cas extrême où le minimum se trouverait vers 5 μm.

Par ailleurs, d'autres sources extragalactiques ont été détectées depuis le travail exposé ci-dessus. Notamment les sources 1ES 1426+428, avec un décalage vers le rouge de 0.129 vue par CAT [Dja02] et PKS 2155-102, avec un décalage vers le rouge de 0.117 mesuré par HESS (M. De Naurois, communication privée) présentent des spectres très mous, bien plus que ne le laissent présager leurs spectres observés en X. Cette perte de flux à très haute énergie pourrait provenir essentiellement d'une absortion par le CIB. Le nombre de sources devrait augmenter rapidement dans les années à venir avec la mise en service de la nouvelle génération de détecteurs, par exemple HESS avec ses 4 télescopes dans l'hémisphère sud ou VERITAS dans l'hémisphère nord. La statistique augmentant, on peut espérer mieux comprendre les sources et donc connaître leur spectre intrinsèque après une éventuelle auto-absorption. Les limites supérieures mises sur la densité du CIB deviendront alors de véritables mesures. A moins que le CIB ne soit préalablement mieux contraint par des mesures directes ou des modèles qui permettent de tracer son évolution [Kne02, Kne04] avant que l'on ait correctement modélisé l'émission à très haute énergie des blazars. La déconvolution de l'absorption par le CIB permettra alors de remonter au flux intrinsèque de la source.

1.7 Les contraintes sur la formation des étoiles et des galaxies

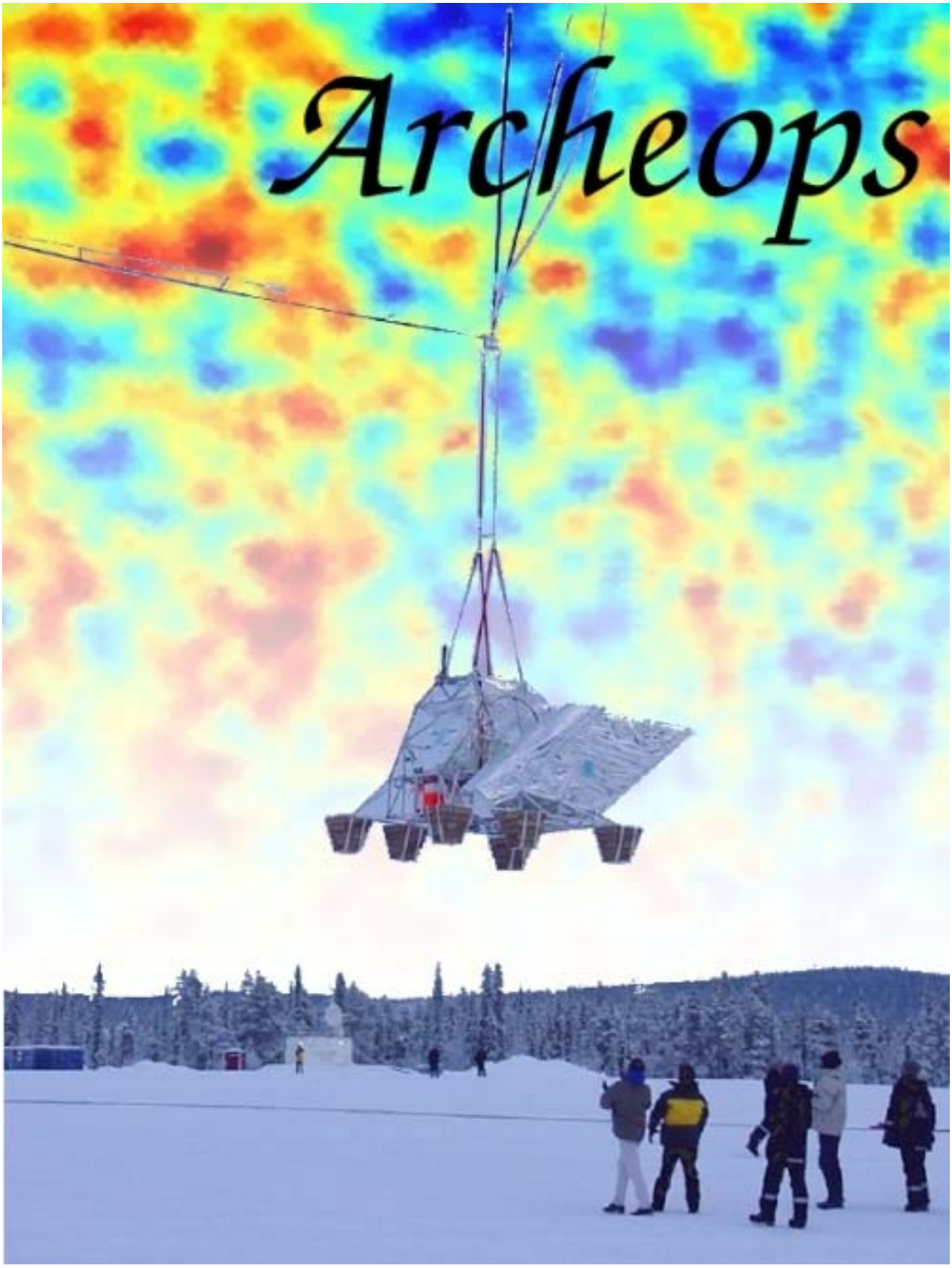
Notre connaissance de l'ère des premières galaxies s'est récemment améliorée grâce aux observations des objets à grand décalage vers le rouge, du submillimétrique à l'ultra-violet et une image cohérente de la formation et de l'évolution des galaxies peut émerger de la mesure du fond de rayonnement produit par l'accumulation sur la ligne de visée de toutes les sources extra-galactiques.

Comme on le constate notamment sur la figure 1.6, les fonds dans l'optique et l'infra-rouge sont bien séparés et le premier résultat surprenant est que la puissance dans la partie infra-rouge est égale ou supérieure à la puissance dans l'optique, alors que, localement, l'émission IR des galaxies est à peine un tiers de celle en visible. Cette constation implique une évolution bien plus importante de la luminosité infra-rouge des galaxies infrarouges que des galaxies optiques.

Une seconde propriété importante est la pente dans la partie grandes longueurs d'onde du CIB : $B_\nu \sim \lambda^{-2}$ est bien plus raide que les spectres des galaxies à ces longueurs d'onde.

Cette pente différente implique que le CIB millimétrique n'est pas produit par la superposition des émissions millimétriques des galaxies qui produise l'essentiel de l'émission au pic de la distribution du CIB (≈ 170 μm). La partie millimétrique du CIB doit ainsi être dominée par des galaxies à relativement grand décalage vers le rouge pour lesquelles le maximum de la distribution se trouve décalé dans le domaine du sub-millimétrique. Le CIB millimétrique contient ainsi des informations sur l'énergie totale émise par ces galaxies et sur leur distribution spatiale. Ces informations ne pourront être obtenues par l'observation individuelle des galaxies avant l'avènement de cartographies très profondes et à grand champ, difficilement envisageables à ces longueurs d'onde avant la mise en œuvre d'ALMA. Les implications en terme de flux énergétique ont été explicitées par [Gis00]. La densité d'énergie doit croître par un facteur supérieur à 10 entre aujourd'hui et un décalage vers le rouge de 1-2 et ensuite rester stable, au moins jusqu'à un décalage vers le rouge de 3 environ. A l'opposé, le taux de production de rayonnement ultra-violet diminue rapidement. Enfin de forts taux d'évolution sont suggérés par le haut niveau de détection de fluctuations poissoniennes du CIB à 60 et 100 μm avec IRAS [Miv02] et 170 μm avec ISOPHOT ([Lag00], [Mat00]).

Plusieurs sondages profonds à 15, 90, 170, 850 et 1300 μm ont résolu une part importante du CIB en sources discrètes. Dans chaque sondage, le nombre de coups montre une très forte évolution cosmologique des galaxies infra-rouges, que ce soit dans la puissance totale émise ou dans la forme de la fonction de luminosité. Ce résultat est particulièrement évident en submillimétrique où le fond est dominé par des galaxies à forte luminosité (SCUBA, MAMBO). Les forts taux d'évolution excèdent ceux mesurés dans d'autres domaines de longueurs d'onde ainsi que ceux observés pour les quasars et les noyaux actifs de galaxie. Les derniers résultats de Spitzer ont permis de montrer que l'énergie émise dans le domaine de l'infra-rouge est dominée par l'émission de galaxies de $\sim 3 \times 10^{11}$ $L_\odot$ à $\sim 3 \times 10^{12}$ $L_\odot$ ayant des décalages vers le rouge compris entre 0.5 et 2.5 [Lag04].


Archeops

Chapitre 2

MESURES DIRECTES DU FOND DIFFUS MILLIMETRIQUE

La mesure du spectre de puissance angulaire des anisotropies du fond diffus à 3 K est devenue l'un des outils majeurs de la cosmologie contemporaine. Tant que l'on se restreint au régime linéaire, les fluctuations prédites par la plupart des scenarii inflationnaires (par exemple [Lin84] ou [Hu 97]) conduisent à des anisotropies gaussiennes du CMB. Ainsi les spectres de puissance angulaire en température et en polarisation contiennent-ils toute l'information : les paramètres cosmologiques et les autres quantités physiques liées à l'Univers primordial tels que la géométrie, le contenu de l'Univers ou l'énergie de l'inflaton peuvent directement être contraints par ces spectres.

Depuis 1999, de nombreuses observations menées au sol (dont DASI [Hal02], CBI [Mas03], ACBAR [Kuo04], TOCO [Mil02]) ou en ballon (dont MAXIMA [Lee01], BOOMERANG [Ruh03]) sont venues compléter les mesures du satellite COBE [Teg96]. Début 2003 ont été rendus publics les résultats de la première année de prise de données du satellite WMAP [Ben03a] qui a fourni des mesures de qualité sans précédent depuis les grandes échelles angulaires jusqu'au deuxième pic acoustique.

Les données qui vont être présentées ici sont celles de l'expérience ARCHEOPS prises lors du vol en ballon du 7 février 2002. Un premier vol scientifique le 29 janvier 2001 a fourni des mesures de moins bonne qualité qui n'ont pas donné lieu à une étude cosmologique. Les résultats d'ARCHEOPS ont donc été rendus publics avant ceux de WMAP et avaient pour ambition de relier pour la première fois les mesures de COBE à très grande échelle (> 7 degrés) au premier pic acoustique (autour de 1 degré).

Après quelques rappels sur l'origine du fond diffus à 3 K, l'intérêt et les difficultés de son étude, nous décrirons l'expérience ARCHEOPS et les étapes conduisant des données brutes à un spectre de puissance angulaire. Puisque seul le signal cosmologique nous intéresse ici, je n'aborderai pas l'étude des données polarisées d'ARCHEOPS présentées dans [Ben04] et [Pon04]. Elles permettent essentiellement d'étudier la poussière galactique qui, outre

son propre intérêt, constitue un contaminant important et mal connu pour les futures expériences. Enfin, nous ferons le point sur ce que l'on a appris de ce spectre aujourd'hui.

2.1 L'origine du fond diffus à 3 K

Le fond diffus cosmologique constitue l'un des trois piliers du Big-Bang, avec l'expansion de l'Univers et la nucléosynthèse primordiale. Alors que l'expansion de l'Univers, décrite par la constante de Hubble, a commencé avec le Big-Bang, il a fallu attendre une centaine de secondes et le début de l'ère radiative pour que les interactions nucléaires permettent de constituer les premiers noyaux, essentiellement de deutérium et d'hélium. Ce n'est qu'au bout d'environ (!) 372 000 ans [Spe03] (ce qui correspond à un décalage vers le rouge de z=1100 environ) que l'Univers est devenu suffisamment froid pour que les électrons puissent se lier durablement aux noyaux. L'Univers avait alors une température de l'ordre de 0.1 eV : quasiment plus aucun photon n'avait l'énergie nécessaire pour interagir avec un atome d'hydrogène. C'est l'époque du découplage. Le libre parcours moyen des photons est devenu de l'ordre de la taille de l'Univers et nous pouvons les observer aujourd'hui avec une distribution en énergie qui suit parfaitement une loi de corps noir avec une température de $T_0 = 2.725 \pm 0.001$ K [Fix02].

Anisotropies en température La distribution spatiale de ces photons est extrêmement riche en information. D'une part, le fond diffus est isotrope à mieux que 10^{-5} à des échelles de quelques degrés [Teg96]. Or ces photons proviennent de zones qui semblent être causalement décorrélées, qui n'ont donc aucune raison d'être à la même température. Essentiellement pour résoudre cettte énigme, on fait appel au concept d'inflation [Gut81, Lin84] : le Big-Bang serait suivi d'une phase d'expansion exponentielle. Il existe à présent de très nombreux modèles d'inflation. Une prédiction fondamentale de l'inflation, quel que soit le modèle exact, est une géométrie plate de l'Univers en raison de l'extrême dilution de son contenu engendrée par l'augmentation considérable de son facteur d'échelle relié à l'inverse de la courbure. De plus l'inflation génère naturellement des fluctuations gaussiennes.

D'autre part, la distribution spatiale contient de précieuses informations dans ses inhomogénéités, puisque l'Univers n'est isotrope "que" à 10^{-5} près. Au cours de l'inflation, les perturbations doivent s'être formées avec des amplitudes comparables et une distribution spatiale aléatoire. Ces perturbations classiques ont ensuite produit des fluctuations de densité dans le plasma matière-rayonnement. Dans les régions de surdensité, des puits de potentiel se sont formés, ayant tendance à capturer et à chauffer le plasma. Dans le même temps, la pression de radiation crée une force qui tend à s'opposer au potentiel gravitationnel et un mouvement d'oscillateur harmonique se met en place dans le plasma. Ces

oscillations se poursuivent sans friction dans le fluide (modèle adiabatique). A l'époque de la recombinaison, lorsque les photons furent capables de se séparer du plasma, ils ont dû s'extraire du puits de potentiel gravitationnel. Ainsi seuls les photons les plus chauds pouvaient s'échapper mais ils subissaient alors un décalage gravitationnel vers le rouge résultant de la "sortie" du puits de potentiel, effet nommé Sachs-Wolfe [Sac67]. L'amplitude théorique de cet effet est de l'ordre de 10^{-5} et est visible aux grandes échelles angulaires. Par ailleurs, ces oscillations se propagent à travers le fluide à la vitesse du son. Ainsi c'est un horizon acoustique qui est généré à l'intérieur de la surface de dernière diffusion et qui correspond aujourd'hui à une échelle angulaire de l'ordre du degré.

Comme illustré par la figure 2.1, les anisotropies en température doivent donc présenter un effet moyen de l'ordre de quelques 10^{-5} à grande échelle angulaire puis une série de pics acoustiques à des échelles inférieures à celle de l'horizon acoustique. Enfin aux très petites échelles angulaires la température doit devenir homogène car les fluctuations se trouvent lissées par l'intégration du signal sur l'épaisseur de la surface de dernière diffusion.

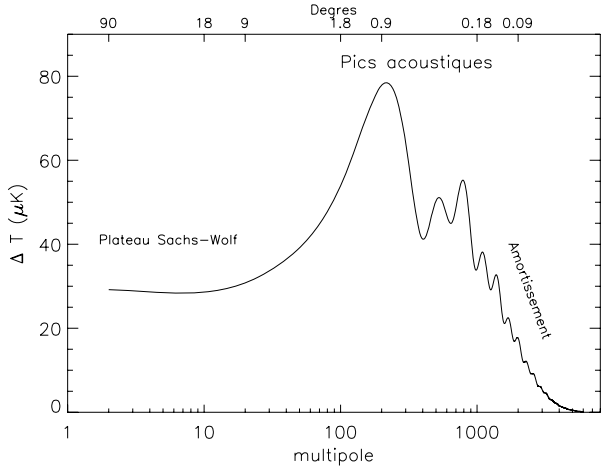


FIG. 2.1 – *Spectre en température des anisotropies du CMB, calculé avec CMBfast pour Ω_b=0.05, Ω_{CDM}=0.30, Ω_Λ=0.65, Ω_ν=0, H_0=72 km.s^{-1}.Mpc^{-1}, pas de réionisation et un spectre des fluctuations $P(k)$ plat.*

La mesure précise de ces oscillations nous renseignera sur la géométrie et les constituants de l'Univers (densité[1] de baryons Ω_b, de matière noire froide Ω_{CDM}, de neutrinos Ω_ν, de constante cosmologique Ω_Λ, spectre initial des fluctuations $P(k)$ pour les principaux). La figure 2.2 montre par exemple l'évolution du spectre de puissance en fonction de la densité totale de l'Univers. On voit un effet sur la position des pics : en effet, une

1. Les densités sont exprimées en unité de densité critique $\Omega_x = \rho_x/\rho_{crit}$. La densité critique ρ_{crit} est la densité nécessaire – en incluant la constante cosmologique – pour que l'univers soit plat et correspond environ à 10 protons par m^3.

diminution de Ω_K (= 1- $\Sigma\Omega$) est liée à une moindre densité de matière et d'énergie dans l'Univers, il s'en suit une diminution de la vitesse du son et donc une diminution de la taille de l'horizon acoustique.

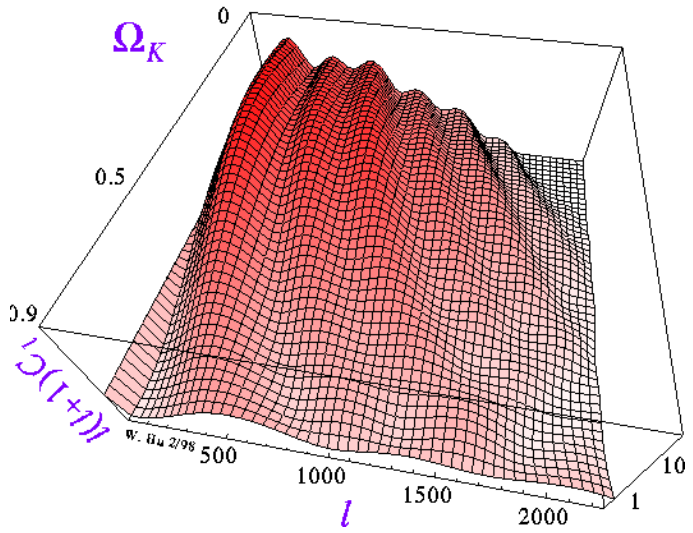


FIG. 2.2 – *Evolution du spectre en fonction de la valeur de la courbure* $\Omega_K = 1 - \Sigma\Omega$. *D'après W. Hu.*

D'un point de vue observationnel, on constate que des informations se trouvent à toutes les échelles angulaires, de plusieurs dizaines de degrés à quelques minutes d'arc. De plus il est nécessaire d'avoir une sensibilité de l'ordre du μK pour obtenir une bonne résolution des pics en température ou en mode scalaire.

Anisotropies en polarisation

Au moment du découplage matière-rayonnement, les photons sont en interaction permanente avec les particules chargées et ils diffusent donc sur les électrons par interaction Thomson, acquérant ainsi une polarisation linéaire. Etant donné que l'observateur peut seulement détecter un effet statistique, il faut que les photons présentent un état de polarisation commun dans une région du ciel pour produire un signal mesurable. Ainsi il faut une perturbation quadrupolaire pour que les contributions parallèles et orthogonales à la ligne de visée ne se compensent pas et qu'un signal globalement polarisé dans une direction privilégiée soit émis.

La polarisation peut se décomposer en un mode scalaire E et un mode pseudo-scalaire B. Ce dernier ne peut être produit dans l'Univers primordial que par les perturbations tensorielles qui rentrent dans l'horizon au moment du découplage, telles que les ondes gravitationnelles primordiales produites lors de la phase d'inflation. La polarisation du CMB est actuellement l'unique piste pour détecter ces ondes. Toutefois le signal est très

faible : au plus quatre ordres de grandeur inférieur à celui du signal en température, en étant très optimiste sur l'échelle d'énergie de l'inflation.

En revanche les perturbations scalaires, qui génèrent le mode E, sont dues au moment quadrupolaire produit par les sur-(ou sous-)densités, celles-là mêmes qui ont produit les anisotropies en température : on peut donc déduire les spectres T-E (corrélation température et mode scalaire) et E-E (spectre de puissance du mode scalaire) de la mesure du spectre en température T-T. Si ces prédictions faites dans le cadre d'un modèle à perturbations adiabatiques gaussiennes sont confirmées par les mesures à des échelles angulaires inférieures à quelques degrés, alors le modèle est très vraisemblablement valide. De plus, les mesures du spectre en T-E et E-E à grande échelle angulaire permettent de lever des dégénérescences. On peut ainsi séparer les effets de la réionisation de ceux de l'indice du spectre des fluctuations scalaires. En effet la réionisation va produire un signal en polarisation qui se superpose distinctement au signal du CMB et l'échelle angulaire à laquelle ce signal est mesuré indique la taille de l'horizon lors de la phase de réionisation. Donc l'époque de la réionisation.

Le mode pseudo-scalaire B donnerait naturellement accès à l'indice du spectre des fluctuations d'origine tensorielle n_s et à l'échelle d'énergie correspondant à la période d'inflation. Toutefois il est assez peu probable que l'on soit prochainement capable de détecter ce signal et de le séparer des contributions produites par la Galaxie, les effets de lentilles gravitationnelles ou le champ magnétique primordial.

2.2 Déformation du signal primordial et pollution par les avant-plans

Les photons du CMB ont parcouru quelque 13 milliards d'années-lumière avant d'atteindre nos détecteurs et des fluctuations secondaires ont été générées. Elles représentent l'ensemble des distorsions subies après le découplage qui perturbent le signal primaire. Ainsi ces photons ont subi les variations de potentiel gravitationnel locales ou intégrées le long de la ligne de visée. De plus, lorsque le milieu est ionisé, les photons interagissent également avec la matière par effet Compton. Examinons ces cas et les moyens de les séparer du signal cosmologique ; pour plus de détails on peut se reporter à [Agh96].

Effets de la gravité

L'effet Rees-Sciama est dû à l'évolution du puits de potentiel gravitationnel pendant que le photon le traverse. En effet le photon gagne de l'énergie lorsqu'il tombe vers le centre de la perturbation mais perd davantage d'énergie pour en ressortir car le puits s'est creusé entre-temps. Il s'ensuit un décalage vers le rouge de quelques 10^{-7} à des échelles de l'ordre du degré. L'effet est maximal entre 10 et 40 minutes d'arc avec une amplitude pouvant

atteindre 10^{-6} ; il n'affecte donc pas sensiblement la mesure du spectre de puissance.

L'effet Sachs-Wolfe intégré et des effets non linéaires du second ordre sont liés à l'intégrale le long de la ligne de visée de l'effet de décalage gravitationnel, incluant les variations de potentiel dans le premier cas et l'influence des perturbations de la métrique dans le second. Cet effet est maximal autour de 1 degré avec une perturbation de l'ordre de $\delta T/T \sim 10^{-6}$. Là encore, l'impact sur le spectre de puissance est négligeable.

L'effet de lentille gravitationnelle est lié à une variation de la trajectoire du photon dans la direction transversale à la ligne de visée. Il en résulte une distorsion de l'image de dernière diffusion et une fraction de quelques pourcents de l'amplitude des pics peut venir combler les vallées du spectre de puissance. L'effet est sensible dès le second pic et peut effacer les fluctuations aux très petites échelles.

Effets de la réionisation

Suite à la recombinaison l'Univers est passé de l'état de plasma à un Univers neutre. Or l'observation des quasars lointains ($z \sim 5$) montre l'absence d'absorption Lyman-alpha, et donc d'hydrogène neutre. L'Univers s'est donc réionisé entre $z = 1100$ et $z = 5$. Les dernières observations de WMAP indiquent une réionisation très précoce vers $z = 17 \pm 4$, ce qui induit une formation des premières étoiles très tôt dans l'histoire de l'Univers [Spe03].

L'effet Vishniac est un effet du second ordre qui intervient aux très petites échelles (inférieures à la minute d'arc) et qui est lié à la corrélation entre les variations de densité et de vitesse de la matière qui affecte le photon par effet Doppler.

Enfin l'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ) prend en compte la diffusion inverse-Compton des photons du CMB sur les électrons libres du gaz chaud inter-amas. Cet effet SZ est dit thermique car il est proportionnel à la température du gaz. S'y ajoute un effet SZ cinétique lié à l'effet Doppler induit par la vitesse particulière de déplacement des amas. Ce dernier n'affecte le spectre de puissance que pour des multipoles au-delà de 2000, soit des échelles angulaires inférieures à 5 minutes d'arc. L'effet SZ thermique a une signature spectrale très claire (annulation du flux à 217 GHz notamment) et les amas sont donc facilement identifiables si l'on dispose de cartes du CMB avec une résolution spatiale et un rapport signal/bruit suffisants. Il suffit alors d'isoler les amas dans les cartes pour s'affranchir de tout impact sur le spectre de puissance.

Effets de la Galaxie

Le milieu interstellaire est en partie constitué de nuages moléculaires froids qui ont des températures pouvant atteindre seulement la dizaine de Kelvin. Ces nuages vont donc émettre approximativement selon une loi de corps noir à une température peu supérieure à celle du CMB. Aux hautes fréquences (au-delà de 300 GHz typiquement), le signal produit par la poussière va dominer le signal cosmologique. Une signature spectrale et

spatiale (les nuages sont essentiellement dans le plan galactique) permet une séparation assez efficace des deux émissions au prix de la perte d'une partie de la couverture du ciel (de l'ordre de 10 à 15 % par rapport au ciel complet). Cependant, il existe des cirrus galactiques présents à haute latitude qui peuvent polluer le signal, en particulier le signal polarisé.

Enfin, à basse fréquence, il existe une importante émission synchrotron produite par les électrons libres soumis au champ magnétique galactique. Cet effet est également confiné dans le plan Galactique et possède une signature spectrale assez claire.

2.3 Mesures directes en ballon : l'expérience ARCHEOPS

La figure 2.3 rassemble des illustrations relatives à la conception d'ARCHEOPS et au vol scientifique du 7 février 2002.

Comme toute expérience scientifique, ARCHEOPS a été conçu pour répondre à une certaine question, ici mesurer le spectre de puissance angulaire en température avec précision entre 30 minutes d'arc et quelques dizaines de degrés. Nous allons donc passer en revue les principales caratéristiques nécessaires à une telle expérience et les choix techniques qu'elles ont motivés:

- Bien que les photons d'origine cosmologique soient très nombreux ($\sim 400/\mathrm{cm}^3$), l'émission thermique de l'atmosphère domine à toutes les fréquences. C'est pourquoi ARCHEOPS est à bord d'un ballon stratosphérique qui a volé à une altitude de croisière de 34 km environ, ce qui correspond à une atmosphère résiduelle de 4 hPa. Cette atmosphère comprend des nuages d'ozone présents jusqu'à environ 50 km d'altitude et distribués de façon inhomogène dans le ciel. Leur température étant de l'ordre de 200 K, leur émission affecte d'avantage les hautes fréquences. De plus l'ensemble de l'expérience est isolé du rayonnement venant du sol par un bafflage en mylar.
- Les détecteurs doivent être protégés au maximum de tout rayonnement parasite. Un détecteur photométrique est ainsi composé d'un bolomètre refroidi à 100 mK par un cryostat à dilution ^{3}He-^{4}He, de filtres refroidis à 1.6 K permettant d'isoler la bande spectrale choisie et de cônes refroidis à 10 K permettant de ne "regarder" que le miroir primaire du télescope *via* le miroir secondaire.
- Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, le plan focal comprend 21 bolomètres sensibles principalement au rayonnement du CMB (8 à 143 GHz et 6 à 217 GHz) ou au rayonnement atmosphérique et galactique (6 à 353 GHz et 1 à 545 GHz). Ces détecteurs se répartissent sur

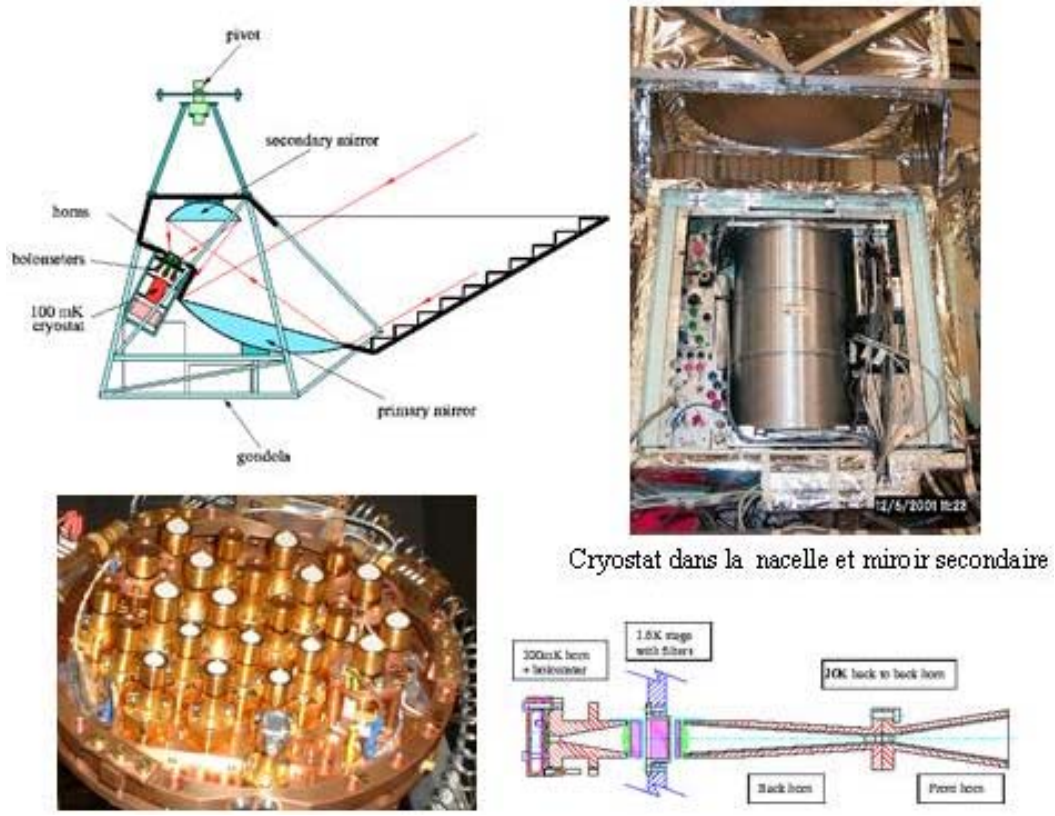


FIG. 2.3 – *Illustrations des principales caractéristiques d'*ARCHEOPS. *En haut à gauche : schéma complet de l'instrument comprenant la nacelle, les deux miroirs et le cryostat qui contient l'optique froide et les détecteurs (le pivot a été éloigné de la nacelle pour le vol du 7 février 2002), à droite: photo prise dans le hall de la base d'Esrange à côté de Kiruna en Suède après l'installation du cryostat dans la nacelle. En bas à gauche : photo du plan focal sur lequel sont montés les cônes et les filtres (pastilles blanches ou dorées), à droite : schéma du détecteur photométrique composé d'un bolomètre, de cônes et de filtres.*

des lignes séparées d'environ 1/2°. Cette disposition permet notamment de séparer les signaux venant du ciel de ceux venant de l'instrument puisque plusieurs bolomètres alignés voient exactement le même ciel mais pas exactement au même moment. De plus de nombreux thermomètres ainsi que des mesures d'altitude, pression, position transmettent des informations pouvant être décorrélées du signal.

– L'accès aux grandes échelles angulaires implique une grande couverture du ciel. ARCHEOPS décrit donc de grands cercles à élévation constante dans le ciel. Ces cercles se décalant au cours du temps, on peut ainsi couvrir environ un tiers de la surface de la voûte céleste en une journée.

Observer pendant 24 heures consécutives sans être pollué par les émissions lunaire et solaire implique un vol se déroulant en hiver au-delà du cercle polaire. Le CNES a opéré depuis la base de Kiruna, en Suède, à une latitude de 68°N. L'instrument a été conçu pour disposer d'une autonomie en énergie et en gaz de 36 heures. Toutefois les vents stratosphériques ont été particulièrement violents et les conditions météo "les moins pires" se sont présentées seulement le 7 février[2]. Le vol a duré 21.5 heures, dont 11.7 de nuit. Il a été interrompu près de Noril'sk en Sibérie pour des raisons techniques (possibilité de récupération de la nacelle essentiellement).

- L'élévation du champ de vue est un compromis entre une élévation importante qui limite les rayonnements parasites d'origine terrestre et une ouverture maximale qui augmente la taille des cercles et donc les échelles angulaires accessibles. La valeur précise de 41° a permis l'observation de Jupiter et de Saturne. Ces sources, ponctuelles pour ARCHEOPS, permettent de mesurer les lobes[3] des détecteurs et fournissent une méthode d'étalonnage.
- L'accès aux échelles angulaires nettement inférieures au degré implique que le lobe du détecteur soit de l'ordre de 10-15 minutes d'arc. Le diamètre du télescope et sa focale sont alors essentiellement fixés. Le détecteur est donc placé au foyer d'un télescope de type grégorien hors axe avec un miroir de 1.5 m de diamètre. Le lobe devant être correctement échantillonné, il y a ainsi un équilibre à respecter entre la vitesse de rotation et la fréquence d'échantillonage du signal. Dans le cas d'ARCHEOPS, la vitesse de rotation est de 2 tours/minute et une électronique de lecture séquencée à 153 Hz. Deux points de mesure sont séparés d'environ 3.5 minutes d'arc.
- Enfin il est nécessaire de connaître la direction de pointage de l'instrument pour produire des cartes du ciel. Les senseurs stellaires "classiques" prennent une image du ciel à l'aide d'un CCD mais ils sont inutilisables dans notre cas car le ciel défile en permanence. C'est pourquoi la nacelle d'ARCHEOPS est équipée d'un senseur stellaire composé d'un petit télescope avec en son foyer une barette de 46 diodes qui peuvent être lues très rapidement. Environ 200 étoiles sont détectées à chaque tour.

2. Un autre vol, avec de meilleures conditions a en fait eu lieu le 17 janvier mais un défaut dans le ballon a causé son interruption avant même l'arrivée à l'altitude de croisière.

3. Le lobe est la surface angulaire dans laquelle est concentré l'essentiel de la sensiblité du détecteur.

Par ailleurs ARCHEOPS a également été conçu comme un test du détecteur Planck-HFI (voir chapitre 3, en particulier section 3.1). Planck devrait fournir les mesures ultimes du spectre de puissance en température ainsi que des spectres en polarisation.

2.4 Du signal brut aux cartes

Les douze heures de données prises de nuit doivent ensuite être nettoyées, filtrées, décorrélées des effets systématiques induits par l'instrument au niveau thermique, mécanique, électronique. Le signal d'origine *a priori* cosmologique doit également être séparé du signal produit par l'atmosphère ou par la Galaxie avant de pouvoir être projeté sur une carte. Enfin les détecteurs doivent être caractérisés par leur lobe et leur constante de temps. On appelle TOI (Time Ordered Information) l'ensemble des mesures d'un détecteur en fonction du temps.

Pointage

Un senseur stellaire placé sur le côté de la nacelle comporte un miroir de 40 cm de diamètre avec à son foyer une barrette de 46 photo-diodes. Lorsqu'une étoile traverse le champ de vue, elle illumine une série de diodes avec une intensité proportionnelle à sa magnitude apparente. La position des diodes allumées ainsi que les coordonnées du télescope à cet instant permettent, en confrontant ces informations à un catalogue d'étoiles, d'obtenir la direction de pointage du senseur stellaire à mieux qu'une minute d'arc pendant quasiment toute la période nocturne d'observation. On peut alors connaître la direction de pointage de chaque bolomètre en combinant cette information à la géométrie du plan focal grâce à Jupiter qui laisse un signal à la fois dans les diodes et les bolomètres.

Plan focal

Le plan focal est reconstruit en utilisant les planètes Jupiter et Saturne, chacune traversant 2 fois le champ de vue d'ARCHEOPS à quelques heures d'écart. Le signal produit par une planète dans la TOI est la convolution de 2 effets : la forme du lobe, bien plus large que la taille propre de la planète, et le temps de réponse du détecteur. Il existe une dégénerescence insoluble entre lobe et constante de temps si la vitesse de rotation est constante (ce qui est notre cas en première approximation). On peut donc en tirer partie pour symétriser le lobe effectif dans le sens du balayage du ciel. Les constantes de temps sont définies comme les valeurs qui symétrisent au mieux le lobe le long de l'axe de balayage après déconvolution de celles-ci en minimisant l'écart entre les profils obtenus avant et après dans le sens de traversée du lobe. Tous les bolomètres ont une constante de temps courte de 2 à 7 ms liée à l'électronique de lecture. Nous avons constaté qu'il était nécessaire de faire appel à une seconde constante de temps beaucoup longue, de 20

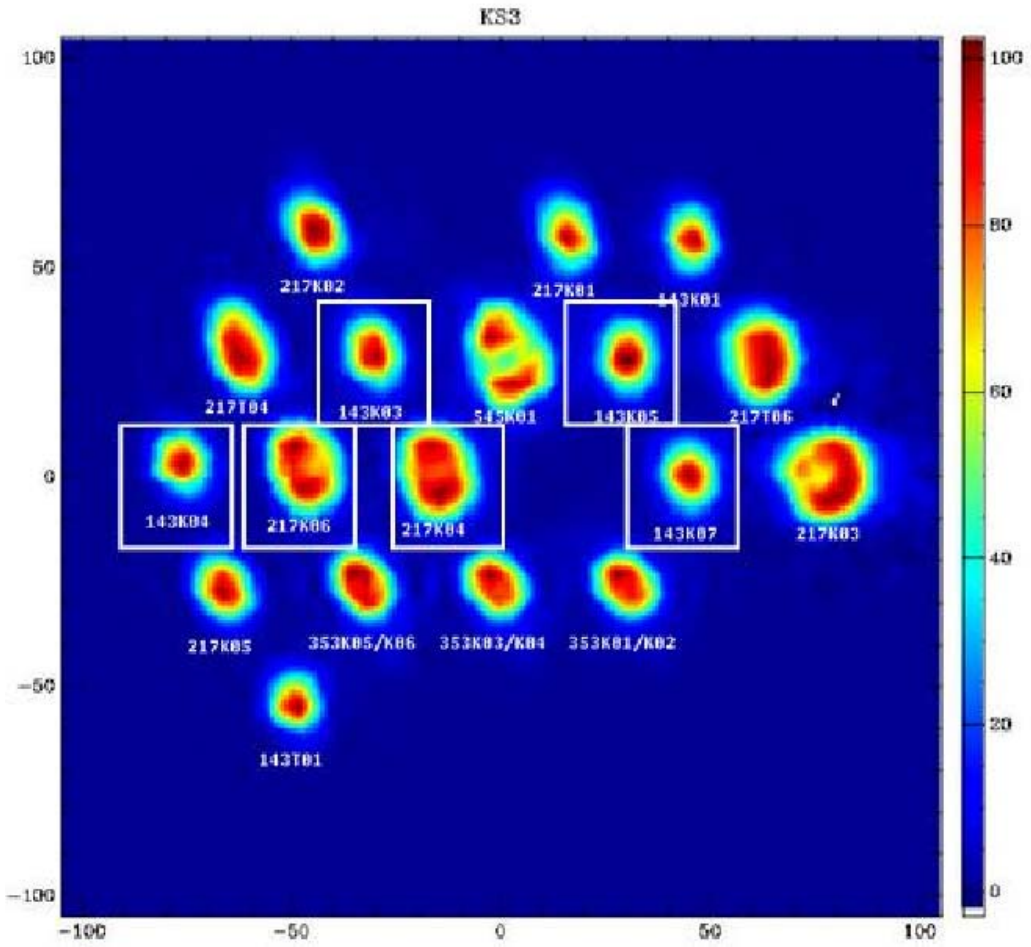


FIG. 2.4 – *Plan focal d'*ARCHEOPS *déterminé d'après les observations de Jupiter. Deux lignes de bolomètres sont séparées par ∼30 minutes d'arc. Les six détecteurs utilisés dans l'analyse des anisotropies du CMB sont encadrés.*

à 60 ms pour 5 bolomètres, dont un qui est utilisé pour l'analyse du CMB. Malgré un certain nombre d'investigations, l'origine physique exacte de cette seconde constante de temps n'a pas été déterminée. Elle pourrait être liée à l'échauffement des filtres par la planète.

Des cartes locales de Jupiter après déconvolution des constantes de temps sont ensuite produites pour caractériser les lobes et reconstituer le plan focal d'ARCHEOPS, comme on peut le voir sur la figure 2.4. En ce qui concerne les détecteurs à 353 GHz, c'est le lobe moyen qui est présenté; ils sont de toute façon – et heureusement – très similaires à l'intérieur de chaque paire puisqu'ils partagent la même optique. On constate aisément que les lobes ne peuvent être correctement décrits par une gaussienne, que celle-ci soit circulaire ou elliptique. Les lobes sont moins réguliers et moins focalisés qu'initialement prévus. Ces déformations sont vraisemblablement dues à un désalignement de l'optique du télescope suite au violent choc subi par la nacelle à l'aterrissage après le vol avorté du 17 jan-

vier. Les réparations, tests et réglages effectués à Kiruna dans l'urgence pour être prêt à voler début février n'ont pu corriger entièrement les déformations subies par la structure.

Nettoyage

Une inspection visuelle de toutes les données permet d'éliminer les mesures de toute évidence corrompues, sans doute en raison de problème électronique. Par ailleurs des signaux parasites, appelés glitches, sont produits par le rayonnement cosmique lorsqu'une particule traverse la boîte du bolomètre, le bolomètre lui-même ou encore directement l'électronique de lecture. L'ajustement rapide de la forme caratéristique d'un glitch sur la TOI lorsqu'un signal d'amplitude supérieure à un certain seuil est détecté permet d'identifier les mesures perturbées par le passage du cosmique pour les écarter ensuite de l'analyse.

Décorrélation

D'une part on corrige le signal à basses fréquences temporelles en décorrélant le signal de divers facteurs : les variations d'altitude et d'élévation du télescope ainsi que les diverses variations thermiques. En effet, l'étage à 10 K influe directement sur l'émission thermique des cônes, l'étage à 1.6 K thermalise les filtres et enfin l'étage à 100 mK refroidit le plan focal dont la température décroît jusqu'à 87 mK au cours du vol. Des gabarits de ces variations sont réalisés après sous-échantillonage des données afin de les rendre aisément manipulables. Les coefficients de corrélation sont estimés par régression linéaire entre les TOIs des données et des gabarits. La figure 2.5 illustre très clairement la corrélation existant entre le signal et l'altitude. Le signal du dipole est également soustrait des données.

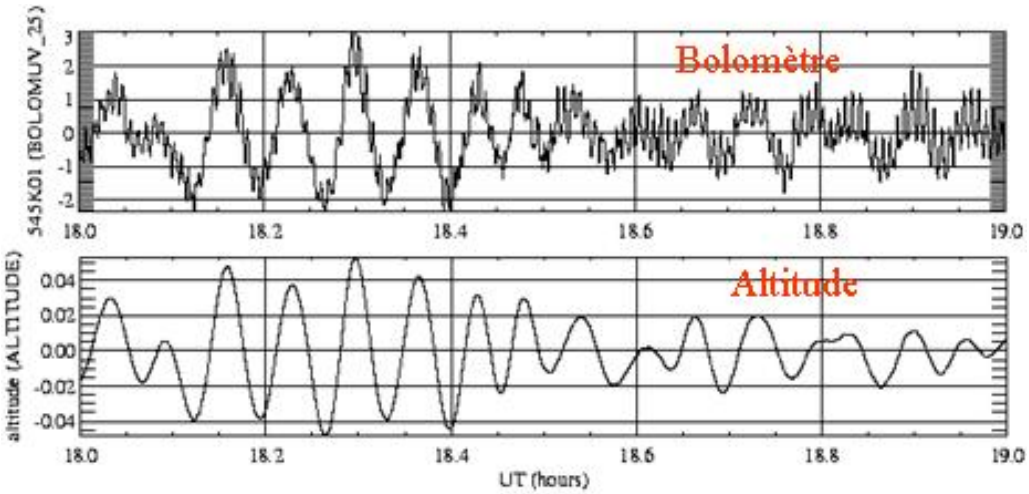


FIG. 2.5 – *TOIs du signal d'un bolomètre en μV et de l'altitude en km après soustraction des valeurs moyennes. On voit très clairement une corrélation entre les deux signaux.*

Il existe par ailleurs des corrélations à haute fréquence (au-dessus de 1 Hz) entre les détecteurs et les thermomètres du plan focal ou le détecteur aveugle. Ces perturbations ni stationnaires ni gaussiennes affectent simultanément tous les signaux et sont vraisemblablement d'origine mécanique ou électromagnétique. Elles sont supprimées par décorrélation dans le domaine de Fourier.

Enfin, uniquement pour l'étude du fond diffus cosmologique, les données à 143 et 217 GHz qui sont dominées par l'émission du CMB sont décorrélées des bolomètres à 353 et 545 GHz qui tracent essentiellement l'émission de l'atmosphère et de la poussière galactique.

Masque galactique

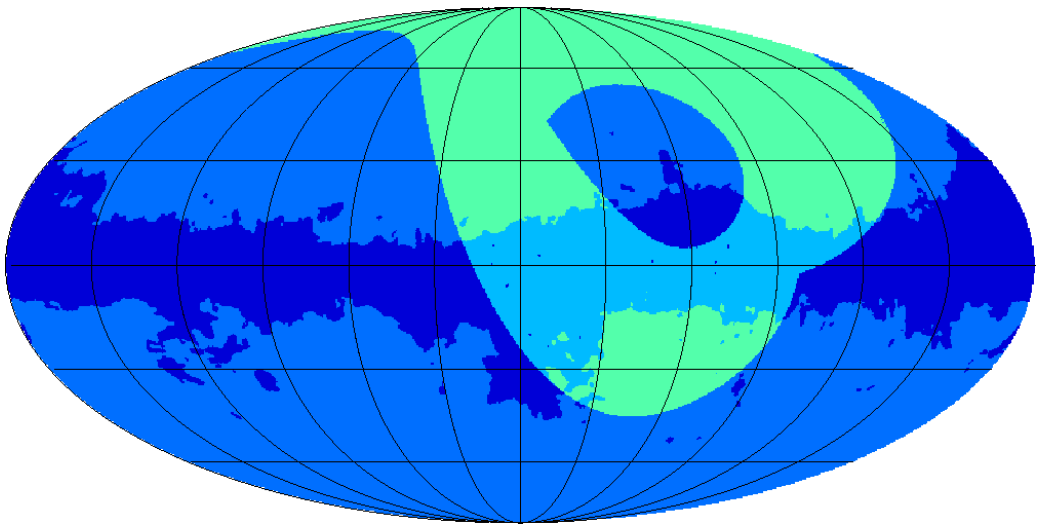


FIG. 2.6 – *Masque galactique (bande bleu foncé hors de la couverture* ARCHEOPS *et bleu clair dans la couverture) appliqué aux cartes* ARCHEOPS. *La projection Mollweide de la sphère céleste est en coordonnées galactiques centrée sur l'anti-centre galactique. Les pas de la grille sont de 30°.*

Afin de s'affranchir des émissions de la poussière galactique, on applique à nos cartes un masque. Celui-ci est défini en utilisant les données de [Sch98] extrapolées à 353 GHz et en demandant une luminosité inférieure à 0.5 MJy.sr^{-1}. La figure 2.6 montre la couverture du ciel d'ARCHEOPS ainsi que le masque galactique appliqué aux données. ARCHEOPS couvre 30 % de la totalité du ciel dont les 2/3 sont conservés pour l'étude du CMB. On exclut ainsi essentiellement les observations dans le plan galactique (latitude $\leq$ 10 ° environ) ainsi que la région du Taureau.

Etalonnage

Les données d'ARCHEOPS sont étalonnées en utilisant l'observation du dipole cosmolo-

gique, particulièrement adapté aux canaux CMB, et la Galaxie, particulièrement adaptée aux canaux 353 et 545 GHz. Une autre méthode est basée sur la mesure du flux de Jupiter mais de lourdes incertitudes sur l'émission propre de la planète à nos fréquences rendent les résultats peu précis. Grâce à sa grande couverture spatiale, ARCHEOPS est l'expérience d'observation du CMB embarquée en ballon la mieux étalonnée avec MAXIMA avec une erreur estimée à 4 % à 143 GHz et 8 % à 217 GHz.

Cartes et filtrages

L'atmosphère vue par ARCHEOPS varie d'un cercle à l'autre, essentiellement en raison de légères variations de l'élévation de l'instrument produits par des vitesses de vent différentes entre le ballon et la nacelle qui sont séparés de deux cents mètres environ. Cet effet produit des stries sur les cartes qui marquent les grands cercles décrits sur le ciel. Une procédure de déstriage est ainsi appliquée aux données afin de supprimer cet artefact en utilisant le croisement des cercles pour déterminer au mieux la "vraie" valeur du signal.

Le spectre de bruit d'ARCHEOPS est alors presque plat avec une remontée de la puissance à très basse fréquence temporelle due à des résidus de bruit atmosphérique et à très haute fréquence temporelle due à la déconvolution des constantes de temps des bolomètres. Afin de supprimer ces bruits, on conserve uniquement les données entre 0.1 et 38 Hz, ce qui correspond à des échelles angulaires comprises entre 90 et 0.5°.

Les cartes sont produites soit par simple co-addition dans les pixels - méthode rapide mais non optimale, soit en utilisant MIRAGE [Yvo04]. Cet algorithme itératif d'estimation optimale de carte inclut la suppression des très basses fréquences et un filtre passe-haut de Butterworth. MIRAGE présente l'avantage de prendre correctement en compte les effets expérimentaux tels que l'existence de données corrompues dans la TOI, la présence de sources brillantes dans le ciel ou les effets de rebond lors du passage sur la Galaxie.

Le ciel est pixelisé en utilisant le découpage de HEALPix [Gor98] qui permet d'avoir des pixels de même surface à toutes les latitudes. Toutes les études sont faites avec des pixels de 7 minutes d'arc de côté et les graphes sont faits avec une projection Mollweide en coordonnées galactiques centrées sur l'anti-centre Galactique après lissage par une gaussienne de 30 minutes d'arc afin de mieux faire ressortir les structures du CMB. Les cartes obtenues par ARCHEOPS aux 4 fréquences sont présentées dans la figure 2.7. Une échelle logarithmique à bas signal et linéaire à fort signal permet de visualiser simultanément les émissions du CMB et de la poussière à 143 et 217 GHz sur la figure 2.8.

Choix des bolomètres

Le plan focal contient 6 bolomètres à 143 GHz et 8 à 217 GHz. Cependant seuls 6 détecteurs présentent un niveau de bruit suffisamment faible pour être réellement utilisables. Le détecteur le plus sensible a une efficacité compatible avec le cahier des charges

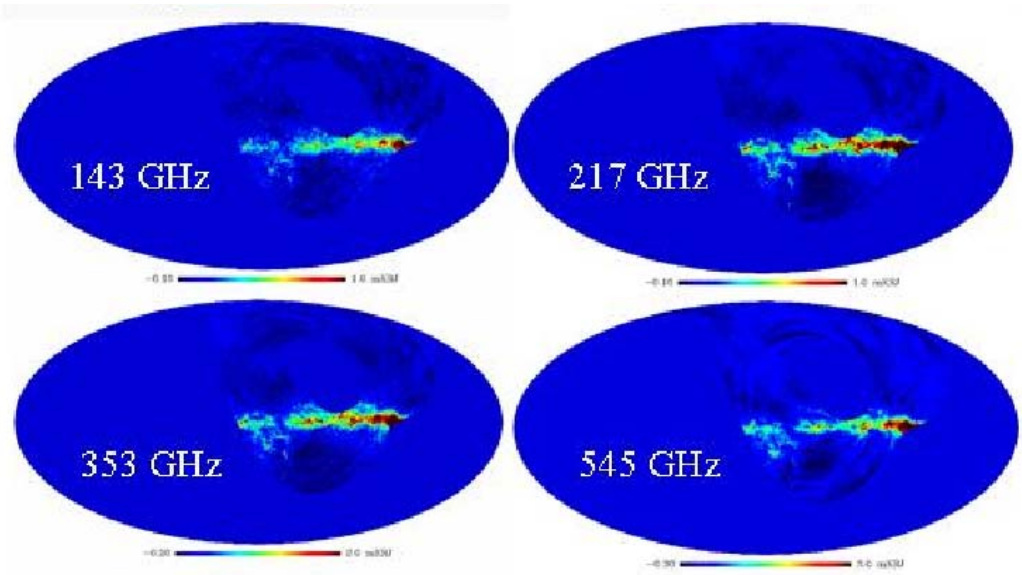


FIG. 2.7 – *Cartes aux 4 fréquences d'*ARCHEOPS *filtrées à 1* f_{rot}.

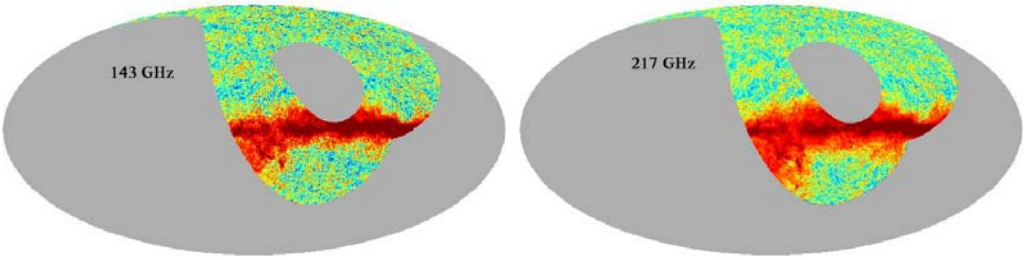


FIG. 2.8 – *Cartes en échelle logarithmique à bas signal et linéaire à fort signal des observations d'*ARCHEOPS *à 143 et 217 GHz.*

de Planck-HFI (voir chapitre suivant) mais est deux fois moins sensible en raison d'un bruit de fond plus important à bord du ballon que du satellite.

2.5 Des cartes au spectre de puissance angulaire en température

L'inflation devant générer des fluctuations gaussiennes, les anisotropies en température ΔT peuvent être représentées *via* le spectre de distribution angulaire en fonction du multipole après décomposition de cette carte en harmoniques sphériques :

$$\Delta T(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\vec{n}) \tag{2.1}$$

où les coefficents $a_{\ell m}$ sont donnés par :

$$a_{\ell m} = \int \Delta T(\hat{n}) Y_{\ell m}(\hat{n}) d\Omega \ . \tag{2.2}$$

On a alors

$$\langle a_{\ell m} \rangle = 0 \tag{2.3}$$

$$\langle a_{\ell m} a^*_{\ell' m'} \rangle = \langle C_\ell \rangle \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \ . \tag{2.4}$$

Une estimation non biaisée du spectre de puissance en température $\langle C_\ell \rangle$ est donnée par

$$\widehat{C_\ell} = \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{|a_{\ell m}|^2}{2\ell + 1} \ . \tag{2.5}$$

Méthodes d'estimation du spectre de puissance

La majorité des estimateurs de spectre de puissance peuvent se grouper selon deux catégories : par maximum de vraisemblance ou *via* des "pseudos"-estimateurs. Une comparaison complète entre ces méthodes se trouve dans [Efs04].

Les méthodes par maximum de vraisemblance sont basées sur la maximisation de la fonction de vraisemblance quadratique. Ces méthodes estiment le spectre de puissance angulaire du ciel d'après la fonction de corrélation angulaire des données. Les barres d'erreur du spectre de puissance sont généralement calculées directement d'après la fonction de vraisemblance qui est soit complètement échantillonnée dans la région utilisée soit approchée par une forme quadratique. Les calculs deviennent d'une grande complexité lorsque la couverture du ciel est inhomogène. Ils sont en $\mathcal{O}\big(N_{pix}^3\big)$, où N_{pix} est le nombre de pixels dans la carte, et ne sont donc guère adaptés aux expériences à grande couverture du ciel et bonne résolution spatiale telles que Archeops, WMAP et *a fortiori* la future expérience Planck.

Alternativement, on peut utiliser les méthodes basées sur le calcul direct du 'pseudo'-C_ℓ à partir des données. Ensuite seulement ce spectre est corrigé des effets de couverture du ciel, de lissage par les lobes, de filtrage, de pixelisation et de bruit. Cette technique a été décrite pour la première fois par [Pee73] et appliquée peu de temps après à l'étude de la corrélation angulaire entre les galaxies [Pee74]. Actuellement cette stratégie s'applique essentiellement de deux façons : soit avec calcul du spectre dans l'espace réel (méthode SPICE [Sza01]), soit dans l'espace des harmoniques sphériques (méthode MASTER [Hiv02]). Le spectre est calculé avant correction des différents biais expérimentaux. Ces estimateurs sont rapides, en $\mathcal{O}\Big(N_{pix}^{3/2}\Big)$, et peuvent donc être utilisés pour l'analyse d'expériences complexes. Néanmoins, ils nécessitent une bonne maîtrise du fonctionnement de l'instrument et une bonne connaissance des caractéristiques du bruit afin de corriger le spectre des biais induits par ces derniers. En fait, l'estimation du bruit se fait généralement par simulation Monte-Carlo d'après le spectre de bruit mesuré directement sur la carte. Le spectre de puissance du bruit est alors soustrait du spectre de puissance

mesuré sur les données. Ces simulations sont également à la base du calcul des erreurs associées : les barres d'erreur ne sont rien d'autre que la variance des simulations des C_ℓs.

Afin d'éviter ces lourdes simulations, nous avons développé pour ARCHEOPS une méthode, dénommée Xspect [Tri04b], qui utilise les spectres croisés de différents détecteurs. Les méthodes précédentes utilisent les "auto-spectres" en calculant $|a_{\ell m}|^2$, on corrèle alors tout le contenu d'une carte avec elle-même. Si l'on utilise deux cartes de détecteurs différents, on corrèle alors uniquement le contenu commun, à savoir – en principe – le signal. En effet, si le nettoyage des données a efficacement supprimé tous les effets systématiques, le bruit doit être totalement décorrélé entre deux cartes. Après correction des effets expérimentaux, les spectres croisés sont combinés en un seul spectre de puissance en maximisant une fonction de vraisemblance. Cette méthode est optimale si les bins adjacents sont totalement décorrélés, ce qui n'est pas tout à fait le cas pour ARCHEOPS. Cette technique permet également d'obtenir un calcul analytique des barres d'erreur.

Des simulations ont été néanmoins faites pour valider l'efficacité de la méthode et la précision de l'estimation des erreurs. Une simulation est produite en ajoutant une TOI de signal construite d'après une réalisation du ciel selon un modèle de CMB et lue avec le pointage d'un détecteur et une TOI de bruit simulée d'après une estimation du spectre de puissance de Fourier du bruit de chaque détecteur [Amb04]. Le modèle ΛCDM de CMB utilisé ici est celui issu de la première analyse des données d'ARCHEOPS [Ben03c]. Les TOIs simulées faites pour chaque détecteur sont ensuite convoluées par le lobe correspondant. Les cartes sont calculées en utilisant le même filtrage et le même algorithme de projection que pour les vraies données puis analysées avec Xspect. Deux séries de 1000 simulations sont faites, une avec une pondération uniforme (1 si le pixel est vu au moins une fois, 0 sinon), l'autre avec une pondération définie par $1/\sigma^2_{p,d}$ où $\sigma^2_{p,d}$ est la variance du pixel p de la carte du détecteur d. Ces simulations ont permis de montrer que le spectre ainsi obtenu n'est pas biaisé à plus de 1 %, comme on le voit sur la figure 2.9. Parallèlement une série de 1000 simulations sans bruit a été faite afin d'estimer la variance cosmique, c'est-à-dire l'incertitude liée au fait que nous n'observons qu'une partie d'une seule réalisation du ciel (alors que les fluctuations initiales sont supposées être issues d'un processus aléatoire gaussien). Les erreurs statistiques analytiques calculées par Xspect sont en accord avec la dispersion des simulations à mieux que 5 %. A grande échelle angulaire ($\ell < 260$), on utilise une pondération uniforme afin de maximiser la surface utile des cartes alors qu'à plus grande échelle angulaire on adopte la pondération en $1/\sigma^2_{p,d}$ afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des pixels utilisés.

Le spectre d'ARCHEOPS a aussi été estimé avec une méthode également basée sur les pseudo-spectres de puissance calculés directement dans l'espace des harmoniques sphériques d'après les cartes. Cette seconde approche est une décomposition à composantes multiples basée sur la corrélation spectrale et spatiale des diverses composantes (SMICA,

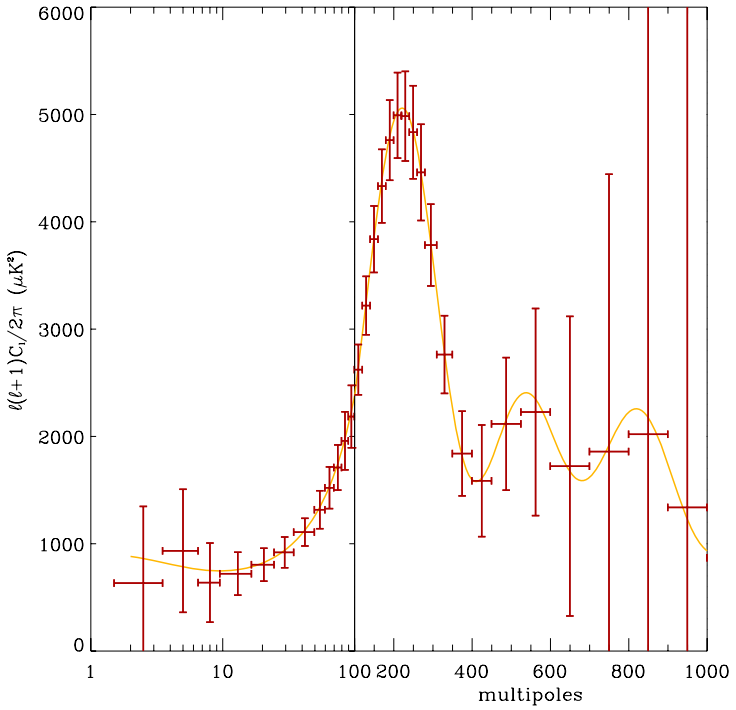


FIG. 2.9 – *Spectre de puissance moyen obtenu avec 1000 simulations des observations d'*ARCHEOPS *(voir texte pour les détails). Les barres d'erreur montrées ici sont calculées analytiquement. Le spectre estimé par Xspect (en rouge) apparait non biaisé par rapport au modèle initial du CMB (en jaune).*

[Del03]). Les deux méthodes donnent des résultats en accord et je présenterai ici les spectres obtenus avec la méthode Xspect développée au LPSC.

Prise en compte des effets expérimentaux

Chaque pseudo-spectre croisé D_ℓ^{AB} calculé d'après les cartes de détecteurs A et B doit être corrigé des effets expérimentaux selon :

$$\widehat{D_\ell^{AB}} = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'}^{AB} p_{\ell'}^2 B_{\ell'}^A B_{\ell'}^B T_\ell \langle C_{\ell'}^{AB} \rangle \tag{2.6}$$

où $B_{\ell'}$ est la fonction de transfert de chaque lobe, T_ℓ la fonction de transfert du filtrage, $p_{\ell'}$ la fonction de transfert de la pixelisation et $M_{\ell\ell'}^{AB}$ la matrice de couplage de modes.

La fonction de transfert $p_{\ell'}$ est liée à l'effet de lissage produit par la taille finie des pixels, elle est fournie par HEALPix.

Le filtrage induit l'existence d'une direction privilégiée dans le ciel (celle du pointage) et l'hypothèse d'isotropie des fluctuations n'est alors plus valide. La fonction de transfert T_ℓ permet de corriger le spectre du biais ainsi introduit. Deux filtrages sont utilisés dans l'analyse des données d'ARCHEOPS : le déstriage et le filtre passe-bande lié à la fabrication

des cartes. Des simulations sans bruit comparant les spectres de données filtrées et non filtrées permettent d'estimer T_ℓ.

Comme on l'a vu sur la figure 2.4, les lobes mesurés sur Jupiter sont pour la plupart elliptiques et pour quelques-uns assez irréguliers. Aussi la fonction de transfert du lobe doit-elle être estimée très soigneusement et ne peut se réduire à une simple modélisation gaussienne.

Afin de rendre compte le mieux possible de ces lobes irréguliers, nous avons développé une méthode, nommée Asymfast [Tri04a], basée sur la décomposition du lobe en une combinaison linéaire de gaussiennes à symétrie circulaire de positions, amplitudes et largeurs différentes. L'effet du lobe sur l'observation du CMB est ainsi estimé en tenant compte de la stratégie de balayage du ciel (puisqu'une fluctuation va produire un signal différent dans un bolomètre au lobe asymétrique selon "le côté" par lequel le champ de vue du télescope la traverse). Chaque gaussienne est individuellement convoluée au signal très rapidement dans l'espace des harmoniques sphériques et l'effet du lobe est estimé sur toute la carte selon la stratégie d'observation en faisant la somme pondérée de toutes les cartes correspondant à chaque gaussienne.La fonction de transfert $B_{\ell'}$ de chaque bolomètre est estimée par simulation en comparant le spectre de puissance théorique au spectre obtenu après convolution par le lobe décrit par Asymfast. Les détecteurs à 143 GHz ont une fonction de transfert assez proches de celles de gaussiennes avec $\sigma \sim$11 minutes d'arc. En revanche les fonctions de transfert des détecteurs à 217 GHz ont une forme plus complexe qui reflète la structure bipolaire des lobes.

La matrice $M_{\ell\ell'}$ décrit le couplage entre les modes résultant de la couverture incomplète du ciel et du masque pondéré appliqué aux cartes du ciel. Cette matrice s'écrit [Tri04b]

$$M_{\ell\ell'} = \frac{2\ell'+1}{4\pi} \sum_{\ell''} (2\ell''+1) \mathcal{W}_{\ell''} \begin{pmatrix} \ell & \ell' & \ell'' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \tag{2.7}$$

où $\mathcal{W}_\ell = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |w_{\ell m}|^2$ est le spectre de puissance du masque qui prend en compte la couverture du ciel et la pondération des pixels.

Le spectre de puissance d'Archeops

La figure 2.10 présente le spectre de puissance angulaire en température pour des multipoles compris entre $\ell = 10$ et $\ell = 700$ répartis en 25 intervalles. Grâce à l'utilisation de six détecteurs et à l'observation de 20 % du ciel, Archeops a atteint son objectif scientifique à savoir relier les très grandes échelles angulaires aux premiers pics acoustiques. Un vent moins rapide, et donc un vol plus long, aurait sans doute permis d'accéder également au troisième pic en améliorant la redondance sur la carte.

Les erreurs de ces spectres sont la combinaison de l'erreur statistique due au bruit instrumental et de la variance d'échantillonage. Le spectre reste stable en dépit des mauvais

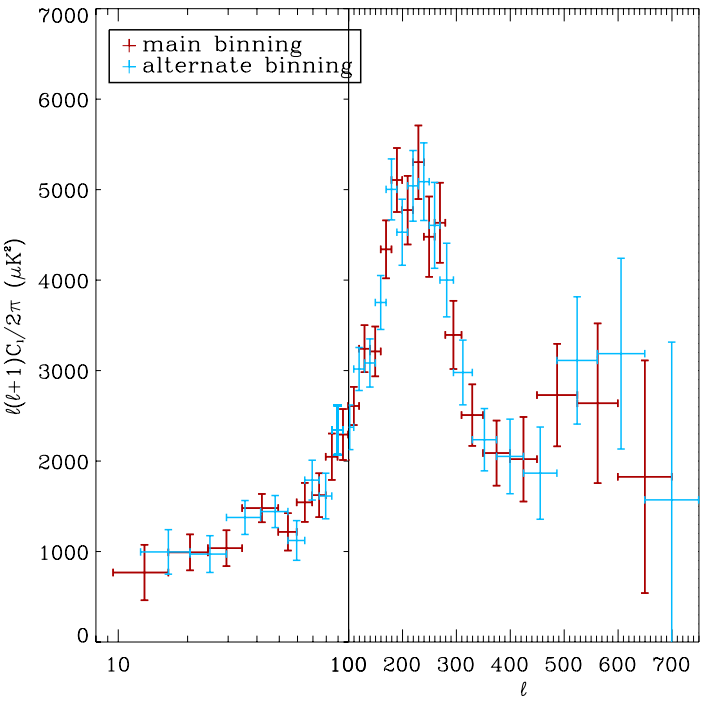


FIG. 2.10 – *Spectre de puissance angulaire en température d'*ARCHEOPS *obtenu avec Xspect. L'échelle des multipoles est logarithmique pour les bas ℓ et linéaire ensuite pour permettre une bonne visibilité à la fois du plateau Sachs-Wolfe et des deux premiers pics acoustiques. Les deux spectres sont calculés pour des intervalles de multipoles se chevauchant et ne sont donc pas indépendants.*

traitements qui ont été tentés : cartes avec des pixels de 14 minutes d'arc, modifications des fréquences du filtre passe-bande, suppression de certains bolomètres dans l'analyse, masques galactiques plus ou moins sévères.

Les diverses sources d'effets systématiques ont été supprimées autant que possible dans les TOIs mais il convient d'estimer l'efficacité du traitement des données. Trois effets doivent ainsi être estimés : les erreurs sur l'estimation des fonctions de transfert du filtrage et de lobe ainsi que sur la soustraction des avant-plans.

L'erreur sur la fonction de filtrage se compose de l'erreur sur le filtrage passe-bande, estimée par la dispersion des simulations, et de l'erreur sur l'impact du déstriage. Cette dernière est particulièrement délicate à estimer car c'est une correction non linéaire. De façon conservative, on estime que la fonction de filtrage associée est correcte à 30 % près.

L'erreur à 1 σ sur la fonction de transfert du lobe est estimée de façon conservative à 10 % de la correction appliquée. Les principales sources d'erreur sont les incertitudes sur la détermination des constantes de temps des bolomètres qui sont fortement dégénérées avec la détermination du lobe principal. Ainsi, alors que la méthode Asymfast permet

d'ajuster le lobe avec des résidus négligeables au niveau des cartes locales de Jupiter, les effets systématiques pourraient être non négligeables. En particulier, il faut considérer également les effets induits par la soustraction d'une ligne de base dans la construction des cartes locales et la contribution des lobes secondaires, estimée à moins de 5 %.

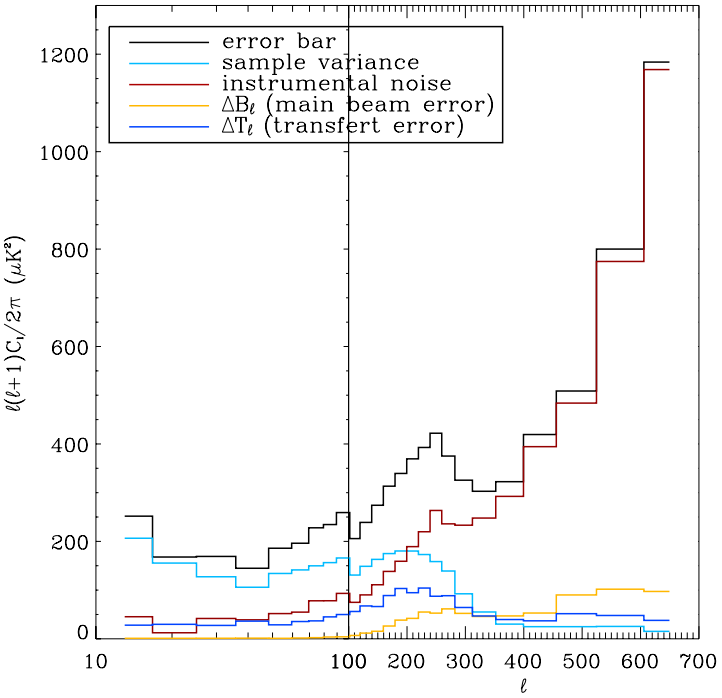


FIG. 2.11 – *Détail des barres d'erreur statistiques (en noir) du spectre de puissance angulaire d'*ARCHEOPS *obtenu avec Xspect en termes de variance d'échantillonage (en cyan) et de bruit instrumental (en rouge). Sont également présentées les estimations des erreurs systématiques liées aux incertitudes sur la fonction de filtrage (en bleu) et de lissage par le lobe (en jaune).*

La figure 2.11 présente la décomposition de la barre d'erreur du spectre en bruit instrumental et variance d'échantillonage ainsi que les erreurs systématiques liées au filtrage et au lissage par les lobes.

Contamination par les avant-plans

Le filtrage et la décorrélation par les canaux à hautes fréquences n'ont pu ôter exactement les émissions de l'atmosphère et de la Galaxie présentes dans nos données. Il convient donc de tenter d'estimer l'émission résiduelle de ces avant-plans. La première technique est basée sur l'utilisation de Xspect en croisant les cartes de CMB à 143 et 217 GHz avec les cartes à 353 GHz. La carte à 545 GHz est inutilisable car trop bruitée. On extrait ainsi les composantes communes qui doivent être constituées d'une émission résiduelle de la

Galaxie et l'atmosphère dans les cartes CMB et éventuellement d'une émission du CMB à 353 GHz. De façon conservative, on suppose que tout le spectre mesuré est dû à un résidu d'avant-plans dans les cartes du CMB. On constate sur la figure 2.12 que le spectre des résidus est petit devant les barres d'erreur. Ce n'est pas le cas pour les multipoles inférieurs à 10 qui ont donc été écartés de cette analyse.

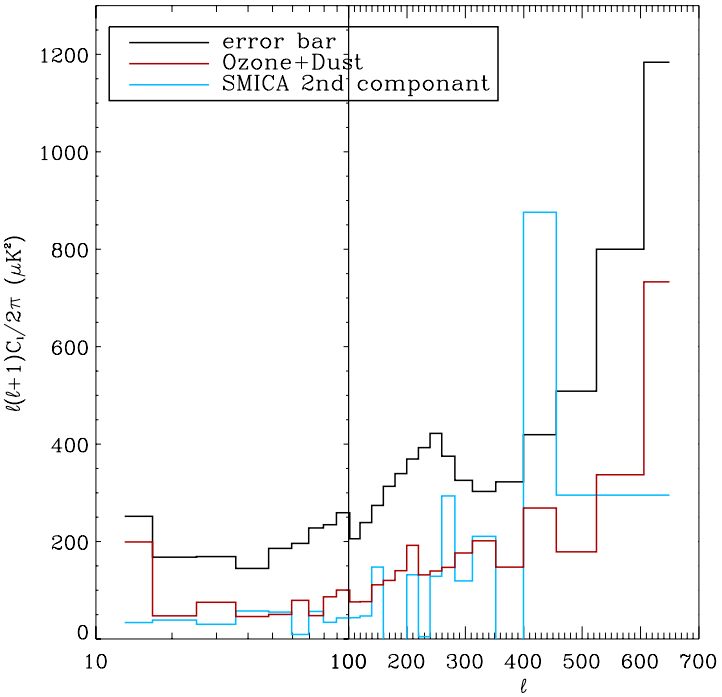


FIG. 2.12 – *Estimation du spectre de puissance des émissions résiduelles atmosphérique et Galactique dans les cartes à 143 et 217 GHz. En rouge, l'émission résiduelle est estimée par corrélation entre ces cartes et les cartes à 353 GHz avec Xspect. En bleu, l'émission résiduelle est estimée par la seconde composante détectée par l'analyse SMICA. En noir, pour comparaison, est tracée l'amplitude des barres d'erreur du spectre de puissance.*

L'autre méthode, SMICA, inclut une séparation de composantes. Ainsi, en supposant que les cartes contiennent du CMB, du bruit et une autre composante, cette méthode donne accès au spectre et à la carte de cet autre signal. De façon conservative on estime que cette seconde composante est constituée par un résidu d'avant-plans. Les deux méthodes donnent des résultats raisonnablement en accord.

2.6 ARCHEOPS face aux autres expériences

Depuis les premières cartes du satellite COBE en 1992, de nombreuses expériences au sol ou en ballon ont vu le jour. Je ne ferai pas ici l'historique des mesures du fond

diffus cosmologique mais je présenterai uniquement les meilleurs mesures actuelles complémentaires des résultats d'ARCHEOPS ainsi que les résultats de la première année d'observation du satellite WMAP.

Les autres expériences au sol et en ballon

La découverte du premier pic acoustique a été faite par les expériences embarquées en ballon BOOMERang [deB00] et MAXIMA [Han00] en 2000. Ces deux expériences mesurent le rayonnement reçu à 150 GHz à l'aide de bolomètres. Les derniers résultats couvrent les multipoles compris dans l'intervalle [50-1000] pour BOOMERang [Ruh03] et dans l'intervalle [36-1235] pour MAXIMA [Lee01].

L'interféromètre Degree Angular Scale Interferometer (DASI) fonctionne entre 26 et 36 GHz depuis le pôle sud et mesure le spectre de puissance entre ℓ=100 et ℓ=900 [Hal02]. Le réseau d'antennes Very Small Array (VSA) observe à l'aide de radiomètres à 34 GHz afin de mesurer le spectre de puissance entre $\ell = 160$ et $\ell = 1400$ [Gra03]. Les mesures des récepteurs à large bande (26-36 GHz) du Cosmic Background Imager (CBI) contraignent le spectre entre $\ell = 300$ et $\ell = 3500$. Enfin les petites échelles angulaires sont également couvertes par le Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver (ACBAR) qui échantillonne le spectre entre ℓ=150 et 3000 avec des intervalles de 150 [Kuo04]. La figure 2.13 présentent les mesures de toutes ces expériences ainsi que celles d'ARCHEOPS.

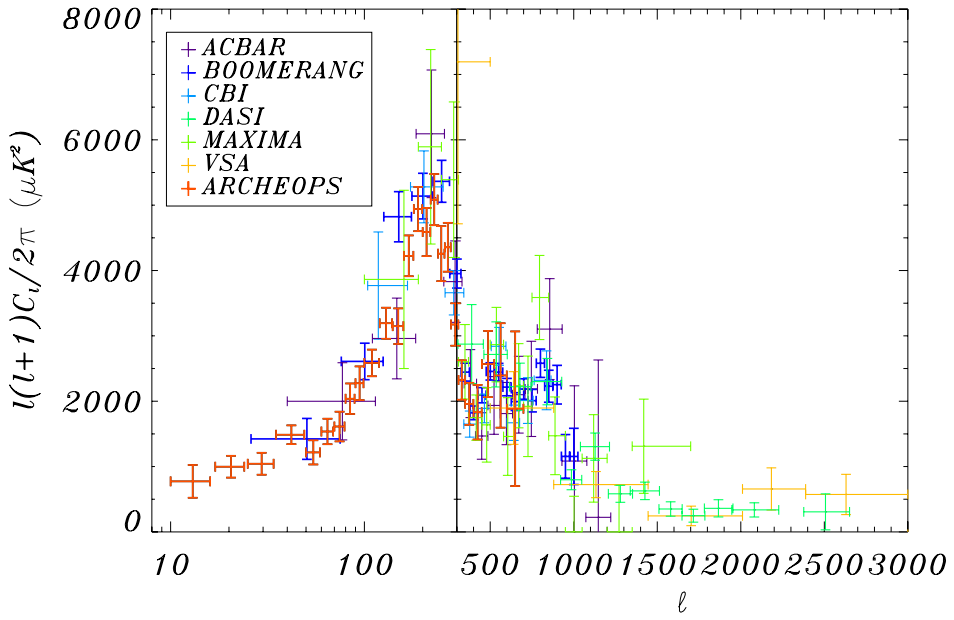


FIG. 2.13 – *Mesures du spectre de puissance des anisotropies en température des expériences ACBAR, BOOMERang, CBI, DASI, MAXIMA, VSA et* ARCHEOPS.

On voit que les trois premiers pics acoustiques sont correctement identifiés vers ℓ=200, 500 et 800 et que de la puissance est détectée jusqu'à ℓ=3000. ARCHEOPS est l'unique expérience non spatiale à posséder la couverture angulaire suffisante pour mesurer le plateau Sachs-Wolfe, en revanche elle n'est pas optimisée pour la haute résolution angulaire [4].

Les résultats de WMAP

En février 2003 ont été publiés les résultats de la première année d'observation du satellite Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). L'instrument refroidi passivement à environ 50 K observe le ciel micro-ondes à cinq fréquences comprises entre 23 et 94 GHz en mesurant la différence de température entre deux directions. La mesure est effectuée par des radiomètres micro-ondes différentiels. Les erreurs d'étalonnage sont estimées inférieures à 0.5 % et les erreurs systématiques, dominées par la modélisation du lobe, sont négligeables. Bien que la sensibilité instantanée des bolomètres d'ARCHEOPS soit jusqu'à dix fois meilleure à celle d'un radiomètre, l'environnement spatial et la durée d'observation (1 an au lieu de 11 heures) permettent d'obtenir des cartes de tout le ciel avec un rapport signal sur bruit moyen bien meilleur pour WMAP. Le spectre de puissance des anisotropies mesuré par WMAP est présenté au chapitre suivant (figure 3.1).

On peut comparer simplement la moyenne pondérée des cartes de WMAP à celle des cartes d'ARCHEOPS. La figure 2.14 présente la moyenne et la différence de ces deux cartes. On constate que ce sont bien les mêmes fluctuations vues par les deux expériences puisqu'elles sont aux mêmes positions : c'est donc bien un signal présent sur le ciel qui a été vu, et non des fluctuations d'origine instrumentale ou atmosphérique. L'équivalence de leurs amplitudes prouve que leur spectre d'émission est compatible avec celui d'un corps noir à 2.725 K ; il s'agit donc là d'une preuve majeure de la nature cosmologique de ces fluctuations.

Par ailleurs on voit des structures à très grande échelle dans la carte de différence qui laissent penser qu'il reste probablement des résidus d'émission atmosphérique dans les cartes d'ARCHEOPS. Néamoins l'amplitude de ces fluctuations parasites est faible et tout à fait compatible avec les estimations des erreurs systématiques liés aux avant-plans.

2.7 Les contraintes sur la géométrie et le contenu de l'Univers

Suite aux premiers résultats publiés d'ARCHEOPS - qui contenaient les premières mesures reliant le plateau Sachs-Wolfe au premier pic acoustique, de nouvelles contraintes sur la valeur des paramètres cosmologiques dans le cadre d'un modèle Λ-CDM ont été

4. Toutefois on peut noter que si ARCHEOPS avait volé 24 h comme prévu la redondance aurait été plus importante et le troisième pic aurait été *a priori* détecté.

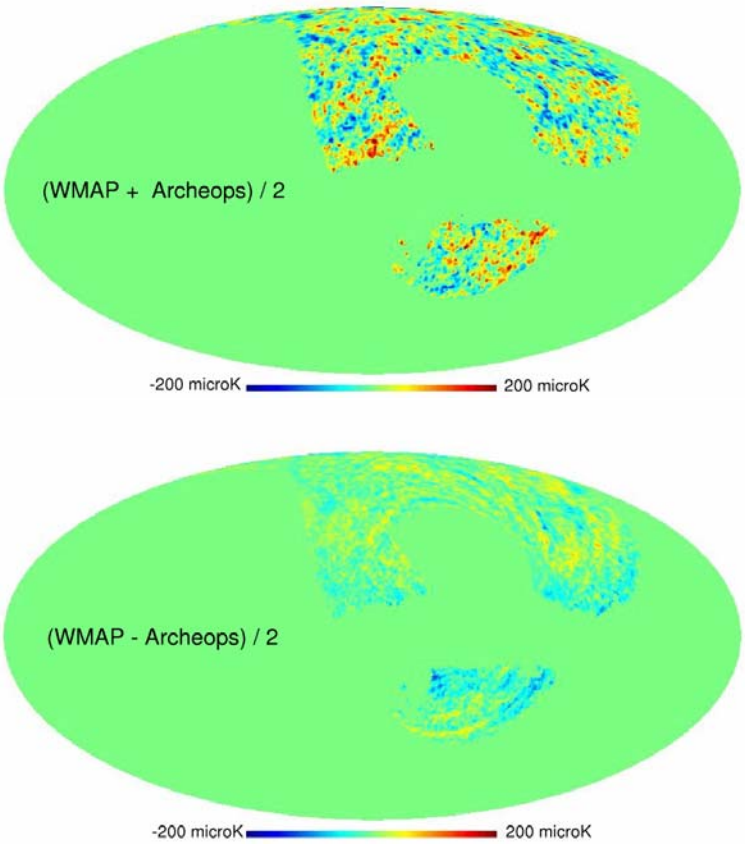


FIG. 2.14 – *Moyenne et différence des cartes d'*ARCHEOPS *et de WMAP, chacune étant la moyenne pondérée des cartes à 143 et 217 GHz pour* ARCHEOPS *et à 41, 61 et 94 GHZ pour WMAP.*

mises [Ben03c]. Ces mesures permirent d'obtenir $\Omega_{\rm tot} = 1.16^{+0.24}_{-0.20}$ à 68 % de niveau de confiance (NC) et $\Omega_{\rm tot} > 0.90$ à 95% NC en combinant les mesures d'ARCHEOPS, COBE et CBI uniquement. Toutefois la dégénerescence avec la constante de Hubble H_0 notamment demeure importante. Cette dégénerescence se comprend assez facilement : $\Omega_{\rm tot}$ est lié à la courbure de l'Univers et influe donc sur la forme d'une géodésique suivie par un photon du CMB (droite, parabolique ou hyperbolique) alors que H_0 est liée à la distance qui nous sépare de la surface de dernière diffusion. Des contraintes extérieures sont alors précieuses. Ainsi, en utilisant la détermination de la constante de Hubble obtenue par l'observation de Cepheïdes avec le HST [Fre01] et les estimations du spectre de puissance alors disponibles, on obtient $\Omega_{\rm tot} = 1.00^{+0.03}_{-0.02}$.

Les autres mesures extérieures aux CMB principalement utilisées sont l'observation des supernovae comme indicateur de l'accéleration de l'Univers [Per99, Kno03], la statistique de la distribution des galaxies d'après le sondage 2d Galaxy Redshift Survey (2dGRS) [Pea01] ou les observations de la forêt Lyman-α qui contraint la partie linéaire

du spectre de puissance de la matière vers z=2-3 [Cro02].

Aujourd'hui les résultats de WMAP constituent une référence et il est logique de se demander si les résultats d'ARCHEOPS actuels sont en accord avec eux. Etant donné qu'il est délicat de comparer des mesures car il faudrait prendre en compte les erreurs systématiques dans les ajustements - et on ne sait pas le faire correctement, une solution consiste à comparer directement nos résultats au meilleur modèle de WMAP comme sur la figure 2.15. Ce modèle [Spe03] est obtenu en combinant les données de WMAP à celles de COBE, CBI, ACBAR et les résultats du sondage 2dFGRS dans le cadre de modèles Λ-CDM adiabatiques[5]. Les principaux paramètres sont rassemblés dans le tableau 2.1.

L'accord entre les données et le modèle indique que les mesures d'ARCHEOPS corroborent la meilleure description actuelle de l'Univers. Le facteur multiplicatif s'explique certainement comme étant une combinaison entre les incertitudes sur l'étalonnage absolu d'ARCHEOPS qui est de 6 % en température (12% dans les C_ℓs) et les incertitudes sur les fonctions de transfert du filtrage, de l'ordre de 2% dans les C_ℓs, et des lobes, inférieurs à 3 %.

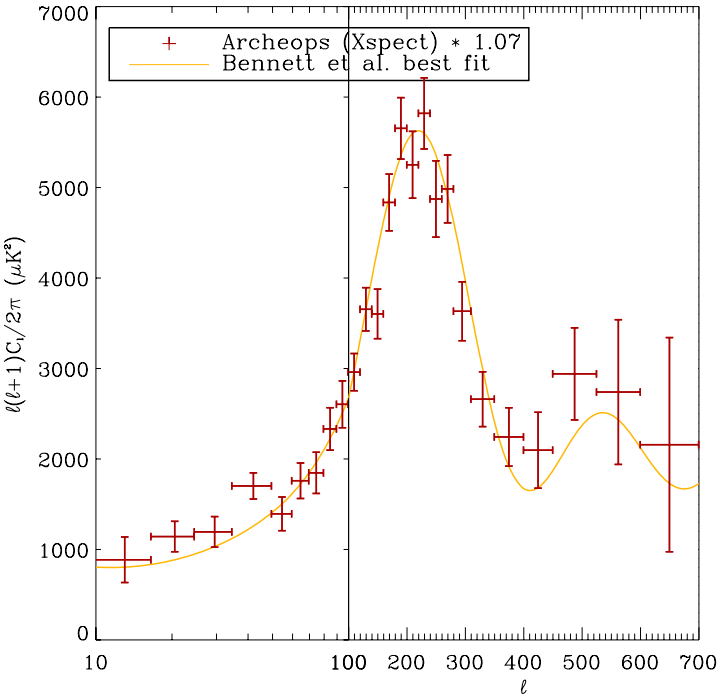


FIG. 2.15 – *Le spectre des anisotropies en température d'*ARCHEOPS *multiplié par un facteur 1.07 est superposé au meilleur modèle Λ-CDM présenté dans [Spe03].*

5. Ce modèle inclut un indice du spectre de puissance des fluctuations variable, ce qui n'est pas naturellement prédit par la plupart des modèles d'inflation.

TAB. 2.1 – *Paramètres cosmologiques principaux ajustés par WMAP d'après les mesures de COBE, WMAP, CBI, ACBAR pour le CMB et 2dFGRS pour les sondages profonds de galaxies [Spe03].*

Paramètre	Valeur	Incertitude
Densité totale (Ω_{tot})	1.02	+0.02/-0.02
Densité d'énergie noire (Ω_Λ)	0.73	+0.04/-0.04
Densité de baryons (Ω_{b})	0.044	+0.004/-0.004
Densité de matière (Ω_m)	0.27	+0.04/-0.04
Constante de Hubble (km.s^{-1}.Mpc^{-1})	71	+4/-3
Rapport baryons/photons (η 10^{-10})	6.1	+0.3 /-0.2
Indice du spectre des fluctuations à $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1}	0.93	+0.03/-0.03
Age de l'Univers (10^9 ans)	13.7	+0.2/-0.2
Age du découplage (10^3 ans)	379	+8/-7
Durée de la période de découplage (10^3 ans)	118	+3/-2
Age de la réionisation (10^6 ans, 95 % NC)	180	+220/-80

Planck

Chapitre 3

PERSPECTIVES : L'INSTRUMENT Planck-HFI

En août 2007, en principe, décollera une fusée Ariane V avec à son bord les deux satellites Herschel et Planck. Hershel comprend des imageurs et photomètres couvrant la gamme 60-670 μm (soit 5000-447 GHz). Le satellite Planck, présenté en en-tête de ce chapitre, embarquera deux instruments : LFI et HFI, respectivement Low et High Frequency Instrument. LFI observera le ciel centimétrique entre 30 et 70 GHz avec des radiomètres refroidis à 20 K permettant une résolution angulaire de 33 à 14 minutes d'arc typiquement. L'instrument HFI observera le ciel submillimétrique entre 100 et 847 GHz avec une résolution angulaire de 5 minutes d'arc de 217 à 847 GHz et de 9.5 et 7.1 minutes d'arc pour les plus basses fréquences. L'objectif principal de Planck est la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique, en température et en polarisation. La France est massivement impliquée dans HFI et ARCHEOPS a été conçu comme un test de cet instrument. Dans la suite et fin de ce mémoire je me concentrerai donc sur HFI.

3.1 Le détecteur Planck-HFI *versus* ARCHEOPS

Les paragraphes suivants ne constituent en rien une description technique exhaustive de Planck-HFI ; on peut trouver ces informations dans [Lam03] ou depuis la page http://www.rssd.esa.int. L'instrument LFI utilise des radiomètres semblables à ceux de WMAP, refroidis à 20 K activement et non à ∼50 K passivement, et observe le ciel en puissance totale et non en différentiel. La sensibilité sera donc améliorée. Ici sont essentiellement présentées les caractéristiques principales d'HFI comparées à celles d'ARCHEOPS.

Les détecteurs non sensibles à la polarisation (4 dans chaque fréquence) sont identiques à ceux d'Archeops: ce sont essentiellement les mêmes bolomètres, les mêmes cônes et les mêmes filtres pour les fréquences communes (143, 217, 545 GHz). Les détecteurs à 857 GHz sont adaptés à la fréquence la plus élevée. En revanche, le plan focal comporte également

8 détecteurs polarisés pour les canaux à 100, 143, 217 et 353 GHz. Ils fonctionnent par paire dans un Polarization Sensitive Bolometer (PSB) : les deux bolomètres sensibles à des polarisations orthogonales sont placés l'un derrière l'autre le long de l'axe optique et un seul emplacement sur le plan focal suffit donc. C'est un gain notable par rapport à la technique des Ortho Mode Transducers utilisée sur ARCHEOPS qui comporte deux bolomètres "ordinaires" placés côte à côte derrière un polariseur qui sépare la lumière issue d'un cône. Par ailleurs on peut noter que dans le cas d'ARCHEOPS seule une partie des bolomètres promis a été livrée sans garantie de sensibilité alors que les bolomètres placés sur le plan focal d'HFI doivent répondre à un cahier des charges strict.

Les caractéristiques du télescope et de l'électronique de préamplification sont essentiellement identiques à celles d'ARCHEOPS. Le système d'acquisition est en revanche plus complexe, les données ne sont plus enrégistrées à bord mais transmises au sol pendant un créneau de 3 h environ chaque jour.

La même technique de dilution à cycle ouvert He^3-He^4 est utilisée pour refroidir le plan focal à 100 mK. L'étage à 1.6 K est également refroidi par une détente Joule-Thomson. En revanche, l'étage à 10 K qui contenait notamment les filtres et les cônes est refroidi à 4 K dans le cas de Planck-HFI. Chaque étage est très précisément régulé en température.

Si ARCHEOPS a volé à 37 km d'altitude, Planck évoluera à 1,5 millions de kilomètres de la Terre dans la direction opposée au Soleil, au point de Lagrange L2. L'environnement est bien plus propice puisqu'il n'y a pas d'atmosphère, une température extérieure parfaitement stable et toujours une nuit sans Lune.

La mission minimale est de 2×7 mois, soit deux couvertures complètes du ciel. Comme ARCHEOPS, la base de la stratégie de pointage est la description de grands cercles mais Planck ne se promène pas au gré des vents et sa trajectoire est parfaitement contrôlée. Le principe de base est un pointage constitué de séries de 60 cercles identiques successifs constituants des "anneaux". Il faut ensuite répartir de façon optimale ces anneaux dans le ciel afin d'obtenir une couverture la plus homogène possible tout en restant au maximum dans la direction opposée au Soleil ; la stratégie de pointage exacte est encore en cours d'étude. Les anneaux seront la clé de voûte de l'analyse de Planck. En effet, exactement le même signal physique devra être vu 60 fois de suite, c'est donc un excellent moyen d'identifier et de soustraire les effets systématiques. De plus les effets à longue ou courte fréquence temporelle seront traités différemment, soit à l'intérieur de l'anneau, soit après moyennage du signal sur les anneaux. Le niveau de bruit sera alors beaucoup plus faible et, ce qui est loin d'être négligeable, le volume des données à traiter sera 60 fois inférieur sans perte de signal physique.

Le tableau 3.1 compare les sensibilités d'ARCHEOPS et de Planck-HFI, les premières étant celles mesurées à l'issue du dernier vol, les secondes étant celles des spécifications techniques calculées pour une mission complète de 14 mois. On constate que Planck-HFI

est 10 à 20 fois plus sensible qu'ARCHEOPS. Cette conclusion est même relativement pessimiste car elle est calculée sur un pixel moyen, alors que la redondance ne sera pas homogène. La sensibilité à haute latitude galactique, dans les régions les plus propres pour l'étude du CMB à haute résolution angulaire notamment, sera meilleure encore.

TAB. 3.1 – *Principales caractéristiques d'*ARCHEOPS *(premières lignes) et de Planck-HFI (secondes lignes) en fonction de la fréquence. Pour* ARCHEOPS *sont indiquées les performances par fréquence obtenues en 12 heures de vol. Pour Planck-HFI sont indiquées les performances attendues pour une mission nominale de deux couvertures complètes du ciel en 14 mois. La surface d'un pixel est définie par le carré de la résolution angulaire.*

Fréquence (GHz)	100	143	217	353	545	857
Nombre de détecteurs non polarisés	0	6	8	0	1	0
	0	4	4	4	4	4
Nombre de détecteurs polarisés	0	0	0	6	0	0
	8	8	8	8	0	0
Résolution angulaire (')	-	11	15	12	18	-
	9.5	7.1	5.0	5.0	5.0	5.0
Sensibilité par pixel en $10^{-6}\Delta T/T$ (à 1 σ)	-	36	53	480	3760	-
	2.5	2.2	4.8	14.7	147	6700

Ces performances en terme de sensibilité et de résolution angulaire vont également induire la nécessité de prendre en compte de nombreux avant-plans négligés à juste titre pour l'analyse des données d'ARCHEOPS, en particulier les sources ponctuelles dont les amas de galaxies détectés par effet Sunyaev-Zeldovich ou les sources radio. Ainsi quelques 10 000 amas devraient être catalogués par HFI. De plus, un pointage très bien connu et des lobes primaires - et secondaires - parfaitement maîtrisés seront indispensables.

Si les données seront de qualité et quantité incomparables avec celles présentées au chapitre précédent, le niveau de maîtrise de l'instrument et des avant-plans requis sera lui aussi bien plus élevé : par exemple, les lobes principaux devraient être mieux mesurés et plus réguliers pour HFI, mais l'estimation du spectre au-delà de ℓ=2000 implique la prise en compte de structures d'une minute d'arc, structures totalement négligeables pour l'analyse d'ARCHEOPS.

3.2 Les apports d'ARCHEOPS

Outre ses objectitfs scientifiques, ARCHEOPS a été conçu comme un test technique pour Planck HFI. Il faut donc en tirer des conclusions, que ce soit au niveau des

performances de l'instrument ou de l'analyse des données.

L'instrument

Le vol d'ARCHEOPS a été un succès : le fonctionnement de l'instrument a été essentiellement nominal. Si des détecteurs analogues avaient déjà correctement fonctionné dans les expériences BOOMERanG et MAXIMA, l'enjeu technique majeur d'ARCHEOPS était la cryogénie. En effet, les expériences en ballon concurrentes utilisent des techniques qui ne peuvent pas produire du froid en continu (réfrigération par désaimantation adiabatique à 100 mK pour MAXIMA et réfrigération par ^{3}He pompé à 270 mK pour BOOMERanG). Pour la première fois un cryostat à dilution fonctionnait de manière autonome sans utilisation de la pesanteur terrestre et les vols de 1999 à Trapani et de 2001 et 2002 à Kiruna ont prouvé la fiabilité de cette technique choisie pour refroidir à 100 mK le plan focal d'HFI.

L'analyse

L'intérêt d'ARCHEOPS pour la préparation de l'analyse de Planck est double. D'une part ce sont les données les plus proches de celles d'HFI actuellement disponibles en terme de fréquences, de couverture du ciel et de caractéristiques de l'instrument. Elles complètent donc parfaitement les simulations et les logiciels développés en ce moment pour traiter les donner d'HFI doivent être capables de retrouver les résultats obtenus par ARCHEOPS. Seul ARCHEOPS a observé une large partie du ciel à 353 GHz - en température et en polarisation - et à 545 GHz. Les diverses techniques de traitement des avant-plans, dans les TOIs ou dans les cartes, pourront ainsi être appliquées aux données d'HFI avec une idée préalable de leurs qualités et défauts.

Une différence majeure demeure néanmoins entre les données disponibles d'ARCHEOPS et les futures données de Planck : la stratégie de pointage avec description d'anneaux. Il sera crucial d'exploiter au maximum cette redondance afin de réduire la quantité de données à manipuler ensuite tout en obtenant des mesures peu bruitées. Les grands cercles décrits par ARCHEOPS, même s'ils ne sont pas exactement superposés, peuvent cependant contribuer à la préparation de cette étape.

L'autre bénéfice d'ARCHEOPS, un peu plus politique et un peu moins scientifique certes, est la préparation de la communauté française. En effet, auparavant la France n'avait jamais été largement impliquée dans une expérience de mesure des anisotropies du CMB. Or ces dernières années nous ont appris qu'on ne s'improvisait pas "spécialistes"du CMB si facilement et si notre expertise reste limitée par rapport à celle de collègues américains notamment qui ont "fait" COBE puis WMAP, la similarité entre ARCHEOPS et Planck nous confère un atout précieux, à nous d'en profiter.

L'analyse de Planck restera de toute façon un réel défi malgré l'expertise acquise sur

ARCHEOPS. Si cette conclusion est vraie pour la mesure des anisotropies en température, elle l'est davantage encore pour la mesure des anisotropies en polarisation du mode E, et plus encore pour la recherche du mode B.

3.3 Potentiels

J'évoque brièvement ici les capacités de Planck-HFI, utilisé éventuellement conjointement à Planck-LFI, pour l'étude de la cosmologie. Les données seront également précieuses et uniques pour l'étude du système solaire, de la Galaxie et des amas de galaxies.

Mesure du spectre des anisotropies du CMB

La figure 3.1 présente le meilleur spectre de puissance des anisotropies actuellement disponible. En ce qui concerne le spectre en température (TT), on constate que le plateau Sachs-Wolfe et les deux premiers pics sont très bien définis, à la fois en amplitude et en position et que le troisième pic est clairement identifié. De la puissance enfin est détectée au-delà de ℓ=800 sans toutefois que la forme du spectre soit établie. En revanche, le spectre TE qui corrèle les mesures en température et en polarisation présente uniquement un plateau et un premier pic, avec une mesure très élevée à très grande échelle angulaire, signature *a priori* d'une réionisation précoce.

La figure 3.2 présente le spectre attendu d'ici 5 ans, après analyse des données de Planck. On constate que le spectre en température est parfaitement défini même au-delà de ℓ=2000 et que le spectre en polarisation (mode scalaire EE) est aussi précisément mesuré, au moins jusqu'à ℓ=1000, voire 2000. Le spectre TE, non présenté sur ce graphe, sera également très bien déterminé. Si COBE a fourni la mesure "ultime" de la température de corps noir du CMB et la première carte des anisotropies du CMB, Planck devrait donner accès à la mesure "ultime" du spectre de puissance des anisotropies en température et donnera accès aux premières mesures de précision de la polarisation du CMB [1].

Il est tout de même nécessaire d'émettre quelques réserves face à ces spectres parfaits. D'une part ils supposent une parfaite maîtrise des systématiques et surtout une parfaite soustraction des avant-plans. Or, notamment en ce qui concerne la polarisation, on sait à présent grâce à ARCHEOPS que la poussière galactique émet un signal polarisé même à haute latitude galactique [Pon04]. De plus, ce spectre est produit à partir de simulations d'un modèle de CMB pur, or des effets de distorsion par lentille gravitationnelle viendront inéluctablement perturber le spectre en le lissant à partir du 2 ou 3ième pic environ.

La détection du mode BB (polarisation vectorielle) n'est pas garantie car son niveau

1. Toutefois des premières mesures ont déjà été faites par WMAP et par les expériences au sol CBI et CAPMAP ; de nombreuses autres sont à l'étude.

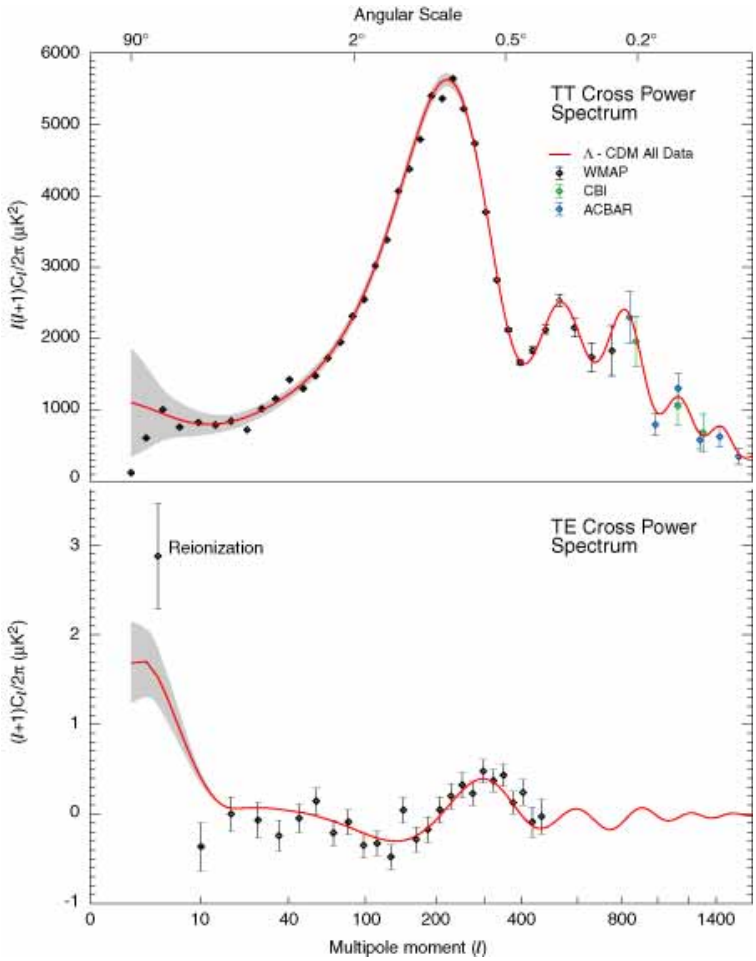


FIG. 3.1 – *Spectre de puissance des anisotropies mesuré par le satellite WMAP avec un an de données combiné avec les mesures de ACBAR et CBI en température (en haut) et en température-polarisation (en bas). On notera la différence d'échelle entre les deux figures. D'après [Ben03a].*

d'émission dépend fortement de l'échelle d'énergie de l'inflation actuellement très mal estimée. Toutefois on sait que le niveau du spectre BB est inférieur de deux ou trois ordres de grandeurs au moins au spectre EE, seules les grandes échelles angulaires seront donc éventuellement accessibles.

La mesure actuelle du spectre est déjà de très grande qualité et il est légitime de s'interroger sur les apports scientifiques de Planck au niveau des paramètres cosmologiques. Le tableau 3.2 est éloquent : il présente les incertitudes sur les paramètres cosmologiques issus de l'étude des spectres de Planck seuls sans aucune contrainte autre que celle d'un Univers plat. Tous les paramètres qui ne dépendent pas crucialement de la mesure du mode BB (soit autres que r et n_t) sont définis à mieux que 1 % au lieu des 5 à 15 % d'incertitude actuelle. La comparaison doit cependant rester qualitative entre les tableaux 2.1 et 3.2 car il s'agit de *mesures* de WMAP(1 an)+COBE+ACBAR+CBI+2dFGRS face à

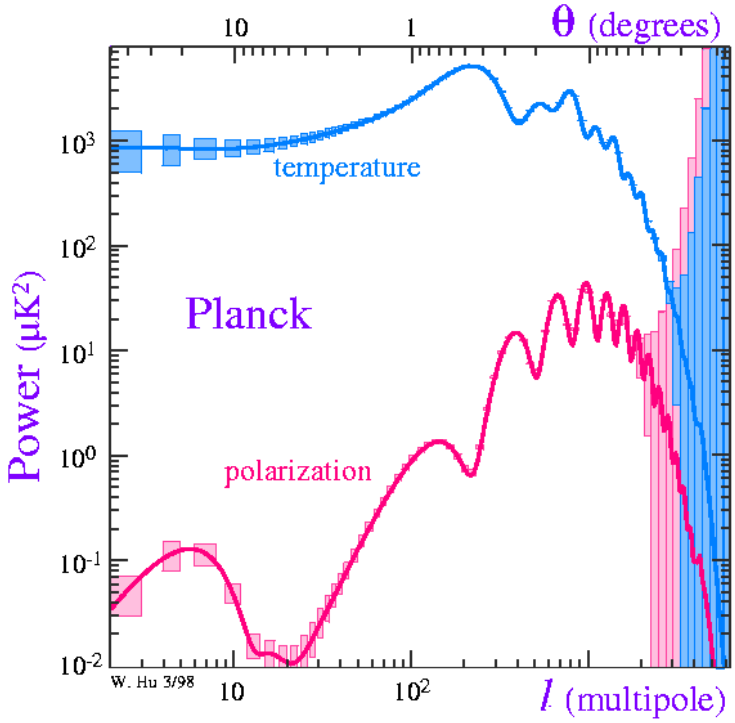


FIG. 3.2 – *Simulation des spectres de puissance angulaire en température et en polarisation (mode E-E) du CMB tels qu'ils devraient être estimés par Planck (HFI+LFI). Les boîtes d'erreur indiquent l'incertitude ; à grande échelle la mesure est limitée par la variance cosmique alors qu'à petite échelle angulaire elle est limitée par le lobe et la sensibilité de l'instrument. Les erreurs ne prennent pas en compte les effets systématiques et la soustraction des avant-plans. D'après W. Hu.*

des *simulations* de Planck seul en imposant $\Omega_{\rm tot} = 1$.

En confrontant ces résultats avec d'autres estimations, on pourra conclure sur l'existence éventuelle de certains biais (effet de la métallicité dans la mesure de la constante de Hubble - querelle vieille de plusieurs dizaines d'années, effet d'évolution dans la mesure du spectre de Hubble avec les supernovae par exemple). Enfin ces données expérimentales précises contraindront des paramètres *a priori* assez éloignés du domaine de l'astrophysique, par exemple la masse du Higgs si l'on suppose que la matière noire est faite de neutralinos.

Cependant, si Planck permettra un tri sans doute drastique entre les multiples modèles de l'Univers primordial, il ne dira rien sur la nature exacte de la matière noire ou sur la signification de l'énergie noire.

Mesure du fond diffus infra-rouge

Le détecteur Planck-HFI sera également sensible à l'émission de la poussière, en par-

TAB. 3.2 – *Erreurs à 1 σ sur l'estimation des paramètres cosmologiques ; $\omega_i = \Omega_i h^2$ avec h défini par $H_0 = h100$ $km.s^{-1}.Mpc^{-1}$. Q est liée à l'amplitude du spectre, r est le rapport entre les composantes scalaire et tensorielle d'indice spectral respectivement n_s et n_t. D'après [Efs99].*

Paramètre	Incertitude à 1 σ
$\delta\omega_b/\omega_b$	0.0064
$\delta\omega_{CDM}/\omega_{CDM}$	0.0042
$\delta\omega_\Lambda$	0.0030
δQ	0.0013
δr	0.33
δn_s	0.0049
δn_t	0.40
$\delta h/h$	0.0045
$\delta\Omega_\Lambda$	0.012

ticulier à haute fréquence, et il est donc légitime de s'interroger sur sa contribution à l'étude du CIB. Ses possibilités ont été estimées précisément par [Lag03]. Planck devrait détecter, à plus de 5 σ, environ de 25 à 1400 sources par steradian, respectivement de 2097 à 350 μm (soit de 143 à 857 GHz), dont 3 à 40 galaxies en sursaut de formation stellaire. Il ne sera pas possible, avec les sources résolues, de contraindre l'évolution des galaxies sub-millimétriques mais on aura accès à un étalonnage absolu du nombre de sources brillantes ; aucun autre instrument planifié ne sera en mesure de le faire. De plus, en couvrant tout le ciel, Planck détectera probablement les objets "poussiéreux" les plus spectaculaires de l'Univers observable, telles que des galaxies hyperlumineuses, à noyau actif ou encore des galaxies en sursaut de formation stellaire fortement amplifiées par effet de lentille gravitationnelle, ainsi que sans doute des sources extrêmes non inclues dans les modèles.

Ces estimations ont été faites avec un bruit instrumental moyen, mais la redondance à haute latitude galactique est plus importante. Ainsi dans certaines régions Planck devrait atteindre la limite de confusion (sauf à 2097 μm où les bruits instrumentaux et de confusion sont comparables): dans ces zones, HFI pourra cartographier les fluctuations du CIB. Les anisotropies du CIB proviennent principalement des galaxies à formation d'étoiles à décalage vers le rouge de moyen à élevé, dont les distributions spatiales et les évolutions sont aujourd'hui inconnues. HFI complètera donc les futures observations dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique faites au sol ou dans l'espace qui effectueront des sondages profonds couvrant de petites zones du ciel. Ces sondages résoudront une fraction importante du CIB mais ne permettront sans doute pas d'étudier la distribution en amas des galaxies submillimétriques, cette étude nécessitant une large couverture angulaire.

3.4 Et après ?

La très longue préparation nécessaire pour le lancement d'une expérience satellite oblige les chercheurs à préparer dès à présent l'après-Planck. Et donc à anticiper sur les résultats obtenus par Planck, ainsi que ceux qui seront obtenus par toutes les expériences qui recherchent la matière noire, la supersymétrie ou l'équation d'état de l'énergie noire pour ne parler que des objectifs purement cosmologiques. Cette fuite en avant me semble un peu dangereuse : soit on sait -exactement- ce que l'on va découvrir, mais dans ce cas ce n'est plus une découverte et le coût (financier et humain) est-il vraiment justifié ?, soit on cherche, on espère des surprises et il est important de garder un maximum de souplesse pour cibler au mieux les observations futures.

Personnellement, il me semble vital de préparer efficacement l'analyse des données de Planck-HFI - la période de propriété n'est que d'une année et la concurrence sera substantielle. Ces données nous apprendront, entre autres, dans quelle direction regarder ensuite.

Bibliographie

[Agh96] Aghanim N. Phd thesis. 1996.

[Aha97] Aharonian F.A.et al. *Astronomy & Astrophysics*, 327:L5, 1997.

[Aha00a] Aharonian F.A.et al. *Astronomy & Astrophysics*, 353:847, 2000.

[Aha00b] Aharonian F.A.et al. *New Astronomy*, 5:377, 2000.

[Aha9a] Aharonian F.A.et al. *Astronomy & Astrophysics*, 342:69, 1999a.

[Aha9b] Aharonian F.A.et al. *Astronomy & Astrophysics*, 349:11, 1999b.

[Amb04] Amblard A., Hamilton J.-Ch. *Astronomy & Astrophysics*, 417:1189, 2004.

[Arm94] Armand C., Milliard B., Deharveng J.M. *Astronomy & Astrophysics*, 284:12, 1994.

[Ben03a] Bennett et al. *Astrophysical Journal Suppl.*, 148:1, 2003.

[Ben03b] Benoît A. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 399:L19, 2003.

[Ben03c] Benoît A. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 399:L25, 2003.

[Ben04] Benoît A. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 424:571, 2004.

[Ber02] Bernstein R.A., Freedman W.L., Madore B.F. *Astrophysical Journal*, 571:56, 2002.

[Bow91] Bowyer S. *ARA&A*, 29:59, 1991.

[Cam01] Cambrésy L., Reach W.T., Beichman C.A., Jarrett T.H. *Astrophysical Journal*, 555:563, 2001.

[Cat97] Catanese M. et al. *Astrophysical Journal*, 487:L143, 1997.

[Ces03] Cesarsky C., Elbaz D. *Science*, 300:270, 2003.

[Cro02] Croft R.A.C. et al. *Astrophysical Journal*, 581:20, 2002.

[deB00] deBernardis et al. *Nature*, 404:995, 2000.

[Del03] Delabrouille J., Cardoso J.-F., Patanchon G. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 346:1089, 2003.

[Dja99] Djannati-Ataï A., Piron F., Barrau, A., Iacoucci L. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 350:17, 1999.

[Dja02] Djannati-Ataï A., Khelifi B., Vorobiov S., Bazer-Bachi R. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 391:L25, 2002.

[Dol04] Dole H., Rieke G. H., Lagache G., Puget J-L. *Astrophysical Journal Suppl.*, sous presse, 2004.

[Dwe98] Dwek E., Arendt R.G. *Astrophysical Journal*, 508:L9, 1998.

[Dwe00] Dwek E. et al. *IAU*, 204:46, 2000.

[Efs99] Efstathiou G., Bond J. R. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 304:75, 1999.

[Efs04] Efstathiou G. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 349:603, 2004.

[Fin00] Finkbeiner D.P., Davis M., Schlegel D.J. *Astrophysical Journal*, 544:81, 2000.

[Fix02] Fixsen, D. J. & Mather, J. C. *Astrophysical Journal*, 581:817, 2002.

[Fre01] Freedman W. L. et al. *Astrophysical Journal*, 553:47, 2001.

[Fun98] Funk, B., et al. *Astroparticle physics*, 9:97F, 1998.

[Gis00] Gispert et al., et al. *Astronomy & Astrophysics*, 360:1, 2000.

[Gor98] Gorski, K. M., Hivon, E., Wandelt, B. D. In R.K. Sheth A.J. Banday and L. Da Costa, editors, *Evolution of Large-Scale Structure: from Recombination to Garching*. Berlin: Springer-Verlag, 1998.

[Gor00] Gorjian V., Wright E.L., Chary R.R. *Astrophysical Journal*, 536:550, 2000.

[Gou67] Gould J., Schreder G. *Phys. Rev.*, 155.5:1404, 1967.

[Gra03] Grainge K. et al. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 341:L23, 2003.

[Gut81] Guth A. H. *Phys. Rev. D*, 23:347, 1981.

[Guy00] Guy J., Renault C., Aharonian F., Rivoal M., Tavernet J.-P. *Astronomy & Astrophysics*, 359:419, 2000.

[Hal02] Halverson, N. W. et al. *Astrophysical Journal*, 568:38, 2002.

[Han00] Hanany S. et al. *Astrophysical Journal*, 545:L5, 2000.

[Hau98] Hauser M.G., Arendt R.G., Kelsall T., et al. *Astrophysical Journal*, 508:25, 1998.

[Hau01] Hauser M.G., Dwek E. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 37:249, 2001.

[Hay98] Hayashida N. et al. *Astrophysical Journal*, 504:71, 1998.

[Hei60] Heitler W. *The Quantum Theory of Radiation*, (Oxford), 1960.

[Hiv02] Hivon, E. et al. *Astrophysical Journal*, 567:2, 2002.

[Hu 97] Hu W., Spergel D.N., White M. *Phys. Rev. D*, 55:3288, 1997.

[Kel98] Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A. *Astrophysical Journal*, 508:44, 1998.

[Kne02] Kneiske T. M., Bretz T., Mannheim K., Hartmann D. H. *Astronomy & Astrophysics*, 386:1, 2002.

[Kne04] Kneiske T. M., Mannheim K., Hartmann D. H. *Astronomy & Astrophysics*, 413:807, 2004.

[Kno03] Knop R. A.et al. *Astrophysical Journal*, 598:102, 2003.

[Kon99] Konopelko A.K., Kirk J.G., Stecker F.W., Mastichiadis A. *Astrophysical Journal*, 518:L13, 1999.

[Kuo04] Kuo C.L. et al. *Astrophysical Journal*, 600:32, 2004.

[Lag99] Lagache G., Haffner L.M., Reynolds R.J., Tufte S.L. *Astronomy & Astrophysics*, 354:L2471, 1999.

[Lag00] Lagache G., Puget Jl-L. *Astronomy & Astrophysics*, 355:17, 2000.

[Lag03] Lagache G., Dole H., Puget Jl-L. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 338:555, 2003.

[Lag04] Lagache G., Dole H., Puget J-L., Pérez-González P. G. et al. *Astrophysical Journal Suppl.*, sous presse, 2004.

[Lam98] Lamer G., Wagner S.J. *Astronomy & Astrophysics*, 331:L13, 1998.

[Lam03] Lamarre J.-M. et al. *New Astronomy Reviews*, 47:1017, 2003.

[Lee01] Lee, A. T. et al. *Astrophysical Journal*, 561:L1, 2001.

[Lin84] Linde A. D. *Nuovo Cimento, Lettere*, 39:401, 1984.

[Mac96] Macminn, D., Primack, J.R. . *Space Sci. Rev.*, 75:413, 1996.

[Mal98] Malkan, M.A., Stecker, F.W. *Astrophysical Journal*, 496:14, 1998.

[Mas03] Mason B. S. et al. *Astrophysical Journal*, 591:540, 2003.

[Mat00] Matsuhara H. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 361:407, 2000.

[Mil02] Miller, A. D. et al. *Astrophysical Journal Suppl.*, 140:115, 2002.

[Miv02] Miville-Dechêne M.-A. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 393:749, 2002.

[Nik62] Nikishov, A. I. *Soviet Physics JEPT*, 14:2, 1962.

[Pap04] Papovich C. et al. *Astrophysical Journal Suppl.*, in press, 2004.

[Pat67] Patridge R.B., Peebles P.J.E. *Astrophysical Journal*, 148:377, 1967.

[Pea01] Peacock T. J. et al. *Nature*, 410:169, 2001.

[Pee73] Peebles P.J.E. *Astrophysical Journal*, 185:431, 1973.

[Pee74] Peebles P.J.E., Hauser M.G. *Astrophysical Journal Suppl.*, 28:19, 1974.

[Per99] Perlmutter S. et al. *Astrophysical Journal*, 517:565, 1999.

[Pia98] Pian E. et al. *Astrophysical Journal*, 492:L17, 1998.

[Pir01] Piron F. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 374:895, 2001.

[Pon04] Ponthieu N. et al. *Astronomy & Astrophysics*, soumission imminente, 2004.

[Pug96] Puget J.-L. et al. *Astronomy & Astrophysics*, 308:L5, 1996.

[Ren01] Renault C., Barrau A., Lagache G., Puget J.-L. *Astronomy & Astrophysics*, 371:771, 2001.

[Ruh03] Ruhl J.E. et al. *Astrophysical Journal*, 599:786, 2003.

[Sac67] Sachs R.K., Wolfe A. M. *Astrophysical Journal*, 147:73, 1967.

[Sam98] Samuelson F.W. et al. *Astrophysical Journal*, 501:L17, 1998.

[Sch98] Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. *Astrophysical Journal*, 500:525, 1998.

[Spe03] Spergel, D. N. et al. *Astrophysical Journal Suppl.*, 148:175, 2003.

[Sta98] Stanev T., Franceschini A. *Astrophysical Journal*, 494:L159, 1998.

[Ste92] Stecker F.W. & De Jager O.C., & Salamon. *Astrophysical Journal*, 390:L49, 1992.

[Ste98] Stecker F.W. & De Jager O.C. . *Astronomy & Astrophysics*, 334:L85, 1998.

[Sza01] Szapudi I. et al. *Astrophysical Journal*, 548:L115, 2001.

[Teg96] Tegmark M. *Astrophysical Journal*, 464:L35, 1996.

[Tri04a] Tristram M., Hamilton J.-C., Macias-Perez J. F., Renault C. *Phys. Rev. D*, 69:123008, 2004.

[Tri04b] Tristram M., Macias-Perez J. F., Renault C., Santos D. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, sous presse, 2004.

[Tri05] Tristram M. et al. *Astronomy & Astrophysics*, accepté:astro–ph/0411633, 2005.

[Wri01] Wright E.L. *Astrophysical Journal*, 553:538, 2001.

[Yvo04] Yvon D., Mayet F. *Astronomy & Arstophysics*, sous presse:astro–ph/0401505, 2004.

Résumé :

Les premiers photons libérés par la matière constituent le fond diffus cosmologique (CMB) observé aujourd'hui à T = 2.725 K. C'est l'image électro-magnétique de notre Univers la plus lointaine qui nous soit accessible. L'étude statistique des minuscules inhomogéités du CMB devrait permettre pratiquement à elle seule la détermination du contenu et de la géométrie de l'Univers. Toutefois d'autres photons émis ultérieurement par les premiers astres de l'Univers sont également massivement présents. En particulier les galaxies avec leurs étoiles et leurs nuages de poussière ont émis des rayonnements consituant un fond diffus infra-rouge (CIB). Ce fond est très difficile à détecter en raison de la pollution lumineuse du Système Solaire et de la Galaxie, en particulier dans l'infra-rouge moyen. On peut cependant tirer partie de l'interaction de ces photons avec d'autres plus énergétiques rencontrés en chemin pour contraindre leur densité en fonction de leur énergie.

Ce manuscrit indique par quels moyens directs (expériences CMB ballon Archeops ou satellite Planck) ou indirects (expériences gamma au sol CAT et HEGRA) ces fonds diffus peuvent être mis en évidence et conduire à une description de l'Univers cohérente et - peut-être - juste.

Summary :

The first photons decoupled from the matter constitute the Cosmic Microwave Background (CMB) observed today at T = 2.725 K. They form the oldest electromagnetic picture of our Universe. The statistical study of the tiny inhomogeneities of the CMB should allow, almost only by themselves, to determine the content and the geometry of the Universe. Nevertheless other photons are numerous. In particular star and dust radiations form the Cosmic Infrared Background (CIB). This background is very difficult to detect due to the Solar and Galactic light pollution, in particular in the mid-infrared. But it is possible to take benefit of the interaction of the CIB photons with other energetic enough ones to constrain their density in function of their wavelengths.

This report shows how directely (Archeops balloon or Planck satellite CMB experiments) or indirectely (CAT and HEGRA groundbased gamma experiments), these backgrounds can be detected and lead to a coherent and – perhaps – true description of the Universe.

Mots-clés :

Cosmologie observationnelle, Fond diffus infrarouge, Fond diffus à 3 K, CIB, CAT, CMB, Archeops, Planck