



HAL
open science

Les fluctuations du fond diffus extragalactique et ses avant-plans, de l'infrarouge au domaine millimétrique

Maud Sorel

► **To cite this version:**

Maud Sorel. Les fluctuations du fond diffus extragalactique et ses avant-plans, de l'infrarouge au domaine millimétrique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00009750

HAL Id: tel-00009750

<https://theses.hal.science/tel-00009750>

Submitted on 13 Jul 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.

UNIVERSITÉ DE PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité : Astrophysique et instrumentation associée

par

Maud SOREL

Sujet :

**Les fluctuations du fond diffus
extragalactique et ses avant-plans, de
l'infrarouge au domaine
millimétrique.**

Soutenue le 8 juillet 2005 devant la commission d'examen

M.	Guillaume Pineau-des-Forêts	Président
M.	Martin Giard	Rapporteur
M.	Bruno Guiderdoni	Rapporteur
M.	Michel Perault	Examineur
M.	Alain Abergel	Invité
M.	Jean-Loup Puget	Directeur de thèse
Mme.	Guilaine Lagache	Co-Directrice de thèse

A mes parents
A mes sœurs

*Ce n'est pas assez de faire des pas
qui doivent un jour conduire au but ;
chaque pas doit être un but en lui-même,
en même temps qu'il nous porte en avant.*
Goethe

Remerciements

“Souvenez-vous toujours, me dit un jour le sage, qu’au-delà du plafond nuageux de vos soucis, se trouve l’immensité de l’Univers tout entier!”

Je remercie vivement ma directrice de thèse, Guilaine Lagache, pour la patience dont elle a su faire preuve à mon égard ;

Et mon directeur, Jean-Loup Puget, pour l’énergie enthousiaste qu’il manifeste lors des discussions.

Je suis très reconnaissante envers Pierre Encrenaz pour m’avoir admise dans la formation doctorale d’Astrophysique.

Merci à Nabila Aghanim, pour l’impulsion donnée lors du stage de DEA, et à Hervé Dole, pour ses conseils de tout jeune chercheur.

Merci également à Ghislaine Renoux pour son aide lors des recherches bibliographiques.

Nous fûmes nombreux de ma promotion à effectuer une thèse à l’IAS : Eric, Aline, Alexandre, Michel, Laurent et Jérémie ; merci à eux et aux autres, Sujit, Francine (un hommage !), Rym, Mathieu, Thierry, Anne, Sébastien, Mathieu, Franck, Guillaume et à tous ceux que je peux oublier et qui ont contribué à nous changer les idées.

Il est de coutume, à l’IAS, de remercier chaleureusement les membres de l’administration, et je dois dire qu’elles et ils le méritent bien ! Merci pour la bonne ambiance qui règne dans ce couloir.

Mes sincères remerciements vont enfin vers tous ceux qui m’ont encouragé tout au long de cette période, et à ceux qui m’ont aidé lors de la finalisation de ce manuscrit. Je citerai parmi eux : Hervé R., Jean-Claude M., Françoise E., Marie-Christine N., Patrick B., Guillaume P.D.F., et tant d’autres... !

Table des matières

Remerciements	7
Acronymes	15
Introduction	17
1 Introduction au fond diffus extragalactique et à ses avant-plans	19
1.1 La nature des fonds diffus	19
1.1.1 Le spectre électromagnétique	19
1.1.2 Le fond optique	22
1.1.3 Le fond UV	23
1.1.4 Le fond infrarouge et submillimétrique	24
1.1.5 Le fond millimétrique	25
1.1.6 Le fond radio	25
1.1.7 Le fond X	26
1.1.8 Le fond gamma	27
1.2 Le fond diffus infrarouge extragalactique	28
1.2.1 Historique de sa découverte	28
1.2.2 Les instruments d'observation du fond IR	31
1.2.2.1 COBE, 'Cosmic background explorer'	31
1.2.2.2 ISO, 'Infrared space observatory'	31
1.2.2.3 IRTS, 'Infrared telescope in space'	32
1.2.2.4 Le sondage '2MASS'	32
1.2.2.5 'Spitzer'	32
1.2.3 Le FDIE et ses avant-plans	33
1.2.3.1 La séparation des composantes	33
1.2.3.2 Le défi des mesures du FDIE	33
1.2.3.3 Les composantes d'avant-plan	34
1.2.4 L'importance de l'étude du FDIE	36
1.3 Le fond diffus cosmologique	38
1.3.1 De sa découverte...	38

1.3.2	...à ses avant-plans...	39
1.3.2.1	anisotropies primaires	39
1.3.2.2	anisotropies secondaires	40
1.3.3	...en passant par les instruments dédiés à son observation	42
1.3.3.1	COBE / DMR	42
1.3.3.2	BOOMERANG	43
1.3.3.3	MAXIMA	43
1.3.3.4	DASI	44
1.3.3.5	WMAP	44
1.3.3.6	ARCHEOPS	44
1.3.3.7	'Planck'	45
1.3.4	L'effet Sunyaev-Zel'dovich	45
1.3.4.1	L'effet SZ thermique	46
1.3.4.2	L'effet SZ cinétique	46
1.3.4.3	Observations	47
1.3.4.4	Utilisation de l'effet SZ	48
1.4	L'apport de mon travail de thèse	49
1.4.1	Couleurs des cirrus	49
1.4.2	Recherche des fluctuations du FDIE et de ses corrélations	49
1.4.3	Effet SZ cinétique et FDC	49
2	Les cirrus	51
2.1	Introduction sur les cirrus	51
2.1.1	Gaz et grains de poussière	51
2.1.1.1	Les phases du gaz dans le MIS	51
2.1.1.2	Les différentes composantes de grains	52
2.1.1.3	La corrélation IR/HI	53
2.1.2	Les couleurs des cirrus	54
2.1.2.1	Définition d'une couleur	54
2.1.2.2	Le spectre d'émission des cirrus	55
2.1.2.3	Quelques références de couleurs	55
2.1.3	La distribution spatiale des cirrus	57
2.1.4	But de mon étude	59
2.2	Variations des couleurs des cirrus en IR lointain	59
2.2.1	Les graphes de couleur et leur orientation	59
2.2.1.1	Le calcul de couleur	59
2.2.1.2	Choix d'orientation du graphe	60
2.2.2	Les données utilisées	63
2.2.3	Variation de couleur à faible brillance	64
2.2.4	Implications pour l'abondance des très petits grains	67
2.2.4.1	Le modèle de grains interstellaires	67

2.2.4.2	Simulations	68
2.2.5	Influence de la taille des sous-cartes	71
2.2.6	Autres variations de couleur de cirrus et interprétation	71
2.3	Dépendance du spectre de puissance avec la brillance	72
2.4	La composante dominante	74
2.5	Perspectives	77
3	Les fluctuations du fond diffus infrarouge	79
3.1	Introduction	79
3.1.1	La découverte des fluctuations du FDIE	79
3.1.1.1	Découverte du FDIE	79
3.1.1.2	Détection des fluctuations	81
3.1.2	Le niveau des fluctuations	83
3.2	Mise en évidence des fluctuations	85
3.2.1	Les données	85
3.2.1.1	ISO	85
3.2.1.2	IRAS	86
3.2.1.3	HI	86
3.2.2	Séparation de composantes via la couleur	86
3.2.2.1	Les couleurs de cirrus	86
3.2.2.2	Les couleurs des fluctuations du FDIE	87
3.2.2.3	Les couleurs dans les champs FIRBACK	88
3.2.2.4	Les couleurs d'un filament	92
3.2.2.5	Le gaz ionisé	99
3.3	Conclusion et perspectives	101
4	Corrélation des fluctuations du FDIE	105
4.1	Introduction	105
4.2	Une technique de calcul du spectre de puissance	105
4.3	Les différentes composantes	109
4.3.1	Les sources brillantes	109
4.3.2	Le bruit instrumental	110
4.3.3	La fonction de transfert instrumentale	112
4.3.4	Les cirrus	112
4.3.5	Les fluctuations du FDIE	114
4.3.6	Les sources potentielles d'erreur	115
4.4	Comparaison avec GalICS	118
4.5	Interprétation en terme de biais	120
4.6	Conclusion et perspectives	121

5	Séparation des fluctuations dues à l'effet SZ cinétique et du FDC	125
5.1	Introduction	125
5.2	Les données : simulation des cartes.	126
5.3	Les outils	130
5.3.1	La Transformation en ondelette	130
5.3.2	Les outils statistiques.	133
5.4	Analyse	136
5.4.1	Caractérisation des signatures non gaussiennes.	136
5.4.1.1	Dans l'espace réel	136
5.4.1.2	Dans l'espace des coefficients d'ondelette	138
5.4.2	Localisation du caractère non gaussien.	146
5.4.2.1	Sélection des coefficients d'ondelette.	146
5.4.2.2	Corrélation "carte - amas".	147
5.4.3	Critères statistiques de séparation de l'effet SZ cinétique du FDC.	150
5.4.3.1	Covariance avec l'effet SZ thermique	150
5.4.3.2	Conditions instrumentales	155
5.4.3.3	Distribution de la covariance	158
5.5	Conclusion	161
5.6	Publication	164
	Conclusion	171
A	La transformation de Fourier : de l'espace continu à l'espace discret	177
A.1	Choix de la définition de la transformée	177
A.1.1	Espace continu	177
A.1.1.1	Définition	177
A.1.1.2	La distribution de Dirac	178
A.1.1.3	Inversion de la TF	178
A.1.2	Espace discret	179
A.1.2.1	Définition	179
A.1.2.2	Le symbole de Kronecker	180
A.1.2.3	Inversion de la TFD	180
A.2	Propriété de translation	182
A.2.1	Espace continu	182
A.2.2	Espace discret	182
A.3	Théorème de convolution	182
A.3.1	Espace continu	182
A.3.2	Espace discret	183
A.3.2.1	Application aux cartes Firback	184
A.4	Théorème de Parseval	185
A.4.1	Espace continu	185

A.4.2	Espace discret	186
A.5	Théorème de corrélation	186
A.5.1	Espace continu	186
A.5.2	Espace discret	187
A.6	Transformation de Hankel	188
A.6.1	Définition	188
A.6.2	La fonction de Bessel	189
A.6.3	Expression de la transformée de Hankel	189
A.6.3.1	D=2	190
A.6.3.2	D=3	190
A.6.4	Quelques propriétés sur la transformée de Hankel	191
A.7	Une relation souvent utilisée	191
A.7.1	Espace continu, 2D	192
A.7.2	Espace discret, 2D	192
A.8	Récapitulatif des résultats	193
A.8.1	Espace continu	193
A.8.2	Espace discret	194
A.9	Comparaisons à la littérature	195
A.9.1	“The Fast Fourier Transform”	195
A.9.2	“The Fourier Transform and Its Applications”	195
Table des figures		200
Liste des tableaux		201
Bibliographie		218

Acronymes

2MASS	: Two Microns All Sky Survey
ALMA	: Atacama Large Millimeter Array
BG	: Big Grains
COBE	: COsmic Background Explorer
CMB	: Cosmic Microwave Background
DMR	: Differential Microwave Radiometer, à bord de COBE
DIRBE	: Diffuse InfraRed Background Explorer, à bord de COBE
DSE	: Distribution Spectrale d'Énergie
ELAIS	: European Large Area ISO Survey
FDC	: Fond Diffus Cosmologique micro-onde
FDIE	: Fond Diffus Infrarouge Extragalactique
FIRAS	: Far InfraRed Absolute Spectrometer, à bord de COBE
FIRBACK	: Far InfraRed BACKground
FWHM	: Full Width at Half Maximum
GalICS	: Galaxies In Cosmological Simulations
HAP	: Hydrocarbure Aromatique Polycyclique
IDL	: Interactive Data Language
IR	: InfraRouge
IRAS	: InfraRed Astronomical Satellite
IRTS	: InfraRed Telescope in Space
ISO	: Infrared Space Observatory
ISOCAM	: Caméra d'ISO
ISOPHOT	: Photomètre d'ISO
ISSA	: IRAS Sky Survey Atlas
MIPS	: Multiband Imaging Photometer for Spitzer
MIS	: Milieu InterStellaire
NAG	: Noyau Actif de Galaxie
PAH	: Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
PSF	: Point Spread Function (la réponse impulsionnelle d'un instrument)
SCUBA	: Sub-millimeter Common User Bolometer Array
VLA	: Very Large Array
VSG	: Very Small Grains
WMAP	: Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

Introduction

L'astronomie, probablement la plus ancienne science du monde, a pour but d'observer et de comprendre l'évolution générale de l'univers. Les observations bénéficient des avancées technologiques au fil du temps. Le rayonnement collecté nous renseigne sur le contenu de notre système solaire (comme la lumière zodiacale, lumière du soleil réfléchie sur les poussières interplanétaires), le contenu de la galaxie (comme les étoiles ou l'émission diffuse des nuages de gaz et de poussières) et le contenu extragalactique : les autres galaxies et amas de galaxies. Le signal électromagnétique le plus lointain auquel nous puissions théoriquement accéder, est le rayonnement émis lors du découplage entre la lumière et la matière, 300 000 ans après le Big Bang, et que l'on observe dans le domaine micro-onde.

Lorsque l'on intègre la lumière émise par l'ensemble de l'univers, depuis sa création jusqu'à nos jours, on obtient ce qu'on appelle un **rayonnement de fond**, observé depuis le voisinage de la Terre. Celui-ci comprend une partie galactique et une autre extragalactique, voire cosmologique. Le fond diffus extragalactique peut être défini par ce qu'il reste de la brillance du ciel quand on a retiré d'une part les contributions locales, qu'elles soient d'origine atmosphérique, de l'environnement solaire ou galactique, et d'autre part les sources extragalactiques résolues. Dans certains domaines de longueurs d'onde, la composante diffuse du rayonnement de fond extragalactique prend son origine à des distances suffisamment éloignées pour que nous regardions en arrière à une époque où il n'existait pas encore d'objets discrets. C'est le cas du rayonnement du fond diffus cosmologique, dans la gamme des fréquences micro-ondes. Il existe également des composantes diffuses issues de l'émission du gaz intergalactique, chaud et ionisé. Cependant, à d'autres longueurs d'onde, le fond diffus extragalactique peut consister en la contribution d'un grand nombre de sources discrètes, qui sont trop faibles pour être détectées individuellement. On parle de fraction non résolue du fond.

L'étude de ce type de fond nous donne des informations sur les propriétés intégrées des populations de galaxies. En infrarouge lointain, on peut ainsi contraindre les modèles d'évolution des galaxies et l'histoire du taux de formation d'étoiles. En infrarouge, l'absorption du rayonnement par l'atmosphère terrestre impose de lancer des satellites. Le plus récent, lancé en août 2003, fut le satellite *Spitzer*, dont une grande partie des objectifs scientifiques s'intéresse à la cosmologie.

J'aborde, dans ce manuscrit de thèse, le fond diffus extragalactique dans deux domaines de longueurs d'onde, l'infrarouge et le millimétrique, ou micro-onde.

Le premier chapitre introduira le fond dans toute la gamme des longueurs d'onde. On détaillera ensuite le fond extragalactique dans les domaines infrarouge et millimétrique, d'une part avec l'historique de leur découverte, puis avec les instruments ayant contribué à son observation et enfin avec une description des avant-plans connus qui doivent être soustraits soigneusement pour permettre l'étude du fond lui-même.

Dans le deuxième chapitre, je traiterai des cirrus, nuages interstellaires observés à haute latitude galactique. Ils constituent un avant-plan très gênant pour l'étude du fond extragalactique IR. En effet, ils possèdent une structure spatiale complexe qui rend difficile toute soustraction de cette composante. J'étudierai la variation de leur couleur (ou rapport d'intensité) entre 60 et 100 μm , en fonction de leur brillance moyenne.

Les troisième et quatrième chapitres seront consacrés aux fluctuations du fond diffus extragalactique infrarouge, d'une part du point de vue de la séparation des composantes, aux longueurs d'onde accessibles avec les satellites ISO et IRAS (chapitre 3), et d'autre part en ce qui concerne la recherche de corrélations dans ces fluctuations (chapitre 4). Ces dernières nous renseignent sur la distribution spatiale des galaxies lointaines et étendraient notre connaissance de l'évolution des structures dans l'univers, notamment dans la phase des fusions de galaxies.

Le cinquième chapitre abordera les fluctuations du fond diffus cosmologique et en particulier d'un de ses avant-plans, l'effet Sunyaev-Zel'dovich. J'y décrirai une approche statistique pour tenter de séparer cette composante d'avant-plan.

Enfin, dans la conclusion, je résumerai le travail effectué et je donnerai quelques perspectives concernant les instruments futurs tels que Planck (2007).

Chapitre 1

Introduction au fond diffus extragalactique et à ses avant-plans

1.1 La nature des fonds diffus

1.1.1 Le spectre électromagnétique

La découverte que la lumière est associée à un phénomène physique plus vaste que ce que l'oeil humain peut détecter constitue une des étapes les plus importantes de l'histoire de l'astronomie. La lumière visible n'est en effet qu'une toute petite partie du spectre électromagnétique (voir la figure 1.1).

A l'époque de Newton, on pensait que la lumière était constituée de particules. Thomas Young démontra, par de multiples expériences au début du XIX siècle, que la lumière se comporte comme une onde et lui associa une longueur d'onde (d'environ 500 nm). La mécanique quantique concilie aujourd'hui ces deux aspects corpusculaire et ondulatoire des phénomènes lumineux. C'est William Herschel qui, en 1800, découvrit le premier rayonnement invisible. Il voulut mesurer la température associée à chaque 'couleur' du spectre visible (400-800 nm) et décomposa pour cela la lumière solaire à l'aide d'un prisme. Il plaça ensuite un thermomètre au niveau de chacune des couleurs et observa que la température augmente du violet vers le rouge. Il eut l'idée de placer son thermomètre *après* le rouge et remarqua que la température continuait d'augmenter. Le rayonnement infrarouge était né! L'année d'après, Johann Ritter voulut savoir ce qu'il en était du côté de la frontière violette du spectre visible. Il mesura le taux de réaction du chlorure d'argent exposé à chacune des couleurs dispersées par un prisme. Ce taux augmentait du rouge vers le violet et était encore plus fort après le violet. On nomma par la suite ces rayons 'ultra-violets'. James Clerk Maxwell démontra, en 1865, que la lumière résulte d'un champ électro-magnétique et qu'il n'y a aucune raison de limiter l'intervalle possible de longueurs d'onde au spectre visible. En 1888, Heinrich Hertz réussit à l'aide d'un circuit électromagnétique à produire des ondes électromagnétiques dont la longueur était un

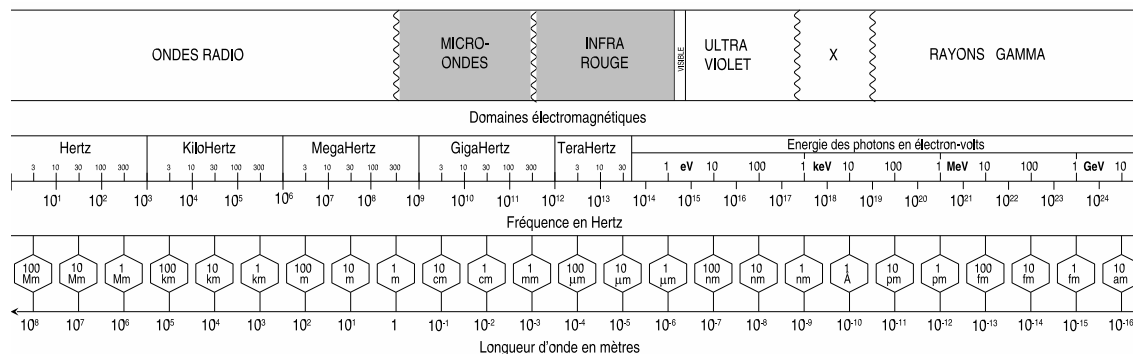


FIG. 1.1: Spectre électromagnétique de la lumière en fonction de la longueur d'onde, de la fréquence et de l'énergie.

million de fois plus grande que celle de la lumière visible, les ondes radios. Sept ans plus tard, Wilhelm Röntgen détecte les rayons X, nom donné à l'inconnue en mathématique. Il étudie alors la pénétration des rayons cathodiques dans le verre. Après avoir entouré son tube cathodique de carton noir pour se protéger de sa lumière, il se rend compte qu'un écran de carton recouvert de platinocyanure de baryum devient fluorescent. Cette fluorescence diminue en fonction du numéro atomique de la matière interposée. Il fait des photographies de l'absorption de ces rayons, l'une d'elles représentant la main de son épouse.

On a aujourd'hui pu observer des ondes électromagnétiques dont la longueur varie entre 10^{-16} m et plusieurs milliers de kilomètres.

Les objets célestes, dans l'univers, rayonnent dans un intervalle de longueurs d'onde qui couvre en général plusieurs domaines, bien que la frontière entre ceux-ci ne soit pas déterminée de façon précise et dépende souvent de ce que l'on étudie. Le spectre d'émission de l'Univers lointain et diffus est reconstitué à la figure 1.2 et indique le contenu en énergie électromagnétique de celui-ci, associé à chaque domaine de longueur d'onde. La représentation $(\nu, \nu I_\nu)$ donne le même poids à la contribution en énergie de chaque bande logarithmique de longueur d'onde et permet de visualiser, avec l'aire de la surface sous la courbe, l'énergie correspondante au rayonnement émis. On observe que la plus grande partie (94%) de l'énergie électromagnétique de l'émission de l'Univers correspond au fond diffus cosmologique micro-onde (FDC, CMB en anglais, pour '*Cosmic Microwave Background*'), c'est-à-dire aux photons créés dans la phase dense et chaude de l'Univers et libérés lors du découplage entre la matière et le rayonnement. Après ce maximum d'énergie dans le domaine millimétrique (ou micro-onde), on observe deux autres composantes importantes dans les domaines infrarouge et visible, qui sont les plus énergétiques après le CMB. On observe ensuite des composantes de moindre importance pour les fonds en

rayons X et rayons gamma. Je désignerai par la suite les domaines de longueurs d'onde de l'infrarouge proche comme allant de 0.7 à $5 \mu\text{m}$, l'infrarouge moyen allant de 5 à $50 \mu\text{m}$ et l'infrarouge lointain allant de 50 à $500 \mu\text{m}$; $500 \mu\text{m}$ à 1mm correspond au domaine sub-millimétrique.

Dans la suite de cette section, j'exposerai les objets astrophysiques dont l'émission domine le fond aux différentes longueurs d'onde, dans sa partie galactique et extragalactique, en indiquant la fraction résolue. Je ne m'intéresse qu'au rayonnement électromagnétique; il existe également des prédictions de fonds fermioniques, tel un océan de neutrinos, relique du Big-Bang.

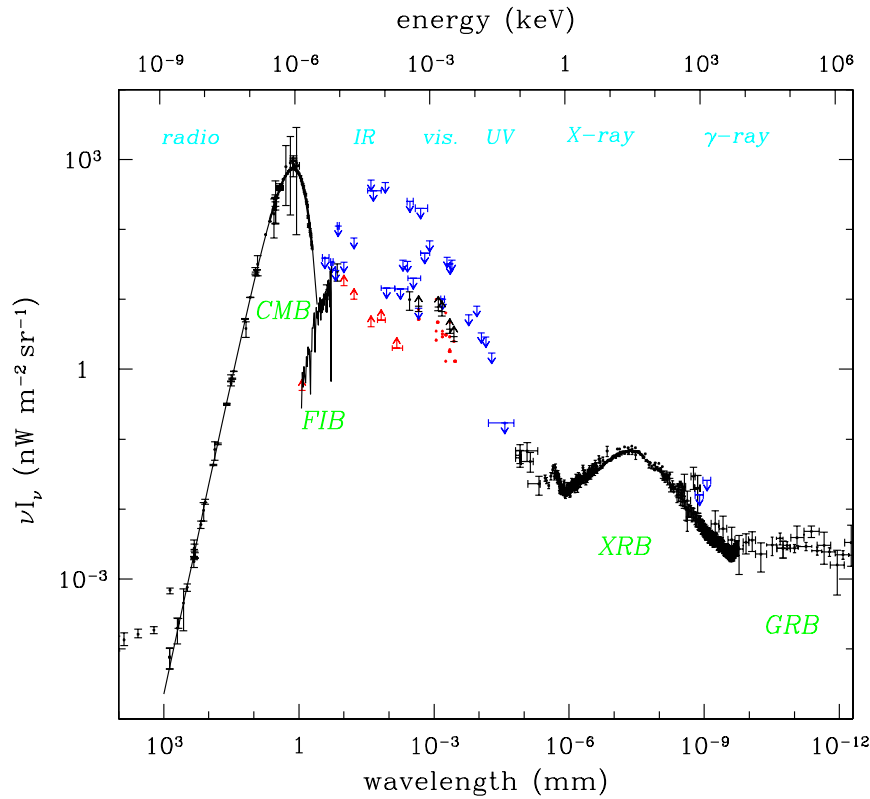


FIG. 1.2: Rayonnement du fond diffus extragalactique; courbe compilée à partir de plusieurs données (Halpern & Scott, 1999).

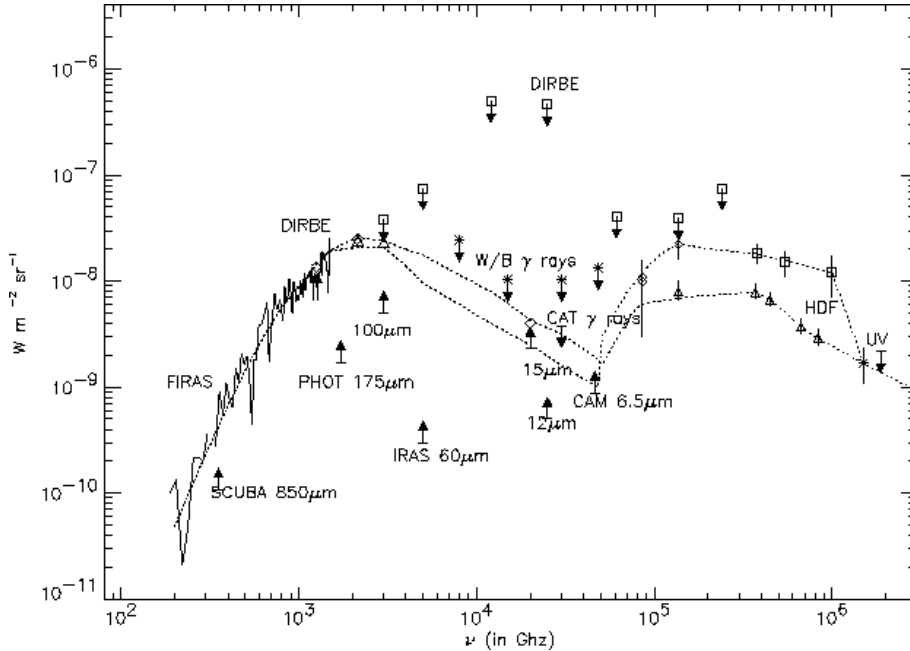


FIG. 1.3: Zoom sur les parties infrarouge et optique du spectre du fond diffus extragalactique. Compilation de mesures de divers instruments (Gispert et al., 2000).

1.1.2 Le fond optique

Le fond optique fut le premier à être remarqué, au moins par sa faible intensité. Olbers, bien qu'il ne soit pas le premier, est connu pour avoir discuté le fait que le ciel ne devrait pas être noir (en 1826). On pourra voir deux approches de la résolution de ce paradoxe dans Peacock (1999), p. 353.

Le satellite 'Hubble', lancé en 1990, a permis une avancée majeure dans le domaine optique. Le fond extragalactique dans le domaine visible est quasiment résolu avec les données des relevés HDF ('Hubble Deep Field'). Les comptages de sources intégrés au-dessus d'un seuil en flux, S_ν , convergent à partir d'une certaine valeur de flux (Pozzetti et al., 1998). C'est la preuve qu'on a résolu le fond dû aux galaxies. En l'absence de mesure directe du fond, il est toujours possible qu'il existe une composante intrinsèquement diffuse, intergalactique, en optique.

Les sondages optiques profonds permettent de voir les luminosités ultra-violettes des galaxies à très grand décalage vers le rouge. Ces luminosités peuvent être converties en taux de formation d'étoiles en faisant des hypothèses sur les populations stellaires jeunes. Ce taux de formation possède un maximum vers un *redshift* de 1 (Guiderdoni et al., 1997a).

Le fond extragalactique optique prend son origine dans les populations stellaires jeunes

des galaxies à des redshifts modérés à grands. Les sondages récents utilisant des CCD ont pu atteindre la sensibilité nécessaire pour capter la majorité de la lumière extragalactique du ciel. L'une des questions intrigantes concerne la nature des "galaxies bleues faibles".

L'imagerie optique ultra-profonde utilisant des CCD ('Charge Coupled Device') dans le domaine de longueurs d'onde de 0.3 à 1 μm a révélé une grande densité de surface de galaxies bleues faibles. A un niveau de flux correspondant à 1 photon /pixel /minute collecté dans un télescope de 4 m, il y a environ 300 000 galaxies par degré carré sur le ciel. Ces galaxies ont des magnitudes apparentes entre 25 et 28 dans la bande B (bleu, vers 436 nm). Les redshifts estimés de ces galaxies s'étendent entre 0.7 et 3. Le spectre UV brillant de ces galaxies redshiftées pourrait produire la forme spectrale bleue observée.

Yoshii & Takahara (1988) ont calculé le flux de fond extragalactique sans évolution en nombre ou en luminosité des galaxies : $\nu I_\nu = 1.1 \times 10^{-9} W m^{-2} sr^{-1}$ à 0.36 μm . Pour des galaxies en évolution, avec des redshifts de formation s'étalant entre 3 et 5, ils ont estimé un fond extragalactique environ deux fois plus important, proche de la valeur observée, mais de forme spectrale différente.

Le fond optique est dominé par l'émission d'avant-plan (atmosphère, lumière zodiacale, cirrus galactiques, aurores) qui rend toute mesure absolue du fond difficile (e.g. Bernstein et al., 2002).

1.1.3 Le fond UV

Les premiers satellites d'observation dans l'ultraviolet furent lancés dans les années 1960 et 1970. Le plus important d'entre eux fut le satellite IUE ('International Ultraviolet Explorer') qui, lancé en 1978, fonctionna pendant 18 ans. Avec un télescope de 45 centimètres, IUE réalisa une moisson exceptionnelle de données, se concentrant en particulier sur les étoiles les plus chaudes et leurs éjections de gaz, ainsi que sur le milieu interstellaire et les quasars. Pour explorer l'ultraviolet lointain, près de la frontière avec les rayons X, les Américains lancèrent EUVE ('Extreme Ultraviolet Explorer') qui observa le ciel de 1992 à 2001. Ce satellite put établir une carte du ciel, détecter la première source extragalactique dans ce domaine et étudier certaines étoiles particulières comme les naines blanches.

Le fond ultra-violet est produit par une riche combinaison de processus, d'origine à la fois galactique et extragalactique. Le rayonnement diffus galactique est produit par les différentes composantes du milieu interstellaire, de la phase neutre froide à la phase chaude ionisée. Une importante signature spectrale est l'émission fluorescente de l'hydrogène moléculaire, H₂. La présence de raies d'absorption attribuables à des espèces fortement ionisées dans le spectre des étoiles chaudes a été interprétée comme une évidence de la présence d'un gaz ténu à des températures proches de celle de la couronne solaire. Un fond diffus en X mous et UV extrême serait la conséquence des excitations collisionnelles et des désexcitations radiatives de ce plasma à des températures coronales (Henry, 1999). Une composante extragalactique du fond diffus UV vient de la lumière intégrée des galaxies spirales. Le fond UV fut étudié, à ses débuts, dans l'espoir de détecter le rayonne-

ment du milieu intergalactique peu décalé vers le rouge. En plus du plasma intergalactique ionisé, le fond UV lointain pourrait contenir des signes d'un milieu intergalactique non baryonique (par ex. des neutrinos massifs) en désintégration (Henry, 1999).

1.1.4 Le fond infrarouge et submillimétrique

La fenêtre infrarouge, dans ses parties moyenne et lointaine, s'est ouverte grâce à l'avènement des satellites. En effet, la présence de l'atmosphère terrestre ne permet le passage des ondes en infrarouge proche et dans le domaine submillimétrique que dans des fenêtres étroites.

Le premier satellite d'observation dans l'infrarouge, IRAS ('Infrared Astronomical Satellite'), fut lancé en 1983 grâce à une collaboration entre américains, britanniques et néerlandais. Muni d'un télescope de 57 centimètres, il révolutionna en 10 mois d'observations, tous les domaines de l'astronomie. Il réalisa en particulier une carte complète du ciel dans l'infrarouge, découvrit plusieurs comètes, observa des nuages de poussières interstellaires baptisés les cirrus infrarouges, détecta des disques de poussière autour de plusieurs étoiles et mit en évidence un nouveau type de galaxies, les galaxies infrarouges.

En 1995, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) lança son premier observatoire infrarouge, ISO, pour une période d'observation de deux ans et demi. ISO ('Infrared Space Observatory') était capable de détecter le rayonnement infrarouge dans des longueurs d'onde comprises entre 2,5 et 240 micromètres, avec une sensibilité et une résolution angulaire bien supérieures à celle d'IRAS. Surtout, ISO possédait des matrices de détecteurs qui permettaient de faire de la vraie imagerie et de la spectroscopie. Parmi ses découvertes, on peut citer l'observation de nombreuses régions de formation stellaire dans des régions proches ou dans des galaxies lointaines, ainsi que la découverte de vapeur d'eau sur Titan et plus généralement la détection d'eau un peu partout dans l'Univers. ISO a également détecté les molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP ou PAH en anglais, pour 'Polycyclic Aromatic Hydrocarbon') depuis le milieu interstellaire diffus de notre galaxie jusqu'aux galaxies extérieures.

Le domaine de longueurs d'onde infrarouge contient toute l'information sur la période de la formation des galaxies et de l'histoire de la formation d'étoiles. Le fond infrarouge lointain extragalactique a une intensité de $34 \text{ nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Le fond optique extragalactique combiné au fond en infrarouge proche fait un peu moins de $60 \text{ nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les fonds cosmologiques infrarouge et optique réunis forment environ 6% du fond diffus cosmologique. Le niveau de brillance détecté en infrarouge par COBE puis 2MASS indique un fond deux à trois fois plus élevé que l'extrapolation des galaxies optiques. Il y a donc eu une époque de formation d'étoiles plus importante que ce que l'on connaît de manière locale.

1.1.5 Le fond millimétrique

Le domaine de longueurs d'onde millimétriques, que l'on nomme aussi micro-ondes, est le domaine d'émission du fond diffus cosmologique. Il est émis à l'époque de l'histoire de l'Univers la plus lointaine que l'on puisse observer par le rayonnement électromagnétique, quand eut lieu le découplage de la lumière avec la matière, permettant au rayonnement de voyager sur de grandes distances (plus petites que l'univers observable). Le fond diffus cosmologique a un maximum d'émission vers 1 mm, correspondant à l'émission d'un corps noir actuellement à une température de 2.73 K. Intégré sur tout le ciel, c'est le signal le plus énergétique qui existe : $996 \text{ nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Après avoir été prédit théoriquement, il fut découvert en 1965 par Arno Penzias et Robert Wilson (Penzias et Wilson, 1965), employés par la compagnie de télécommunications Bell. Observé ensuite par le satellite COBE¹ et WMAP², on a tout d'abord vérifié le caractère Planckien prédit par le modèle de Big-Bang chaud puis détecté des fluctuations de l'ordre de 10^{-5} K dans la température du fond. Ces fluctuations seraient les traces des fluctuations de densité à l'origine des structures qui formeront ensuite les galaxies et tout notre univers observable.

1.1.6 Le fond radio

Le domaine radio fut le premier domaine de longueurs d'onde non visible à être exploité. Quelques observations furent accomplies par des pionniers comme Jansky dans les années 1930, mais ce n'est qu'après la seconde guerre mondiale que la radioastronomie se développa véritablement. Elle a permis de découvrir certains des objets les plus intéressants de l'Univers, comme les pulsars, les radiogalaxies ou les quasars. Elle a également ouvert la voie à l'étude des différents types de nuages d'hydrogène interstellaire qui parsèment le milieu interstellaire grâce à la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre.

Le fond radio, dans sa partie extragalactique, est très certainement dominé par la contribution intégrée de sources synchrotron³ discrètes, principalement des galaxies actives et des quasars. Cependant, puisque la Voie Lactée est elle-même une puissante source de rayonnement synchrotron, la soustraction de l'émission d'avant-plan pour révéler le fond extragalactique isotrope est difficile. La composante extragalactique du fond vaut approximativement :

$$I_\nu = 6000 (\nu/GHz)^{-0.8} \text{ Jy/sr.}$$

Le total de l'émission diffuse observée est environ trois fois plus grand. L'exacte proportion entre les deux n'est pas facile à estimer car les émissions synchrotron galactique et extragalactique ont à peu près le même indice spectral.

¹COBE = 'COsmic Background Explorer'

²WMAP = 'Wilkinson Micro-wave Anisotropy Probe'

³Le rayonnement synchrotron est un rayonnement électromagnétique produit par des électrons spirant autour des lignes d'un champ magnétique.

Une autre contribution au fond radio extragalactique vient du gaz neutre intergalactique (HI). Celui-ci émet la raie hyperfine à 21 cm avec une émissivité de :

$$j_{tot} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} A_{21} n_{HI} h\nu$$

où n_{HI} est la densité volumique d'atomes d'hydrogène, ν la fréquence et h la constante de Planck. Le taux de transition spontanée est de $A_{21} = 2.85 \times 10^{-15} s^{-1}$, et les poids statistiques des niveaux supérieur et inférieur sont $g_2 = 3$, $g_1 = 1$. Cette émissivité est très concentrée vers 1420.4 MHz. La puissance moyenne émise par un seul atome est $P_0 = 10^{-38.7}$ W.

1.1.7 Le fond X

Dans le domaine des rayons X, le premier satellite à faire le relevé complet du ciel fut UHURU. Lancé en 1970, celui-ci établit une carte du ciel et détecta de nombreuses sources brillantes. A la fin des années 1970, trois satellites de la série HEAO ('High Energy Astrophysics Observatory') reprirent ce travail plus en profondeur et détectèrent près de 10 000 sources de rayons X. L'étude de ces dernières a depuis montré qu'il s'agissait principalement de couples d'étoiles contenant un objet effondré, soumis à des phénomènes très violents, de résidus de supernovae ou bien d'amas de galaxies. Depuis, d'autres satellites ont continué ce type d'observation, en particulier l'europpéen EXOSAT ('European space agency's X-ray Observatory'), et l'allemand ROSAT ('ROentgen SATellite'), respectivement en 1983 et en 1990, et plus récemment l'américain Chandra et l'europpéen XMM-Newton tous deux lancés en 1999.

Le spectre en X couvre un domaine d'énergie de 1 à 1000 keV. Le fond total peut être ajusté par une loi de puissance et une coupure :

$$\nu I_\nu = 2.7 \times 10^{-11} \left(\frac{E}{3 \text{ keV}} \right)^{0.71} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1},$$

avec $kT = 40$ keV; E est l'énergie du rayonnement, k , la constante de Boltzmann, et T , la température.

Les rayons X de faible énergie (~ 0.25 keV) proviennent du gaz chaud interstellaire (à 10^6 K), chauffé par les supernovae et les vents stellaires d'étoiles jeunes massives. Au-delà de 1 keV, l'origine du fond diffus est extragalactique. Le fond X extragalactique est résolu à environ 80% à 1 keV (1 nm), grâce aux observations profondes de ROSAT (Hasinger et al., 1998), ainsi que dans le domaine des X durs (2 - 10 keV) grâce aux observations de Chandra (Mushotzky et al., 2000) et d'XMM. Ce fond est dû typiquement aux noyaux actifs de galaxies (NAG), c'est-à-dire à la matière tombant dans les trous noirs, au centre des galaxies lointaines. La distribution d'énergie spectrale de ces sources, relativement constante sur un large domaine de fréquences, n'explique pas tout le fond. Il

faut également chercher une composante authentiquement diffuse, comme du gaz uniforme chaud, fortement ionisé.

De par la présence d'un tore de poussière et de gaz moléculaire, les NAG contribuent à la fois au fond X et au fond infrarouge/submillimétrique. En infrarouge et submillimétrique, ils forment moins de 20% du fond et, inversement, les sources submillimétriques contribuent pour moins de 10% au fond X (voir les détections avec SCUBA ('Submillimeter Common User Bolometer Array') et Chandra, et les inter-corrélations faites par Severgnini et al. (2000), et les références incluses).

L'explication la plus probable pour le fond X est qu'il est généré par une population nombreuse de galaxies actives de faible luminosité.

1.1.8 Le fond gamma

L'astronomie gamma s'intéresse au rayonnement le plus énergétique connu (voir Attié, 2005). Le rayonnement gamma est lié à des processus mettant en jeu des transformations nucléaires ou des phénomènes très énergétiques liés aux particules relativistes. On le rencontre dans les pulsars, le centre des galaxies ou dans les quasars. Les premiers satellites dans ce domaine furent lancés à la fin des années 1960. Depuis, les principaux satellites furent l'européen COS-B⁴, lancé en 1975, le franco-russe GRANAT en 1989 et l'américain Compton GRO en 1991. La mission la plus importante à l'heure actuelle est celle du satellite Integral de l'agence spatiale européenne lancé en 2002. La composante isotrope du fond gamma fut découverte par le satellite SAS 2⁵, lancé en 1972, et confirmée par EGRET⁶ en 1992.

Le fond diffus gamma est dominé par les noyaux actifs de galaxies (NAG), qui émettent jusqu'aux plus hautes énergies. Selon les prédictions, ils seraient responsables de 25% à 100% du fond (Strong et al., 2004). Les autres sources possibles sont les amas de galaxies, les particules énergétiques accélérées par les ondes de choc intergalactiques, ou les événements de sursaut gamma. Tout le fond diffus gamma n'est pas d'origine extragalactique ; une partie vient de l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz de notre galaxie ; une autre partie vient de la décroissance radioactive de l'aluminium (Al^{26}) présent dans les novae ou les étoiles massives. Le fond diffus gamma peut donner des informations sur la phase d'annihilation baryon-antibaryon, l'évaporation des trous noirs primordiaux, l'annihilation de la matière non-baryonique théorique (les WIMPs⁷). Les rayons gamma, dans le domaine d'énergie des TeV, permettent également d'établir une limite supérieure sur le fond en infrarouge moyen (Renault et al., 2001). L'hypothèse est que l'absorption dans le spectre gamma est due à l'interaction des photons du fond IR avec les photons gamma, produisant des paires électron-positon.

⁴COS-B = 'Celestial Observation Satellite B'

⁵SAS 2 = 'Small Astronomy Satellite 2'

⁶EGRET = 'Energetic Gamma Ray Experiment Telescope'

⁷WIMP = 'Weakly Interactive Massive Particules'

1.2 Le fond diffus infrarouge extragalactique

1.2.1 Historique de sa découverte

L'importance de la brillance du ciel noir remonte au moins à Olbers (1826, voir Harrison, 1990, pour une revue historique). Les premiers calculs du rayonnement de fond optique dû aux galaxies dans le contexte de la relativité générale furent effectués par Shakeshaft (1954); Mc Vittie et Wyatt (1959); Sandage et Tammann (1964); Whitrow et Yallop (1964); Whitrow et Yallop (1965). Hauser et Dwek (2001) nous apprennent que ces auteurs se sont préoccupés de la lumière intégrée des étoiles. Whitrow et Yallop (1965), ont également pris en compte l'absorption de la lumière des étoiles par des galaxies intermédiaires et de la poussière intergalactique. La réémission de l'énergie aux longueurs d'onde infrarouge n'était pas encore considérée.

La découverte du fond diffus cosmologique dans les longueurs d'onde millimétriques par Penzias et Wilson (1965), a confirmé le modèle d'un Univers primordial chaud et en évolution. On pouvait s'attendre à l'existence d'un fond en infrarouge, qui serait distinct du fond cosmologique; il correspondrait à la formation de structures et à la condensation d'objets lumineux à partir de la matière primordiale neutre suivant le découplage de la matière et du rayonnement à un redshift de $z=1100$. En 1965, Peebles considérait ce fond diffus infrarouge extragalactique (FDIE), et remarquait le manque de connaissance directe sur la brillance du ciel dans les trois décades de longueurs d'onde, de 1 à 1000 μm . La seule limite observationnelle sur le FDIE pouvant suggérer qu'il n'était pas suffisamment grand pour fermer l'Univers⁸, était la présence de rayonnement cosmique de protons de 10^{19} eV, qui auraient été atténués par la production de photo-pion par un fond infrarouge (IR) intense (Peebles, 1969).

Partridge et Peebles (1967a); Partridge et Peebles (1967b), reconnurent que pour produire les abondances des métaux actuels, les premières galaxies devaient avoir été plus lumineuses que les systèmes plus évolués, et ils étudièrent la possibilité de les détecter individuellement à différentes époques de formation. Ils ont calculé le fond infrarouge intégré qui a été produit par les premières galaxies de leur modèle dans différents scénarios cosmologiques. L'effet de la poussière était ignoré, et, par conséquent, le fond était généralement plus brillant dans le domaine de 1 à 10 μm . Ils ont comparé ces prédictions à des estimations du rayonnement d'avant-plan du système solaire et des sources galactiques et ont conclu avec justesse que le FDIE est beaucoup plus faible que ces avant-plans. Leur travail fut important pour la stimulation des programmes d'observation et de mesure du FDIE (voir aussi Setti et Woltjer (1971)).

⁸L'Univers est dit fermé si sa densité dépasse la valeur critique de $\rho_c = 2 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$ (soit environ 3 atomes d'hydrogène par m^3 ; l'atmosphère terrestre en contient 10^{25} par m^3).

Harwit (1970), a revu les premières tentatives de mesure de la brillance du ciel infrarouge. Il a noté l'importance des mesures de fond pour comprendre les classes d'objets discrets comme les quasars, qui s'étaient révélés très lumineux dans l'infrarouge (Kleinmann et Low, 1970; Low, 1970). Des mesures du fond en infrarouge lointain auraient permis de mettre des limites sur le nombre et la durée de telles périodes lumineuses. La forte luminosité en IR lointain des galaxies de l'Univers local a amené Low et Tucker (1968), à prédire un fond infrarouge qui piquerait à une longueur d'onde plus élevée que $50 \mu\text{m}$, avec une énergie totale représentant 1 à 10% de celle du CMB.

Les premières estimations théoriques du fond infrarouge ignoraient l'effet de la thermalisation partielle de la lumière des étoiles par la poussière. Depuis le milieu des années 1970, plusieurs recherches ont pris cet effet en compte, dans des modèles à divers degrés de sophistication et de complexité (e.g. Kaufman, 1976; Stecker et al., 1977, Negroponte, 1986; Bond et al., 1986; Bond et al., 1991; Hacking et Soifer, 1991; Beichman et Helou, 1991; Franceschini et al., 1991, Franceschini et al., 1994). Les efforts de modélisation listés ici furent tous mis en oeuvre avant que le FDIE ne fut détecté. La connaissance actuelle du FDIE donne de nouvelles contraintes importantes sur les modèles quant à son origine.

Nous allons maintenant nous interroger sur les sources qui forment les fonds optique et infrarouge de l'Univers. Les spectres des galaxies proches et standard (Fig. 1.4, en pointillés et en tirets) indiquent une plus forte émission en optique qu'en infrarouge; l'émission IR représente en moyenne un tiers de l'émission optique (Soifer et Neugebauer, 1991), dans l'univers local. Pourtant, en regardant le contenu global de l'Univers, on remarque que la partie infrarouge est plus importante que l'optique (voir la figure 1.3); le rapport d'émission IR/optique vaut alors 1-2.6 (Gispert et al., 2000). Il existe donc, à des distances plus lointaines, une population différente et plus lumineuse en IR, que celle des galaxies dites locales. On parle souvent en terme de '*redshift*' pour indiquer les distances cosmologiques; le '*redshift*' ou "décalage vers le rouge" est un décalage des fréquences de la lumière avec l'expansion de l'Univers. De manière équivalente, on peut exprimer ce '*redshift*' en un intervalle de temps et donc en fonction de l'âge de l'Univers.

Les poussières réémettent en infrarouge la lumière optique et UV qu'elles reçoivent des étoiles. Ainsi, les sources qui vont pouvoir constituer le fond de rayonnement infrarouge sont des galaxies dont le contenu en poussières est plus concentré. De sorte qu'elles forment quantités d'étoiles (par concentration de la poussière et du gaz); elles sont appelées '*starburst galaxies*' en anglais ou "galaxies à flambée de formation d'étoiles" en français (voir la figure 1.4, en trait plein). Ces galaxies peuvent être en interaction gravitationnelle. L'un des grands axes de recherche actuels est de comprendre l'époque de formation de ces galaxies, leur distribution spatiale et leur évolution.

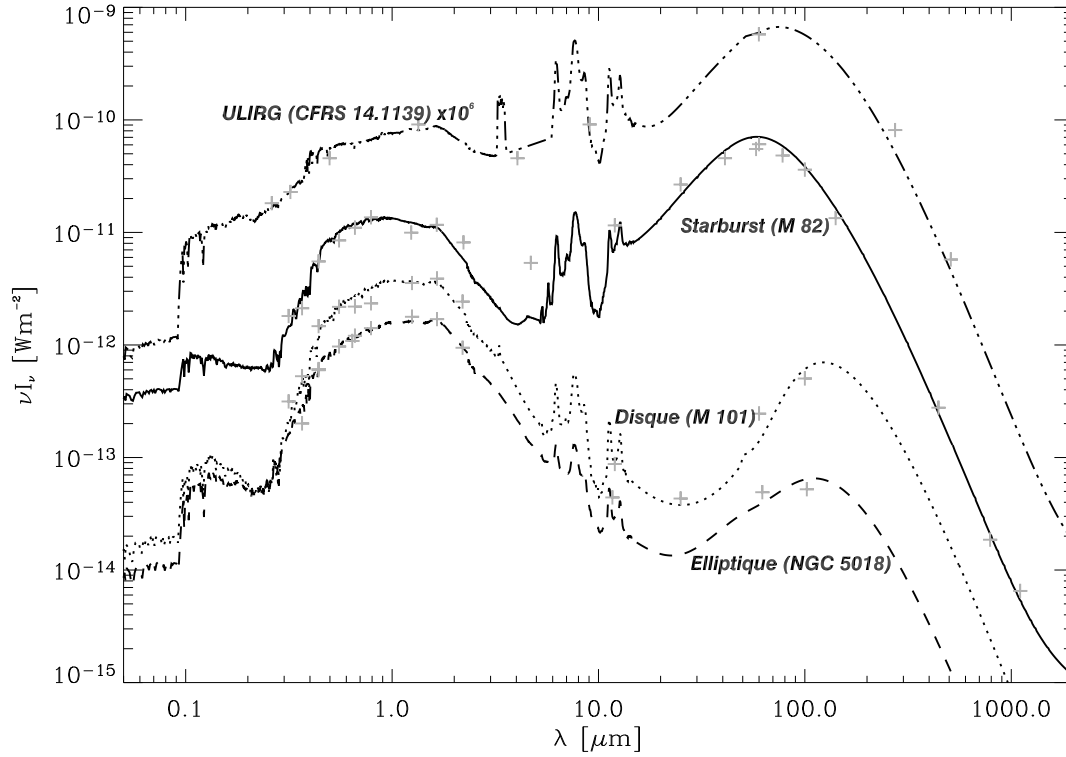


FIG. 1.4: Distributions d'énergie spectrale de différents types de galaxies. Les croix représentent les points de données et les courbes sont des modélisations réalisées par Chanical, 2003. Les objets sont : la galaxie elliptique NGC 5018, le disque de la spirale M 101, la galaxie à flambée de formation d'étoiles M 82, et la galaxie infrarouge ultralumineuse (ULIRG) CFRS 14.1139, dont le flux a été multiplié par 10^6 pour être comparé aux autres et dont le décalage spectral ($z=0.66$) a été corrigé afin de ne comparer que des spectres intrinsèques. Cette figure est extraite de Galliano, 2004.

1.2.2 Les instruments d'observation du fond IR

Je présente dans cette partie les différents instruments qui ont permis d'apporter des contraintes significatives sur la mesure du fond diffus.

1.2.2.1 COBE, 'Cosmic background explorer'

COBE, 'COsmic Background Explorer', fut lancé le 18 novembre 1989 de la base de Vandenberg (Etats-Unis). Il fut mis sur une orbite circulaire à 900 km d'altitude.

COBE / FIRAS :

FIRAS, 'Far InfraRed Absolute Spectrometer', est un interféromètre de Michelson polarisant (Mather et al., 1990; Fixsen et al., 1994). Il est refroidi à la température de 1.5 K par un liquide cryogénique, l'hélium liquide. Il opère sur un domaine de fréquence allant de 1 à 100 cm^{-1} . Sa résolution spatiale est de 7°.

COBE / DIRBE :

La première mission de DIRBE, 'Diffuse InfraRed Background Experiment', était de mesurer ou de mettre de fortes limites sur le FDIE, de l'IR proche à l'IR lointain. DIRBE (Boggess et al., 1992) est un photomètre à dix bandes, couvrant les longueurs d'onde de 1.25 à 240 μm . Le FDIE fut détecté dans les longueurs d'onde les plus grandes de DIRBE, 100, 140 et 240 μm .

1.2.2.2 ISO, 'Infrared space observatory'

Le satellite ISO, 'Infrared Space Observatory', a vu le jour grâce à l'agence spatiale européenne (ESA) et a fonctionné entre novembre 1995 et avril 1998. A son bord se trouvaient des spectromètres pour courtes et grandes longueurs d'onde (SWS, 'short wavelengths spectrometer', et LWS, 'long wavelengths spectrometer', De Graauw et al., 1996; Clegg et al., 1996), une caméra, ISOCAM, et un photomètre, ISOPHOT. Le spectromètre pour courtes longueurs d'onde observe entre 2.4 et 45 μm avec une résolution spectrale de 2000 à 20000. Le spectromètre pour grandes longueurs d'onde observe de 43 à 197 μm avec une résolution spectrale de 200 à 15000.

ISOCAM :

La caméra infrarouge, ISOCAM, possède un détecteur en Si :Ga de 32 x 32 pixels, avec deux canaux, l'un pour les petites longueurs d'onde entre 2.5 et 5.2 μm , et l'autre aux grandes longueurs d'onde entre 5 et 17 μm . CAM donne la possibilité de faire de l'imagerie et de la spectro-imagerie, avec une résolution spectrale de 40. Ces sondages cosmologiques profonds à 15 μm jusqu'à 100 μJy permettent de calculer une limite inférieure au FDIE qui n'est qu'un d'un facteur 2 inférieure à la limite supérieure donnée par l'étude de l'émission TeV des sources gamma (Renault et al., 2001).

ISOPHOT :

PHOT est le photomètre d'ISO (Lemke et al., 1996). Il est composé de quatre sous-ensembles : deux caméras, un polarimètre et un spectromètre. Il peut ainsi effectuer de la spectrométrie basse résolution entre 2.5 et 12 μm , de la polarimétrie multi-bande entre 3 et 120 μm et de l'imagerie entre 50 et 240 μm . La lumière parasite mesurée pendant une éclipse solaire par la Terre s'est révélée être dans le bruit. Le fond absolu mesuré à 170 μm est le même qu'avec COBE.

1.2.2.3 IRTS, 'Infrared telescope in space'

La mission japonaise IRTS (pour 'InfraRed Telescope in Space'), fut lancée en mars 1995. Elle comporte un télescope de 15 cm de diamètre. Le spectromètre infrarouge à son bord (NIRS, 'Near InfraRed Spectrometer') fut conçu pour obtenir un spectre des émissions de fond diffus. Il explore les longueurs d'onde de 1.4 à 4 μm dans 24 bandes indépendantes avec une résolution spectrale de 0.12 μm (Noda et al., 1994; Murakami et al., 1996). Les observations de ce satellite ont couvert 7% du ciel en 30 jours. Le champ de vue fait 8' de côté, ce qui est mieux que COBE et permet de mieux soustraire les étoiles faibles.

Les résultats d'observation du FDIE par IRTS sont présentés par Matsumoto (2000); Matsumoto et al. (2003). Matsumoto retrouve les mêmes résultats que COBE.

1.2.2.4 Le sondage '2MASS'

Le sondage 2MASS ('2-Micron All Sky Survey') est réalisé avec deux télescopes au sol de type cassegrain. L'un, de 1.3 m de diamètre, se trouve au Mont Hopkins en Arizona, dans l'hémisphère Nord; l'autre est au CTIO ('Cerro Tololo Inter-american Observatory'), au Chili dans l'hémisphère Sud. Chacun des télescopes est équipé d'une caméra et peut observer dans les bandes J (1.25 μm), H (1.65 μm) et K_s (2.17 μm). Les pixels font 2" de côté. Le sondage 2MASS a surtout amélioré la mesure des étoiles (Cambrésy et al., 2001). La mesure du fond déduite (somme des étoiles) est cohérente avec la mesure de COBE/DIRBE.

1.2.2.5 'Spitzer'

Spitzer ('Spitzer Space Telescope') est le nom donné à la mission actuelle de la NASA. Ce satellite fut lancé le 25 août 2003 de Cap Canaveral, en Floride. Le télescope fait 0.85 m de diamètre et est accompagné de trois instruments, refroidis de manière cryogénique. Pour les relevés cosmologiques les deux instruments IRAC ('Infrared Array Camera', 3.6 - 8 μm) et MIPS ('Multiband Imaging Photometer for Spitzer', 24, 70, 160 μm) donnent des résultats remarquables. Les premiers résultats sont détaillés dans un numéro spécial d'*Astrophysical Journal* (ApJSS n° 154).

1.2.3 Le FDIE et ses avant-plans

Il existe diverses sources de rayonnement en infrarouge : certaines sont galactiques, d'autres extragalactiques, certaines sont ponctuelles, d'autres diffuses. On peut recenser : les nuages de gaz et de poussière qui se trouvent dans notre propre galaxie, la Voie Lactée ; les rayonnements synchrotron et free-free qui proviennent des électrons libres du gaz galactique et des amas de galaxies, les galaxies résolues et le fond diffus extragalactique composé de sources que la résolution des instruments actuels ne permet pas de séparer (on dit que les sources sont noyées dans le bruit de confusion).

1.2.3.1 La séparation des composantes

Pour extraire le fond diffus extragalactique et ses fluctuations, il faut connaître les composantes d'avant-plan et pouvoir les soustraire. Une méthode très employée consiste à établir un '*Template*', c'est-à-dire une carte de la distribution spatiale de cette composante. Cette carte est établie à une longueur d'onde où l'émission étudiée domine le ciel. Il est possible ensuite d'extrapoler cette carte à la longueur d'onde à laquelle on veut soustraire la composante, en modélisant au préalable son spectre d'émission. Le rapport d'émission entre deux longueurs d'onde est appelé 'couleur'.

Une autre méthode de séparation de composantes consiste à former des combinaisons linéaires des observations à plusieurs fréquences de manière à éliminer une composante de spectre donné. Cette méthode nécessite une bonne connaissance a priori du spectre de la composante d'avant-plan, mais elle ne fait aucune hypothèse sur l'intensité du signal et sa distribution spatiale. Cette méthode de combinaison multi-fréquences peut aussi être associée aux spectres de puissance angulaire et ainsi être généralisée à un espace de fréquences à deux dimensions, spatiales et temporelles.

Ces deux types de techniques ont été appliquées avec succès sur les données de COBE (Kogut et al., 1996). Nous utiliserons dans cette thèse la première méthode.

1.2.3.2 Le défi des mesures du FDIE

Le FDIE possède quelques caractéristiques observables sur lesquelles peut reposer une détection. Le rayonnement est d'origine extragalactique et on s'attend donc à ce qu'il soit isotrope à grande échelle. Il n'a pas de signature spectrale particulière. Le spectre dépendra d'une manière complexe des caractéristiques des galaxies, de leur histoire cosmique, de l'histoire de la formation de la poussière et de sa distribution dans les galaxies. Parce que des sources discrètes contribuent - au moins en partie - au fond IR extragalactique, le fond, s'il n'est pas complètement résolu en sources discrètes, aura des fluctuations superposées au signal isotrope.

Une mesure directe du fond infrarouge est un défi à la fois technique et astrophysique. Technique, parce qu'il faut mesurer une brillance absolue du ciel par rapport à un ni-

veau de zéro bien défini. L'émission du télescope, des composantes instrumentales, ainsi que de l'atmosphère de la Terre doivent être éliminées. La lumière diffusée et diffractée des sources très brillantes locales (Soleil, Terre et Lune) doit également être rejetée. En pratique, cela requiert la conduite des observations avec des instruments refroidis placés au-dessus de l'atmosphère terrestre, et un temps d'observation suffisant pour identifier et éliminer les sources potentielles d'erreurs systématiques.

Le défi astrophysique pour une mesure directe du FDIE est essentiellement de pouvoir discriminer entre le FDIE et les innombrables fortes contributions à la brillance du ciel. Cela inclut les sources discrètes, telles que les étoiles et les autres sources compactes de la galaxie, ainsi que les sources diffuses, telles que la lumière diffusée et émise par la poussière interplanétaire et celle émise et diffusée par la poussière interstellaire. À des longueurs d'onde plus grandes que $400 \mu\text{m}$, le fond diffus cosmologique (FDC) devient comparable au FDIE et doit être séparé de lui. Même aux hautes latitudes galactiques et écliptiques, la plus grande contribution à la brillance du ciel entre 1.25 et $140 \mu\text{m}$ vient de la poussière interplanétaire (voir la figure 1.5). La lumière des étoiles est significative entre 1.25 et $3.5 \mu\text{m}$, et la poussière interstellaire émet fortement à des longueurs d'onde plus grandes que $60 \mu\text{m}$. Il y a deux fenêtres spectrales plus favorables pour trouver un fond extragalactique faible : (1) le proche infrarouge, autour de $3.5 \mu\text{m}$, qui est le minimum entre les lumières diffusée et émise par la poussière interplanétaire, et (2) la fenêtre submillimétrique entre $\sim 100 \mu\text{m}$ (le pic de l'émission de la poussière interstellaire) et le FDC.

Après avoir identifié et soustrait les différentes composantes d'avant-plan, le candidat potentiel pour une détection du FDIE devra présenter un signal résiduel positif, en excès suffisant par rapport aux incertitudes aléatoires et systématiques associées aux mesures et à la séparation des avant-plans. Ce signal résiduel doit être isotrope et ne doit pas pouvoir être associé à une quelconque contribution quasi isotrope du système solaire ou de la galaxie. Les trois impératifs pour une détection du FDIE sont donc : un signal positif significatif, isotrope et d'origine extragalactique plausible au vu des autres contraintes (par ex. la propagation des rayons gamma de haute énergie).

1.2.3.3 Les composantes d'avant-plan

Quelques détails sur les émissions d'avant-plan sont donnés par Giard et Lagache (2003). La partie aux hautes fréquences du spectre, $\nu > 90 \text{ GHz}$, est dominée par l'émission thermique des grains de poussières qui ont des températures entre 10 et 100 K . Les basses fréquences sont dominées par le rayonnement thermique du gaz chaud ionisé (rayonnement de freinage) et le rayonnement synchrotron des électrons énergétiques piégées par le champ magnétique galactique. L'émission des poussières augmente avec la fréquence alors

que les deux autres émissions diminuent.

Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung ou free-free) :

C'est l'une des principales émissions thermiques du plasma astrophysique. Il résulte des interactions coulombiennes entre les électrons libres et les ions. Sa distribution d'énergie s'étend de manière continue du proche infrarouge au domaine radio du spectre électromagnétique. Une cartographie de l'émission free-free peut être obtenue à partir des sondages du ciel de la raie d'émission de l'hydrogène, H_α . Elle montre des points brillants concentrés dans le plan galactique, correspondant au gaz dense ionisé autour des étoiles nouvellement formées (régions HII), et une émission diffuse des surfaces ionisées des nuages neutres remplissant une grande partie de la Voie Lactée.

L'émission synchrotron :

Les étoiles très massives (> 8 masses solaires) meurent dans des explosions de supernovae qui sont capables d'accélérer des électrons et des ions à des vitesses relativistes. Ceux-ci sont pris au piège dans le champ magnétique galactique. L'émission synchrotron est dominée par l'émission des électrons tournant en spirale autour des lignes de champ magnétique galactique. L'émission synchrotron vient également des électrons cosmiques répandus à travers la galaxie. L'accélération de ces rayons cosmiques prend surtout place dans les restes de supernovae de type Ib et II, bien que d'autres événements violents puissent jouer un rôle.

L'émission zodiacale :

L'émission zodiacale provient de la lumière du soleil réémise par un nombre inimaginable de poussières microscopiques. Leur densité moyenne au voisinage de la Terre est d'environ 10 particules par km^3 et la masse totale de poussière à l'intérieur de l'orbite terrestre est comprise entre 10^{19} et 10^{20} g. Ces poussières sont constituées principalement de silicate et de matière organique. Elles sont les débris de comètes et d'astéroïdes. Ces grains de poussière sont à une température d'équilibre inférieure à 300 K et leur émission en infrarouge pique autour de $25 \mu\text{m}$.

La poussière interstellaire :

Les rayonnements synchrotron et free-free sont très faibles dans le domaine IR par rapport à l'émission thermique des poussières, tant dans notre galaxie que dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles. Sur la figure 1.5, ont été représentées, en *bleu*, l'émission zodiacale, en *noir* l'émission des cirrus pour une densité de colonne de 10^{20} atomes d'hydrogène par cm^2 et en *rouge* l'estimation du spectre du fond diffus infrarouge. Le fond zodiacal sera, par la suite, soigneusement soustrait en IR lointain. Clairement, le signal d'avant-plan qui domine en infrarouge reste celui de la poussière dans notre galaxie. Une partie de mon travail de thèse s'est donc concentrée sur une meilleure compréhension de cette composante interstellaire, afin d'en déterminer soigneusement ses caractéristiques

et en particulier son comportement aux différentes longueurs d'onde en fonction de sa brillance. Je me suis intéressée plus particulièrement à cette composante interstellaire provenant des milieux les plus diffus, connus sous le nom de cirrus (nuages interstellaires diffus appelés ainsi par analogie avec les nuages observés dans la haute atmosphère terrestre), une émission découverte par le satellite IRAS en 1984.

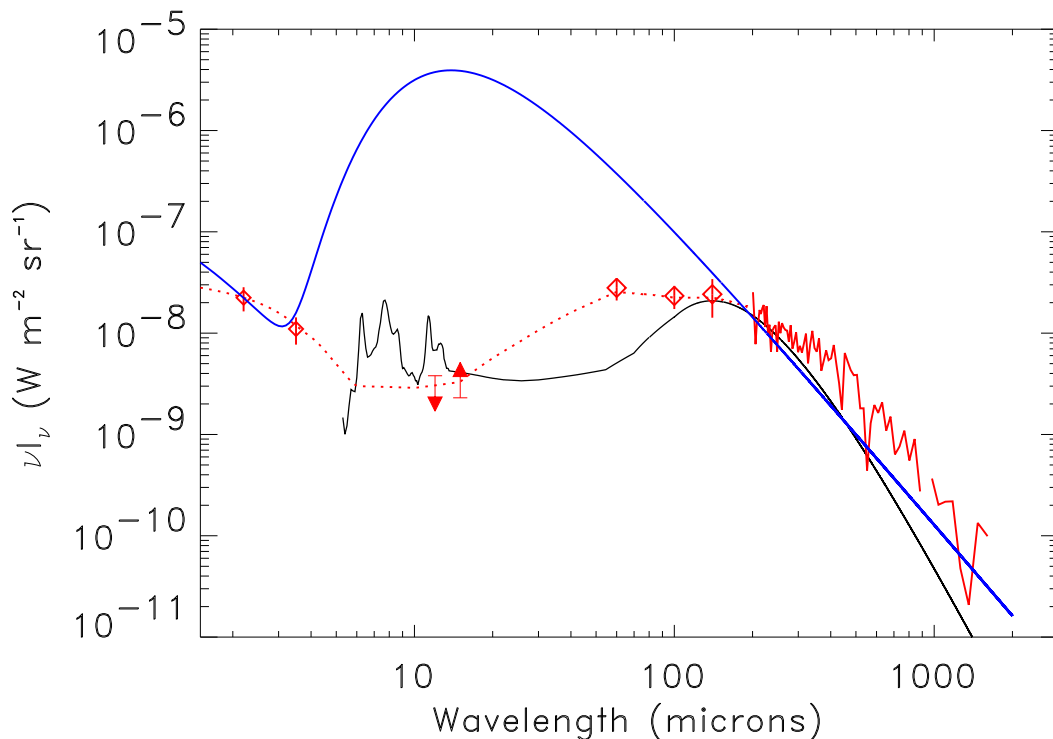


FIG. 1.5: Spectres d'émission de la lumière zodiacale (courbe bleue), des cirrus, pour une densité de colonne de 10^{20}cm^{-2} (courbe noire) et du fond diffus infrarouge (courbe rouge).

1.2.4 L'importance de l'étude du FDIE

L'étude du fond nous informe sur la quantité d'énergie qui a été rayonnée sur toute l'histoire de l'Univers. L'étude de l'intensité et des fluctuations du fond donne des contraintes sur la fonction de luminosité, le nombre de sources, les propriétés de corrélation des sources. Ainsi, le niveau inattendu du FDIE a immédiatement révélé qu'une grande partie de la formation d'étoiles était observable dans le domaine IR et probablement invisible dans le domaine optique. Récemment, de nombreux relevés à 15, 24, 170, 850 et 1200 μm

ont plus ou moins résolu le FDI en sources discrètes : 80% à $15 \mu\text{m}$, 70% à $24 \mu\text{m}$, <10% à $170 \mu\text{m}$, 30% à $850 \mu\text{m}$ et 10% à 1.2 mm . Les 2 grands résultats de ces relevés sont (1) l'énergie émise en IR provient de la formation d'étoiles (avec des taux de formation d'étoiles environ 100 fois supérieurs à la voie lactée) et (2) les comptages en nombre montrent une très forte évolution. Cette évolution est probablement liée à l'histoire de fusion/interaction des galaxies ; la population de galaxies IR responsable en grande partie du FDIE montre en effet des structures complexes et des particularités morphologiques, signes d'interactions passées ou présentes (voir par exemple Flores et al. 1999, Cohen et al. 2000, Patris et al. 2003, Conselice, Chapman and Windhorst 2003).

Pour des longueurs d'onde $\lambda > 10 \mu\text{m}$, le fond diffus IR extragalactique est formé par l'émission intégrée des galaxies. A plus courte longueur d'onde, il existe aussi d'autres composantes pouvant former un fond diffus IR isotrope. Les populations d'étoiles de type III ou une formation d'étoiles dans les galaxies primitives résulterait en un fond isotrope à peu près uniforme en infrarouge proche. L'émission photosphérique de ces étoiles serait décalée vers le rouge dans l'infrarouge. L'abondance actuelle des éléments lourds limite la quantité de formation d'étoiles tôt, telle que la population d'étoiles de type III qui ne contribue que très peu au contenu en masse de l'univers ; cependant, la quantité de formation d'étoiles requise pour expliquer le fond extragalactique en IR proche n'est pas en contradiction avec les contraintes de métallicité (Cambrésy et al., 2001).

Actuellement, la taille des télescopes cryogéniques est limitée : 60 cm pour ISO et IRAS, 85 cm pour Spitzer, ce qui donne une résolution d'environ une minute d'arc à $180 \mu\text{m}$. Les relevés profonds cosmologiques sont donc limités par la confusion des sources. Herschel dispose d'un télescope de 3.5 m de diamètre. L'instrument PACS résoudra une grande fraction du FDIE, mais l'instrument SPIRE (250, 350, $550 \mu\text{m}$) sera très fortement limité par la confusion. Il faudra attendre la fin de la construction de l'interféromètre ALMA pour résoudre une fraction significative du fond dans le domaine sub-millimétrique.

1.3 Le fond diffus cosmologique

La cosmologie est un domaine en plein développement, tant sur les plans théorique qu'observationnel depuis une vingtaine d'années. Pour les mesures du fond cosmologique, il y a notamment le satellite Planck qui sera lancé vers 2007, suivant de nombreuses autres expériences (MAXIMA, BOOMERANG, WMAP, ARCHEOPS). **Le fond diffus cosmologique** (FDC) est, et sera par la suite encore plus, un outil de travail de base en cosmologie : ses fluctuations de température sont la trace des premiers instants de l'Univers, mais elles sont aussi les témoins des *'rencontres de voyage'* de ces photons primaires, avant qu'ils ne nous parviennent. Ces effets secondaires sont, du point de vue de l'étude de l'Univers primordial, une pollution. Par contre, du point de vue de leur étude propre et de celles de leurs sources d'émission (amas de galaxies, régions ionisées de l'univers), ils sont pollués par les fluctuations primaires du rayonnement. Dans les deux cas, il est nécessaire de les connaître et de pouvoir les détecter afin de séparer les deux types d'informations.

Un des principaux effets secondaires mis en jeu est l'**effet Sunyaev-Zel'dovich** (SZ), effet de la diffusion Compton inverse des photons primaires sur le gaz chaud et ionisé des amas de galaxies. Cet effet possède deux composantes : l'une, dite thermique, a une signature spectrale spécifique, différente du spectre d'un écart de température du fond, qui permet de la séparer des autres composantes ; l'autre composante, dite cinétique, a une signature spectrale identique à celle des fluctuations primaires et reste non séparable spectralement des anisotropies primaires du FDC. Elle peut l'être en s'appuyant sur les différences de propriétés spatiales. Mon objectif sera alors de trouver une méthode qui ne se base pas sur le spectre, pour tenter de séparer ces deux composantes.

1.3.1 De sa découverte...

Dans le cadre des modèles de "big bang", le scénario standard pour décrire la formation et l'évolution des structures cosmiques observées (galaxies, amas de galaxies, ...) est fondé sur deux hypothèses fondamentales : (1) la présence de perturbations de densité primordiales à toutes les échelles qui représentent des "graines" de structures, et (2) leur évolution et amplification sous l'effet de la gravité.

Le fond diffus cosmologique (FDC) est une émission isotrope à 2.73 K qu'a prédite Alpher et al. (1948) puis Gamow et qui a été découverte en 1965 par Penzias et Wilson (Penzias et Wilson, 1965). Arno Penzias et Robert Wilson, ingénieurs de la compagnie de téléphone américaine Bell, étudient avec soin tous les bruits parasites de leur antenne. Dans le même temps que la parution de leur article "*A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s*", l'équipe de Bob Dicke et Jim Peebles, non loin à Princeton, publie un article sur le fond à 3 K, intitulé "*Cosmic blackbody radiation*". Ce rayonnement est attendu dans les modèles de Big-Bang d'un Univers chaud, dominé initialement par le rayonnement. Ainsi l'observation de cette prédiction renforcera la théorie du Big-Bang.

Le FDC représente une photographie de la distribution des photons au moment où l'Univers est devenu transparent grâce à son refroidissement, entraînant la recombinaison et la neutralisation de la matière ionisée, à l'époque de $z = 1100$. L'hypothèse la plus simple de fluctuations adiabatiques dans l'univers primordial se traduit par la génération de fluctuations de température, dites primaires, proportionnelles aux fluctuations de densité de matière. De plus, les mouvements de la matière baryonique induisent par effet Compton d'autres anisotropies du FDC. Le FDC est un outil observationnel très important pour la cosmologie car la mesure de ses fluctuations de température est théoriquement une manière directe d'observer les fluctuations de densité qui ont donné naissance aux structures cosmiques que sont les galaxies. Ces fluctuations sont aussi appelées les fluctuations intrinsèques. Elles représentent les perturbations dans la distribution de l'énergie et proviennent de fluctuations quantiques de l'énergie du vide. Dans le cadre des modèles d'inflation leur distribution suit une loi gaussienne. Mais les fluctuations intrinsèques peuvent aussi être dues à la présence de défauts topologiques (cordes cosmiques, textures, ...). Dans ce cas, leur distribution est non gaussienne.

Après la recombinaison, les photons du FDC se déplacent dans l'Univers globalement neutre. Cependant, lorsqu'ils traversent des régions ionisées et chaudes telles que les amas de galaxies ou des structures en formation, ils interagissent avec la matière. Ces interactions produisent des fluctuations de température, dites secondaires, qui viennent se superposer aux fluctuations primaires et qui de ce fait compliquent l'interprétation des observations du fond cosmologique. Parmi les sources de fluctuations secondaires, la plus importante est celle qu'on appelle l'effet Sunyaev-Zel'dovich.

1.3.2 ...à ses avant-plans...

Dans le domaine millimétrique, les fluctuations de température sont dites primaires ou secondaires, selon qu'elles sont générées avant ou après la recombinaison qui a donné lieu au découplage entre matière et rayonnement (Aghanim, 1997). En avant-plan des fluctuations intrinsèques, on observe donc plusieurs effets décrits ci-après :

1.3.2.1 anisotropies primaires

Les fluctuations intrinsèques :

Ce sont les premières fluctuations générées, à l'origine des futures structures (galaxies, amas,...). Dans le cadre des modèles inflationnaires, les fluctuations, nées de fluctuations quantiques de l'énergie du vide, sont adiabatiques et chaque fluctuation de température est en phase avec une fluctuation de densité ($\delta T/T = \frac{1}{3}\delta\rho/\rho$). Leur statistique est gaussienne. Les fluctuations intrinsèques peuvent également être de type "isocourbure", générées par des défauts topologiques, de statistique non gaussienne. Dans ce cas, les fluctuations de température et de densité se compensent afin de garder une courbure de l'Univers

constante.

L'effet Sachs-Wolfe :

La matière et le rayonnement, avant le découplage, sont étroitement liés et forment, au niveau des surdensités, des puits de potentiel $\delta\phi$. Lorsque la lumière devient libre de se propager, après le découplage, elle doit s'échapper du puits gravitationnel et pour cela perdre de l'énergie. Des fluctuations de température sont produites $\delta T/T \simeq \delta\phi/c^2$ (pour un Univers à courbure nulle). Ces fluctuations dominent aux grandes échelles ($\delta T/T \propto L^2$, où L est l'échelle de la fluctuation).

L'effet Doppler :

Les puits de potentiel créés par les surdensités de matière mettent la matière en mouvement et créent des fluctuations de température d'amplitude proportionnelle à la vitesse du mouvement par interaction Compton. Ces fluctuations sont de signes opposés et s'annulent au premier ordre ; mais pour des perturbations de taille supérieure à l'épaisseur de la surface de dernière diffusion, les photons qui voient le deuxième bord du puits sont déjà découplés de la matière, et seul subsiste l'effet Doppler induit par le premier bord du puits (Pebbles, 1993; Lachièze-Rey et Gunzig, 1995).

1.3.2.2 anisotropies secondaires

Ces anisotropies peuvent être de nature gravitationnelle (e.g. Rees-Sciama) ou résulter des conséquences de la réionisation. La réionisation a eu lieu entre la recombinaison ($z=1100$) et les quasars lointains ($z=5$) dont l'observation révèle un univers ionisé. Le test de Gunn-Peterson (Gunn et Peterson, 1965) met en effet en évidence une absence d'absorption Lyman-alpha et donc d'hydrogène neutre sur ces quasars.

L'effet Rees-Sciama :

Cet effet est dû à la variation temporelle du potentiel gravitationnel dû aux surdensités lors de l'évolution de ces surdensités pour former les structures, pendant le temps de traversée des photons, notamment pendant la phase d'évolution non-linéaire (Rees et Sciama, 1968). Cet effet génère des fluctuations de température de l'ordre de $\delta T/T \simeq 10^{-7}$. L'effet Rees-Sciama apporte une contribution maximale pour des échelles entre 10 et 40 minutes d'arc.

L'effet Sachs-Wolfe intégré :

Il s'agit de l'effet Sachs-Wolfe intégré sur la ligne de visée. Il prend ainsi en compte les variations temporelles du potentiel, notamment pendant sa phase d'évolution linéaire (Hu et Sugiyama, 1995a; Hu et Sugiyama, 1995b).

Les effets non linéaires du second ordre :

Des travaux montrent que les perturbations de la métrique (ou du potentiel gravitation-

nel) au second ordre induisent des fluctuations de température de l'ordre de $\delta T/T \simeq 10^{-6}$ à l'échelle du degré (Sanz et al., 1996).

L'effet de lentille gravitationnelle :

L'effet de lentille gravitationnelle occasionne une variation de la trajectoire du photon dans la direction transverse à la ligne de visée. L'image de la surface de dernière diffusion est ainsi distordue. Cet effet redistribue la puissance entre les différentes échelles angulaires. L'effet est important aux petites échelles où il peut effacer des fluctuations. Quand la lentille est en déplacement elle induit aussi un effet propre de fluctuations de température.

L'effet Vishniac :

Les fluctuations de densité et la vitesse ne sont pas indépendantes sur une ligne de visée. Ainsi, elles produisent une perturbation du second ordre en $v(\delta\rho/\rho)$, qu'on appelle effet Vishniac (Vishniac, 1987). Cet effet s'étend sur des échelles de quelques secondes à la minute d'arc, à l'époque où la réionisation est totale.

L'effet Sunyaev-Zel'dovich :

Cet effet, qui est le plus important, est détaillé dans la section 5. Il résulte de la rencontre des photons primaires du FDC avec les électrons libres des gaz des amas de galaxies, sur lesquels ils diffusent. Si les amas de galaxies sont en mouvement, un effet doppler se rajoute.

L'effet de la réionisation inhomogène :

Une autre source d'anisotropies secondaires importante est la réionisation inhomogène. Aghanim et al. (1996) ont développé un modèle dans lequel la réionisation de l'Univers est due à la photoionisation par un seul type de source de rayonnement, les quasars à $z < 10$. La présence de ces sources ionisantes, dans un milieu initialement neutre, génère des bulles de gaz ionisés dont les caractéristiques (taille, épaisseur optique) sont très comparables à celle du gaz intra-amas des amas de galaxies. Cette réionisation inhomogène se traduit par une augmentation de la puissance qui varie en fonction de l'échelle considérée. Elle est de quelques pour mille pour le multipole $l=200$, d'environ 9% pour $l=500$ et atteint plus de 50% pour $l=2000$.

Les effets des molécules primordiales :

Les molécules primordiales (HeH, HD, LiH ...) peuvent affecter le fond diffus cosmologique par leur présence sous forme de nuages moléculaires. Des anisotropies à l'échelle de quelques secondes à la minute d'arc sont générées par la diffusion Thomson des photons du FDC sur les nuages en mouvement. Ces effets sont reliés à l'abondance des molécules primordiales, en particulier du LiH. Les incertitudes sur les abondances et les sensibilités des expériences d'observation du fond amènent Maoli et al. (1994) à penser que ces effets sont trop faibles et interviennent à des échelles angulaires trop petites pour être détectés.

D'autre part, des contaminations plus 'locales' ont lieu :

L'émission synchrotron de notre galaxie et des galaxies extérieures. C'est le rayonnement émis entre 400 MHz et 100 GHz, par des électrons à des vitesses relativistes, accélérés par un champ magnétique. La fréquence d'émission est fonction de l'intensité du champ magnétique. Puisque le champ magnétique du milieu interstellaire est en général faible (quelques micro-gauss), l'émission synchrotron diffuse galactique est observée dans la bande radio. L'intensité de cette émission est proportionnelle à la densité d'électrons relativistes.

Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung ou free-free) : C'est le rayonnement thermique des électrons d'un gaz chaud freinés par les ions de ce gaz ; la température du gaz peut monter jusqu'à 10^8 K. Il n'existe pas de carte (on parle de '*Template*') de cette émission, car il n'y a pas de longueur d'onde à laquelle elle domine le ciel ; cependant, des cartes à grande échelle et haute résolution de l'émission H-alpha, qui tracent les recombinaisons d'atomes, sont un outil de base pour la soustraction de cet avant-plan.

L'émission des poussières : L'émission des poussières du milieu interstellaire intervient également dans le domaine millimétrique. Les poussières froides de notre Galaxie et des autres galaxies rayonnent thermiquement à des températures ≥ 8 K. Par ailleurs, des grains ultra petits de poussière en rotation très rapide pourraient également émettre un rayonnement radio (Draine et Lazarian, 1998).

La lumière zodiacale : Cette émission thermique des poussières du système solaire possède une distribution spatiale caractéristique qui permet sa soustraction ; ses fluctuations à petite échelle sont d'amplitude très faible.

En conclusion de ces différentes contaminations d'avant-plan, on peut estimer que les anisotropies primaires du FDC dominant dans le domaine spectral de ~ 30 à ~ 150 GHz.

1.3.3 ...en passant par les instruments dédiés à son observation

Certains instruments d'une grande couverture spectrale ont déjà été décrits dans la section précédente, comme deux de COBE. Nous devons ici mentionner, durant les dernières années, les expériences suivantes dédiées à la mesure des anisotropies du FDC :

1.3.3.1 COBE / DMR

L'instrument DMR ('Differential Microwave Radiometer') de COBE a mesuré les anisotropies du FDC. Il est composé de six radiomètres différentiels micro-onde qui mesurent

la différence de température d'antenne entre des régions du ciel séparées de 60° et 30° selon les deux axes du satellite. Les champs de vue font 7° de côté. Ces détecteurs sont sensibles aux fréquences de 31.5, 53 et 90 GHz (soit des longueurs d'onde de 9.5, 5.7 et 3.3 mm). Il a permis de mettre en évidence les fluctuations du FDC à 10^{-5} K.

1.3.3.2 BOOMERANG

BOOMERANG, 'Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics', est un ballon qui a volé autour de l'Antarctique du 29 Décembre 1998 au 9 Janvier 1999. Il transportait un télescope de 1.2 m de diamètre, à 37 km d'altitude. Ses détecteurs, des bolomètres refroidis à 0.28 K, étaient sensibles dans quatre bandes de fréquences centrées autour de 90, 150, 240 et 400 GHz, avec une résolution (FWHM) de 0.30, 0.17, 0.23 et 0.22 degré respectivement. La couverture totale du ciel de ce vol est de 1800 degrés carrés, soit 3% du ciel. La couverture en multipole, l , va de 30 à 600.

BOOMERANG a montré pour la première fois (de façon quasi simultanée avec MAXIMA) la présence du premier pic acoustique dans le spectre de puissance du FDC, prédiction essentielle de tous les modèles où les fluctuations de densité donnent naissance aux structures primordiales et adiabatiques. BOOMERANG a de plus montré :

- que le spectre de puissance angulaire du FDC est cohérent avec une cosmologie de Big-Bang chaud adiabatique et inflationnaire.
- que la géométrie de l'Univers est très proche d'être euclidienne.
- que le contenu en baryons de l'Univers est très faible.
- en combinaison avec les mesures des structures à grande échelle, que la densité d'énergie de l'Univers est dominée par un terme d'énergie 'noire', en accord avec les mesures de supernovae de type 1a.

1.3.3.3 MAXIMA

L'expérience MAXIMA ('Millimetric Anisotropies eXperiment IMaging Array') fut portée par un ballon et a volé en 1998 et 1999. Elle fut conçue pour mesurer les anisotropies du fond diffus cosmologique dans un grand domaine d'échelles angulaires (multipole : $80 < l < 800$). L'expérience est composée d'un télescope grégorien de 1.3 m de diamètre, décentré, et de 16 bolomètres refroidis à 100 mK. Les bandes de fréquences sont centrées autour de 150, 240, et 410 GHz. Le lobe a une largeur à mi-hauteur de 10 minutes d'arc, bien ajusté pour détecter les pics acoustiques du spectre de puissance angulaire du FDC. Le vol d'Août 1998, qui a duré 7 heures, a permis de couvrir 0.3% du ciel, soit 122 degrés carrés, près de la constellation du Dragon. Les résultats de cette expérience ont mis en évidence un univers plat, en inflation, avec une constante cosmologique et dont 95% de la masse est non baryonique. MAXIMA confirme les résultats de BOOMERANG, en les étendant à de plus petites échelles angulaires. Le second vol a eu lieu en juin 1999 et le troisième, fin 1999, visait la mesure de la polarisation du fond cosmologique.

1.3.3.4 DASI

DASI, 'Degree Angular Scale Interferometer', est un interféromètre de 13 éléments basé en Antarctique, dans la station d'Amundsen-Scott, depuis 1999-2000. Il a été conçu pour mesurer la température et la polarisation des anisotropies du FDC. Les antennes ont un diamètre de 20 cm. L'interféromètre est sensible entre 26 et 36 GHz, aux échelles angulaires comprises entre 25' et 2.6° (multipole entre 140 et 920). Sa sensibilité est de 10 μ K rms à 20' de résolution sur un champ de vue de 3.4° de côté en 24 heures. DASI a réalisé la première mesure des anisotropies polarisées.

1.3.3.5 WMAP

WMAP, ou 'Wilkinson Microwave Anisotropies Probe' est une expérience nommée d'après le docteur David Wilkinson, pionnier dans l'étude du fond diffus cosmologique. Ce satellite fut lancé en juin 2001 et placé en orbite autour du point de Lagrange L2 (à l'opposé du Soleil par rapport à la Terre, à 1.5 millions de kilomètres de celle-ci). L'objectif était de mesurer le FDC avec une bonne résolution, d'au moins 0.3°, et une bonne sensibilité (35 μ K par pixel de 0.3° de côté ; on peut atteindre 20 μ K en combinant les trois canaux de plus haute fréquence). Les artefacts systématiques étaient limités à 5 μ K par pixel. Les bandes de fréquences utilisées sont au nombre de cinq, de 22 à 90 GHz : 22, 30, 40, 60, 90 GHz (correspondant à 13.6, 10.0, 7.5, 5.0, 3.3 mm respectivement). Pour chacune de ces bandes respectives, la largeur à mi-hauteur du lobe gaussien est de : 0.93, 0.68, 0.53, 0.35, <0.23 degrés. Le champ de vue de l'instrument est de 3.5 x 3.5 degrés carrés. WMAP observe 30% du ciel tous les jours et le ciel entier tous les six mois. Il est encore en opération. Les mesures faites par WMAP confirment les deux premiers pics acoustiques et mesurent finement les bas l (multipoles). WMAP a mesuré la polarisation du FDC et il a été observé une inter-corrélation entre la polarisation et l'intensité de la température. Les résultats préliminaires indiquent que la réionisation aurait eu lieu plus tôt que ce que l'on pensait.

1.3.3.6 ARCHEOPS

Le ballon Archeops a mesuré les photons provenant de la surface de dernière diffusion. Il a pour cela volé à 34 km d'altitude du nord de la Suède jusqu'en Russie pendant 19h. Ses vols ont eu lieu en décembre 2001, puis le 17 janvier et le 7 février 2002. L'expérience Archeops fut conçue comme un prototype de l'instrument à haute fréquence qui sera installé à bord du futur satellite Planck. A ce titre, il a qualifié avec succès les instruments testés. Planck devrait obtenir une précision 100 fois meilleure. Archeops possède une bonne sensibilité aux grandes échelles angulaires. Le télescope, suspendu à un ballon stratosphérique, possède un miroir de 1.5 m de diamètre et est pointé vers le haut à 49° de la verticale. La portion du ciel couverte est de 30%. La principale contrainte rencontrée était l'obligation de voler par une longue nuit sans lune afin d'éviter le rayonnement du Soleil et de la Lune.

Les bolomètres sont les détecteurs les plus sensibles dans le domaine de 400 microns à 2 mm : on mesure l'élévation de température d'un cristal refroidi à un dixième de degré au-dessus du zéro absolu (0.1 Kelvin). Les mesures couvrent les multipôles entre $l=10$ et $l=300$. Dans l'estimation du spectre de puissance, ARCHEOPS fait le pont entre les mesures de COBE à bas l et celles de BOOMERANG à haut l .

1.3.3.7 'Planck'

Planck était connu sous le nom de COBRAS/SAMBA ('COsmic Background Radiation Anisotropy Satellite for Measurement of Background Anisotropies') lors de sa sélection par l'ESA ('European Space Agency') et fut renommé en l'honneur du scientifique allemand Max Planck. Cette mission de l'ESA est prévue pour un lancement en février 2007, accompagné d'un deuxième satellite, Hershel. Planck possède un télescope de 1.5 m de diamètre et deux instruments, l'un pour les hautes fréquences (HFI, 'High Frequency Instrument') et l'autre pour les basses fréquences (LFI, 'Low Frequency Instrument'). L'instrument LFI a 22 récepteurs radio sensibles dans quatre bandes de fréquences entre 30 et 100 GHz. Ils travailleront à 20 K. Ils sont basés sur des appareils appelés 'HEMT' ('High Electron Mobility Transistors'), qui fonctionnent comme des transistors radios. L'instrument HFI est un ensemble de bolomètres qui transforment le rayonnement en chaleur. La quantité de chaleur est ensuite mesurée par un petit thermomètre électrique. Ces bolomètres seront utilisés dans six bandes de fréquences, de 100 à 850 GHz. Ils opèrent à 0.1 K. L'orbite de Planck se trouve autour du point de Lagrange L2, ce qui lui permet d'être loin du rayonnement thermique de la Terre, de la Lune et du Soleil, et des interférences que cela causerait. Pour la mesure des anisotropies de température du FDC, Planck sera limité par les composantes d'avant-plan.

1.3.4 L'effet Sunyaev-Zel'dovich

L'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) (Sunyaev et Zel'dovich, 1980) est le nom donné à la diffusion Compton inverse des photons du FDC sur les électrons libres d'un gaz ionisé et chaud, et notamment du gaz chaud intra-amas ($T_e \simeq 10^7$ K).

La diffusion Compton inverse conserve le nombre total de photons et augmente globalement l'énergie des photons du FDC. Le spectre du rayonnement cosmologique est donc déplacé vers les plus hautes fréquences⁹. L'amplitude de l'effet SZ dépend de l'énergie des électrons et donc de leur vitesse. Celle-ci peut être décomposée en une **vitesse d'agitation thermique**, liée à la température du gaz intra-amas, T_e , et une **vitesse propre** due au mouvement d'ensemble de l'amas de galaxies, v . Cette distinction est à l'origine des deux composantes, thermique et cinétique, de l'effet SZ.

⁹Deux articles de revue détaillent l'effet SZ : Raphaeli 1995, et Birkinshaw 1999 ainsi que les références qui y sont citées.

1.3.4.1 L'effet SZ thermique

L'amplitude de l'effet SZ thermique est caractérisée par le paramètre de comptonisation, y , qui dépend de la température, T_e , de la densité électronique de l'amas, n_e , et de sa taille (puisqu'on intègre le long de la ligne de visée dans la direction de l'amas) :

$$y = \frac{k\sigma_T}{m_e c^2} \int T_e(l) n_e(l) dl,$$

où k est la constante de Boltzmann, σ_T est la section efficace de Thomson, m_e est la masse de l'électron, c est la vitesse de la lumière et l est la distance le long de la ligne de visée. Quand le gaz intra-amas est isotherme, ($T_e(l) = cte$), y s'exprime en fonction de l'épaisseur optique, τ :

$$\tau = \sigma_T \int n_e(l) dl \quad \text{et}$$

$$y = \tau \frac{kT_e}{m_e c^2}.$$

La variation relative d'intensité induite par l'effet SZ thermique, à une fréquence donnée ν , s'écrit :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = y g(x),$$

où x est la fréquence sans dimension : $x = h\nu/kT_{FDC}$, T_{FDC} est la température du rayonnement cosmologique, $T_{FDC} = 2.728$ K, et h est la constante de Planck. I_ν est l'intensité du rayonnement du fond diffus cosmologique (émission d'un corps noir) et $g(x)$ est le facteur de forme spectrale, donné par :

$$g(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[x \left(\frac{e^x + 1}{e^x - 1} \right) - 4 \right].$$

Cette dépendance spectrale (très caractéristique) de l'effet SZ thermique est représentée en figure 1.6. Elle possède un minimum à $x=2.26$ ($\nu=125$ GHz), passe par un zéro à $x=3.83$ ($\nu=218$ GHz) et atteint son maximum à $x=6.51$ ($\nu=369$ GHz).

1.3.4.2 L'effet SZ cinétique

Quand l'amas possède une vitesse propre radiale, une autre variation relative d'intensité du FDC, due à l'effet Doppler au premier ordre, est ajoutée. Elle est proportionnelle à la vitesse radiale v_r et est donnée par :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = -\frac{v_r}{c} \tau h(x),$$

$$\left(\frac{\Delta T}{T} \right)_{SZ_{cin}} = -\frac{v_r}{c} \tau.$$

$h(x)$ est le facteur de forme spectrale pour l'effet SZ cinétique (voir Fig. 1.6), donné par :

$$h(x) = \frac{xe^x}{e^x - 1}.$$

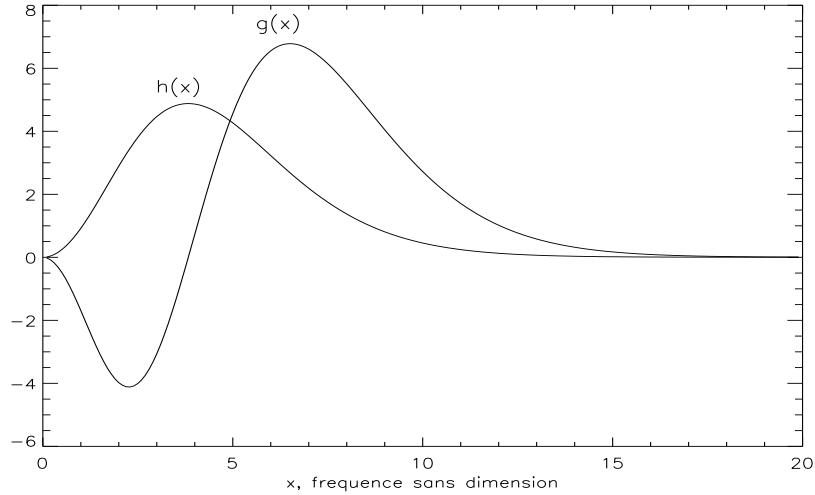


FIG. 1.6: *Dépendances spectrales de la variation d'intensité dues aux effets Sunyaev-Zel'dovich thermique ($g(x)$) et cinétique ($h(x)$), en fonction de la fréquence adimensionnelle $x = h\nu/kT_{FDC}$.*

Par convention, la fluctuation de température a un signe positif si l'amas se déplace vers nous (vitesse négative).

1.3.4.3 Observations

Lorsque l'on parle d'observation de l'effet SZ, on fait implicitement référence à l'effet SZ thermique, puisque c'est cette composante que l'on peut facilement différencier du reste des composantes du FDC, grâce à sa signature spectrale particulière. Depuis sa découverte, il y a environ 30 ans, l'effet SZ thermique a été observé en direction d'une vingtaine d'amas de galaxies. La détection de l'effet SZ peut se faire grâce à différentes techniques :

1) **Les radio-télescopes à antenne unique.** C'est la méthode de détection la plus ancienne. Elle permet d'obtenir l'intensité du ciel à travers l'amas. Elle utilise la technique de l'alternance des faisceaux, entre la direction de l'amas et un champ de référence vide. De nombreuses sources d'incertitudes existent, principalement dues à la confusion avec les sources d'émission radio dans une direction proche de l'amas, à l'incertitude sur la mesure du fond dans le champ de référence, et aux fluctuations de l'émission atmosphérique

terrestre.

2) **L'interférométrie.** Cette méthode ne nécessite pas de mesure du fond constant ; elle est donc moins sensible aux incertitudes du fond cosmologique ou aux variations de l'émission atmosphérique. De plus, elle permet une cartographie de l'effet SZ, rendant possible l'étude de la géométrie des amas et facilitant la détection des sources ponctuelles et leur soustraction. Des résultats récents très intéressants sont obtenus par exemple par l'équipe de J. Carlstrom (2001).

3) **Les bolomètres.** Ils constituent des instruments très prometteurs pour la détection de l'effet SZ. La sensibilité est très bonne et il est possible de faire des mesures multi-fréquences, contrairement aux méthodes radio, restreintes aux basses fréquences. La comparaison à plusieurs fréquences est primordiale pour pouvoir séparer les composantes cinétique et thermique de l'effet SZ. Des observations ont été réalisées avec cette technique en particulier avec le ballon PRONAOS (Lamarre et al. 1998) et les instruments au sol DIABOLO (Benoit et al., 2000) et SUZIE (Holzapfel et al., 1997). Les bolomètres ont permis d'effectuer la première mesure de l'effet SZ positif. Le satellite Planck, lancé en 2007, emportera des bolomètres qui observeront aux fréquences de l'effet SZ. Il permettra d'obtenir un catalogue d'amas de galaxies d'environ 10000 objets sur tout le ciel.

1.3.4.4 Utilisation de l'effet SZ

L'immense avantage de la distorsion spectrale en brillance due à l'effet SZ est que celle-ci ne dépend que des propriétés physiques de l'amas et non de sa distance ou décalage spectral vers le rouge (redshift). C'est un outil très prometteur pour la cosmologie et qui peut nous en apprendre davantage en particulier sur :

La constante de Hubble, H_0

Cette mesure se fait en combinaison avec les données X (qui dépendent, tout comme l'effet SZ, de la densité électronique, et nous permet d'exprimer la distance diamètre angulaire de l'amas, une fonction du redshift et de la constante de Hubble). L'indépendance de l'effet SZ avec le décalage spectral a fait espérer qu'on puisse évaluer la constante de Hubble sur de plus grandes distances que celles explorées jusqu'alors. Ce calcul reste sensible à la précision de la mesure de l'effet SZ, et nécessite un modèle détaillé des amas de galaxies. Aujourd'hui, les mesures faites avec les super-novae vont bien plus loin ($z=1.4$) que les amas les plus lointains connus ($z=0.8$).

La structure des amas

Les dépendances en fonction de la densité électronique de l'effet SZ ($\propto n_e$) et de la brillance en X ($b_X \propto n_e^2$) permettent d'explorer le profil du gaz en particulier les bords des amas de galaxies pour connaître leur taille, leur géométrie, leur distribution de température, de

gaz, et de matière noire.

L'univers aux grandes échelles et les vitesses particulières

L'effet SZ peut permettre d'établir des catalogues d'amas, afin d'étudier l'Univers aux grandes échelles : comptage d'amas, longueurs de corrélation, cartographie globale du champ de vitesses particulières des amas. La vitesse particulière radiale se calcule en combinant les deux composantes de l'effet SZ :

$$\frac{v_r}{c} = -\frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{(\delta T/T)_{SZ_{cin}}}{y}.$$

1.4 L'apport de mon travail de thèse

1.4.1 Couleurs des cirrus

Cette thèse présente, dans une première partie, chapitre 2, un travail sur les cirrus et leur couleur. Pour mettre en évidence les fluctuations du FDIE, il faut d'abord soustraire la contribution d'avant-plan des cirrus. La principale méthode employée consiste à estimer leur répartition spatiale à une longueur d'onde où ils peuvent être clairement cartographiés, à 21 cm notamment, puis à utiliser un rapport de couleur pour transposer cette information à la longueur d'onde souhaitée, c'est-à-dire en infrarouge lointain. On fait souvent l'hypothèse que la couleur est constante en moyenne dans les hautes latitudes. Cependant, nous avons constaté que la couleur, ou rapport de brillance, entre 60 et 100 microns, semble varier dans les régions de faible brillance. J'étudie cette variation et ses implications sur la distribution en taille des grains.

1.4.2 Recherche des fluctuations du FDIE et de ses corrélations

Une deuxième partie du manuscrit (chapitres 3 et 4) est consacrée aux fluctuations du FDIE. Dans un premier temps, je tente de mettre en évidence ces fluctuations dans des champs à haute latitude. La problématique de la séparation des composantes avec les cirrus est soulevée. Je montre les limites d'une séparation qui se base uniquement sur la couleur. Dans un deuxième temps, j'essaie d'estimer les corrélations spatiales de ces fluctuations. Cette détection est à l'heure actuelle limitée par la surface des champs observés.

1.4.3 Effet SZ cinétique et FDC

La dernière partie du manuscrit (chapitre 5) est consacrée à la séparation de composantes entre les fluctuations du FDC, dans le domaine millimétrique, et celles générées par l'effet SZ cinétique. Je cherche à mettre en oeuvre une méthode de séparation basée

sur les propriétés statistiques de chacun des processus physiques. J'utilise, comme outils statistiques, les moments d'une distribution, les produits de corrélation et de covariance. Je me place dans l'espace des coefficients d'ondelette, qui permettent une décomposition multi-échelles. Je mets en évidence la signature non gaussienne de l'effet SZ et cherche à comprendre le comportement de la composante cinétique de l'effet SZ en fonction des autres quantités observables.

Chapitre 2

Les cirrus

2.1 Introduction sur les cirrus

Les cirrus sont des nuages de gaz et de poussières, optiquement minces, que l'on trouve principalement aux hautes latitudes galactiques, dans le milieu interstellaire (MIS).

2.1.1 Gaz et grains de poussière

2.1.1.1 Les phases du gaz dans le MIS

Le gaz, essentiellement composé d'hydrogène dans le milieu interstellaire, se trouve sous plusieurs phases : nuage moléculaire (H_2), milieu atomique neutre (HI) froid et chaud, milieu ionisé (HII) chaud. La composante moléculaire a une température de l'ordre de 10 K et une densité supérieure à 10^2 cm^{-3} ; la composante froide neutre a une température de l'ordre de 80 K et une densité de l'ordre de 40 cm^{-3} ; la composante chaude neutre a une température entre 5000 K et 8000 K et une densité de l'ordre de 0.4 cm^{-3} ; la composante ionisée chaude a une température de 8000 K et une densité électronique de l'ordre de 0.1 cm^{-3} ; enfin, une composante très chaude, ionisée, possède une température de l'ordre de 10^6 K et une densité électronique autour de 0.005 cm^{-3} et occupe 70% du volume de la galaxie. Le modèle de McKee et Ostriker (1977), décrit ces composantes en équilibre de pression, avec l'influence des explosions de supernova.

Les observations de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique neutre ont permis l'étude la plus complète du milieu interstellaire, des premières observations (Ewen et Purcell, 1951; Muller et Oort, 1951) aux grands sondages réalisés avec des télescopes de $\sim 25\text{m}$ de diamètre. Elles révèlent que le HI est globalement concentré dans le plan galactique et que son émission décroît aux hautes latitudes, (b), proportionnellement à $\sim 1/\sin(b)$. Le soleil serait placé dans une bulle locale de gaz chaud et peu dense, de 100-200 pc de diamètre (Cox et Reynolds, 1987). L'étude à plus petite échelle se fait par interférométrie. On observe des structures en filaments jusqu'à des échelles de l'ordre de la minute d'arc.

2.1.1.2 Les différentes composantes de grains

Dans le milieu interstellaire, la poussière qui est présente partout représente environ un centième de sa masse. Elle est intimement liée au gaz. Depuis la mise en évidence de la poussière par Trumpler (1930), celle-ci s'est révélée jouer un rôle capital pour la chimie et la thermodynamique du milieu interstellaire. On s'en est d'autant plus rendu compte grâce aux observations en infrarouge et aux dernières expériences spatiales, à savoir IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*), COBE (*COsmic Background Experiment*) et ISO (*Infrared Space Observatory*). L'énergie lumineuse des étoiles de la galaxie est absorbée dans les parties UV, visible et IR proche, et réémise dans l'infrarouge moyen et lointain par les grains de poussière. Après avoir découvert que l'extinction interstellaire, produisant les fameux "trous dans le ciel" de William Hershel, était due à la diffusion et à l'absorption de la lumière par des particules de taille inférieure ou égale aux longueurs d'onde visibles, on a pu mesurer plus précisément leur distribution en taille et estimer leur composition chimique. La taille des grains de poussière s'étend du nanomètre (10^{-9} m) au micromètre (10^{-6} m).

Les grains se forment dans les régions de forte densité et dans les zones de compression du gaz et onde de choc : enveloppes d'étoiles géantes froides, novae, supernovae, nébuleuses proto-planétaires et lors de l'éjection du vent stellaire. Les processus en cause lors de la formation des grains sont la condensation naturelle des éléments lourds ainsi que l'accrétion et la coagulation. Ils sont détruits lors des chocs de supernovae, par fragmentation ou vaporisation. Ainsi, la poussière suit le cycle du milieu interstellaire : refroidissement du gaz donnant des nuages moléculaires denses, formation d'étoiles, vent stellaire et photodissociation, supernovae, MIS enrichi en éléments lourds, gaz chaud, ionisé et peu dense et refroidissement à nouveau. L'échelle de temps de formation des grains est estimée à $\sim 3 \times 10^9$ ans (Jenkins, 1989). Sa durée de vie, d'après Jones et al. (1994), est de 2.2 à 4×10^8 années (en fonction de la composition chimique : silicates ou particules carbonées). Les particules de poussière peuvent arrêter complètement le rayonnement visible et UV des étoiles. La raison physique de cette opacité très efficace repose sur le simple fait que les structures liées de ces petits solides permettent à certains électrons d'être plus mobiles qu'au sein d'atomes simples ou de petites molécules : par exemple les électrons dans les anneaux de carbone aromatique et les électrons libres dans les cristaux métalliques. L'effet photo-électrique sur les grains est un processus majeur de chauffage pour le gaz. Par ailleurs, les grains servent de catalyseurs pour de nombreuses réactions chimiques. En particulier la formation de l'hydrogène moléculaire a lieu à la surface des grains de poussière. En effet, la formation de H_2 en phase gazeuse est trop peu efficace pour rendre compte de son abondance (Gould et Salpeter, 1963).

Les modèles de grains interstellaires ont été améliorés depuis 30 ans afin de s'ajuster aux contraintes observationnelles : propriétés d'absorption UV, visible et infrarouge, dif-

fusion des rayons X, émission infrarouge, propriétés de polarisation de la lumière absorbée et réémise, et abondances élémentaires des éléments lourds. Ces modèles sont composés de grains de carbone et de silicate avec un degré de cristallisation variable : diamant, graphite, carbone amorphe ; silicates cristallins ou amorphes. Selon le modèle couramment utilisé de Désert et al. (1990), il y aurait trois populations de grains de poussières de tailles différentes : les molécules d'hydrocarbures polycycliques aromatiques ou PAH (pour '*Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*'), qui sont de grosses molécules d'une centaine d'atomes, les très petits grains (ou VSG, pour '*Very Small Grains*') et les gros grains (BG, pour '*Big Grains*'). La distribution en taille est dominée par les très petits grains, avec une loi en :

$$n(a) \propto a^{-3.5} \quad (2.1)$$

'a' étant le diamètre du grain et 'n(a)' le nombre de particules en fonction de la taille. Les gros grains sont essentiellement composés de silicates, et les très petits grains de carbone et d'hydrogène, comme les PAH. Les PAH, après avoir absorbé un photon visible ou UV, se déséxcitent en réémettant l'énergie absorbée sous forme de transitions de vibration, essentiellement dans l'infrarouge proche (5-12 μm) ; les très petits grains émettent hors d'équilibre (principalement après avoir absorbé un photon) surtout dans l'infrarouge moyen (15-80 μm) et les gros grains sont détectés dans l'infrarouge lointain (80-1000 μm) et sont en équilibre de température avec le rayonnement (entre 20 et 30 K).

2.1.1.3 La corrélation IR/HI

A hautes latitudes, la détermination de la composante galactique de la poussière repose sur l'existence d'une corrélation spatiale entre le gaz et la poussière. La corrélation qui a le plus été étudiée relie l'émission IR et la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique. Cette corrélation fut analysée pour l'ensemble du spectre de la poussière, avec des données de COBE (FIRAS et DIRBE) (Boulanger et al., 1996a; Arendt et al., 1998). L'émission infrarouge de la poussière, étudiée au cours cette thèse, est traduite en unités de brillance pour une densité de colonne de $N_{HI} = 10^{20} \text{ Hcm}^{-2}$. La figure 2.1 montre la corrélation IR / HI qui existe pour une longueur d'onde infrarouge de 240 μm . Pour calculer la corrélation, donc l'émissivité, on n'a gardé que les points ayant une densité de colonne : $N_{HI} < 4.5 \cdot 10^{20} \text{ Hcm}^{-2}$, qui correspondent aux points les mieux corrélés. Ces faibles densités de colonne correspondent aux cirrus, les nuages diffus optiquement minces, objets de notre étude ; tandis qu'une densité de colonne plus forte correspondra à des nuages plus épais, voir à des nuages moléculaires, contenant de la poussière plus froide,... Les travaux de Boulanger et al. (1996a); Lagache et al. (1998) tendent à montrer ces résultats.

Il existe une corrélation étroite entre l'émission à 100 μm des poussières et le gaz

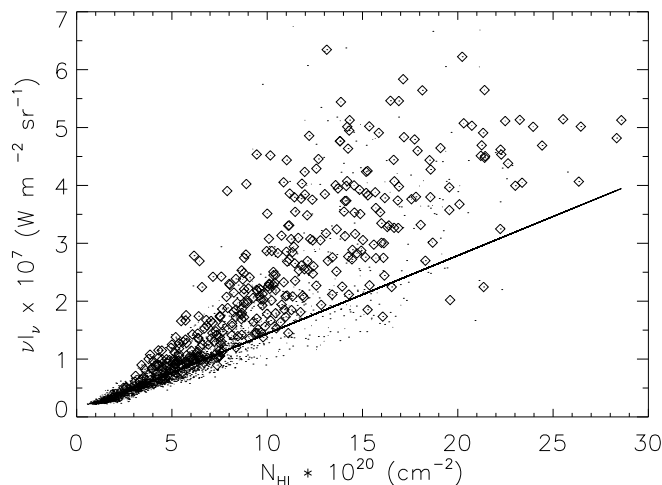


FIG. 2.1: *Corrélation entre l'émission à 240 μm (DIRBE) de la poussière et le gaz atomique, HI. La ligne continue représente l'ajustement aux données pour $N_{HI} < 4.5 \cdot 10^{20} \text{ Hcm}^{-2}$ (Lagache et al., 1998).*

atomique, HI :

$$\frac{I_{100\mu m}}{N_{HI}} = 1.10^{-20} \text{ MJy/sr} \quad (2.2)$$

Un excès en infrarouge par rapport à cette corrélation peut être dû au fait que les propriétés du gaz et/ou des poussières changent : présence de gaz moléculaire (H_2 , CO ,...), variation du rapport gaz sur poussière, variation de l'abondance, de la température, des propriétés d'émission et de la structure des grains, variation des conditions de chauffage (présence d'étoiles) homogènes à haute latitude, présence de gaz atomique froid, présence de poussière froide (15 K) dans des complexes moléculaires (cf. Lagache et al., 1998).

2.1.2 Les couleurs des cirrus

2.1.2.1 Définition d'une couleur

Ce qu'on appelle "couleur" en astrophysique est un rapport d'intensité (on peut parler de brillance, quand il s'agit de l'intensité d'une source de rayonnement) à deux longueurs d'onde différentes¹. Elle caractérise donc une variation du spectre de l'objet considéré, ici les cirrus.

¹On parlera aussi de différence entre deux magnitudes

2.1.2.2 Le spectre d'émission des cirrus

Le spectre d'émission des cirrus de Boulanger (2000), (figure 2.2), a été construit en combinant des observations de l'expérience AROME à $3.3 \mu\text{m}$ (Giard et al., 1994), un spectre ISO dans l'infrarouge moyen (Boulanger et al., 1996b) et des données provenant de COBE (Bernard et al., 1994; Boulanger et al., 1996a). Certaines brillances ont été reportées dans le tableau 2.1 afin de calculer par la suite des couleurs qui nous intéressent. Les poussières émettent sur un grand intervalle de température (Désert et al., 1990; Dwek et al., 1997a). A grande longueur d'onde, le spectre est bien décrit par une courbe de Planck à la température de $T = 17.5 \text{ K}$ et une émissivité proportionnelle à ν^2 . Dans l'infrarouge proche et moyen, l'émission du milieu interstellaire est caractérisé par une série de bandes d'émission à $3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 \mu\text{m}$, typiques des liaisons C-C et C-H dans les molécules aromatiques. Léger et Puget (1984), furent les premiers à faire le rapprochement avec les PAH. Ceux-ci semblent être présents partout, quelles que soient les conditions physiques. Leur signature spectrale ne dépend pas de l'intensité du champ de rayonnement : ce sont des particules excitées par l'absorption d'un seul photon UV et émettant hors équilibre.

Si l'on essaie de faire correspondre les populations de grains aux bandes d'émission IRAS, on peut écrire qu'à $12 \mu\text{m}$, les PAH dominant l'émission; à $25 \mu\text{m}$, ce sont les très petits grains (VSG) qui dominant; à $60 \mu\text{m}$ les VSG contribuent pour 50%, le reste étant attribué aux gros grains; et à $100 \mu\text{m}$ les gros grains font l'essentiel de l'émission. L'émission des très petits grains sera d'autant plus décalée vers les courtes longueurs d'onde, que le champ de rayonnement est intense.

Brillance [MJy/sr]	$60 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	$170 \mu\text{m}$
Boulanger 2000	0.10	0.48	1.04
Dwek et al. 1997	0.16	1.00	

TAB. 2.1: Brillance des cirrus pour une densité de colonne de 10^{20} cm^{-2} , à trois longueurs d'onde, reportées par divers auteurs.

2.1.2.3 Quelques références de couleurs

Toutes les couleurs possibles et imaginables peuvent être calculées; mais au cours de ma thèse, j'ai utilisé des données à trois longueurs d'onde : $60, 100$ et $170 \mu\text{m}$, de l'infrarouge moyen et lointain (cf. section 2.2.2). J'ai donc étudié les trois couleurs associées aux combinaisons entre ces trois longueurs d'onde. Le choix du sens des rapports d'intensité est expliqué dans la section 2.2.1. Pour mon étude des cirrus, j'ai utilisé un grand nombre

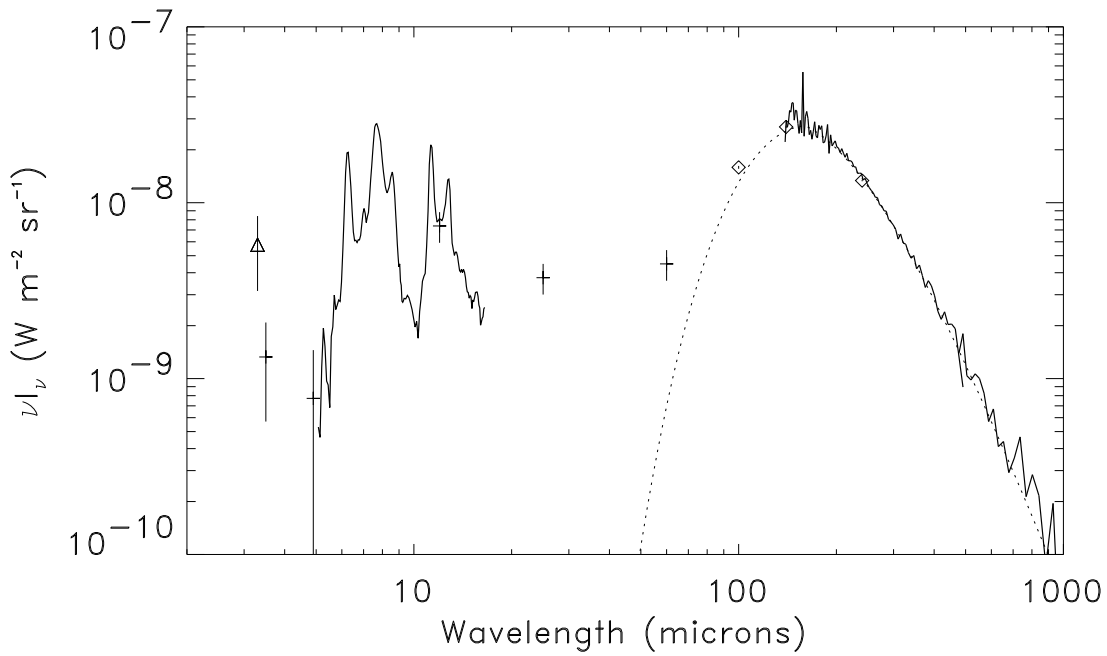


FIG. 2.2: Spectre d'émission des cirrus diffus à haute latitude galactique en infrarouge, chauffés par le rayonnement interstellaire local (Boulanger, 2000). La courbe en pointillés correspond à l'émission modélisée des gros grains uniquement.

Couleurs	B(60)/B(100)	B(100)/B(170)	B(60)/B(170)
Laureijs et al. 1991	0.21 ± 0.01		
Abergel et al. 1994	0.15 - 0.20		
Dwek et al. 1997	0.16		
Boulanger 2000	0.21	0.46	0.096
Ingalls et al. 2004	0.315 ± 0.003		

TAB. 2.2: Trois couleurs de cirrus, reportées par divers auteurs.

de champs d'observation aux longueurs d'onde 60 et 100 μm , pris avec le satellite IRAS ; tandis qu'à la longueur d'onde 170 μm , seuls trois champs ont été observés avec le satellite ISO. C'est la raison pour laquelle j'ai pu faire une étude plus complète de la couleur $B(60)/B(100)$.

On parlera de couleur plus chaude ou plus froide par rapport à une valeur référence, si le spectre d'émission du corps noir s'est déplacé vers les longueurs d'onde les plus courtes ou les plus grandes, ce qui correspond respectivement à une température plus chaude ou plus froide. Ainsi, un rapport $B(60)/B(100)$ plus élevé sera dit plus chaud : l'émission à 60 μm étant renforcée au détriment de celle à 100 μm .

2.1.3 La distribution spatiale des cirrus

Pour les besoins de l'étude future et de la séparation des composantes dans le ciel, il nous faut dire quelques mots sur la répartition spatiale des cirrus. Le spectre de puissance des cirrus est très pentu et possède une pente qui varie en moyenne en k^{-3} (voir la figure 2.3 extraite de Miville-Deschênes et al. (2002b)). L'indice spectral de -3 est une valeur moyenne. Ingalls et al. (2004), trouvent la valeur de -3.5 à 24 et 70 μm et -3.1 à 8 μm . Cette pente s'applique remarquablement bien sur toute la gamme des échelles explorées, en particulier à 24 μm , pour des échelles allant de 5 secondes d'arc à 0.2 degrés. Quand les données Spitzer à 24 μm sont comparées aux données IRAS à 25 μm , une cassure est observée dans le spectre de puissance aux plus grandes échelles (2×10^{-3} secondes d'arc $^{-1} < k < 4 \times 10^{-3}$ secondes d'arc $^{-1}$), vers une valeur d'indice spectral de -2.6. Cette cassure est interprétée comme étant due à la transition d'une structure à deux dimensions vers une structure à trois dimensions.

D'autre part, Miville-Deschênes et al. (2003), ont également étudié le spectre de puissance spatial des cirrus. Ils se sont intéressés au cirrus de la Grande Ourse, à haute latitude, avec l'observatoire interférométrique 'DRAO' ('*Dominion Radio Astrophysical Observatory*') à 21 cm. Ils trouvent un index spectral de -3.6 ± 0.2 pour des échelles angulaires de 1 minute d'arc à 3 degrés.

La structure des cirrus est donc similaire à toutes les échelles, même à l'échelle du milliparsec. Cette variation spatiale implique que le signal astrophysique des cirrus domine les autres signaux aux petites fréquences spatiales (k) c'est-à-dire aux grandes échelles et devient négligeable aux petites échelles angulaires, notamment par rapport aux fluctuations du FDIE.

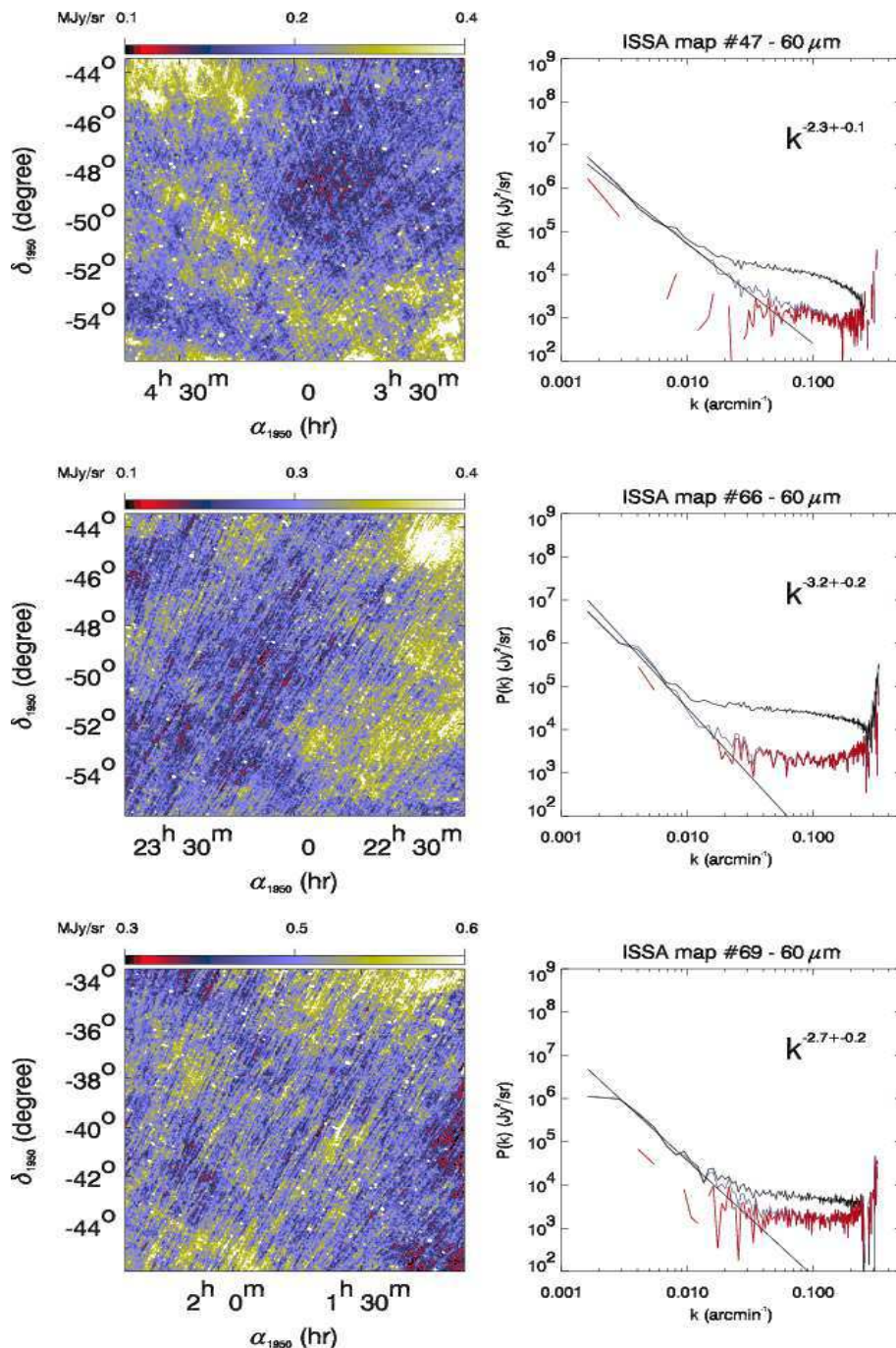


FIG. 2.3: Spectre de puissance de trois champs IRAS à $60 \mu\text{m}$ (Miville-Deschênes et al, 2002). La courbe noire est le spectre de puissance de la carte ISSA, auquel le spectre de puissance du bruit a été enlevé. La courbe bleue est le spectre de puissance de la même carte (bruit soustrait) une fois que les sources plus fortes que 1 Jy aient été enlevées. La droite représente un ajustement de la loi de puissance de la courbe bleue (pour $k < 0.02 \text{ minutes d'arc}^{-1}$). La courbe rouge est la différence entre la courbe bleue et la droite.

2.1.4 But de mon étude

Bernard et al. (1992), ont montré que les couleurs de cirrus varient. En effet, à l'aide d'un code de transfert de rayonnement et d'un modèle d'émission de la poussière incluant le comportement des très petits grains (chauffés de manière transitoire), ils prédisent que sur des nuages à symétrie sphérique, non homogènes, et de composition similaire à celle du milieu diffus, les couleurs $B(12)/B(100)$ et $B(25)/B(100)$ diminuent du bord vers le centre du nuage. Ils expliquent cette variation de couleur par une variation de l'abondance des poussières, plutôt que par des effets de transfert radiatif.

Dans nos champs, nous avons nous aussi des nuages de poussières. Donc avant d'étudier les fluctuations du fond diffus infrarouge, à 60, 100 et 170 μm , nous allons voir si la couleur $B(60)/B(100)$ varie dans nos régions à faible densité de colonne.

2.2 Variations des couleurs des cirrus en IR lointain

2.2.1 Les graphes de couleur et leur orientation

2.2.1.1 Le calcul de couleur

Nous avons vu qu'en astrophysique une couleur est, par définition, un rapport d'intensité (ou de brillance) émise à deux longueurs d'onde différentes. On peut calculer ce rapport directement, connaissant la valeur moyenne de l'émission à ces longueurs d'onde. On peut également le calculer à l'aide d'un graphe sur lequel les données aux deux longueurs d'onde sont placées, chacune sur un axe ; on mesure ensuite la pente du nuage de points obtenu. Dans le premier cas, on a mesuré la couleur de la valeur moyenne du signal astrophysique :

$$\frac{\langle B_{\lambda_1} \rangle}{\langle B_{\lambda_2} \rangle} \quad (2.3)$$

où B représente la brillance, λ , la longueur d'onde et ' $\langle \rangle$ ' la moyenne. Et dans le deuxième cas on a mesuré la couleur des fluctuations du signal (mathématiquement, les fluctuations correspondent au sigma ou écart-type du signal) :

$$\frac{\Delta B_{\lambda_1}}{\Delta B_{\lambda_2}} \quad (2.4)$$

Ces deux valeurs ne sont égales que si les brillances aux deux longueurs d'onde sont rigoureusement proportionnelles, c'est-à-dire si la pente du nuage de points passe par l'origine. La couleur de la brillance moyenne ne sera donc pas égale à la couleur des fluctuations s'il existe une constante additive entre les deux signaux ou si la couleur varie en fonction

de la brillance.

Nous choisissons la méthode du nuage de points pour le calcul des couleurs, essentiellement à cause de son indépendance par rapport à toute constante additive. En effet, nous pouvons avoir des incertitudes sur la quantité de lumière zodiacale à enlever (aux petites échelles de nos cartes, l'émission zodiacale se comporte comme une constante); le fond diffus infrarouge n'est pas toujours bien connu ni mesuré à toutes les longueurs d'onde; on est de plus en plus sensible à une source très brillante qui représente quelques points parmi le nuage de points, alors qu'elle ferait varier de beaucoup la brillance moyenne.

2.2.1.2 Choix d'orientation du graphe

La couleur est donc déterminée en plaçant sur chaque axe les données astrophysiques à une longueur d'onde différente, puis en calculant, par régression linéaire, la pente de la droite s'ajustant au mieux au nuage de points. La question que nous pouvons nous poser est de savoir si le fait d'invertir les données sur les axes donnera exactement l'inverse de la pente. La réponse est 'non', et l'explication vient du fait que la régression linéaire est effectuée en minimisant les écarts des points de données à la droite, dans le sens de l'axe des y seulement. Bien sur, si la régression linéaire était faite de manière symétrique, la question ne se poserait pas; mais ce n'est pas le cas. Une deuxième question naturelle est alors de savoir comment choisir quelles données placer sur l'axe des y , afin de minimiser au maximum les erreurs dans le calcul des paramètres de la droite.

On aura tendance à placer sur l'axe des y les données ayant la plus grande dispersion; mais celle-ci est de deux natures: une dispersion naturelle et intrinsèque aux données, due au fait que la brillance dans le ciel varie avec les propriétés physiques du ciel, et une autre dispersion due au bruit dans la mesure des données (bruit instrumental principalement). Dans le calcul qui suit, nous allons déduire les conditions qui permettront de choisir quel jeu de données placer sur l'axe des x (on aurait pu de même, choisir de trouver la condition pour l'axe des y). Nous exprimerons l'erreur relative sur la pente de la droite en fonction de la dispersion naturelle et du niveau de bruit des données.

Soient deux composantes de fluctuations astrophysiques, 1 et 2 (par exemple 1 pour les cirrus et 2 pour le FDIE), dont la brillance, B , est mesurée à deux longueurs d'onde et nommée x (pour $B(60 \mu\text{m})$ par exemple) et y (pour $B(100 \mu\text{m})$ par exemple, ou l'inverse). La couleur y/x de chacune des deux composantes est nommée respectivement a_1 et a_2 :

$$y_1 = a_1 x_1 \quad (2.5)$$

$$y_2 = a_2 x_2 \quad (2.6)$$

Lors de la régression linéaire, on doit minimiser la quantité:

$$\sigma^2 = \langle [Y - (aX + b)]^2 \rangle \quad (2.7)$$

où 'a' et 'b' sont les paramètres de la droite, à ajuster, et 'X' et 'Y' sont les valeurs des mesures aux deux longueurs d'onde; $\langle \rangle$ est la moyenne, prise sur tous les pixels de la carte. Pour simplifier un peu les calculs, on va supposer que le nuage de points de mesures, dont on cherche la pente, possède un barycentre aux coordonnées (0,0), c'est-à-dire que :

$$b = 0 \quad (2.8)$$

$$\langle X \rangle = 0 \quad (2.9)$$

$$\langle Y \rangle = 0 \quad (2.10)$$

Chaque valeur de mesure est la somme du signal 1 (les cirrus) et du signal 2 (le FDIE), ainsi que d'une incertitude de mesure, δ_x et δ_y pour les deux longueurs d'onde. On a donc :

$$\sigma^2 = \langle [(y_1 + y_2 + \delta_y) - a(x_1 + x_2 + \delta_x)]^2 \rangle \quad (2.11)$$

On développe pour obtenir :

$$\sigma^2 = \langle (y_1 + y_2 + \delta_y)^2 + a^2(x_1 + x_2 + \delta_x)^2 - 2a(x_1 + x_2 + \delta_x)(y_1 + y_2 + \delta_y) \rangle \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \langle y_1^2 + y_2^2 + \delta_y^2 + 2(y_1y_2 + y_1\delta_y + y_2\delta_y) + a^2(x_1^2 + x_2^2 + \delta_x^2) \\ & + 2a^2(x_1x_2 + x_1\delta_x + x_2\delta_x) - 2a(x_1y_1 + x_1y_2 + x_1\delta_y + x_2y_1 \\ & + x_2y_2 + x_2\delta_y + y_1\delta_x + y_2\delta_x + \delta_x\delta_y) \rangle \end{aligned} \quad (2.13)$$

En exprimant y_1 et y_2 à l'aide des équations 2.5 et 2.6, on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \langle a_1^2x_1^2 + a_2^2x_2^2 + \delta_y^2 + 2(a_1a_2x_1x_2 + a_1x_1\delta_y + a_2x_2\delta_y) \\ & + a^2(x_1^2 + x_2^2 + \delta_x^2) + 2a^2(x_1x_2 + x_1\delta_x + x_2\delta_x) \\ & - 2a(a_1x_1^2 + a_2x_1x_2 + x_1\delta_y + a_1x_1x_2 + a_2x_2^2 \\ & + x_2\delta_y + a_1x_1\delta_x + a_2x_2\delta_x + \delta_x\delta_y) \rangle \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & a_1^2 \langle x_1^2 \rangle + a_2^2 \langle x_2^2 \rangle + \langle \delta_y^2 \rangle + 2(a_1a_2 \langle x_1x_2 \rangle + a_1 \langle x_1\delta_y \rangle + a_2x_2\delta_y \rangle) \\ & + a^2(\langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle + \langle \delta_x^2 \rangle) + 2a^2(\langle x_1x_2 \rangle + \langle x_1\delta_x \rangle + \langle x_2\delta_x \rangle) \\ & - 2a(a_1 \langle x_1^2 \rangle + a_2 \langle x_1x_2 \rangle + \langle x_1\delta_y \rangle + a_1 \langle x_1x_2 \rangle + a_2 \langle x_2^2 \rangle \\ & + \langle x_2\delta_y \rangle + a_1 \langle x_1\delta_x \rangle + a_2 \langle x_2\delta_x \rangle + \langle \delta_x\delta_y \rangle) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Lors de la moyenne, le produit $\langle x_1x_2 \rangle$ est nul car les deux signaux physiques ne sont pas corrélés entre eux. Le bruit également est décorrélié du signal ($\forall i, j, \langle x_i\delta_j \rangle = 0$) et décorrélié d'une longueur d'onde à une autre ($\langle \delta_x\delta_y \rangle = 0$). On obtient, après simplification :

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & a_1^2 \langle x_1^2 \rangle + a_2^2 \langle x_2^2 \rangle + \langle \delta_y^2 \rangle + a^2(\langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle + \langle \delta_x^2 \rangle) \\ & - 2a(a_1 \langle x_1^2 \rangle + a_2 \langle x_2^2 \rangle) \end{aligned} \quad (2.16)$$

En prenant en compte la définition de la variance (du bruit ou de la dispersion naturelle) :

$$\sigma_k^2 = \langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2 \quad (2.17)$$

et le fait que la moyenne des points soit nulle (donc $\forall j, \langle \delta_j \rangle = 0$), on peut noter pour le bruit :

$$\sigma_x^2 = \langle \delta_x^2 \rangle \quad (2.18)$$

$$\sigma_y^2 = \langle \delta_y^2 \rangle \quad (2.19)$$

On obtient finalement :

$$\sigma^2 = (a - a_1)^2 \langle x_1^2 \rangle + (a - a_2)^2 \langle x_2^2 \rangle + a^2 \sigma_x^2 + \sigma_y^2 \quad (2.20)$$

La minimisation :

$$\frac{\partial(\sigma^2)}{\partial a} = 0 \quad (2.21)$$

$$(2.22)$$

nous donne :

$$a \sigma_x^2 + (a - a_1) \langle x_1^2 \rangle + (a - a_2) \langle x_2^2 \rangle = 0 \quad (2.23)$$

Dans le cas d'une seule composante ($x_2 = 0$), nous avons :

$$\frac{\delta a}{a} = - \frac{\sigma_x^2}{\langle x_1^2 \rangle} \quad (2.24)$$

C'est-à-dire que pour avoir la plus petite erreur relative dans le calcul de la pente 'a', la donnée portée en x devrait être celle qui a le plus petit rapport $\sigma_x^2 / \langle x_1^2 \rangle$, ou encore la plus petite variance de bruit, σ_x^2 , et la plus grande dispersion naturelle des données, $\langle x_1^2 \rangle$.

Si deux composantes sont mélangées, tel que c'est le cas pour nous, la régression linéaire pourra déterminer la couleur de la composante qui domine le mélange, si tel est le cas. Par exemple avec la composante 1, en posant :

$$\frac{\langle x_2^2 \rangle}{\langle x_1^2 \rangle} < 1 \quad (2.25)$$

$$a \simeq a_1 + \delta a \quad (2.26)$$

$$\delta a \quad \text{petit} \quad (2.27)$$

L'erreur sur la détermination de 'a' est alors :

$$\frac{\delta a}{a} = - \frac{\sigma_x^2}{\langle x_1^2 \rangle} - \frac{(a - a_2) \langle x_2^2 \rangle}{a \langle x_1^2 \rangle}. \quad (2.28)$$

Le premier terme d'erreur est le même que celui trouvé dans le cas d'une seule composante. Le second terme est de nouveau minimal en posant sur l'axe des x la composante ayant la plus large dispersion naturelle. S'il n'y a pas de composante dominante, la couleur trouvée par la régression linéaire est un mélange des deux, et on ne peut rien conclure sur la nature du signal.

Pour application numérique, la Table 2.3 regroupe les valeurs du bruit et de la dispersion naturelle des champs utilisés aux trois longueurs d'onde, moyennées sur les trois champs. Les données à 170 microns possèdent le bruit le plus faible et la plus grande dispersion naturelle des trois longueurs d'onde ; ceci justifie les choix de couleur suivants : $\frac{B(100)}{B(170)}$ et $\frac{B(60)}{B(170)}$. Pour 60 et 100 microns, les deux arguments de dispersion sont opposés, mais la variation est plus grande pour la dispersion naturelle que pour le bruit, et le rapport $\sigma_x^2 / \langle x^2 \rangle$ est plus faible pour B(100) (=0.25) que pour B(60) (=0.47). Donc, nous choisissons $\frac{B(60)}{B(100)}$. Le terme en 'a' (Eq. 2.28) ne peut être calculé, puisque nous ne connaissons pas les valeurs de a_1 et a_2 .

σ [MJy/sr]	60	100	170
bruit	0.035	0.057	0.025
dispersion	0.051	0.11	0.11

TAB. 2.3: Bruit et dispersion naturelle des champs Firback (moyenne de la déviation standard des trois champs, pondérée par le nombre de pixels) aux trois longueurs d'onde : 60, 100 et 170 microns.

2.2.2 Les données utilisées

Nous utilisons les cartes ISSA (*'IRAS Sky Survey Atlas'*), obtenues avec le satellite IRAS (*'InfraRed Astronomical Satellite'*) en 1995, aux hautes latitudes galactiques. Six champs, choisis judicieusement, vont nous permettre d'explorer la brillance du ciel, des cirrus les plus faibles (dans le *'Lockman Hole'* par exemple) aux plus brillants (dans les champs Marano ou Bootes par exemple). Les coordonnées et surfaces des champs sélectionnés sont indiquées dans le tableau 2.4. Les pixels font 1.5 minutes d'arc et la résolution angulaire est d'à peu près 4 minutes d'arc à 60 μm et 5 minutes d'arc à 100 μm . L'étalonnage des cartes a été refait depuis le travail de Wheelock et al. (1994), par Miville-Deschênes et Lagache (2005). La lumière zodiacale est soustraite : les cartes IRAS ont été recalées sur les données COBE/DIRBE qui sont elles-mêmes corrigées de la lumière zodiacale. Le bruit des cartes finales est presque le même pour tous les champs utilisés et vaut environ 0.035 MJy/sr par pixel à 60 μm et 0.057 MJy/sr par pixel à 100 μm .

En préparation à l'analyse qui va suivre, nous divisons les six cartes, qui couvrent

une surface totale de 3525 degrés carrés, en sous-cartes de taille fixe de un demi degré de côté. Les sources brillantes sont masquées. Nous ne gardons que les sous-cartes ayant un coefficient de corrélation entre les longueurs d'onde 60 et 100 μm supérieur à 0.5, car nous sommes censés étudier les mêmes structures du ciel aux deux longueurs d'onde. Le coefficient de corrélation est de l'ordre de 0.8 pour la quasi totalité des boîtes, ce qui est très rassurant.

carte	RA ($^{\circ}$)	DEC ($^{\circ}$)	surface ($^{\circ^2}$)
FSM	48.22	-55.19	20 ²
FN1	240	50	12.5 ²
LH	152	60	12.5 ²
Bootes	217.5	34.5	50 ²
carte 5	270	80	12.5 ²
carte 6	78	70	12.5 ²

TAB. 2.4: Coordonnées des champs utilisés, en RA (ascension droite, '*right ascension*' en anglais) et DEC (déclinaison), et leurs surfaces. FSM est le champ FIRBACK Marano de l'hémisphère sud ('*FIRBACK South Marano*'), FN1 est un champ FIRBACK du Nord, LH est le '*Lockman Hole*', et Bootes, carte5 et carte6 sont d'autres régions. La surface totale couvre 3 525 degrés carrés.

2.2.3 Variation de couleur à faible brillance

Nous calculons la pente de corrélation entre $B(60 \mu\text{m})$ et $B(100 \mu\text{m})$ ainsi que la brillance moyenne à 100 μm dans les sous-cartes de un demi degré de côté. La brillance à 100 μm est celle des cirrus, puisque nous avons enlevé la valeur constante du fond diffus infrarouge, 0.78 MJy/sr. La lumière zodiacale est, elle aussi, enlevée (voir section précédente). Le retrait d'une constante ne modifie pas le calcul de la pente, mais cette opération nous permet d'étudier directement les cirrus eux-même, et non le ciel en général. La figure 2.4 donne l'ensemble des résultats, que nous moyennons ensuite par intervalles de brillance, ΔB_{100} . L'intervalle choisi, ΔB_{100} , n'est pas constant. Un compromis est trouvé entre la brillance moyenne, $\langle B \rangle$, et le nombre de points, N , afin de garder un rapport signal sur bruit constant. La forme générale de cette courbe n'est pas altérée de façon significative en fonction des intervalles de brillance choisis pour moyennner. La figure 2.5 trace le nombre de points par intervalle de brillance. On peut noter que la statistique est suffisante dans chaque intervalle de brillance. La courbe présentant la couleur moyennée est montrée à la figure 2.6.

On observe que cette courbe est constante pour des brillances plus fortes que 4 MJy/sr et vaut $B(60)/B(100)=0.21$, qui est la valeur mesurée par Boulanger (2000). La couleur

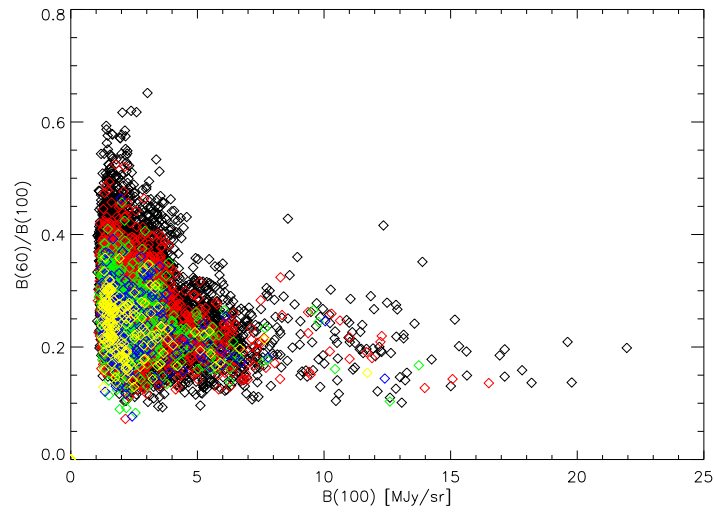


FIG. 2.4: Résultats des mesures de couleur $B(60)/B(100)$ en fonction de la brillance moyenne des cirrus à $100 \mu\text{m}$. L'intensité du fond diffus infrarouge (FDIE), $\sim 0.78 \text{ MJy/sr}$ à $100 \mu\text{m}$, a été soustraite de la brillance du ciel. Chaque couleur correspond à une taille différente de sous-cartes.

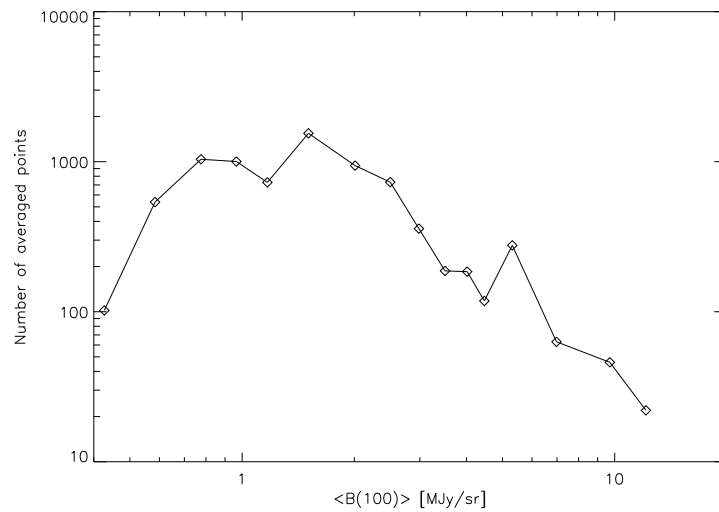


FIG. 2.5: Nombre de points moyennés dans chaque intervalle de brillance à $100 \mu\text{m}$.

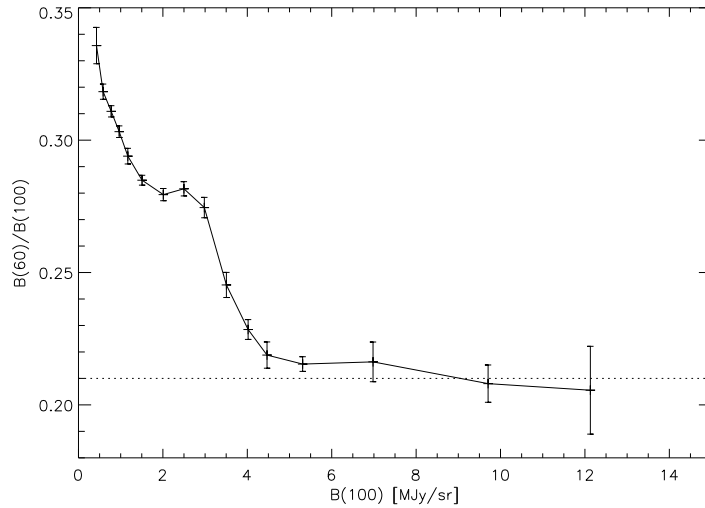


FIG. 2.6: Couleur $B(60)/B(100)$ en fonction de la brillance des cirrus. L'intensité du fond diffus infrarouge extragalactique (FDIE), ~ 0.78 MJy/sr à $100 \mu\text{m}$, a été soustraite de la brillance du ciel.

augmente ensuite quand la brillance diminue. On observe une remarquable marche d'escalier entre 2 et 3 MJy/sr, à la valeur de $B(60)/B(100)=0.28$, puis la couleur continue d'augmenter, jusqu'à $B(60)/B(100)\simeq 0.33$ aux plus faibles brillances. Le point de plus faible brillance, à 0.43 MJy/sr, ne peut être dominé par le bruit, puisque la figure 2.5 nous indique qu'une centaine de points a été moyennée !

Le signal contenu dans ces cartes est à priori composé de fluctuations du fond diffus infrarouge (dont nous parlerons dans la partie suivante) et de cirrus. Le fond diffus infrarouge extragalactique possède une intensité de l'ordre de 0.78 MJy/sr à $100 \mu\text{m}$ et des fluctuations de rms largement inférieures à 1 MJy/sr (~ 0.1 MJy/sr à $100 \mu\text{m}$, voir Miville-Deschênes et al., 2002b). Les cirrus étant le signal dominant à $B(100) > 1$ MJy/sr, ils sont donc responsable de l'augmentation de couleur observée ; ce qui veut dire que la couleur standard de cirrus n'est plus valable à des brillances plus faibles que 4 MJy/sr. Pour $B < 2$ MJy/sr, c'est la proportion de fluctuations de FDIE et de cirrus qui varie et ferait augmenter à nouveau la couleur. Les cartes ISSA possèdent un bruit corrélé d'une longueur d'onde à l'autre qui pourrait contribuer à la variation de couleur.

Pour interpréter de manière plus complète la courbe 2.6, il nous faut faire varier la couleur des cirrus. Nous allons utiliser un modèle de grains interstellaires pour produire cette couleur, et des simulations afin de recréer le mélange de signaux astrophysiques et vérifier la variation de couleur globale.

2.2.4 Implications pour l'abondance des très petits grains

2.2.4.1 Le modèle de grains interstellaires

Le modèle de Désert et al. (1990), décrit correctement l'émission des grains du milieu interstellaire. Il possède trois espèces de grains : les gros grains ('BG' pour '*Big Grains*' en anglais), les très petits grains ('VSG' pour '*very small grains*' en anglais) et les hydrocarbures aromatiques polycycliques ('PAH' pour '*Polycyclic aromatic hydrocarbon*' en anglais). Leur abondance en masse par rapport à la masse d'hydrogène est au départ de $6.4 \cdot 10^{-3}$, $4.7 \cdot 10^{-4}$ et $4.3 \cdot 10^{-4}$, respectivement pour les trois types de grains cités plus haut.

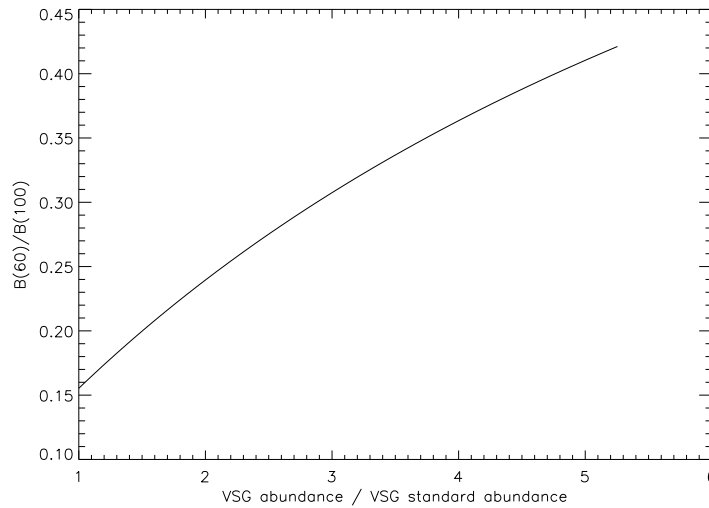


FIG. 2.7: *Modèle de Désert et al., donnant la couleur $B(60)/B(100)$ en fonction de l'abondance des petits grains ('VSG').*

Parmi les paramètres les moins bien connus, il y a l'abondance des très petits grains, qui contribuent plus à $60 \mu\text{m}$ qu'à $100 \mu\text{m}$. L'abondance des gros grains est relativement constante dans les milieux que je considère, vu que le rapport $B(100)/B(\text{HI})$ est très stable. Les 'PAH' ne sont pas dominants à ces longueurs d'onde. Un autre paramètre important est le champ de rayonnement interstellaire ('ISRF' pour '*Interstellar Radiation Field*' en anglais) qui chauffe la poussière. Nous utilisons ici le champ de rayonnement de Mathis et al. (1983) (voir la figure 2.8). La figure 2.7 montre la couleur calculée en fonction de l'abondance des très petits grains, via le modèle. Elle est croissante de manière monotone. Une couleur $B(60)/B(100)=0.32$ correspond à une abondance des très petits grains d'environ trois fois l'abondance standard. Dans la prochaine section, nous allons déduire, à l'aide de simulations, la variation d'abondance des très petits grains en fonction de la brillance des cirrus, nécessaire pour reproduire les variations de couleur du ciel.

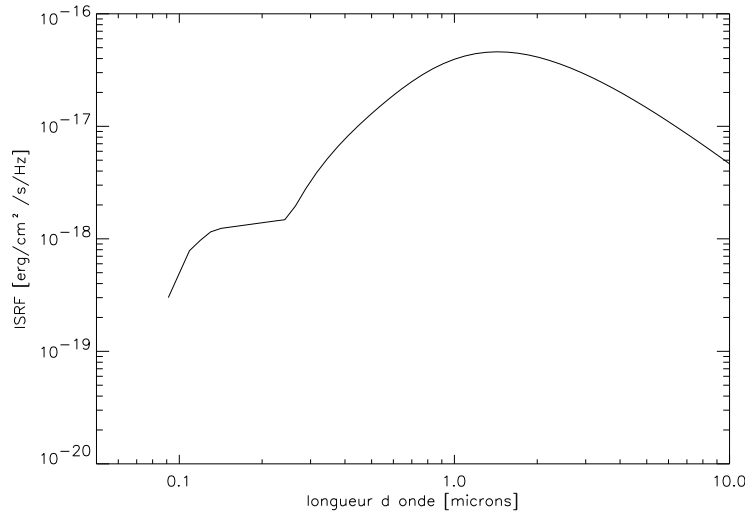


FIG. 2.8: Courbe de Mathis pour le champ de rayonnement interstellaire ('ISRF' en anglais).

2.2.4.2 Simulations

Pour simuler le ciel et trouver la couleur des cirrus à partir de la couleur mesurée, nous additionnons des cartes simulées de chaque composante : d'une part des cartes de fluctuations du FDIE créées à l'aide du modèle de Lagache et al. (2003) (voir Dole et al., 2003), d'autre part, des cartes de cirrus simulées avec le spectre de puissance suivant :

$$P(k) = 1.4 \times 10^6 \times B_{100 \mu m}^{2.1} \times (k/k_0)^{-3} \text{ Jy}^2/\text{sr} \quad (2.29)$$

et des phases générées aléatoirement. La dépendance avec la fréquence est en k^{-3} , comme le montrent les études. La dépendance avec la brillance est en $B^{2.1}$, ce qui n'avait jamais été publié avant (cf. section 2.3 et Miville-Deschênes, en préparation). Je produis une série de cartes simulées à 100 μm avec différentes brillances moyennes ; puis j'ajuste la couleur des cirrus pour qu'avec la carte de fluctuations du FDIE additionnée, la couleur totale reproduise la courbe des données (la Fig. 2.6). Le résultat est montré à la figure 2.10 (en symboles 'plus' sont les données, en symboles 'croix' est la couleur d'entrée des cirrus et en symboles 'étoiles' est le résultat de la simulation). Un bon résultat est obtenu avec un comportement simple de la couleur des cirrus : un premier plateau à la valeur de 0.21 pour des brillances plus élevées que 5 MJy/sr et une transition rapide entre 3 et 5 MJy/sr vers un deuxième plateau de couleur $B(60)/B(100)=0.28$ pour des brillances inférieures à 3 MJy/sr.

Il semble que les fluctuations du FDIE soient suffisantes pour produire la deuxième augmentation de couleur des données, pour $B < \sim 2$ MJy/sr, en tenant compte du fait

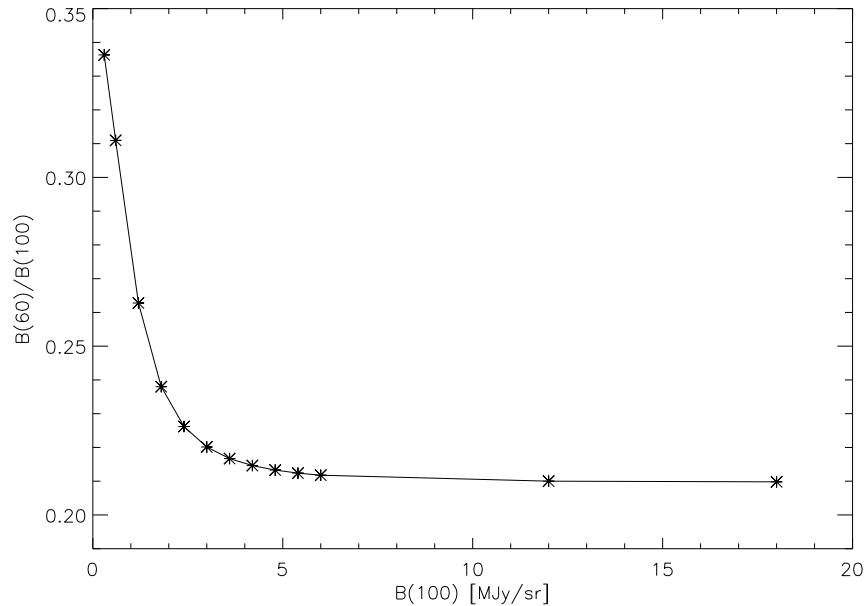


FIG. 2.9: Variation de couleur du ciel, $B(60)/B(100)$, simulée, avec une couleur de cirrus constante et égale à 0.21. L'augmentation de couleur est donc due aux fluctuations du FDIE.

que, d'une part, leur couleur est plus élevée, et d'autre part, les fluctuations du FDIE deviennent progressivement dominantes quand la brillance des cirrus diminue. Si l'on garde la couleur des cirrus constante sur toute la gamme de brillance, les fluctuations du FDIE produisent, dans les cartes simulées, une augmentation rapide de la couleur, jusqu'à la valeur 0.33-0.34, aux faibles brillances ($B < 3$ MJy/sr) (voir la figure 2.9). Cette valeur est en remarquable accord avec la prédiction du modèle de Lagache et al. (2003), pour la couleur des fluctuations du FDIE. Nous sommes maintenant capables, avec les couleurs trouvées de cirrus et la variation de couleur en fonction de l'abondance des très petits grains donnée par le modèle (cf. section précédente), de calculer la variation d'abondance des très petits grains en fonction de la brillance des cirrus. Cette courbe est montrée à la figure 2.11. On observe donc deux plateaux de valeurs : 2.4 et 1.6 fois l'abondance standard du modèle pour les faibles et fortes brillances respectivement. L'abondance standard prise par le modèle correspond à une couleur $B(60)/B(100)$ égale à environ 0.15. Pour avoir une couleur de 0.21 aux fortes brillances, il nous faut partir d'une abondance de 1.6 fois la valeur standard. L'abondance des très petits grains est finalement 1.5 fois plus importante dans les régions de faible brillance ($B < 3$ MJy/sr) que dans les régions de forte brillance.

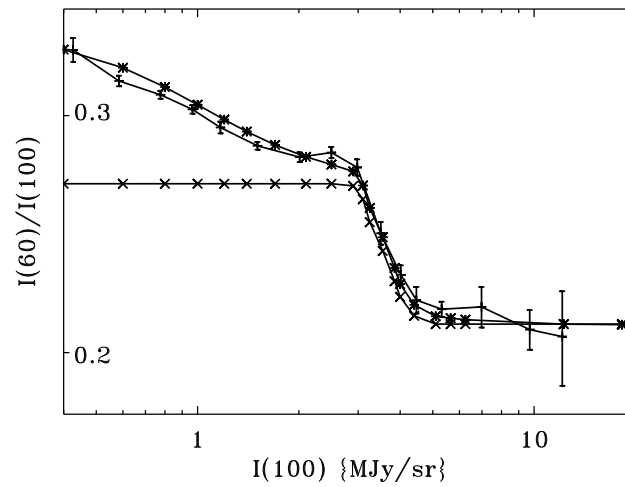


FIG. 2.10: Couleur de cirrus simulée (en croix) afin de reproduire les points de données (symbole 'plus'); le résultat final de la simulation est représenté avec le symbole 'étoiles'.

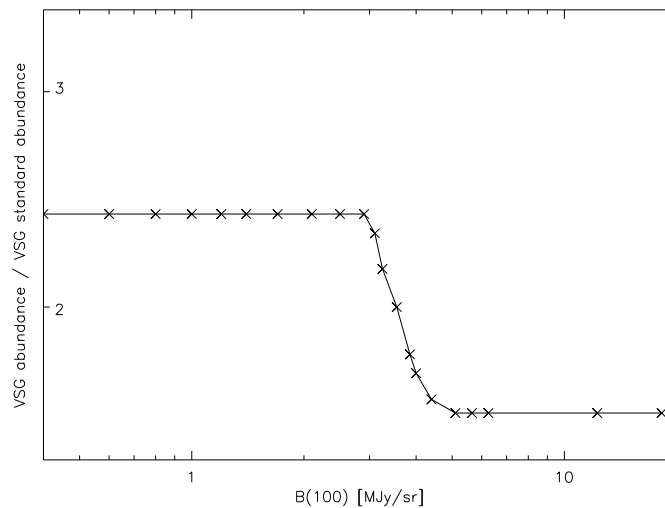


FIG. 2.11: Abondance en masse des très petits grains ('VSG') déduite, en fonction de la brillance des cirrus à $100 \mu\text{m}$. Les deux valeurs stables sont 2.4 and 1.6 fois la valeur standard (i.e. $4.7 \cdot 10^{-4}$ par rapport à la masse de l'hydrogène).

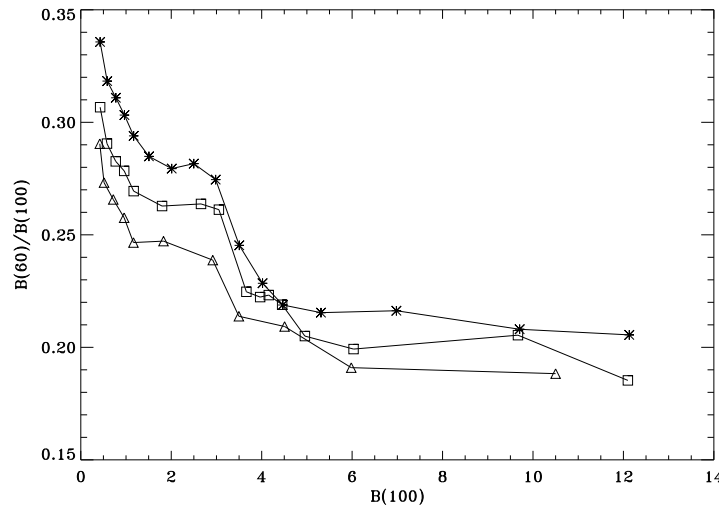


FIG. 2.12: Couleur $B(60)/B(100)$ en fonction de la taille des sous-cartes, à 0.5, 1, et 2 degrés de côté, en partant de la courbe du haut.

2.2.5 Influence de la taille des sous-cartes

J'ai étudié l'influence de la taille choisie des sous-cartes, en faisant varier celle-ci de 0.5 à 4 degrés. La figure 2.12 montre que les couleurs ont tendance à être plus faibles globalement quand la taille des sous-cartes augmente, sans pour autant perdre la forme générale de la courbe, à deux plateaux ! On peut essayer de comprendre ceci : dans des sous-cartes plus grandes, on a une probabilité plus faible de tomber sur une région dominée par les fluctuations du FDIE, d'où une couleur globalement plus faible, car plus proche de celle des cirrus. D'autre part, la sous-carte peut contenir des structures de natures différentes dont la somme donnera une seule et même couleur. Les valeurs de couleur les plus valables sont obtenues avec les sous-cartes les plus petites, donc à 0.5 degré. Les simulations reproduisent aussi cette tendance à la baisse des couleurs avec la taille des sous-cartes.

2.2.6 Autres variations de couleur de cirrus et interprétation

D'autres variations de couleur de cirrus ont été enregistrées. Parmi elles, Miville-Deschênes et al. (2002a), ont étudié le cirrus de la constellation de la grande ourse. Ils ont mesuré l'émission en IR moyen, à 6.5 et 15 μm , et dans les bandes de HI et de CO. Ils ont détecté une variation de couleur à travers un filament brillant, ainsi qu'à travers une région de transition HI-H₂. Ils interprètent ceci, en supposant un chauffage homogène et aucun changement dans l'émissivité des grains, comme une variation de l'abondance

des très petits grains. L'abondance la plus importante, dans le filament en rotation, serait due à la fragmentation de gros grains au cours de collisions. D'un autre côté, la faible abondance dans la région H₂ serait causée par la coagulation des très petits grains.

Lagache (2003), utilise les données de WMAP pour étudier l'émission résiduelle, après avoir enlevé les émissions synchrotron, free-free et l'émission thermique des gros grains. Elle observe une diminution de l'émission à 60 μm avec l'augmentation de la densité de colonne N_{HI} , usuellement bien corrélé avec $B(100)$. Elle interprète cette composante comme étant due aux très petits grains ou particules chauffées de manière transitoire. La couleur $B(60)/B(100)$ diminue, de la valeur 0.44 à la valeur 0.26 pour des densités de colonne, N_{HI} , entre 3.3 et 9.9 H cm^{-2} . Ce résultat est en assez bon accord avec le notre.

L'augmentation de la couleur $B(60)/B(100)$ que nous avons observé dans les régions peu denses, induit une augmentation de l'abondance des très petits grains par rapport aux gros grains. Cette augmentation est vraisemblablement produite par la fragmentation des grains et, dans une moindre mesure, par l'érosion des grains de poussière lors du passage des ondes de choc des supernovae. Les ondes de choc créent des courants de matière dans la galaxie et produisent des collisions grains-grains et grains-gaz. Les collisions grains-grains sont responsables de la fragmentation, tandis que l'érosion est produite par les collisions grains-gaz. Cette érosion concerne les éléments tels que l'oxygène, le magnésium, le fer, le silicium, le carbone. Afin de produire une augmentation de l'abondance des très petits grains d'un facteur 1.5 à 2, il faut des ondes de choc ayant une vitesse de l'ordre de 50 Km s^{-1} (Jones, 2004, voir sa figure 4). Une vitesse plus élevée (100 Km s^{-1}) produirait la disparition totale des gros grains, et ce n'est pas ce qui est observé. Les vitesses estimées des ondes de choc aux hautes latitudes sont de l'ordre des dizaines de km s^{-1} . Ces vitesses sont donc compatibles avec celles nécessaires pour éroder les grains dans nos hautes latitudes.

2.3 Dépendance du spectre de puissance avec la brillance

Sur la figure 2.13, nous montrons la déviation standard des sous-cartes de un demi degré de côté en fonction de la brillance moyenne à 100 μm . La pente en échelle logarithmique de ce graphe vaut 1.03 et implique, comme attendu, que les cirrus dominent les cartes, car pour le fond diffus on s'attendrait à un écart-type constant, puisque le FDIE est isotrope. D'ailleurs, on peut remarquer que les deux points correspondant aux brillances les plus faibles s'écartent de la droite ajustée et sont compatibles avec une tendance vers une valeur constante du sigma, dans la région dominée par les fluctuations du FDIE.

On peut de plus déduire de ce graphe que le spectre de puissance des cirrus varie avec le carré de la brillance moyenne :

$$\sigma^2 \propto \int P(k) 2\pi k dk \quad (2.30)$$

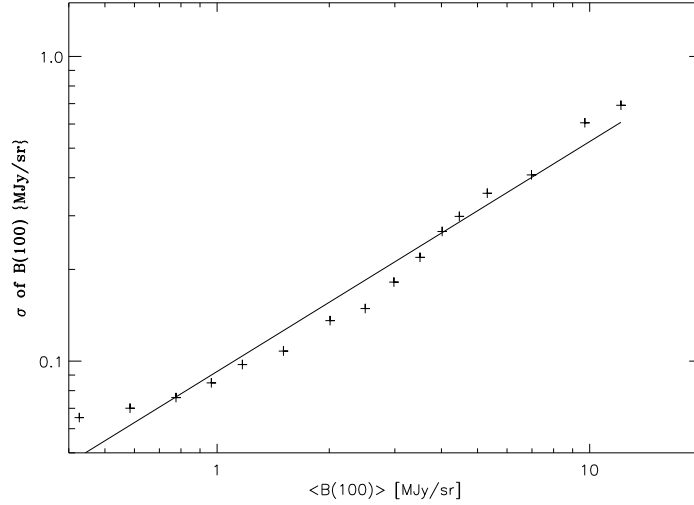


FIG. 2.13: *Ecart-type de la brillance à 100 microns, en fonction de la brillance moyenne à 100 microns ; la régression linéaire donne une pente de 1.03 en échelle logarithmique.*

(voir démonstration à l'annexe A.7)

$$\sigma^2 \propto \int B^p k^{-3} 2\pi k dk \quad (2.31)$$

La pente de 1.03 nous donne :

$$\sigma \propto B^{1.03} \quad (2.32)$$

$$\Rightarrow p = 2.06 \quad (2.33)$$

$$P(k) \propto B^{2.06} k^{-3} \quad (2.34)$$

Gautier et al. (1992), utilisent la relation :

$$P_0 = 1.4 \times 10^{-12} B^{3.0} \quad (2.35)$$

où P_0 est la valeur du spectre de puissance à la fréquence $k=0.01'^{-1}$. La dépendance en B est donc différente. Gautier et al. (1992), ont ajusté des données pour trouver cette loi de puissance ; ces données incluent des régions proches du plan galactique, donc non homogènes.

Partant du fait que les fluctuations se somment de manière quadratique :

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (2.36)$$

Une dépendance en B^2 correspond physiquement à un ou plusieurs nuages indépendants le long de la ligne de visée. C'est ce à quoi nous nous attendons dans les milieux que nous

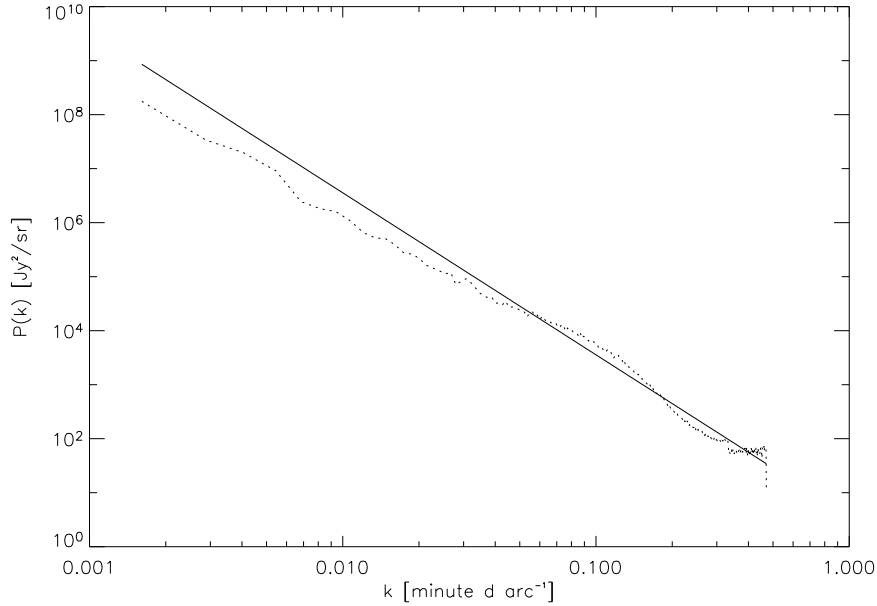


FIG. 2.14: *En pointillés* : Spectre de puissance de cirrus mesuré sur une carte IRAS de 12.5° de côté et de brillance moyenne 1.5 MJy/sr . *Trait continu* : Spectre de puissance donné par la formule $P(k) = 1.4 \times 10^6 \times B_{100 \mu m}^{2.1} \times (k/k_0)^{-3} \text{ Jy}^2/\text{sr}$, où B représente la brillance moyenne du cirrus et k_0 vaut $0.01'^{-1}$. Les deux courbes sont compatibles.

sondons ici.

La modélisation du spectre de puissance des cirrus que nous avons utilisé,

$$P(k) = 1.4 \times 10^6 \times B_{100 \mu m}^{2.1} \times (k/k_0)^{-3} \text{ Jy}^2/\text{sr}, \quad (2.37)$$

avec $k_0 = 0.01'^{-1}$, a été réalisée par G. Lagache à l'aide d'une série de cartes IRAS à haute latitude. Cette normalisation est typique des cirrus faibles présents dans les champs cosmologiques de densité de colonne de $N_{HI} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Nous illustrons sur la figure 2.14 le bon accord entre le spectre ainsi calculé (*en trait continu*) et celui mesuré (*en pointillés*) sur une carte réelle. La carte utilisée ici possède une brillance moyenne de $B = 1.5 \text{ MJy/sr}$.

2.4 La composante dominante

La figure 2.15 représente la variation des fluctuations des deux composantes en fonction de la brillance du ciel à $100 \mu m$. Les fluctuations sont calculées à partir de la relation

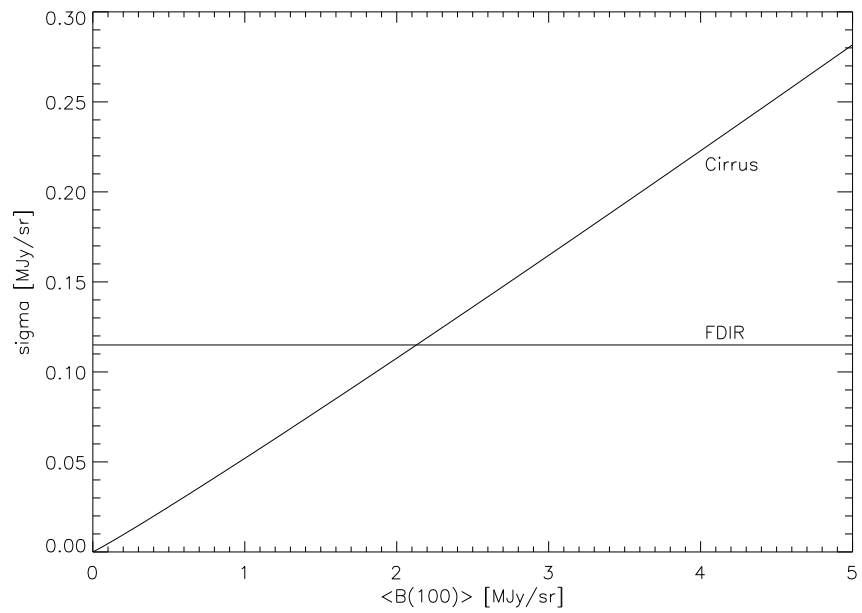


FIG. 2.15: *Fluctuations du FDIR (droite horizontale) et des cirrus (droite pentue), en fonction de la brillance du ciel à $100\ \mu\text{m}$. Les fluctuations sont calculé à partir du spectre de puissance, intégré entre $4'$ et 0.5° ; le croisement des droites a lieu pour $B = 2.13\ \text{MJy/sr}$.*

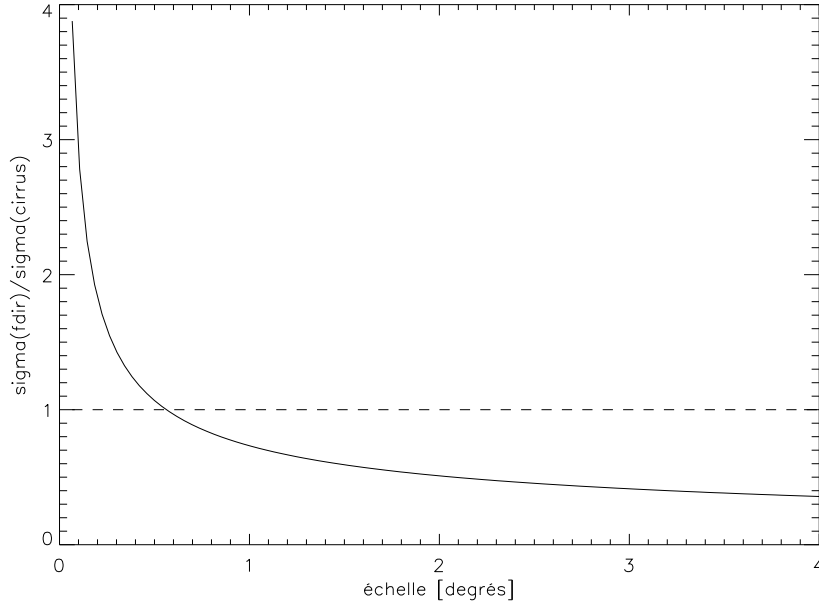


FIG. 2.16: Rapport des fluctuations du FDIE sur celles des cirrus, en fonction de l'échelle (la borne supérieure d'intégration), à $100 \mu\text{m}$ et pour une brillance moyenne de 2 MJy/sr . La borne inférieure est fixée à 4 minutes d'arc. L'égalité des contributions des deux composantes est atteinte pour une échelle de 34.7 minutes d'arc.

2.30, avec, à $100 \mu\text{m}$:

$$P_{fdir}(k) = 5800 \text{ Jy}^2/\text{sr} \quad (2.38)$$

$$P_{cirrus}(k) = 1.4 \times 10^6 B^{2.1} (k/k_0)^{-3} \quad (2.39)$$

$$k_0 = 0.01'^{-1} \quad (2.40)$$

La valeur du spectre de puissance du fond diffus infrarouge est extraite de Miville-Deschênes et al. (2002b). Le spectre de puissance est intégré entre 4 minutes d'arc (la résolution IRAS) et 0.5 degrés. On observe alors que les cirrus dominent l'émission du ciel pour des brillances supérieures à 2.13 MJy/sr ; les fluctuations du FDIE deviennent, elles, prépondérantes en-deçà de cette valeur, dans les conditions précisées d'intégration sur les échelles angulaires. Ce graphe corrobore très bien l'interprétation que nous avons faite de l'augmentation de la couleur $B(60)/B(100)$ pour $B < 2 \text{ MJy/sr}$; c'est-à-dire un changement de proportion des deux signaux à une brillance donnée.

La figure 2.16 montre la variation du rapport des fluctuations du FDIE sur les fluctuations des cirrus, en fonction, cette fois-ci, de l'échelle angulaire, et plus précisément de la borne supérieure d'intégration. La borne inférieure étant fixée à 4 minutes d'arc

(résolution IRAS), la borne supérieure varie de 4' à 4 degrés. La brillance moyenne est fixée à 2 MJy/sr (en accord avec la concentration de points que l'on peut observer sur la figure 2.4); nous sommes toujours à la longueur d'onde de $100 \mu\text{m}$. On observe l'égalité des contributions des deux composantes à une échelle d'environ 34.7 minutes d'arc. Ce graphe permet d'expliquer pourquoi, en prenant des sous-cartes petites, on a plus de chance de mesurer les fluctuations du FDIE. En effet, avec les sous-cartes de un demi degré de côté, on est proche de la partie dominée par les fluctuations du FDIE. Tandis qu'en augmentant la taille des sous-cartes, le signal est dominé par la contribution des cirrus. Quand la brillance moyenne de la sous-carte augmente, l'égalité des contributions des deux composantes a lieu pour une échelle supérieure qui va en diminuant : 15.8' pour 3 MJy/sr (et 2.2 degrés pour 1 MJy/sr).

La limite trouvée pour l'égalité des contributions dépend également beaucoup de la borne inférieure d'intégration. Par exemple pour une borne inférieure de 5 minutes d'arc au lieu de 4, l'égalité des contributions a lieu à 23.8 minutes d'arc au lieu de 34.7. Le résultat montré sur la figure 2.16 correspond aux contraintes de nos conditions d'observation : 4 minutes d'arc est la limite de résolution d'IRAS.

2.5 Perspectives

Cette étude va bientôt être soumise à A&A. Il apparaît donc que la variation de couleur de cirrus, $B(60)/B(100)$, soit due à une variation de l'abondance des très petits grains, qui émettent en grande partie à $60 \mu\text{m}$; cette abondance peut être amenée à varier par des processus de fragmentation ou de coagulation. Il existe un exemple de fragmentation ayant lieu dans un filament en rotation. Nous avons étudié des régions de faible brillance. On pourrait imaginer utiliser d'autres données; couvrir toute la surface du ciel n'apportera pas grand chose de nouveau à priori. On peut vérifier, à d'autres longueurs d'onde dans l'infrarouge moyen si cette augmentation de l'abondance des très petits grains se confirme aux faibles brillances du ciel. De même, on peut remettre en cause le modèle utilisé pour le comportement des grains et leur émission en infrarouge, pour le nombre d'espèces et les abondances de départ.

Cette variation de couleur dans l'infrarouge moyen et lointain pourra être étudiée avec les missions spatiales Spitzer et Herschel. Le satellite Spitzer fut lancé le 25 août 2003 et emporte à son bord l'instrument MIPS (*'Multiband Imaging Photometer for Spitzer'*) qui observe à 24, 70 et $160 \mu\text{m}$. Le satellite Herschel qui volera en 2007 avec Planck emportera l'instrument PACS (*'Photoconductor Array Camera and Spectrometer'*) qui fonctionnera entre 60 et $210 \mu\text{m}$. Les bandes en infrarouge moyen permettront d'étudier les très petits grains, tandis que les bandes en infrarouge lointain nous renseigneront sur les gros grains.

Chapitre 3

Les fluctuations du fond diffus infrarouge

3.1 Introduction

Le fond infrarouge extragalactique est plus particulièrement formé des galaxies à sursaut de formation d'étoiles, qui se trouvent probablement aux noeuds des filaments de matière noire, en fusion les uns avec les autres. C'est donc une population particulière que l'on trace dans l'infrarouge moyen et lointain. A ce fond diffus extragalactique s'ajoute une composante diffuse galactique : les cirrus, nuages de gaz et de poussières, optiquement minces, qui émettent également en infrarouge proche, moyen et lointain. Il faut donc faire tout un travail de séparation des composantes avant de pouvoir étudier proprement les fluctuations du fond diffus extragalactique en question. Ce chapitre est consacré à une tentative d'extraction des fluctuations du FDIE, sachant que leur mise en évidence dans les cartes astrophysiques a déjà été effectuée, notamment par Lagache et Puget (2000), en utilisant une étude du spectre de puissance ; ils ont montré un excès d'émission qui ne pouvait être du à rien d'autre qu'aux fluctuations du fond diffus infrarouge extragalactique.

3.1.1 La découverte des fluctuations du FDIE

3.1.1.1 Découverte du FDIE

Un fond de rayonnement avait été prédit depuis 1967 par Partridge et Peebles. Il devait tracer la phase de formation initiale des galaxies. Les abondances de la plupart des éléments observés dans les galaxies ne pouvaient pas être expliquées par le scénario du Big Bang standard, et un enrichissement initial en éléments lourds des galaxies devait correspondre à une émission de lumière détectable. Cette lumière devait être détectée dans le visible et l'infrarouge proche, sauf s'il existe de la poussière dans les premières galaxies.

Low et Tucker (1968); Setti et Woltjer (1970); Kaufman (1976), Stecker, Puget & Fazio (1977) et Sunyaev, Tinsley & Meier (1978) ont montré qu'un important fond de rayonnement en infrarouge lointain pourrait venir de la lumière des étoiles absorbée et réémise par la poussière contenue dans les galaxies. Cette dernière hypothèse fut promue lors de la découverte des premières galaxies infrarouges. Depuis lors, le satellite IRAS a montré que les galaxies à sursaut de formation d'étoiles peuvent rayonner une grande partie de leur énergie dans l'IR lointain (Soifer et al., 1987). Beaucoup de modèles ont ensuite été développés pour prédire la valeur du fond IR (e.g. Beichman et Helou, 1991; Désert et al., 1990; Treyer et Silk, 1993; Franceschini et al., 1994). Mesurer ce fond aiderait à contraindre l'énergie totale émise par les galaxies et à dater leur formation.

Jusqu'alors, le fond IR n'avait pas pu être mis en évidence à cause du bruit instrumental et des avant-plans intenses dont le spectre variait spatialement; il fallait d'abord les enlever. En dehors du plan galactique, les principales émissions d'avant-plan représentaient quelques fois à des milliers de fois la valeur attendue du FDIE, entre 10 et 500 μm . Autant dire que celui-ci était noyé. Des limites supérieures du FDIE ont pu être établies par Boulanger et Pérault (1988) (1.2 - 1.8 MJy/sr à 100 μm), Kawada et al. (1994) ($2.6 \cdot 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ à 154 μm ($=1.33 \cdot 10^{12} \text{ MJy/sr}$)), Dwek et Slavin (1994), De Jager et al. (1994). Hauser (1995a), calcule des limites supérieures du FDIE entre 1 et 240 μm , Mather et al. (1994), avec le photomètre DIRBE, donnent les contraintes sur le fond extragalactique dans le domaine submillimétrique avec les données de FIRAS. Des limites inférieures sont obtenues à partir des comptages profonds de galaxies d'IRAS, à 60 μm (e.g. Hacking et Soifer, 1991). La principale difficulté réside dans le fait que l'émission galactique peut simuler l'émission du fond diffus extragalactique. La plupart des modèles de formation de galaxies (e.g. Franceschini et al., 1994) prédisent un rapport du fond infrarouge sur les avant-plans qui augmente avec la longueur d'onde. La meilleure fenêtre spectrale d'observation est donc dans le submillimétrique, entre 200 et 800 μm .

Le fond infrarouge a finalement été découvert en 1996. Il est mesuré pour la première fois par l'équipe de Jean-Loup Puget grâce au satellite COBE, avec les instruments FIRAS puis DIRBE. Cette équipe a modélisé et enlevé les composantes de poussière interplanétaire (qui pique autour de 12-25 μm) et interstellaire (pic vers 150 μm) ainsi que le fond cosmologique (pic à 1 mm) pour le domaine compris entre 140 μm et quelques millimètres; elle a utilisé le sondage HI de Dwingeloo pour retirer la composante de cirrus, et elle a retiré également une composante HII; puis elle a détecté une valeur résiduelle positive à toutes les longueurs d'onde. Cette émission était isotrope, montrait un excès évident dans le submillimétrique par rapport au spectre d'émission de la poussière associée au HI et ne pouvait pas être expliquée par une quelconque composante galactique ou du système solaire. Ils ont à l'époque émis l'hypothèse que ce signal pourrait être le fond infrarouge constitué des premières galaxies, prédit depuis longtemps. Son intensité,

assez élevée, est représentée par :

$$\nu I_\nu \simeq 3.4 \times 10^{-9} \left(\frac{\lambda}{400 \mu\text{m}} \right)^{-3} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \quad (3.1)$$

dans le domaine de 400 à 1000 μm ; le niveau du fond diminue ensuite à plus courte longueur d'onde. Ceci implique qu'une grande fraction du rayonnement des premières galaxies ait été convertie en infrarouge lointain. Le spectre montre la présence de sources à des redshifts typiquement de 2 à 5.

Le fond IR a ensuite été fermement établi sur toute une gamme de longueurs d'onde (e.g. Dwek et al., 1998; Gispert et al., 2000; Hauser et Dwek, 2001). L'intensité est assez forte, comparée aux prédictions basées sur des modèles avec évolution de la formation d'étoiles, dans les populations de galaxies déduites des données optiques. Les comptages de sources obtenus avec SCUBA à 850 μm , Spitzer à 24 μm et ISO à 170 et 15 μm ont en partie résolu le fond IR et montré une forte évolution cosmologique des galaxies qui le constituent.

3.1.1.2 Détection des fluctuations

Herbstmeier et al. (1998) étudient, avec une bonne résolution spatiale, les caractéristiques spatiales de l'émission du fond infrarouge à 90 et 180 μm et remarquent des structures à petite échelle. Ces fluctuations limitent la sensibilité de détection d'ISOPHOT dans la plupart de leurs observations.

Les fluctuations du FDIE sont clairement observées par Lagache et Puget (2000), à 170 μm . Ils ont calculé le spectre de puissance du champ Marano1, observé avec le photomètre à bord du satellite ISO, lors du sondage FIRBACK ("*Far Infrared Background*", voir Puget et al., 1999). Ce champ avait une redondance de 4 fois, ce qui a permis d'estimer correctement le bruit instrumental et de l'enlever. Ils ont ensuite détecté un excès dans le spectre de puissance pour des fréquences comprises entre 0.2 et 0.6 minutes d'arc⁻¹ ; cet excès n'était associé à aucune composante d'avant-plan et a donc été interprété comme les fluctuations du fond diffus infrarouge.

Les fluctuations ont ensuite été détectées à 90 et 170 μm dans le '*Lockman hole*' par Matsuhara et al. (2000). Ils ont calculé la fonction de corrélation angulaire des champs, puis leur transformée de Fourier ; celle-ci est plutôt plate aux basses fréquences spatiales ($k < 0.1 \text{ arc}^{-1}$) et diminue vers les hautes fréquences. Ces spectres ne ressemblent pas à ceux des cirrus et sont expliqués par des sources (galaxies) aléatoirement distribuées.

λ (μm)	νI_ν ($\text{nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	Référence
1.25	<75 (33±21)	Hauser et al. 1998
1.25	<108 (60±24)	Dwek & Arendt 1998 ^b
1.25	<57 (28±15)	Wright 2001
2.2	<39 (15±12)	Hauser et al. 1998
2.2	23 ±6	Wright & Reese 2000
2.2	22 ±6	Gorjian et al. 2000
2.2	20 ±5	Wright 2001
3.5	<23 (11±6)	Hauser et al. 1998
3.5	14 ±3	Dwek & Arendt 1998 ^b
3.5	11 ±3	Gorjian et al. 2000
3.5	12 ±3	Wright & Reese 2000
4.9	<41 (25 ±8)	Hauser et al. 1998
4.9	<38 (25 ±6)	Dwek & Arendt 1998 ^b
12	<470 (190 ±140)	Hauser et al. 1998
25	<500 (190 ±160)	Hauser et al. 1998
60	<75 (21 ±27)	Hauser et al. 1998
60	28 ±7	Finkbeiner et al. 2000
90	<37	Kiss et al. 2001
100	<34 (22 ±6)	Hauser et al. 1998
100	>5 (11 ±3)	Dwek et al. 1998
100	23 ±6	Lagache et al. 2000
100	25 ±8	finkbeiner et al. 2000
140	32 ±7	Schlegel et al. 1998 ^c
140	25 ±7	Hauser et al. 1998 ^c
140	15 ±6	Hauser et al. 1998 ^d
140	15 ±6	Lagache et al. 1999 ^c
140	<47 (24 ±12)	Lagache et al. 2000 ^c
170	14 ± 3	Kiss et al. 2001
240	17 ±2	Schlegel et al. 1998 ^c
240	14 ±3	Hauser et al. 1998 ^c
240	13 ±2	Hauser et al. 1998 ^d
240	11 ±2	Lagache et al. 1999 ^c
240	<25 (11 ±7)	Lagache et al. 2000 ^c
200-1000	$a \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^k \nu P_\nu(T)$	Fixsen et al. 1998 ^e
200-1000	$a \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^k \nu P_\nu(T)$	Lagache et al. 1999 ^f

TAB. 3.1: *Compilation de mesures du FDIE (largement inspiré de Hauser & Dwek, (1998)).*

^a *Les barres d'erreur sont de 1 σ . Les limites supérieures et inférieures ont un niveau de confiance de 95%. Les valeurs entre parenthèses sont les résidus et leur incertitudes.*

^b *Basé sur la moyenne du FDIE $\nu I_\nu(2.2\mu\text{m}) = 22 \pm 6 \text{ nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$*

^c *Etalonné sur l'échelle photométrique de DIRBE.*

^d *Etalonné sur l'échelle photométrique de FIRAS.*

^e $a = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-5}$, $k = 0.64 \pm 0.12$, $T = (18.5 \pm 1.2)K$, $\lambda_0 = 100\mu\text{m}$.

^f $a = 8.8 \times 10^{-5}$, $k = 1.4$, $T = 13.6K$, $\lambda_0 = 100\mu\text{m}$.

Miville-Deschênes et al. (2002b), ont détecté les fluctuations dans les données IRAS, à 60 et 100 μm . Ils se basent également sur une étude du spectre de puissance. Un excès de signal est observé aux fréquences spatiales plus grandes que $0.02''^{-1}$, même après que soient enlevés le bruit instrumental et les sources ponctuelles proches. Les niveaux des fluctuations, détectés à $1.6 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ pour 60 μm et $5.8 \times 10^3 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ pour 100 μm , sont utilisés afin de contraindre l'évolution des galaxies IR.

Ces détections sont dominées par la contribution poissonienne du fond. Au-delà de 170 μm , seules les observations SCUBA à 850 μm peuvent donner des informations sur les fluctuations.

Les fluctuations nous permettent d'étudier le fond de rayonnement au-delà de la limite de résolution des instruments. Elles nous permettent aussi de mieux connaître les grandes structures. L'étude des corrélations spatiales est en plein essor en optique (jusqu'à 3 μm) et émerge dans le domaine submillimétrique (Blain et al., 2004); mais elles sont encore inconnues en infrarouge. Les fluctuations du FDIE sont une opportunité pour y remédier.

3.1.2 Le niveau des fluctuations

Les sources ayant un flux en-dessous de la limite de détection d'un sondage créent des fluctuations. Si la limite de détection ne permet pas de résoudre les sources dominant l'intensité du FDIE, la caractérisation de ces fluctuations donne des informations très intéressantes sur les corrélations spatiales de ces sources non résolues d'importance cosmologique. Le domaine de l'infrarouge moyen et lointain est favorisé pour mesurer les fluctuations, car les données sont disponibles avec un bon rapport signal sur bruit du détecteur mais cependant limité par la confusion; d'autre part, la confusion limite la possibilité de détecter les faibles sources résolues et laisse l'information contenue par ces sources faibles cachée dans les fluctuations. L'étude des fluctuations du FDIE est un domaine en évolution rapide. Après le travail pionnier de Herbstmeier et al. (1998) avec ISOPHOT, Lagache et Puget (2000) les ont découvert à 170 microns dans les données FIRBACK, suivi par d'autres travaux à 170 et 90 microns (Matsuhara et al., 2000; Kiss et al., 2001) et à 60 et 100 microns dans les données IRAS.

Le tableau 3.2 reproduit les mesures faites du niveau des fluctuations à plusieurs longueurs d'onde. Le modèle de Lagache et al. (2003) reproduit les niveaux des fluctuations mesurés à un facteur 1.5 entre 60 et 170 microns. Pour l'instrument MIPS, il permet de prédire que le niveau des fluctuations sera de $6930 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ à 160 microns pour des flux inférieurs à 48 mJy et $113 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ à 70 microns pour des flux inférieurs à 4.7 mJy.

Ce modèle donne accès à la distribution en redshift des sources dominant les fluctuations observables du fond non résolu. A 170 microns (Fig. 12 de Lagache et al. 2003), la distribution en redshift des contributions aux fluctuations pique à $z=0.8$, avec une queue jusqu'à $z\sim 2.5$, et il y a une contribution non négligeable des sources locales. Le pic de

λ (μm)	$\delta(\nu I_\nu)^b$ ($\text{nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	P_s^c ($\text{Jy}^2\text{sr}^{-1}$)	νI_ν^d ($\text{nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	Référence
1.25	<19		<200	Kashlinsky et al. 1996
1.25	$15.5^{+3.7}_{-7.0}$			Kashlinsky et al. 2000 ^e
1.25	<5.6			Wright 2001
1.4	~ 18			Matsumoto et al. 2000
2.2	<9.6			Boughn et al. 1986 ^f
2.2	<4.1			Boughn et al. 1986 ^f
2.2	<7		<78	Kashlinsky et al. 1996
2.2	$5.9^{+1.6}_{3.7}$			Kashlinsky et al. 2000
2.2	<2.5			Wright 2001
2.6	~ 5			Matsumoto et al. 2000
3.5	<2.4		<26	Kashlinsky et al. 1996
3.5	$2.4^{+0.5}_{-0.9}$			Kashlinsky et al. 2000
4.9	<1.3		<13	Kashlinsky et al. 1996
4.9	$2.0^{+0.025}_{-0.5}$			Kashlinsky et al. 2000
12-100	$\leq 1-1.5$		$\leq 10-15$	Kashlinsky et al. 1996
12	<1.0		<15	Kashlinsky et al. 2000
25	<0.5		<8	Kashlinsky et al. 2000
60	<0.8		<12	Kashlinsky et al. 2000
100	<1.1		<17	Kashlinsky et al. 2000
90		13000 ± 3000 (150 mJy)	>3-10	Matsuhara et al. 2000
170	~ 1	7400 (100mJy)		Lagache & Puget 2000
170		12000 ± 2000 (250 mJy)	>0.9-2.6	Matsuhara et al. 2000
400-1000	$4(\lambda/400 \mu\text{m})^{-3.1}$			Burigana & Popa 1998

TAB. 3.2: Compilation de mesures des fluctuations du FDIE ; extrait de Hauser & Dwek, (1998).

^b $[\delta(\nu I_\nu)]^2$ est la variance de νI_ν .

^cSpectre de puissance des sources, de flux plus faible que la valeur entre parenthèses.

^dLimite sur le FDIE déduite de la mesure des fluctuations.

^eLes limites donnent un intervalle de confiance de 92%.

^fNiveau de confiance de 90%.

cette distribution est similaire à celui de la distribution en redshift de sources résolues ISOCAM à 15 microns (Elbaz et al. 2002); ces sources résolues représentent une fraction significative du FIE, environ 70% de l'énergie émise au pic du FDIE. Ces sources, qui sont observées à deux longueurs d'onde différentes, nous racontent la même histoire sur l'évolution des galaxies. Le point essentiel de l'étude des fluctuations dans l'infrarouge lointain est la disponibilité de sondages de grande surface pour extraire les propriétés de regroupement des sources; ceci est difficile en infrarouge moyen car il est nécessaire de faire des sondages très profonds sur de grandes surfaces.

3.2 Mise en évidence des fluctuations

3.2.1 Les données

3.2.1.1 ISO

Les cartes à 170 μm ont été prises par l'instrument ISOPHOT, le photomètre à bord du satellite ISO, et font partie du sondage FIRBACK, lequel consiste en trois champs à haute latitude galactique : deux champs dans l'hémisphère nord, FN1 et FN2 (pour 'FIRBACK ELAIS North 1' et 'FIRBACK ELAIS North 2') et un champ dans l'hémisphère sud : FSM ('FIRBACK SOUTH MARANO') (Puget et al., 1999; Lagache et Dole, 2001; Dole et al., 2001). Lagache et Dole (2001), expliquent comment les données ont été traitées et étalonnées. Les cartes ont des pixels de 10 secondes d'arc et une PSF (*'point spread function'* en anglais, la réponse impulsionnelle de l'instrument) effective de 1.5 minutes d'arc environ. L'étalonnage entre les sous-champs présente des différences de l'ordre de 5% ou moins (Lagache et Dole, 2001) qui ont été enlevées, mais qui peuvent laisser un gradient arbitraire de cet ordre de grandeur à grande échelle. Un gradient de faible amplitude à grande échelle existe dans la carte ISO FN1 (5%), comparé à la carte IRAS du même champ. Nous ajustons donc le plan moyen des cartes ISO au plan IRAS (100 μm) correspondant.

Pour travailler à la même résolution aux trois longueurs d'onde, nous dégradons les cartes ISO (1.5 minutes d'arc de résolution) à la résolution d'IRAS (4 minutes d'arc) en les convoluant par une gaussienne de largeur à mi-hauteur d'environ 4' (4.25, 4.04 et 4.55 minutes d'arc pour les champs FN1, FN2 et FSM respectivement). A cause de la très faible différence entre les résolutions à 60 et 100 μm , nous ne dégradons pas les cartes à 60 μm . Nous enlevons la lumière zodiacale des cartes à 170 μm comme l'indiquent Lagache et Dole (2001), pour obtenir des cartes de FDIE et de cirrus. Lagache et Puget (2000), montrent que le rapport signal sur bruit des cartes FIRBACK est très grand. Le bruit est d'à peu-près $2.8 \cdot 10^{-2}$, $3.3 \cdot 10^{-2}$ et $2.0 \cdot 10^{-2}$ MJy/sr pour les champs FN1, FN2 et FSM respectivement.

3.2.1.2 IRAS

Les cartes à 60 μm et à 100 μm sont de même origine que celles utilisées dans la première partie sur les cirrus, et choisies pour couvrir les trois champs FIRBACK. La lumière zodiacale ne contribue pas au spectre de puissance aux petites échelles, donc tous les résultats qui suivent ne changeront pas si nous utilisons un autre modèle de lumière zodiacale, comme celui de Wright (1998), par exemple. Rappelons que le bruit des cartes IRAS vaut environ 0.035 MJy/sr à 60 μm et 0.057 MJy/sr à 100 μm .

3.2.1.3 HI

Les données d'observation en HI dans l'hémisphère nord proviennent du sondage de Burton et Hartmann (1994), effectué avec l'antenne de 25m Dwingeloo. La réponse impulsionnelle de l'instrument, PSF¹, est d'environ 36 minutes d'arc à mi-hauteur. Les données HI dans l'hémisphère sud furent prises avec l'antenne de 64m Parkes (Staveley-Smith et al., 1996; Staveley-Smith, 1997). Sa PSF est de 14.3 minutes d'arc environ. Les processus de traitement des données ont été développés par Barnes et al. (2001). Avant de les reprojeter sur les cartes ISOPHOT, les données HI ont été lissées (avec une gaussienne de 11.6' pour Dwingeloo et 34.4' pour Parkes), afin d'enlever l'effet de pixélisation et d'avoir les deux séries de données HI à la même résolution.

Le HI de la partie sud du champ FN1 a également été observé dans la raie à 21 cm par le GBT (*'Green Bank Telescope'*). Une surface d'environ un degré carré est couverte, centrée en J2000 16 :09 :30 +54 :14 :00, avec une résolution de 9' et une taille de pixel de 3'. La carte finale fut convoluée à la résolution angulaire de 36 minutes d'arc du sondage de Leiden-Dwingeloo afin de vérifier que les effets systématiques sont négligeables dans le spectre GBT.

Des observations à plus petite échelle furent aussi faites avec l'observatoire astrophysique en radio Dominion (*'DRAO'* pour *Dominion Radio Astrophysical Observatory* en anglais) dans le champ FN2. Aucun signal n'a été détecté, conduisant à une limite supérieure d'environ $5 \cdot 10^{19}$ atomes / cm^2 . Les données interférométriques confirment l'absence de toute brisure vers le haut dans le spectre des cirrus qui descend en k^{-3} vers les grandes fréquences spatiales (pour des échelles plus petites que 20 minutes d'arc). Ce résultat n'est cependant pas assez sensible pour modéliser la structure des cirrus à ces échelles.

3.2.2 Séparation de composantes via la couleur

3.2.2.1 Les couleurs de cirrus

Les cirrus diffus à haute latitude et à grande échelle dans notre galaxie sont plutôt bien étudiés (e.g. Boulanger et al., 1996a; Lagache et al., 1998; Abergel et al., 1994; Dwek

¹Point Spread Function

et al., 1997b). Des valeurs typiques connues de brillances de cirrus (en MJy/sr) aux trois longueurs d'onde B(60 μm), B(100 μm) et B(170 μm), ainsi que les couleurs (rapport d'émission à deux longueurs d'onde) B(60)/B(100), B(100)/B(170) et B(60)/B(170) sont indiquées dans les tables 2.1 et 2.2. Puisqu'il existe de vraies variations des couleurs de cirrus avec les conditions physiques du ciel, nous vérifions que les couleurs moyennes standard de la table 2.2 s'appliquent bien à nos champs. Nous avons calculé la couleur B(60)/B(100) pour un filament comparativement brillant ($\langle B(100) \rangle = 4.0$ MJy/sr) qui couvre 0.9° par 4.7° , près du champ Marano, et nous avons trouvé la valeur 0.21 qui est celle donnée par le spectre de Boulanger (2000), moyenné sur les régions diffuses ($N_{HI} \leq 510^{20} \text{cm}^{-2}$). Les valeurs connues de couleurs de cirrus sont donc : B(60)/B(100)=0.28, B(100)/B(170)=0.46 et B(60)/B(170)=0.13. Nous allons supposer que ces valeurs s'appliquent à notre milieu très diffus.

3.2.2.2 Les couleurs des fluctuations du FDIE

Le fond diffus infrarouge (FDIE) est bien contraint en-dessous de 30 μm et au-dessus de 100 μm , grâce notamment aux expériences à bord de COBE, ISO, IRTS (un satellite japonais) et Spitzer (satellite américain lancé en 2003) (voir Hauser et Dwek, 2001; Papovich et al., 2004). Entre 30 et 100 μm , le FDIE n'est pas très bien connu et est encore en cours d'investigation. Les couleurs des anisotropies du FDIE n'ont par contre jamais été mesurées. Vu que l'intensité et les anisotropies du FDIE peuvent être dominées par des galaxies avec des distribution en 'redshift' différentes (voir Lagache et al., 2003; Miville-Deschênes et al., 2002b), les couleurs de l'intensité du FDIE peuvent ne pas s'appliquer aux anisotropies du FDIE. Nous avons donc utilisé le modèle de Lagache et al. (2003), pour calculer les couleurs des anisotropies du FDIE.

Le modèle de Lagache et al., 2003 :

Ce modèle prédit les densités de sources extragalactiques dans les domaines infrarouge et submillimétrique ; à partir de celles-ci, nous pouvons déduire la distribution d'énergie spectrale ('SED' en anglais pour *Spectral Energy Distribution*) du FDIE, ainsi que celle de ses fluctuations. De plus, le modèle reproduit bien les observables telles que la distribution en redshift des sources extragalactiques, la distribution d'énergie spectrale du FDIE, le niveau des fluctuations (quand celui-ci est connu, par exemple à 60 et 100 μm (Miville-Deschênes et al., 2002b)). En utilisant des cartes simulées par Dole et al. (2003), nous calculons les couleurs des fluctuations du FDIE par la méthode des graphes de dispersion. Les couleurs du modèle sont : B(60)/B(100)=0.34, B(100)/B(170)=0.67 et B(60)/B(170)=0.22 (Tableau 3.3). Notons, pour la couleur B(60)/B(100), un très bon accord avec la valeur mesurée dans la première partie, dans les sous-champs de un demi degré (voir la figure 2.6).

CIB fl. Colors	B(60)/B(100)	B(100)/B(170)	B(60)/B(170)
Lagache et al. 03	0.34	0.67	0.22

TAB. 3.3: Couleurs des fluctuations du FDIE, $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$, prédites par le modèle de Lagache et al., 2003 (pour un lobe de $4'$).

Les couleurs, mesurées par la pente du graphe de dispersion, sont indépendantes de toute constante à ajouter ou retrancher des données; nous sommes donc insensibles à l'intensité du FDIE, qui est isotrope et constant et ne rencontrons que les anisotropies du FDIE. De plus, nous sommes insensibles à une émission résiduelle de lumière zodiacale (une constante à ces petites échelles!) qui pourrait être mal enlevée à $60 \mu\text{m}$ par exemple.

3.2.2.3 Les couleurs dans les champs FIRBACK

La figure 3.1 montre les cartes du champ FN1 (de 1.98 °^2 de surface) aux trois longueurs d'onde, 60, 100 et $170 \mu\text{m}$, à la même résolution, après soustraction de la lumière zodiacale et des cirrus à grande échelle (voir description des données HI à la section 3.2.1.3). Pour soustraire ces données HI, nous avons : 1) reprojété les cartes HI sur les trois champs FIRBACK, 2) converti ces cartes aux longueurs d'onde 60, 100 et $170 \mu\text{m}$ en utilisant l'émissivité du spectre d'émission de Boulanger (2000), qui correspond à des régions de densité de colonne de 10^{20} cm^{-2} atomes d'hydrogène (Table 2.1). L'effet de la soustraction à grande échelle des cirrus peut être vu sur la figure 3.2. Les sources de flux supérieur à 135 mJy à $170 \mu\text{m}$ ont été masquées à toutes les longueurs d'onde. On observe que les barycentres des nuages de points des trois champs (FN1, FN2 et FSM) se rapprochent après la soustraction du cirrus à grande échelle. Ce rapprochement nous conforte dans l'usage des émissivités de Boulanger (2000), pour les cirrus à grande échelle. À ce stade, nous avons dans les cartes les résidus de cirrus à plus petite échelle (<37 minutes d'arc), et le FDIE. On observe, sur la figure 3.1, en première approximation, que les mêmes structures sont visibles aux trois longueurs d'onde, et c'est également le cas pour les deux autres champs FIRBACK. Les coefficients de corrélation des cartes entre les trois longueurs d'onde confirment ce constat, avec des valeurs entre 0.45 et 0.9. Les coefficients de corrélation les plus faibles sont obtenus entre $60 \mu\text{m}$ et $170 \mu\text{m}$, et les plus forts entre $100 \mu\text{m}$ et $170 \mu\text{m}$. Ceci peut être expliqué par le fait que (1) les bandes à $100 \mu\text{m}$ et $170 \mu\text{m}$ sont plus proches que les bandes à $60 \mu\text{m}$ et $170 \mu\text{m}$, et que les fluctuations du FDIE sont attendues être plus similaires entre deux bandes voisines, et (2) les petits grains sont connus pour être en plus grande proportion dans la bande à $60 \mu\text{m}$ que dans les bandes à $100 \mu\text{m}$ ou $170 \mu\text{m}$, d'où une différence de la nature du signal entre la bande à $60 \mu\text{m}$ et les bandes à 100 ou $170 \mu\text{m}$.

Nous calculons les couleurs des structures d'anisotropies en calculant la pente de

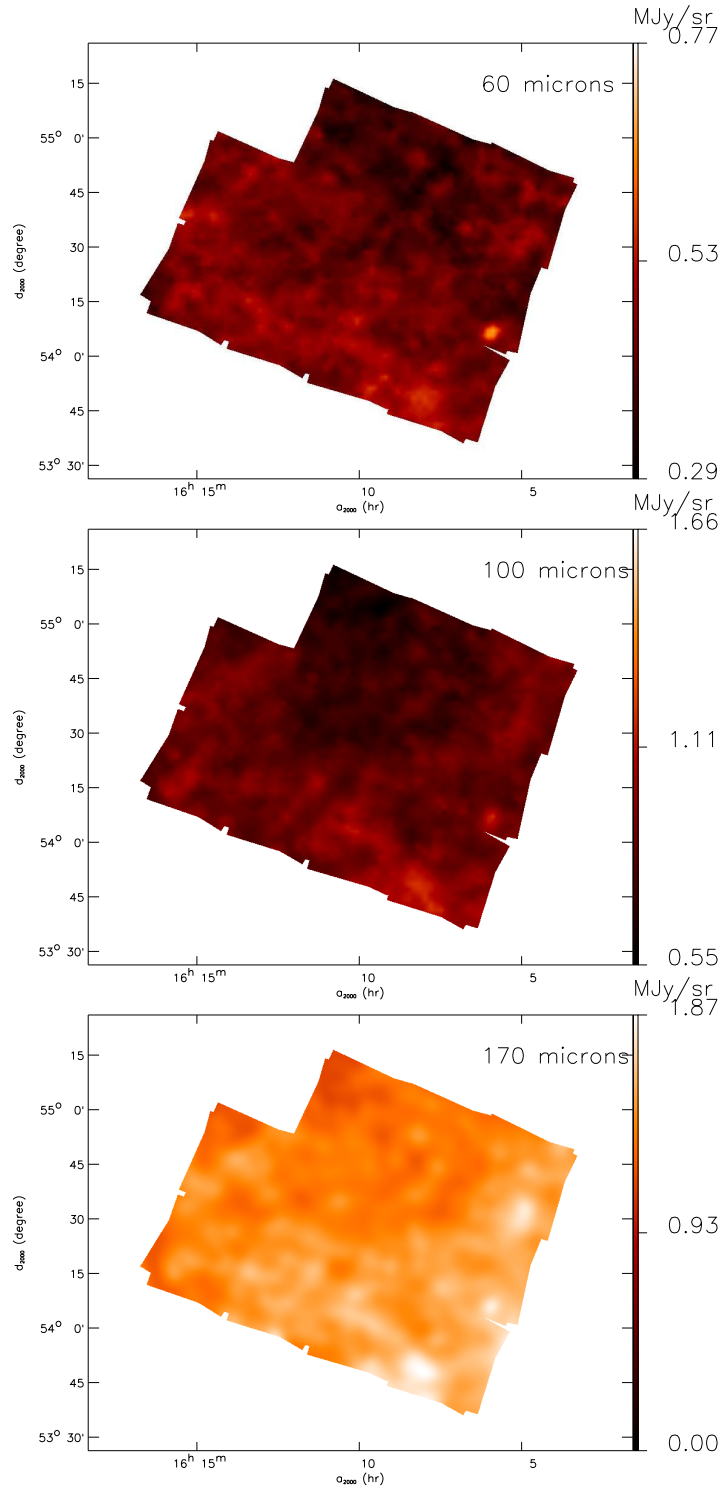


FIG. 3.1: Cartes à 60 μm (haut), 100 μm (milieu) et 170 μm (bas) du champ FIRBACK FN1, à la résolution d'IRAS; la lumière zodiacale et les cirrus à grande échelle ont été soustraits. La surface du champ fait 1.98 degrés carrés, et la barre grisée indique l'échelle de brillance de la carte, en MJy/sr.

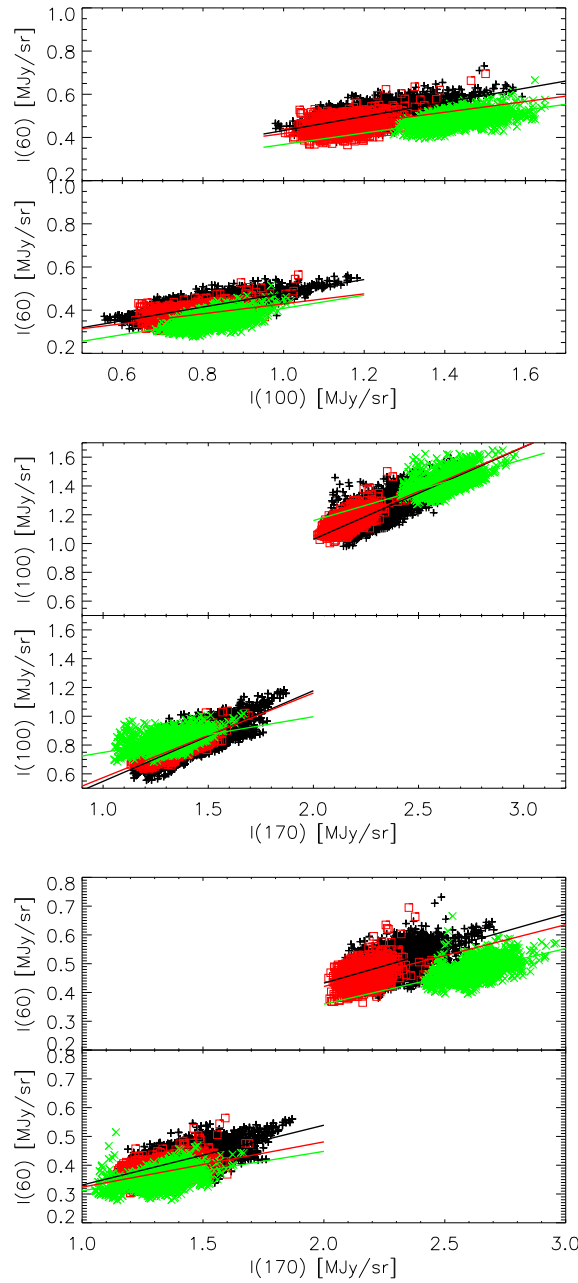


FIG. 3.2: *Corrélation entre les cartes à 60 μm et 100 μm (pour la série du haut), les cartes à 100 μm et 170 μm (série du milieu), et les cartes à 60 μm et 170 μm (série du bas), pour les champs FN1 (symboles plus), FN2 (carrés) and FSM (croix). Les sources ayant un flux plus grand que 135 mJy à 170 μm ont été masquées aux trois longueurs d'onde. Sur le graphe du haut de chaque série, la contribution HI n'est pas encore soustraite des cartes, alors qu'elle l'est pour le graphe du bas de chaque série. Les droites représentent l'ajustement fait de la couleur pour les trois champs.*

Cirrus (>37') included	R(60,100)	R(100,170)	R(60,170)
FN1	0.33	0.64	0.24
FN2	0.25	0.62	0.21
M1	0.25	0.55	0.17
M234	0.34	0.56	0.24
mean	0.31 ±0.04	0.61 ±0.03	0.23 ±0.02
Cirrus (>37') removed	R(60,100)	R(100,170)	R(60,170)
FN1	0.32	0.63	0.21
FN2	0.23	0.59	0.16
M1	0.28	0.39	0.18
M234	0.31	0.58	0.18
mean	0.29 ±0.04	0.59 ±0.06	0.19 ±0.02

TAB. 3.4: Couleurs $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$ calculées à partir des graphes de la figure 3.2, pour les trois champs FIRBACK, sans puis avec retrait des cirrus à grande échelle (>37'). Le champs FSM a été séparé en deux sous-champs : M1, et M234. Les couleurs moyennes et leur déviation standard sont calculées à partir des valeurs des quatres champs, pondérées par le nombre de pixels de chacun.

graphes de dispersion comme sur la figure 3.2. La meilleure pente est trouvée en minimisant le χ^2 sur l'axe des y et nous devons donc placer sur cet axe la variable avec la plus grande dispersion totale. Les contribution du bruit et de la dispersion naturelle ont été discutées dans la section 2.2.1.2 de la première partie, et les choix résultants sont : $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$. Les valeurs sont reportées dans la table 3.4. On n'observe pas de différence significative dans les couleurs, d'un champ à l'autre. Le champ Marano (FSM) est séparé en deux sous-champs, M1 et M234, car M1 contient sur un bord un cirrus particulièrement brillant, vu également dans la grande carte IRAS correspondante, tandis que le sous-champ M234 ne contient pas de contamination claire en cirrus. On remarque une petite différence entre les couleurs de ces deux sous-champs : M1 possède des couleurs plus proches de celles des cirrus que M234, comme on s'y attendait. Les couleurs moyennes de la table 3.4 sont calculées avec les couleurs des champs individuels pondérées par le nombre de pixels de chacun. On voit clairement que les valeurs obtenues ne sont pas égales à celles des cirrus. En fait, elles sont entre celles des cirrus et celles de fluctuations du FDIE ; c'est ce à quoi on peut s'attendre si on a un mélange des deux signaux astrophysiques. Nous notons simplement que les couleurs mesurées se rapprochent plus des couleurs prédites pour les fluctuations du FDIE (différences < 15 %) que celles connues pour les cirrus (différences ≥ 30 %). Ce n'est qu'une tendance moyenne, mais qui peut être une première indication pour la mise en évidence des fluctuations du

FDIE.

Aucun cirrus n'a été détecté en radio-interférométrie (comme indiqué à la section 3.2.1.3) à très petites échelles. Aux très grandes échelles ($>37'$), nous avons enlevé la contamination des cirrus avec des données HI et n'avons pas trouvé de différence significative des couleurs entre avant et après le retrait du HI. Nous avons vérifié que ces petites différences systématiques sont dans les barres d'erreur.

Nous analysons maintenant les cartes en prenant des bandes, telles que montrées sur la figure 3.3, que l'on moyenne sur leur largeur, d'environ un demi-degré. Les sources ont été masquées. On compare alors les profils obtenus aux trois longueurs d'onde (voir la figure 3.4). Nous remarquons des traits caractéristiques sur les profils aux mêmes localisations aux trois longueurs d'onde, comme celui du filament, marqué par la lettre 'F', et une tendance globale similaire entre les trois. Sur la figure 3.5, les bandes moyennées sont tracées après avoir enlevé leur valeur moyenne et les avoir ramenées à la longueur d'onde de $100 \mu\text{m}$, grâce aux couleurs mesurées, pour pouvoir les comparer plus facilement. On observe que les tracés se recouvrent assez bien, excepté pour certaines régions qui ont donc des couleurs différentes. Ces graphes confirment alors les couleurs globales trouvées avec les graphes de dispersion ainsi que la corrélation des structures entre les trois longueurs d'onde. Le filament brillant (noté 'F'), de couleurs différentes, est analysé dans la section suivante.

3.2.2.4 Les couleurs d'un filament

Le filament du sud du champ FN1, clairement visible sur les cartes de la figure 3.1, et également indiqué sur la figure 3.3, a été observé à 21 cm par le GBT (cf. section 3.2.1.3). Pour le comparer à l'émission infrarouge, les cartes ISO et IRAS sont dégradées à la résolution GBT ($9'$). Les sources n'ont pas été enlevées et les données HI à $37'$ n'ont pas été soustraites (puisque ce serait redondant avec le retrait des données GBT).

Les émissivités calculées sur la partie de recouvrement entre les cartes GBT et les cartes IR sont égales, pour une densité de colonne de $N(\text{HI})=10^{20}\text{cm}^{-2}$, à 0.32, 0.85 et 0.80 à 60, 100 et $170 \mu\text{m}$ respectivement. Nous ne voyons pas de variation significative si nous sélectionnons seulement la partie la plus brillante du filament. Nous observons que ces émissivités sont différentes de celles de Boulanger (2000). Le spectre d'émission de Boulanger est calculé sur de vastes régions, en utilisant les données de DIRBE et représente une valeur moyenne du spectre des cirrus. Cela n'exclut pas des variations locales de l'émissivité des cirrus (voir aussi Miville-Deschênes et al., 2005).

Nous retirons ensuite les cartes HI, ramenées aux longueurs d'onde de l'infrarouge lointain grâce aux émissivités. On obtient ainsi des cartes résiduelles en infrarouge lointain. Nous vérifions ensuite que les pentes des graphes de dispersion entre le HI et l'IR résiduel sont compatibles avec la valeur de zéro (voir la figure 3.6 pour le graphe $B(100)/\text{HI}$) :

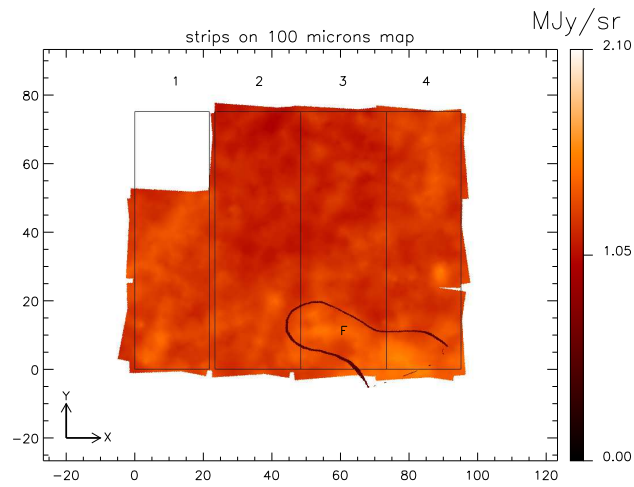


FIG. 3.3: Carte ISOPHOT du champ FN1 à $100\ \mu\text{m}$, dégradée à la résolution IRAS, avec la localisation des quatre bandes (de 0.4 degré de large). La carte a été tournée par rapport à son orientation originale en ascension droite (RA) et déclinaison (DEC), pour faciliter l'extraction des quatre bandes. Les coordonnées des axes sont en minutes d'arc (les flèches indiquent les axes X et Y) et la barre d'échelle de gris indique l'échelle de brillance de la carte. Le contour en noir autour de la lettre 'F' indique la localisation du filament étudié par la suite et est établie grâce à un seuillage en brillance sur la carte GBT.

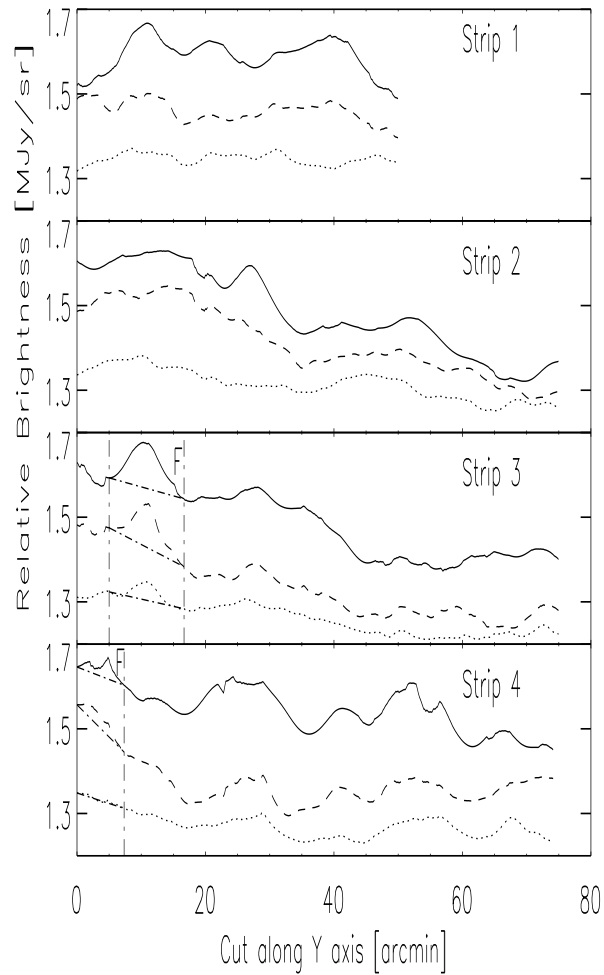


FIG. 3.4: Brillance des quatre bandes du champ FN1 (voir la figure 3.3) à $60 \mu\text{m}$ (pointillés), $100 \mu\text{m}$ (tirets) et $170 \mu\text{m}$ (ligne continue). Les sources ont été masquées avant la moyenne des bandes sur leur largeur. Le signal est décalé d'une quantité arbitraire pour des raisons de lisibilité. Les lettre 'F' indiquent la structure du filament, également montrée sur la figure 3.3.

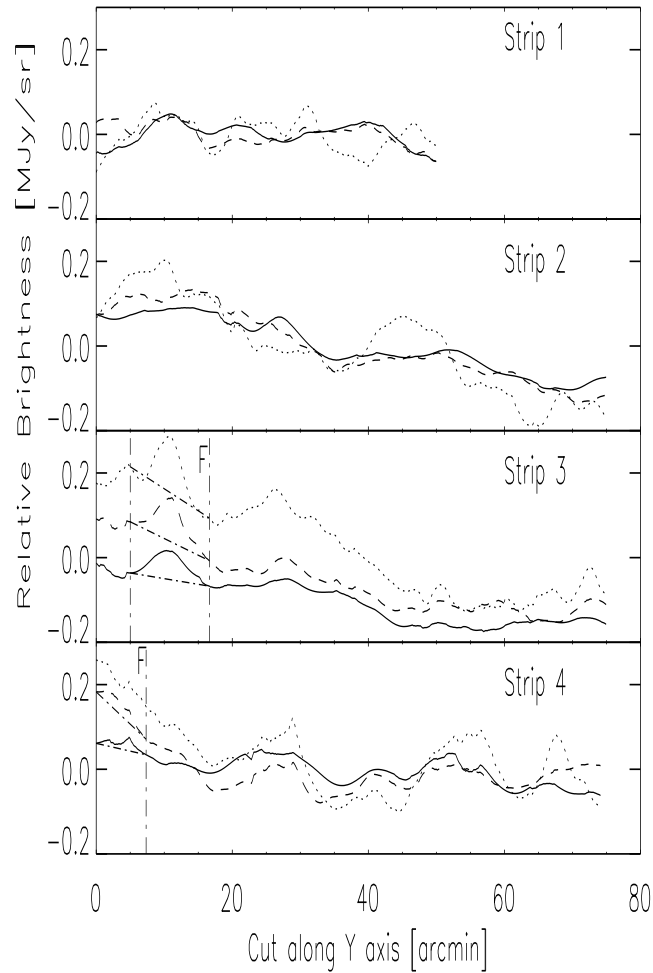


FIG. 3.5: Brillance des quatre bandes du champ FN1 (comme elles sont indiquées sur la figure 3.4) à $60\ \mu\text{m}$ (pointillés), $100\ \mu\text{m}$ (tirets) et $170\ \mu\text{m}$ (ligne continue); la valeur moyenne de chaque bande a été soustraite et des facteurs de couleur (de la table 3.4) ont été appliqués pour ramener les tracés à la même longueur d'onde, $100\ \mu\text{m}$: $B(100)/B(170)=0.63$ et $B(100)/(60)=3.03$, pour le champ FN1.

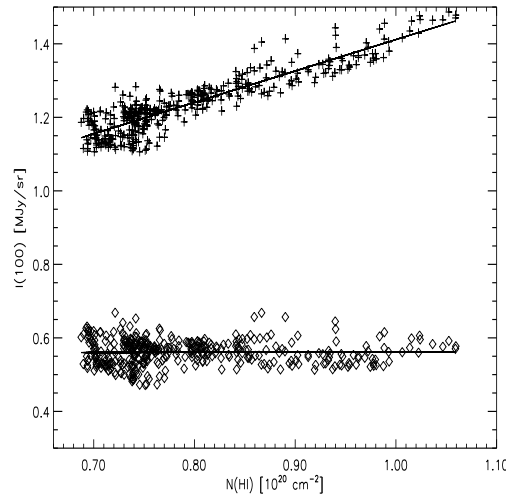


FIG. 3.6: *Corrélation entre $100 \mu\text{m}$ et $N(\text{HI})$, dans la partie sud du champ FN1. Une pente de 0.85 est trouvée. Les symboles 'diamants' correspondent à la corrélation, une fois que la partie corrélée au HI a été enlevée.*

toute la poussière corrélée avec le HI (à $9'$) a bien été enlevée. L'effet de la soustraction du HI est illustrée à la figure 3.7, avec la coupe résiduelle après soustraction du HI, ainsi qu'à la figure 3.8. On voit clairement des structures qui restent, une fois que le HI corrélé est enlevé, et dont les amplitudes peuvent faire 10% de la valeur moyenne du résidu.

Ces structures pourraient émaner de poussières associées à des régions moléculaires. Nous avons cherché des raies d'émission ^{12}CO sur cinq structures brillantes à $170 \mu\text{m}$ avec le CSO ('*Caltech Submillimeter Observatory*'). Les observations sont faites par pointage. Il faut compter une heure d'intégration en moyenne par pointage. La raie utilisée est la raie de rotation $J_2 \rightarrow 1$ du CO. Nous avons seulement obtenu des limites supérieures d'environ 5 mK (en supposant une largeur de bande de 1 Km/s pour la raie ^{12}CO), ce qui est très faible. Par conséquent, nous ne nous attendons pas à une contamination significative de l'émission des poussières associées au gaz moléculaire dans les cartes résiduelles.

Les graphes de dispersion entre les cartes résiduelles sont montrés à la figure 3.9. Les couleurs sont : $B(60)/B(100)=0.20$, $B(100)/B(170)=0.49$ et $B(60)/B(170)=0.16$. Elles sont très près des valeurs de couleurs de cirrus. A nouveau, la séparation des composantes astrophysiques à l'aide de l'information de couleur est très dure, voir impossible. La soustraction des cirrus à $9'$ et l'absence de détection du CO nous laisse penser que les structures résiduelles, bien corrélées d'une bande à l'autre sont d'origine extragalactique. D'un autre côté, les graphes de dispersion ne sont pas unanimes et sans ambiguïté. Ceci dit, les

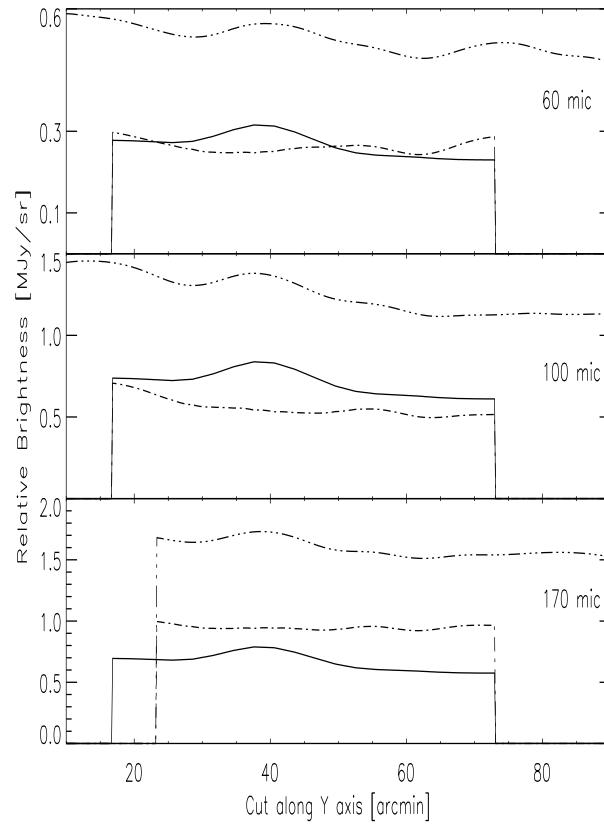


FIG. 3.7: Brillance d'une coupe dans le champ FN1, à 60 (haut), 100 (milieu) et 170 μm (bas), convoluée à la résolution GBT ($9'$) (3 points - tiret); La carte HI-GBT est convertie à ces longueurs d'onde en utilisant les émissivité mesurées (ligne continue); les données avec le HI-GBT soustrait (point - tiret); cette coupe résiduelle est zoomée à la figure 3.8 pour mieux voir les faibles amplitudes.

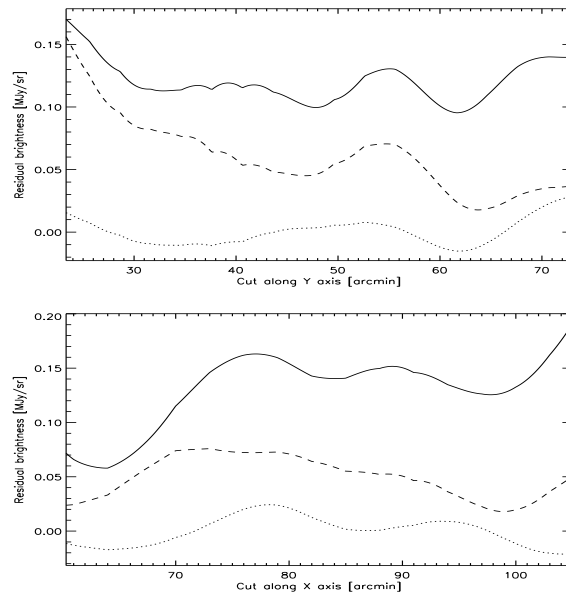


FIG. 3.8: Zoom sur la brillance résiduelle, après soustraction des données HI-GBT, de deux coupes à travers le filament : en haut est reproduit la coupe résiduelle de la figure 3.7, et en bas, une coupe est faite, dans la direction perpendiculaire ; le $170 \mu\text{m}$ est en ligne continue, le $100 \mu\text{m}$ en tirets et le $60 \mu\text{m}$ en pointillés ; les valeurs moyennes ont été retirées et les tracés décalés pour des raison de lisibilité.

couleurs prédites par le modèle pour les fluctuations du FDIE peuvent être fausses. Les couleurs ne permettent donc pas de différencier entre les cirrus et les anisotropies du FDIE. Les structures résiduelles ont à peu près la taille de la résolution ($9'$) et l'on pourrait penser qu'il s'agit de cirrus à plus faible échelle angulaire. Sur ce point, il est crucial de garder en tête l'étude de Miville-Deschênes et al. (2002b), sur les spectres de puissance des cirrus dans les régions à faible brillance : ces spectres de puissance varient en k^{-3} et ils trouvent que le bruit poissonnien du FDIE est dominant sur des échelles spatiales plus petites que 50 minutes d'arc (fréquence spatiale supérieure à $0.02'^{-1}$).

3.2.2.5 Le gaz ionisé

Dans notre recherche de poussières associées au gaz, on peut s'interroger sur la composante de gaz ionisé dans le milieu interstellaire. Cette composante est partiellement corrélée à l'émission neutre, mesurée à 21 cm, et cette partie corrélée est enlevée en même temps que le HI ; nous n'avons donc pas à nous en soucier plus avant. Une autre partie de cette composante ionisée n'est pas corrélée au HI, et nous allons maintenant estimer quelle est sa contribution au rayonnement infrarouge. Si l'on définit I_{IR} l'émission totale en infrarouge à une longueur d'onde donnée (par exemple $100 \mu\text{m}$), I_{HI+HII_c} l'émission à 21 cm, incluant l'émission du gaz neutre (I_{HI}), et la partie corrélée au HI du gaz ionisé (I_{HII_c}), $I_{HII_{nc}}$ la partie non corrélée au HI de l'émission du HII, et I_{FDIE} , l'émission du fond diffus infrarouge extragalactique, on peut alors écrire l'émission infrarouge (IR) comme la somme de toutes ces composantes :

$$I_{IR} = I_{HI+HII_c} + I_{HII_{nc}} + I_{FDIE} \quad (3.2)$$

Lagache et al. (2000), montrent que 25% de l'émission IR est due à la composante ionisée (HII) non corrélée au HI. On peut écrire :

$$I_{HII_{nc}} = \frac{1}{4} I_{IR} \quad (3.3)$$

On peut donc obtenir la variance (σ^2) du signal HII non corrélé :

$$4 I_{HII_{nc}} = I_{HI+HII_{nc}} + I_{HII_{nc}} + I_{FDIE} \quad (3.4)$$

$$3 I_{HII_{nc}} = I_{HI+HII_{nc}} + I_{FDIE} \quad (3.5)$$

$$9 \sigma_{HII_{nc}}^2 = \sigma_{HI+HII_c}^2 + \sigma_{FDIE}^2 \quad (3.6)$$

Les cartes résiduelles ont une intensité et une variance de :

$$I_{rest} = I_{IR} - I_{HI+HII_c} \quad (3.7)$$

$$I_{rest} = I_{HII_{nc}} + I_{FDIE} \quad (3.8)$$

$$\sigma_{rest}^2 = \sigma_{HII_{nc}}^2 + \sigma_{FDIE}^2 \quad (3.9)$$

$$\sigma_{rest}^2 = \frac{1}{9} \sigma_{HI+HII_c}^2 + \sigma_{FDIE}^2 \left(\frac{1}{9} + 1 \right) \quad (3.10)$$

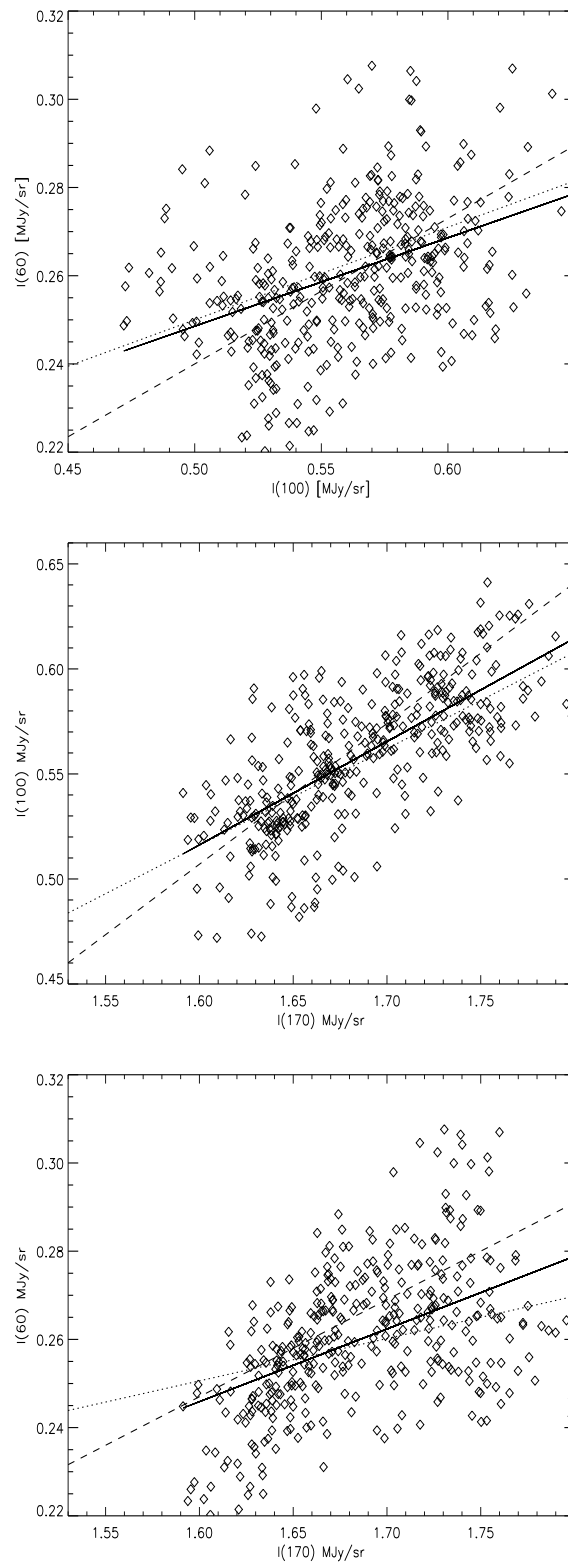


FIG. 3.9: Couleurs $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$ des cartes résiduelles du champ FN1 (c'est-à-dire les cartes de l'IR lointains desquelles l'émission des poussières corrélées au HI a été enlevé). La ligne en tirets représente la couleur des anisotropies du FDIE; la ligne en pointillés représente la couleur des cirrus; tandis que la ligne continue est l'ajustement aux données.

Sur le filament du champ FN1, on mesure, à 100 μm :

$$\sigma_{rest} = 0.11 \text{ MJy/sr} \quad (3.11)$$

$$\sigma_{(HI+HII_c)} = 0.13 \text{ MJy/sr} \quad (3.12)$$

On obtient donc :

$$\sigma_{FDIE} = 0.096 \text{ MJy/sr} \quad (3.13)$$

Nous pouvons comparer ce résultat à la mesure de Miville-Deschênes et al. (2002b), pour le fond diffus infrarouge à 100 μm :

$$\sigma_{FDIE} = 0.09 \text{ MJy/sr}, \quad (3.14)$$

qui est similaire à notre résultat. On calcule également, en repartant des équations 3.6 et 3.9 :

$$9 \sigma_{HII_{nc}}^2 = \sigma_{(HI+HII_c)}^2 + \sigma_{rest}^2 - \sigma_{HII_{nc}}^2 \quad (3.15)$$

$$\sigma_{HII_{nc}}^2 = \frac{1}{10}(\sigma_{(HI+HII_c)}^2 + \sigma_{rest}^2) \quad (3.16)$$

$$\sigma_{HII_{nc}} = 0.05 \text{ MJy/sr à } 100 \mu\text{m} \quad (3.17)$$

En conclusion, la partie non corrélée au HI du gaz ionisé ne contribue que pour peu dans les cartes résiduelles, et on vérifie avec les résultats que :

$$\sigma_{rest} \simeq \sigma_{FDIE} \quad (3.18)$$

3.3 Conclusion et perspectives

Nous avons étudié dans ce chapitre l'émission diffuse à 60, 100 et 170 μm et ses couleurs. Nos deux références pour les trois couleurs associées étaient celles de Boulanger (2000) et celles mesurées dans la première partie de la thèse, pour l'émission des cirrus, moyennée sur de larges régions, et celles du modèle de Lagache et al. (2003), pour les fluctuations du FDIE. Nous avons enlevé le HI des cirrus à grande échelle, premièrement à 37 minutes d'arc (avec des données Dwingeloo et Parkes) et deuxièmement à 9 minutes d'arc (avec des données GBT). Dans le premier cas, les couleurs calculées reposent entre les deux séries de valeurs de référence ; ceci montre que nous avons un mélange des deux signaux attendus dans la gamme de brillance étudiée. Nous remarquons une faible tendance de ces couleurs à être plus proches des couleurs prédites pour les fluctuations du FDIE (avec des différences plus faibles que 15%) que des couleurs connues de cirrus (les différences sont de l'ordre de 30% ou plus). Les structures restantes sont bien corrélées de bande à bande. Dans le second cas, où une plus grande quantité de cirrus a été enlevée,

nous pouvons nous attendre à ce qu'il ne reste que des anisotropies du FDIE. Un argument majeur dans ce sens repose sur le travail de Miville-Deschênes et al. (2002b). Ils analysent le spectre de puissance des cirrus dans des régions de faible brillance (brillance totale plus faible que 3 MJy/sr) aux même longueurs d'onde que nous, et trouvent que les anisotropies du fond sont probablement dominées par les cirrus pour des fréquences spatiales plus petites que $0.02'^{-1}$, donc des échelles spatiales plus grandes que $\simeq 50'$; et qu'au contraire, les anisotropies du fond dominant à des fréquences spatiales plus grandes. De leur travail, on peut conclure que ce qui reste des cirrus en dessous de $9'$ est négligeable par rapport au signal du FDIE et de ses fluctuations. Cependant, bien que les structures résiduelles soient encore bien corrélées de bande à bande, les couleurs calculées ne sont pas en accord avec les prédictions du modèle de Lagache et al. (2003), et se rapprochent plutôt des couleurs de cirrus, pour $B(100)/B(170)$. Cela peut induire que les couleurs prédites par le modèle ne sont pas correctes et que le FDIE a des couleurs proches de celles des cirrus! Il faut se rappeler que les fluctuations du FDIE sont faites de galaxies répandues sur tout un domaine de redshifts et que ses couleurs peuvent varier d'une région à l'autre. Un autre argument en faveur des fluctuations du FDIE pour ce signal résiduel est l'absence de détection en CO qui pourrait tracer la poussière associée au gaz moléculaire. La composante de gaz ionisée joue elle aussi un faible rôle dans les résidus. Les cartes présentées ici (Figure 3.1) donnent donc un aperçu de l'aspect des fluctuations du FDIE. Les couleurs seules n'étaient pas suffisantes pour faire la séparation de composantes "cirrus / FDIE", et il nous a fallu utiliser l'information spatiale du spectre de puissance des cirrus pour conclure quant au signal dominant les cartes résiduelles, et qui est donc constitué des anisotropies du FDIE.

Parmi les autres études de couleur et de séparation de composantes, Matsuhara et al. (2000), ont effectué une étude du '*Lockman Hole*', en utilisant également un graphe de dispersion. Ils ont masqué les sources brillantes et ont convolué les cartes pour se placer à la même résolution. L'étude est menée entre 170 et 90 μm . Bien que le graphe de dispersion soit étalé, une pente de corrélation plus petite que la couleur des cirrus est trouvée.

Kiss et al. (2001), ont également étudié la séparation de composantes entre les cirrus et les fluctuations du FDIE en utilisant des données ISOPHOT. Ils ont trouvé, dans des régions de faible brillance ($\langle B \rangle \leq 3\text{-}5$ MJy/sr), un terme poissonnien interprété comme étant du FDIE et ont trouvé comme amplitude de ses fluctuations : 0.11 ± 0.03 MJy/sr à 90 μm et 0.06 ± 0.02 MJy/sr à 170 μm . Ceci mène à un rapport $B(90)/B(170)=1.8$ environ. C'est clairement incompatible avec la valeur moyenne que nous avons obtenu, nous. De plus, c'est très loin de la couleur attendue pour les cirrus ($\simeq 0.5$) et pour les fluctuations du FDIE ($\simeq 0.7$). Une valeur de couleur de 1.8 correspondrait à un corps noir modifié de température égale à environ 29.6 K.

La séparation de composantes à plus grande longueur d'onde ? :

Poursuivant notre étude, la question serait maintenant de savoir si on sera capable de séparer les cirrus des fluctuations de FDIE à plus grande longueur d'onde (en utilisant par exemple Herschel et Planck). Nous serons alors loin du pic d'émission, à la fois des cirrus et du FDIE. Le modèle de Lagache et al. (2003), nous permet de calculer la variation du rapport des anisotropies du FDIE sur les cirrus en fonction des longueurs d'onde. Ce rapport est reporté dans la table 3.5, après normalisation à la valeur à $170 \mu\text{m}$. Pour une densité de colonne de 10^{20} H/cm^2 , les sources détectées sont enlevées jusqu'à un flux de 1 Jy, et l'intégrale du spectre de puissance des cirrus et du FDIE est effectuée entre une minute d'arc et un degré. Nous trouvons $\sigma_{FDIE}/\sigma_{cirrus} = 10$ à $170 \mu\text{m}$ pour une densité de colonne de 10^{20} Hcm^{-2} . Notons que les valeurs de la table 3.5 ne prennent pas en compte la partie corrélée du FDIE, qui augmentera l'écart-type du FDIE, σ_{FDIE} . Le rapport $\sigma_{FDIE}/\sigma_{cirrus}$ donc décroît de 60 à $170 \mu\text{m}$, puisque le spectre des cirrus pique autour de $140\text{-}170 \mu\text{m}$; le rapport augmente ensuite, de 170 à $1300 \mu\text{m}$. Cette augmentation avec la longueur d'onde est attendue, puisque le spectre du cirrus décroît plus vite que celui du FDIE. Les fluctuations du FDIE dominent alors de plus en plus le signal astrophysique. L'avantage aux longueurs d'onde submillimétriques par rapport au $60 \mu\text{m}$ est que l'émission des cirrus est faite par les gros grains, bien tracés par les relevés HI, et non par les très petits grains dont l'abondance et la couleur varient d'une région à l'autre. Mais il se peut que l'augmentation du rapport des écart-types des deux composantes ne suffise pas pour séparer, avec les couleurs, les deux composantes, et qu'il nous faille toujours utiliser l'information du spectre de puissance conjointement pour faire cette séparation.

$\lambda [\mu\text{m}]$	60	100	170	350	550	850	1300
$\sigma_{CIB}/\sigma_{cirrus}$	3.7	1.6	1.	1.6	2.4	2.9	4.2

TAB. 3.5: Rapport des fluctuations du FDIE sur les cirrus (pour $N_{HI} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), à 60, 100, 170, 350, 550, 850 and 1380 μm , normalisé à la valeur trouvée à $170 \mu\text{m}$.

Chapitre 4

Corrélation des fluctuations du FDIE

4.1 Introduction

La corrélation des galaxies a déjà été mesurée en optique lorsque de grands catalogues de sources sont disponibles. En infrarouge, ce n'est pas le cas. Bien que le fond soit complètement résolu à $15 \mu\text{m}$, le nombre de galaxies détectées est insuffisant pour faire une fonction de corrélation. Dans le domaine submillimétrique, seuls Blain et al. (2004) ont mesuré cette fonction à $850 \mu\text{m}$. Ce sera fait à $24 \mu\text{m}$ avec les galaxies détectées par SPITZER. A $170 \mu\text{m}$, où moins de 5% du fond est résolu, le seul moyen d'avoir une information sur la distribution spatiale des galaxies est d'étudier les fluctuations du FDIE. La corrélation des fluctuations du FDIE indique la manière dont se regroupent les sources formant ces fluctuations, c'est-à-dire les galaxies infrarouges lointaines. Pour une distribution complètement aléatoire des galaxies lointaines, on observera un spectre de puissance (ou une fonction de corrélation) plat. Si, au contraire, les galaxies sont regroupées à des échelles particulières, on devrait observer un pic, une pente ou tout autre trait caractéristique dans la fonction de corrélation ou le spectre de puissance (les deux étant liés). C'est ce deuxième cas qui est attendu, puisque dans le cadre de la formation hiérarchique des structures, les galaxies se forment le long des filaments de matière noire et aux noeuds de ces derniers ; elles ont donc une répartition spatiale particulière. Perrotta et al. (2003) prédisent le spectre de puissance des fluctuations du FDIE qui est présenté sur la figure 4.1. Knox et al. (2001) prédisent quant à eux un pic de corrélation entre deux et cinq degrés. Ce chapitre est consacré à une tentative de détection de la corrélation dans les fluctuations du FDIE.

4.2 Une technique de calcul du spectre de puissance

Le spectre de puissance est le carré de la transformée de Fourier du signal. Pour le calculer nous utilisons la transformée de Fourier discrète ('FFT' pour '*Fast Fourier*

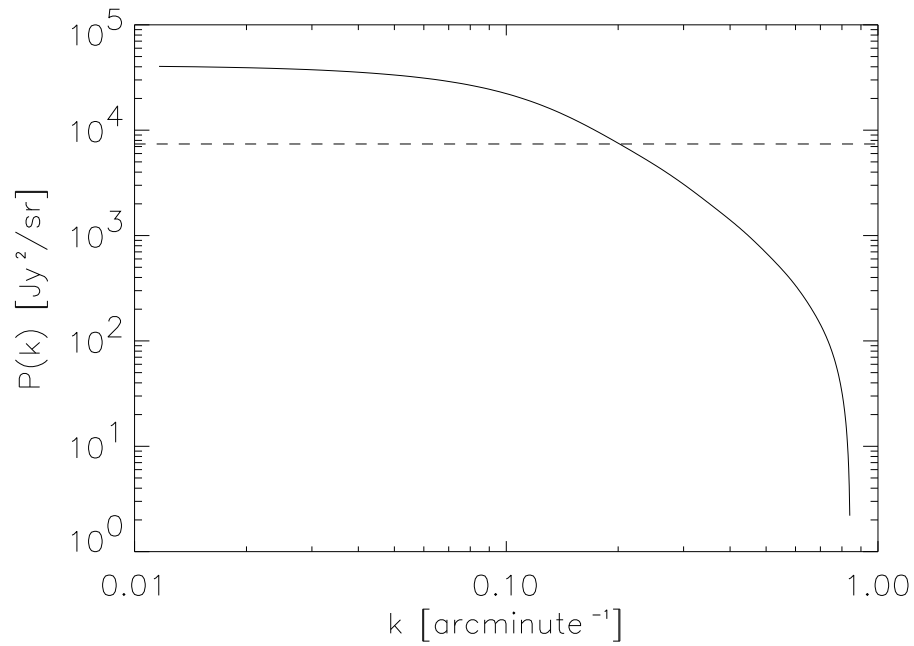


FIG. 4.1: Spectre de puissance des fluctuations du FDIE prédit par Perrotta et al. (2003) à $170 \mu\text{m}$ pour les corrélations produites par les galaxies 'starburst'. La ligne horizontale représente le niveau de bruit poissonien des fluctuations à $7400 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ (Lagache & Puget, 2000), pour les sources soustraites jusqu'à un flux de 100 mJy .

Transform' en anglais). On trouvera en annexe le détail du passage de la transformée continue à la transformée discrète, avec les différents coefficients de normalisation possibles. La 'FFT' impose l'utilisation d'une carte rectangulaire et sans discontinuité forte. En effet, une forte discontinuité ou marche d'escalier dans le signal équivaut à une fonction de Dirac et crée du bruit à toutes les fréquences dans la transformée de Fourier ; l'analyse devient par conséquent impossible.

Nous devons donc extraire des cartes des champs FIRBACK les plus grands rectangles connexes¹. Nous perdons de ce fait une partie de l'information statistique du ciel, et en particulier, nous perdons le bénéfice d'avoir accès aux échelles les plus grandes de la carte (voir sur la figure 3.1 la forme du champ FN1). Pourtant, la possibilité de descendre aux basses fréquences est primordiale pour la détection des corrélations. Dans cette section, je vais développer une technique qui permettrait d'utiliser la totalité d'une carte du ciel de forme quelconque et de plus, de pouvoir masquer les sources très brillantes (car les méthodes classiques de soustraction de sources peuvent laisser des résidus et qu'une source très brillante agit comme une fonction de Dirac dans la carte).

La technique :

Soit une carte d'une vue du ciel, par exemple celle de la figure 3.1, dont on mettrait les sources brillantes à la valeur zéro. Soit une carte de masque, de la même taille que celle du ciel, définie telle que les zones d'intérêt astrophysique portent la valeur 'un' et les zones non intéressantes sont à la valeur 'zéro', par exemple les bords non définis de la carte et les sources brillantes que l'on souhaite masquer. Le signal de la carte que l'on analyse peut être vu comme le produit, pixel à pixel, d'une carte du ciel parfaite (rectangulaire et sans trous) et d'une carte de masque indiquant les zones à ne pas prendre en compte (à cause d'une couverture du ciel non complète ou de sources trop brillantes) :

$$\text{carte} = \text{ciel} \times \text{masque}. \quad (4.1)$$

Notre inconnue est le ciel, sans les effets de géométrie contenu dans le masque. Sachant que la multiplication standard devient un produit de convolution dans l'espace réciproque, le spectre de puissance du ciel parfait est donc convolué avec le spectre de puissance de la carte du masque. Pour les déconvoluer, nous allons effectuer une division entre leur transformée de Fourier inverse, c'est-à-dire les fonctions d'autocorrelation. Les opérations sont à effectuer selon les étapes suivantes :

◇ 1^{re} étape : Calculer le spectre de puissance, $P(\vec{k})$, de la carte à analyser et de celle du masque.

$$P_{\text{carte}}(\vec{k}) = |FFT(\text{carte})|^2 \quad (4.2)$$

$$P_{\text{masque}}(\vec{k}) = |FFT(\text{masque})|^2 \quad (4.3)$$

¹Connexe, c'est-à-dire sans trous.

◇ 2^e étape : Calculer les fonctions d'autocorrélation, $\xi(\vec{r})$.

$$\xi_{carte}(\vec{r}) = FFT^{-1}(P_{carte}) \quad (4.4)$$

$$\xi_{masque}(\vec{r}) = FFT^{-1}(P_{masque}) \quad (4.5)$$

On peut également calculer la fonction d'autocorrélation directement, pixel à pixel, sans passer par la première étape. Cependant, nous utilisons cette procédure pour la rapidité de calcul de l'algorithme de transformée de Fourier, la 'FFT'.

◇ 3^e étape : Effectuer la division de la fonction d'autocorrélation de la carte par celle du masque.

$$\xi_{ciel}(\vec{r}) = \frac{\xi_{carte}(\vec{r})}{\xi_{masque}(\vec{r})} \quad (4.6)$$

◇ 4^e étape : Retourner dans l'espace du spectre de puissance.

$$P_{ciel}(\vec{k}) = FFT(\xi_{ciel}) \quad (4.7)$$

Cette étape est facultative puisque l'analyse des données peut se faire soit en terme de fonction d'autocorrélation soit en terme de spectre de puissance. Nous restons cohérent avec nous-même en utilisant le spectre de puissance.

A un moment donné de ce processus, il faut transformer les fonctions à deux dimensions en fonctions à une dimension, en les moyennant sur des anneaux concentriques. Faire la moyenne le plus tôt possible permet de ne pas propager du bruit inutilement. Nous effectuons cette opération après la première étape.

De la théorie à la pratique :

La transformée de Fourier d'une fonction à symétrie radiale s'appelle une transformée de Hankel (Bracewell, 1830). Il nous faut donc remplacer les transformées de Fourier discrètes, FFT, par des transformées de Hankel, à partir de l'étape n°2. La définition de la transformée de Hankel, H , est rappelée à l'annexe A.6. Nous avons mis en place un algorithme pour calculer la transformée de Hankel discrète. La première propriété que cet algorithme doit satisfaire est de redonner l'identité lors d'une transformation puis de sa transformation inverse :

$$H^{-1}(H(f(r))) = f(r) \quad (4.8)$$

Les tests effectués montrent de bons résultats pour des fonctions telles qu'une gaussienne, une fonction aléatoire ou une fonction en $1/r$. Pour une parabole, les résultats sont un

peu moins encourageants. Pour des fonctions en $1/r^2$ ou $1/r^3$, les résultats ne sont plus cohérents. Ceci nous pose un problème, d'autant plus que les cirrus qui dominent la carte du ciel ont un spectre de puissance en k^{-3} . Nous n'avons pas réussi à surmonter ces difficultés numériques.

N'ayant pu résoudre les problèmes techniques qui se sont posés, nous avons continué l'analyse des composantes de la carte du ciel en travaillant sur le plus grand rectangle connexe de la carte de chaque champ FIRBACK.

4.3 Les différentes composantes

Afin d'extraire les fluctuations du FDIE, nous devons séparer chacune des autres composantes présentes dans la carte du ciel :

- Le bruit instrumental
- l'effet de la fonction de transfert de l'instrument
- les cirrus de notre galaxie
- les galaxies résolues du fond extragalactique.

En terme de composantes du spectre de puissance de la carte, on peut écrire :

$$P_{carte} = P_{bruit} + (P_{cirrus} + P_{FDIE}) \times W_k, \quad (4.9)$$

où P_{carte} , P_{bruit} , P_{cirrus} , P_{FDIE} sont les spectres de puissance, respectivement, de la carte totale, du bruit du détecteur, des cirrus d'avant-plan et des fluctuations du fond diffus extragalactique. W_k est le spectre de puissance de la fonction de transfert de l'instrument. Les sources résolues seront soustraites avant le calcul du spectre de puissance².

L'étude est effectuée sur le champ FIRBACK Nord 1, à $170 \mu\text{m}$. Nous analysons ci-après chacune des composantes.

4.3.1 Les sources brillantes

Les sources résolues ne font pas parties du fond diffus extragalactique, par définition. Si la fraction de sources résolues était suffisante, nous aurions appliqué le calcul du spectre de puissance directement sur ces sources. Afin que les sources brillantes résolues ne perturbent pas les mesures d'amplitude et de corrélation des fluctuations du FDIE, nous les enlevons. Nous disposons pour cela d'un catalogue de sources contenant leur position et leur flux, réalisé par Dole (2000). Les sources ayant un flux supérieur à 135 mJy (3 fois le bruit de confusion, $\sigma_c = 45 \text{ mJy}$, Dole et al. (2001)) sont soustraites. Le spectre de la carte brute est reproduit sur la figure 4.2, avant et après la soustraction des sources brillantes

²J'utiliserai par la suite le terme "spectre" pour désigner le spectre de puissance.

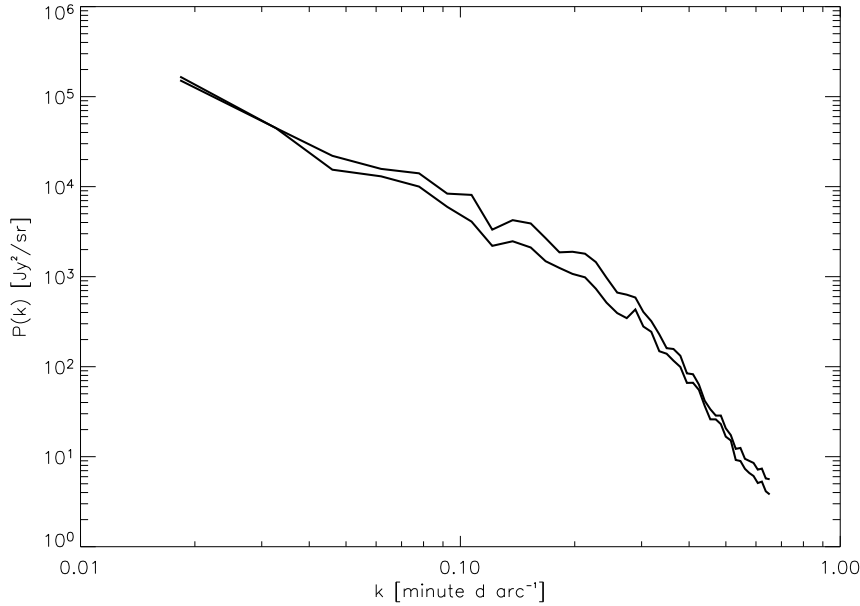


FIG. 4.2: Spectre de puissance du champ FRIBACK N1 avec (*courbe du dessus*) et sans (*courbe du dessous*) les sources brillantes, jusqu'à un seuil de 135 mJy.

résolues. On remarque que la soustraction des sources diminue la puissance du signal aux échelles intermédiaires, entre 0.03 et $0.3'^{-1}$ approximativement.

4.3.2 Le bruit instrumental

Le bruit instrumental est estimé à partir de deux (ou plus) cartes du même champ du ciel. Pour le champ FIRBACK N1, nous disposons de deux cartes, ainsi que pour le champ FN2. Pour le champ Marano il existe quatre cartes. Les cartes finales sont obtenues par la moyenne des cartes disponibles pour un même champ. Pour obtenir le bruit, on soustrait les cartes deux à deux. Le signal astrophysique étant supposé être le même dans les différentes prises de vue du même champ, la différence entre les deux provient du bruit instrumental. La relation entre l'écart-type du bruit d'une carte, σ_{bruit} , et l'écart-type mesuré sur la différence entre deux cartes, σ_{diff} , est :

$$\sigma_{bruit} = \frac{\sigma_{diff}}{\sqrt{2} \sqrt{N_c}}, \quad (4.10)$$

où N_c est le nombre de cartes moyennées pour construire la carte finale. En effet, soit A et B , deux cartes d'un même champ. L'écart-type se somme quadratiquement. En supposant

champ	FN1	FN2	FSM1
N_c	2	2	4
σ_{bruit} (MJy/sr)	0.025	0.022	0.017
P_{bruit} (Jy ² /sr)	38	29	18

TAB. 4.1: Nombre de cartes, N_c , écart-type du bruit instrumental, σ_{bruit} et niveau du spectre de puissance du bruit blanc, P_{bruit} , dans les trois champs FIRBACK (pour le champ FIRBACK Marano sud, seul le premier sous-champ est utilisé).

l'écart-type de chacune des cartes sensiblement égal, on a :

$$\sigma_{diff}^2 = \sigma_{(A-B)}^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 = 2 \sigma_{1\text{carte}}^2 \quad (4.11)$$

$$\sigma_{moyenne}^2 = \sigma_{\left(\frac{A+B}{2}\right)}^2 = \frac{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}{2^2} = \frac{2 \sigma_{1\text{carte}}^2}{4} = \frac{\sigma_{1\text{carte}}^2}{2} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{moyenne}^2 = \frac{\sigma_{1\text{carte}}^2}{N_c} \quad (4.13)$$

D'où,

$$\sigma_{moyenne} = \sqrt{\frac{\sigma_{1\text{carte}}^2}{N_c}} = \sqrt{\frac{\sigma_{diff}^2}{2 N_c}} = \frac{\sigma_{diff}}{\sqrt{2 N_c}} \quad (4.14)$$

Les mesures de bruit sont reproduites dans le tableau 4.1. Pour plus de sûreté, nous avons masqué les régions des sources ($S > 135$ mJy). La conversion en niveau de spectre de puissance du bruit est faite à l'aide de la formule suivante :

$$\sigma^2 = \int P(k) 2\pi k dk, \quad (4.15)$$

dont on trouvera une démonstration à la section A.7 de l'annexe. On fait l'hypothèse d'un bruit blanc. $P(k)$ est donc une constante. La couverture en fréquences est limitée par la taille et la résolution de la carte. La résolution vaut 1.5 minute d'arc. La taille des sous-cartes carrées extraites est de 396, 322 et 193 pixels de 10 secondes d'arc de côté, respectivement pour les champs FN1, FN2 et Marano 1. Le niveau du spectre de puissance du bruit est donc donné par la formule :

$$P_{bruit} = \frac{\sigma_{bruit}^2}{\pi(k_{max}^2 - k_{min}^2)} \quad (4.16)$$

Les valeurs sont également reportées dans le tableau 4.1. Par rapport au spectre brut qui s'étend de $\sim 10^2$ à $\sim 10^5$ Jy²/sr, on peut noter que le niveau de bruit est négligeable.

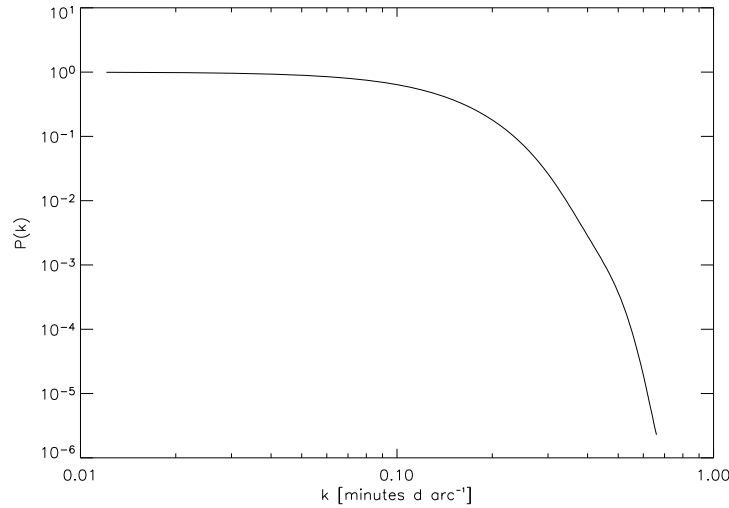


FIG. 4.3: Spectre de puissance de la fonction de transfert instrumentale (PSF) pour le champ FN1. Le théorème de Nyquist donne une fréquence de coupure de $0.33''^{-1}$.

4.3.3 La fonction de transfert instrumentale

La fonction de transfert de l'instrument (PSF en anglais, pour 'Point Spread Function') se traduit dans l'espace des fréquences par une coupure aux grandes fréquences, c'est-à-dire aux petites échelles spatiales (voir Fig. 4.3). En effet, le signal se trouvant à des échelles plus petites que la taille du lobe instrumental n'est pas résolu par l'instrument et la puissance du signal mesuré diminue à ces échelles. La déconvolution par le lobe instrumental équivaut dans l'espace de Fourier à une division du spectre de la carte par celui de la fonction de transfert. Elle aura pour effet de redresser le spectre de la carte du côté des grandes fréquences. La psf est normalisée à un en surface pour conserver le flux entrant, et la déconvolution est faite suivant les règles explicitées dans l'annexe, section A.3.2.1. Au-delà de la fréquence correspondant à la résolution, le signal n'a aucune signification astrophysique. On coupe donc le spectre à cette fréquence : 1.5' de résolution pour ISOPHOT correspond à une fréquence de Nyquist de $0.33''^{-1}$.

4.3.4 Les cirrus

Nous avons parlé du spectre de puissance des cirrus à la section 2.1.3. Celui-ci se comporte en k^{-3} , en moyenne. Nous pouvons donc reproduire un spectre en k^{-3} et le soustraire au spectre analysé. La question qui se pose avant d'effectuer cette opération concerne la normalisation du spectre de puissance des cirrus. En effet, le niveau du spectre des cirrus doit être bien estimé pour ne pas enlever une partie du fond infrarouge extragalactique.

- Une première méthode de normalisation se base sur le fait que les cirrus dominent aux grandes échelles tandis que les fluctuations du FDIE dominent aux petites échelles. On peut donc dans un premier temps estimer que les cirrus forment 100% du signal à grande échelle et normaliser leur spectre en k^{-3} sur le point de plus basse fréquence du spectre de la carte. Cette estimation représente dans tous les cas une limite supérieure de la contribution des cirrus. Il en résulte une limite inférieure au spectre des fluctuations du FDIE.

- On peut également essayer d'estimer le spectre de puissance des cirrus à partir d'une carte plus grande entourant le même champ, à une longueur d'onde où le signal des cirrus domine, comme à $100 \mu\text{m}$ (émission des gros grains). Il est important de prendre une carte plus grande car aux petites échelles, à $100 \mu\text{m}$, on a une contribution des fluctuations du FDIE (Miville-Deschênes et al., 2002b). On extrapole ensuite à $170 \mu\text{m}$ le spectre de puissance obtenu à l'aide du facteur de couleur $\frac{I_{170}}{I_{100}} = \frac{1.04}{0.48} = 2.17$, élevé au carré (puisque que $P(k)$ est le carré de la transformée de Fourier du signal). Cependant, le spectre de puissance des cirrus résultant que nous avons calculé et extrapolé est d'un niveau supérieur au spectre de puissance de la carte brute, contenant toutes les composantes. Cette aberration vient du fait que la brillance moyenne du cirrus dans la grande carte est supérieure à la brillance dans le seul champ FIRBACK. Nous avons vu en effet, à la section 2.3, que le spectre de puissance des cirrus varie avec la puissance 2.1 de la brillance du cirrus. Nous ne pouvons donc estimer la contribution au spectre de puissance des cirrus à partir d'une carte plus grande englobant notre champ.

- Une dernière méthode de normalisation du spectre de puissance des cirrus consiste à utiliser la formule introduite à la section 2.3 :

$$P(k) = 1.4 \times 10^6 \times B_{100 \mu\text{m}}^{2.1} \times \left(\frac{k}{k_0}\right)^{-3} \text{ Jy}^2/\text{sr} \quad (4.17)$$

où $k_0 = 0.01'^{-1}$. Pour estimer proprement la brillance à $100 \mu\text{m}$, $B_{100 \mu\text{m}}$, nous utilisons une carte du HI à 21 cm réalisée par Burton et Hartmann (1994) sur le champ FN1. A cette longueur d'onde, on trace uniquement l'hydrogène neutre. Nous calculons la moyenne de la carte qui est de 46.5 K km s . Nous convertissons cette valeur en densité de colonne en multipliant par le facteur $1.823 \times 10^{18} \text{ atomes d'hydrogène cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ Km}^{-1} \text{ s}$, valable dans les régions diffuse des hautes latitudes. Nous exprimons ensuite cette moyenne en MJy/sr à $100 \mu\text{m}$ à l'aide de la distribution spectrale d'énergie de Boulanger (2000), $\frac{I_{100\mu\text{m}}}{HI} = 0.48$ pour une densité de colonne de 10^{20} cm^{-2} ⁽³⁾. Nous obtenons une brillance de 0.41 MJy/sr . Nous appliquons ensuite la formule (4.17) et nous extrapolons à $170 \mu\text{m}$ avec le carré de la couleur ($B(170)/B(100)$).

³Voir le tableau 2.1 de la distribution spectrale d'énergie des cirrus à haute latitude.

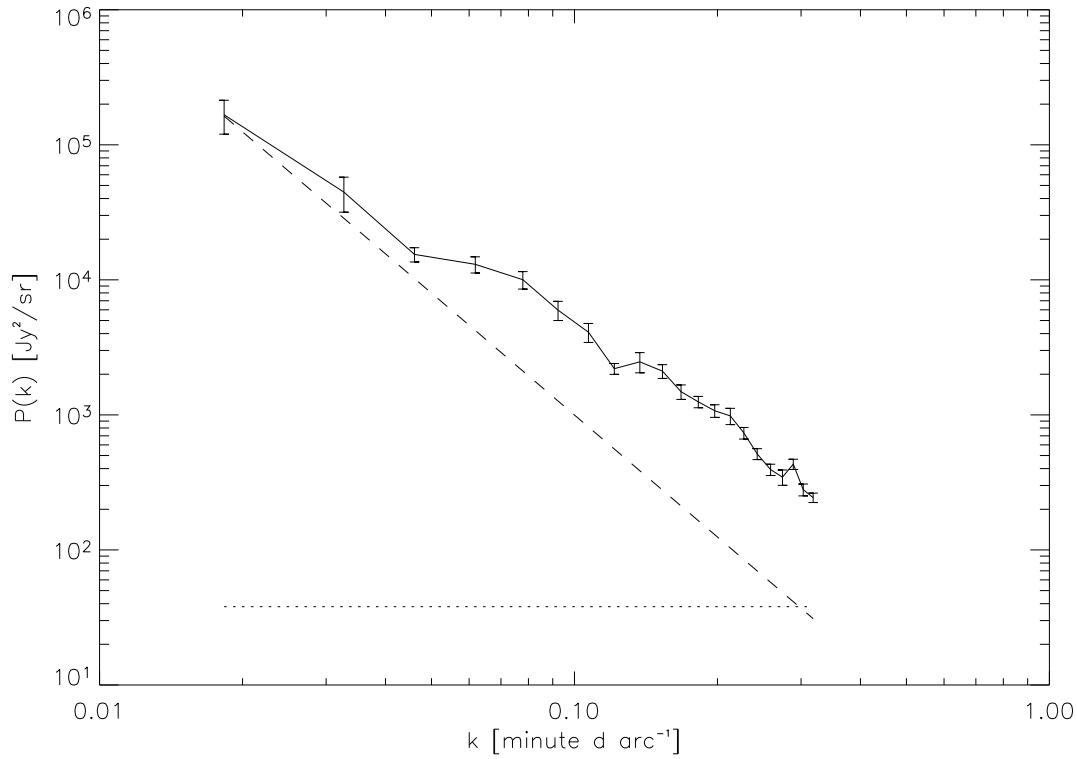


FIG. 4.4: *Trait continu* : Spectre de puissance de la carte brute du champ FN1. Les sources de flux $S > 135$ mJy ont été soustraites. *Tirets* : Spectre de puissance des cirrus. Il est calculé d'après la formule $P(k) = 1.4 \times 10^6 \times B_{100\mu\text{m}}^{2.1} \times (k/k_0)^{-3} \text{ Jy}^2/\text{sr}$. $k_0 = 0.01'^{-1}$. La brillance à 100 microns, $B_{100\mu\text{m}}$, est calculée à partir d'une carte de HI sur le même champ. *Pointillés* : Spectre de puissance du bruit blanc instrumental.

Le spectre des cirrus ainsi normalisé est reproduit sur la figure 4.4 en *tirets*. Nous pouvons remarquer qu'il rejoint le spectre de la carte brute au point de plus basse fréquence. Notre première méthode de normalisation était donc juste dans ce cas.

4.3.5 Les fluctuations du FDIE

Nous avons enlevé toutes les composantes d'avant-plan connues et le bruit instrumentale. Ce qui reste forme donc le fond diffus extragalactique et ses fluctuations. Le spectre que nous pouvons observer sur la figure 4.5 montre une allure générale compatible avec un spectre de puissance plat. Les barres d'erreur sont discutées à la section suivante. Le niveau moyen du spectre est de $7 \text{ } 151 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Il est comparé à la prédiction faite avec le modèle de Lagache (2003) avec les sources soustraites jusqu'à 135 mJy. La limite en

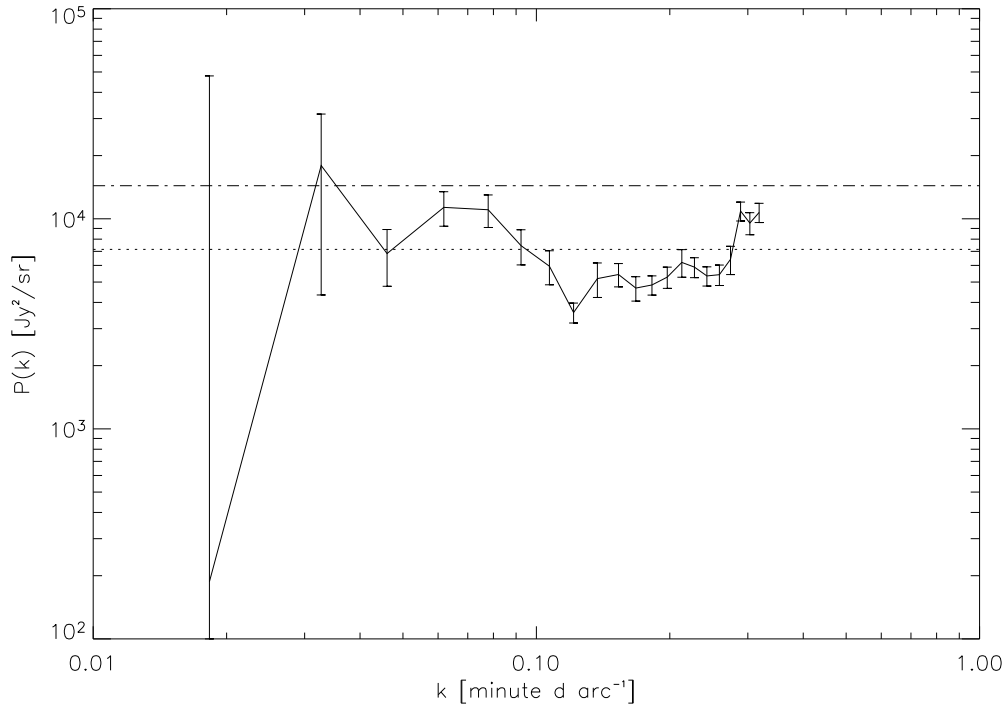


FIG. 4.5: Spectre de puissance des fluctuations du FDIE après soustraction des sources résolues ($S > 135$ mJy), du bruit instrumental, déconvolution de la PSF et soustraction des cirrus, dans le champ FN1. Les barres d'erreur sont des barres minimales qui n'incluent pas l'erreur sur le spectre des cirrus. La ligne en *pointillés* montre le niveau moyen des fluctuations, à $7\,151$ Jy²/sr, et la ligne en *point-tiret* indique la prédiction du modèle de Lagache et al. (2003), à $14\,374$ Jy²/sr, avec une soustraction des sources jusqu'à 135 mJy.

flux adoptée pour la soustraction des sources influe beaucoup sur le niveau poissonien des fluctuations restantes. Le modèle de Lagache et al. (2004) prédit un niveau de $14\,374$ Jy²/sr pour une limite en flux de 135 mJy. Ce niveau poissonien vaut $13\,120$ Jy²/sr pour une limite de 100 mJy et descend à $8\,541$ Jy²/sr pour une soustraction des sources jusqu'à 48 mJy (la limite de détection de Spitzer). Une interprétation de l'absence de corrélation en terme de biais des galaxies infrarouges est donnée à la section 4.5.

4.3.6 Les sources potentielles d'erreur

Les barres d'erreur que nous avons reporté sur la figure 4.5 ne montrent que des erreurs minimales car toutes les contributions aux erreurs n'ont pas pu être estimées. Dans la mesure où notre spectre est compatible avec un spectre plat et qu'il n'y a pas de

détection proprement dite des corrélations, l'absence des barres d'erreur exactes n'est pas préjudiciable. Nous allons discuter ici des sources potentielles d'erreur.

★ Les sources brillantes :

Selon la limite en flux adoptée pour la soustraction des sources, le niveau poissonien des fluctuations restantes sera plus ou moins faible. Cette composante peut nous empêcher de détecter les corrélations, mais elle ne constitue pas une source d'erreur dans la détection elle-même, si celle-ci était positive.

★ Moyenne sur k :

Le spectre de puissance est moyenné sur des anneaux en k , le module de la fréquence spatiale, afin de donner une courbe à une dimension. L'erreur statistique de cette moyenne en reportée par les barres d'erreur du spectre de la carte brute sans sources de la figure 4.4.

★ Le bruit :

Nous avons calculé le niveau de bruit blanc à partir d'une mesure de l'écart-type de la différence de deux cartes du même champ. Nous avons également essayé de calculer directement le spectre de puissance du bruit sur la carte de différence, mais le léger décalage des sources entre les deux cartes ne permettait pas une soustraction correcte des sources. Pour avoir une meilleure confiance en l'estimation de l'écart-type de la différence des cartes, nous avons masqué les sources détectées à plus de 135 mJy et mesuré l'écart-type sur les pixels restant. Nous n'avons pas de barre d'erreur à reporter sur la mesure du spectre du bruit.

★ La PSF :

La psf a été estimée tout d'abord à partir d'observations de planètes lointaines (Uranus, Saturne). Des modèles ont été faits par l'équipe d'ISOPHOT (Laureijs, Herbstmeier et al.). Puis Dole (2000) a fait passer la psf modélisée à travers le *pipeline*, c'est-à-dire l'ensemble du processus de création des cartes ISOPHOT (voir sa thèse, p.59). La psf a ensuite été récupérée sur chaque *raster*, c'est-à-dire sous-carte du champ. De légères variations sont visibles entre ces différentes psf à cause des particularités de reprojection de chacune des sous-cartes. La psf utilisée dans la séparation des composantes est la moyenne de toutes. Nous montrons sur la figure 4.6 l'écart-type des spectres de puissance des différentes psf divisé par le spectre de la psf moyenne, c'est-à-dire l'erreur relative du spectre de la psf, en fonction de l'échelle spatiale, k . Cette erreur est très faible : moins de 1% pour $k < 0.3'^{-1}$.

★ La normalisation du spectre de puissance des cirrus,

$$P_0 = 1.4 \times 10^6 \times B_{100\mu m}^{2.1}, \text{ à } k_0 = 0.01'^{-1}, \quad (4.18)$$

a été réalisée par G. Lagache à l'aide de plusieurs cartes du ciel prises par IRAS. Une déviation à cette normalisation est possible, mais l'erreur n'a pas encore été estimée. Ce

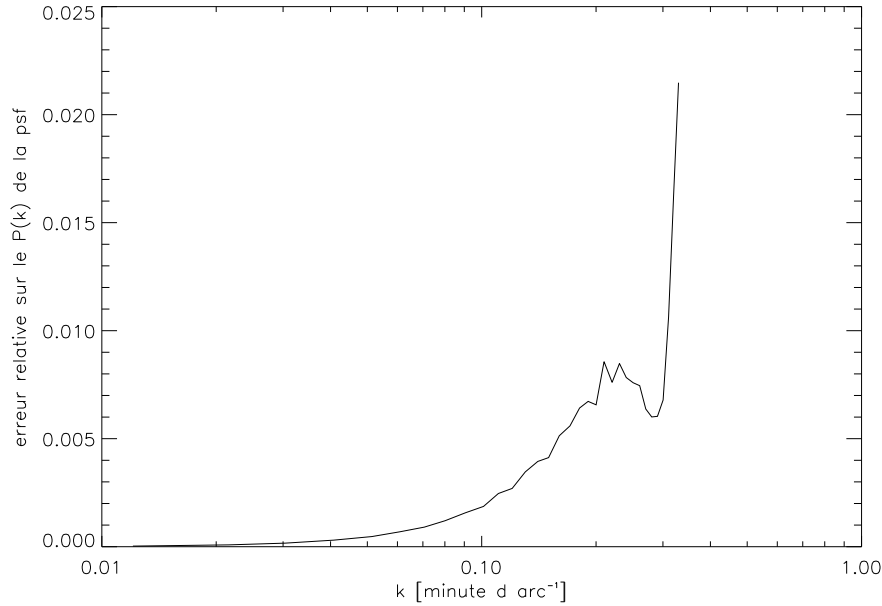


FIG. 4.6: Erreur relative sur le spectre de puissance de la psf.

travail est en cours (Miville-Dechênes, Lagache, 2005). L'erreur sur le spectre des cirrus constitue la principale source d'erreur du spectre final.

★ **L'erreur finale :**

A partir de l'équation 4.9, nous pouvons réécrire l'expression du spectre de puissance des fluctuations comme :

$$P_{FDIE} = (P_{carte} - P_{bruit}) \times \frac{1}{W_k} - P_{cirrus} . \quad (4.19)$$

De manière formelle, l'erreur (au carré) sur le spectre final s'écrit :

$$\sigma_f^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \times \sigma_{x_i}^2 , \quad (4.20)$$

avec $f = P_{FDIE}$, le spectre final recherché, et $x_i = \{P_{carte}, P_{bruit}, P_{cirrus}, W_k\}$, le spectre de chacune des autres composantes. Les composantes et leurs erreurs étant indépendantes, on a :

$$\sigma_f^2 = \sigma_{P_{cirrus}}^2 + \frac{(P_{carte} - P_{bruit})^2}{W_k^4} \times \sigma_{W_k}^2 + \frac{\sigma_{P_{bruit}}^2}{W_k^2} + \frac{\sigma_{P_{carte}}^2}{W_k^2} . \quad (4.21)$$

En mettant à zéro l'erreur sur le bruit et les cirrus, et en prenant $\sigma_{P_{carte}}$ égal à l'erreur venant de la moyenne sur k , on aboutit aux barres d'erreur de la figure 4.5, qui sont donc des erreurs minimales.

4.4 Comparaison avec GalICS

GalICS, '*Galaxies In Cosmological Simulations*', est un modèle hybride, numérique et semi-analytique, de la formation hiérarchique des galaxies (voir Hatton et al. (2003), et les articles du site internet <http://galics.iap.fr>). Nous avons comparé les résultats obtenus dans la mesure du spectre de puissance du champ FIRBACK avec ceux des simulations GalICS. L'avantage majeur de ce modèle hybride par rapport à un modèle tel que le modèle phénoménologique de Lagache et al. (2003) est qu'il contient naturellement les corrélations des sources lointaines. La simulation de l'évolution des galaxies se base sur des simulations de matière noire qui évolue avec la gravité. Ensuite le gaz est ajouté, avec des recettes semi-empiriques. Les galaxies sont donc naturellement placées le long des filaments de matière noire. Ensuite, des cartes sont réalisées en intégrant la lumière sur la ligne de visée (Blaizot et al., 2003). Nous reproduisons les conditions instrumentales en convoluant par le lobe instrumental d'ISOPHOT.

Nous comparons à la figure 4.7 le spectre de puissance de la simulation GalICS (en *point - tiret*) et celui de la carte FIRBACK (*trait continu*). Les spectres sont déconvolués de la psf, et pour FIRBACK, nous avons soustrait le bruit instrumental et les cirrus. Les sources brillantes n'ont pas été enlevées. Le modèle de GalICS surestime les données réelles d'un facteur d'environ 3 en amplitude du spectre de puissance (donc un facteur $\sqrt{3}$ en amplitude du signal). On le remarque également au niveau des comptages de sources (Fig. 4.8). Les simulations GalICS ne sont pas encore au point dans le domaine de l'infrarouge. Il est remarquable cependant de noter la même allure des deux spectres de puissance dans le domaine d'échelles du champ FIRBACK. Nous avons normalisé le spectre de GalICS pour le ramener au niveau du spectre de FIRBACK, en prenant le rapport des moyennes des spectres entre 0.08 et $0.3''^{-1}$ (spectre en *tirets* sur la figure 4.7). Les deux spectres de puissance sont complètement compatibles. On en conclut que pour détecter les corrélations, il faut descendre à des fréquences plus faibles que $0.02''^{-1}$ soit des échelles bien plus grandes que $50''$.

GalICS est un outil très prometteur pour la compréhension de la formation et de l'évolution des galaxies. Il pourra permettre de prédire les corrélations que nous pourrions détecter avec les instruments futurs.

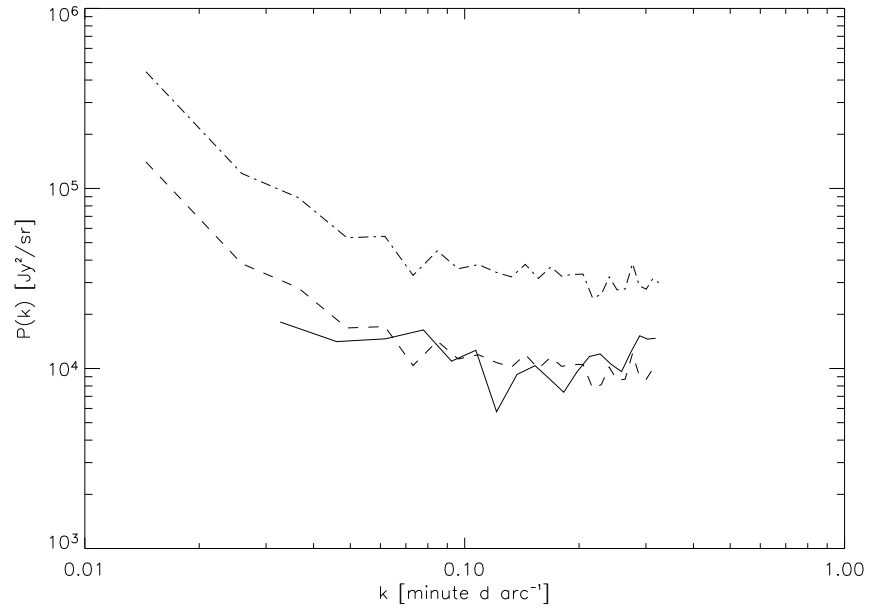


FIG. 4.7: *Trait continu* : Spectre de puissance des fluctuations du FDIE dans le champ FN1 sans retirer les sources brillantes. Le bruit instrumental et les cirrus sont enlevés et le spectre est déconvolué de la psf. *Point - tiret* : Spectre de puissance d'une simulation GalICS à $170 \mu\text{m}$, contenant la corrélation des sources extragalactiques. La psf a été déconvoluée. *Tirets* : Spectre de puissance de la simulation GalICS comme précédemment, ramené au niveau du spectre FIRBACK en prenant le rapport des moyennes des spectres entre 0.08 et $0.3''^{-1}$.

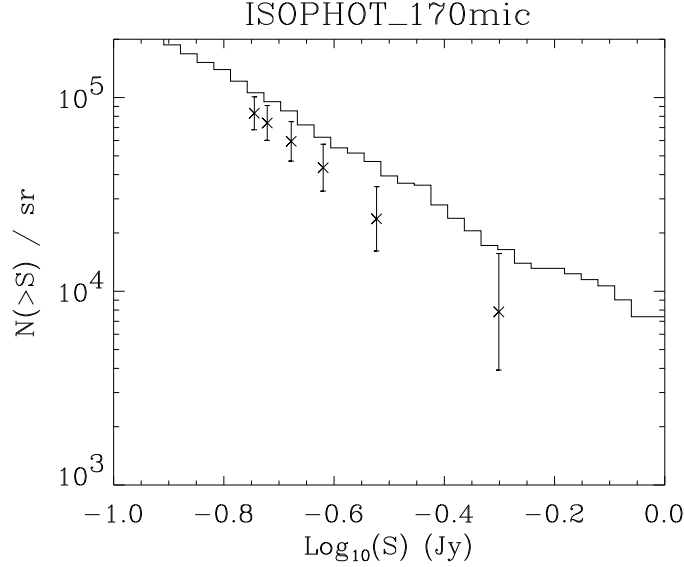


FIG. 4.8: Comptage des sources à 170 μm . Comparaison entre les données ISO (*croix*) et une simulation GalICS (*trait plein*) (Blaziot, communication privée).

4.5 Interprétation en terme de biais

Néstor Fernández Conde, au cours de son stage de DEA (2004), a travaillé sur le formalisme présenté par Knox et al. (2001) concernant la relation entre les corrélations du FDIE et la distribution spatiale des premières structures dans l'Univers.

Le biais représente le degré de corrélation entre la matière noire et la matière visible. Il est défini comme :

$$b = \frac{\delta_B}{\delta_{MN}} \quad (4.22)$$

$$\text{avec } \delta = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (4.23)$$

ρ est la densité de matière, de moyenne $\bar{\rho}$. δ représente donc le contraste entre les fluctuations de densité de matière et leur niveau moyen. 'B' et 'MN' désignent respectivement les baryons et la matière noire. On fait l'hypothèse d'une relation linéaire entre la matière baryonique et le rayonnement visible. Le biais, de façon générale, dépend à la fois de l'échelle spatiale, de la fréquence et du redshift : $b(k, \nu, z)$.

On pense que les galaxies infrarouges à grand redshift sont le résultat de fusions de galaxies. Ces fusions ont lieu dans les régions denses en galaxies, c'est-à-dire préférentiellement aux noeuds de rencontre des filaments de matière noire. Les galaxies IR pourraient donc mieux tracer la répartition de la matière noire que les galaxies optiques et on s'attend à

un biais plus élevé en infrarouge qu'en optique.

N. Fernández Conde a calculé le spectre de puissance de la matière noire pour un modèle cosmologique de matière noire froide avec une constante cosmologique. Puis, il a simulé le spectre de puissance de l'émission infrarouge selon différentes fonctions du biais. Le spectre de puissance angulaire de l'émission infrarouge, $C_l^{\nu\nu}$, s'exprime en fonction du spectre de puissance de la matière noire, $P_M(k)$, et de l'émissivité infrarouge moyenne, $\bar{j}(\nu, z)$, pondérée par le biais, de la manière suivante :

$$C_l^{\nu\nu} = \int \frac{dz}{r^2} \frac{dr}{dz} a^2(z) j_b^2(k, \nu, z) P_M(k)|_{k=l/r} G^2(z). \quad (4.24)$$

$a(z)$ est le facteur d'échelle d'expansion de l'Univers. $G(z)$ est la fonction de croissance de la théorie linéaire de croissance des perturbations (Peebles, 1980). $\frac{dr}{dz}$ indique la métrique de la cosmologie dans laquelle on se place. j_b est défini comme :

$$j_b(k, \nu, z) = b(k, \nu, z) \bar{j}(\nu, z). \quad (4.25)$$

Le biais a été pris soit constant (Knox et al., 2001), soit croissant en fonction de z (Arnouts et al., 2002) de manière similaire à l'évolution du biais en optique, soit encore dépendant de l'échelle spatiale (voir figure 4.9). Les résultats montrent qu'en l'absence de détection de corrélation dans les données du FDIE, on ne peut poser qu'une limite supérieure au biais. Dans le cas où le biais est pris constant, cette valeur est de 0.6. C'est inférieur au biais mesuré en optique pour $z > 1$. Une autre fonction du biais, croissante avec z et également inférieure à celle de l'optique, est compatible avec l'absence de détection de corrélation (voir Fig. 4.9). Un biais inférieur à 1 indique qu'on trace mal la matière noire. L'interprétation dépend de la distribution en redshift des galaxies formant les fluctuations. Ce biais de 0.6 tend à montrer que les galaxies dominant les fluctuations sont à bas redshift.

4.6 Conclusion et perspectives

La composante poissonienne des fluctuations du FDIE fut détectée en IR lointain par Lagache et Puget (2000) dans les données FIRBACK, aux fréquences spatiales (ou nombres d'onde) comprises entre 0.25 et 0.6 minutes d'arc⁻¹. L'étude que nous avons menée entre 0.015 et 0.33'⁻¹ ne nous a pas permis de mettre en évidence une corrélation particulière des sources extragalactiques. Après soustraction des différentes composantes de bruit, d'avant-plan galactique et de réponse instrumentale, le spectre des fluctuations que nous avons obtenu est compatible avec un spectre plat, signature de la composante poissonienne. Pour contraindre précisément les propriétés de corrélation des sources, des champs plus larges que FIRBACK sont nécessaires. Une alternative serait de réussir à mettre en oeuvre le calcul du spectre de puissance sur des cartes non rectangulaires pour

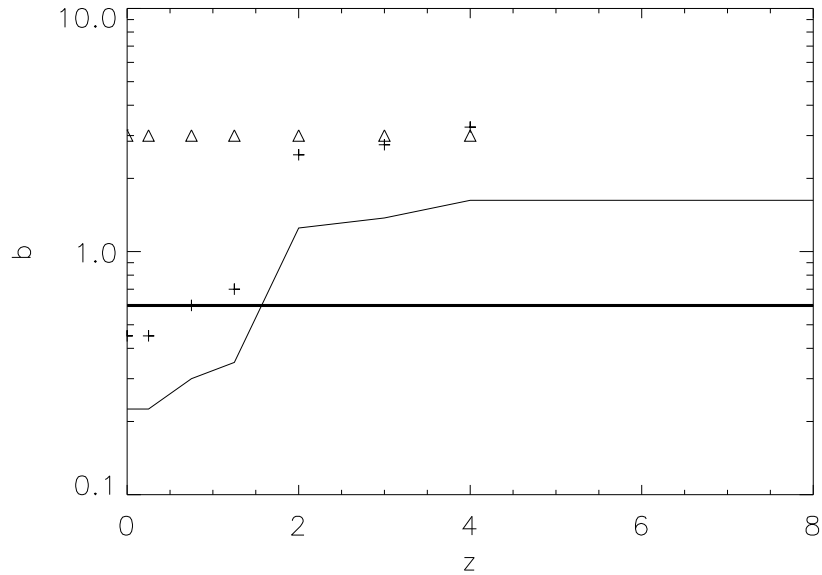


FIG. 4.9: Biais en fonction du redshift utilisé par N. Fernández Conde pour simuler le spectre de puissance de l'émission IR à partir du spectre de puissance de la matière noire. *Triangles* : Biais constant et égal à 3. *Ligne épaisse* : Biais constant et égal à 0.6. *Plus* : Biais de Arnouts et al. (2002) mesuré en optique. *Ligne fine* : Biais de Arnouts et al. (2002) divisé par un facteur 2. A partir de $z=4$ tous les biais sont considérés constants. Les lignes continues, fine et épaisse, correspondent aux valeurs compatibles avec l'absence de détection de corrélation dans le FDIE à $170 \mu\text{m}$.

exploiter les distances les plus grandes disponibles sur nos cartes. Un travail est en cours par N. Ponthieu en partant directement des fonctions de corrélation.

Dole et al. (2003) font une estimation du domaine de fréquences spatiales dans lequel les fluctuations du FDIE seront détectées dans les sondages larges et peu profonds à 160 microns, comme celui de SWIRE (*Spitzer Wide-area IR Extragalactic survey*) avec Spitzer. Ils utilisent le modèle de Lagache et al. (2003) qui n'inclut pas les propriétés de corrélation des sources mais fait simplement l'hypothèse d'une distribution poissonnienne de sources. Ils prédisent qu'au vu des cirrus qui limitent la détection aux basses fréquences et de la forme de la psf qui limite les hautes fréquences, et en supposant que les sources lointaines sont des galaxies à flambée de formation d'étoiles avec le spectre de puissance prédit par Perrotta et al. (2003), la corrélation des fluctuations du FDIE sera détectable entre 0.04 et $0.2''^{-1}$. Le niveau poissonnien pour des sources de flux inférieur à 48 mJy (limite de détection de Spitzer) serait, quant à lui, détecté entre 0.07 et $1.3''^{-1}$. La figure 4.10 reprend leur analyse des différentes composantes.

Le travail que nous avons fait avec GalICS est prometteur. Dans l'hypothèse où il ne reste que le niveau poissonnien de l'émission infrarouge à ajuster dans les simulations GalICS, les corrélations qui sont pressenties seraient détectables sur des échelles de carte bien plus grandes que nos cartes actuelles. On observe en effet une remontée du spectre puissance en dessous de la fréquence spatiale $0.07''^{-1}$. Il faut descendre à des fréquences bien plus faibles pour que la remontée du spectre se démarque.

Puisque Spitzer doit couvrir de plus grandes surfaces du ciel, les propriétés de corrélation devraient être détectées et mesurées lors d'une analyse du spectre de puissance similaire à celle que nous avons faite.

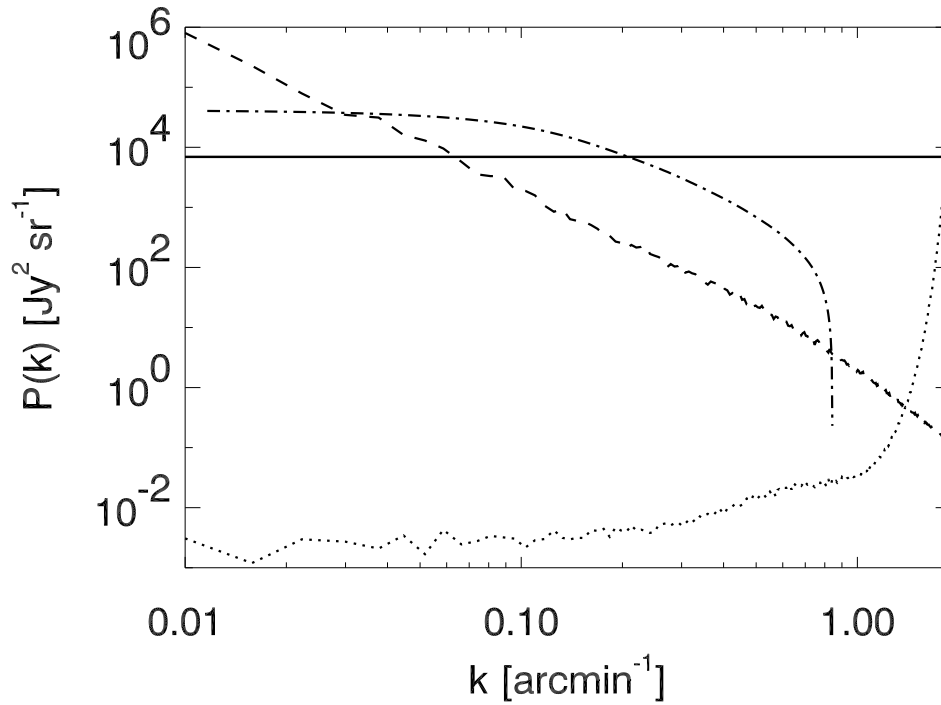


FIG. 4.10: Spectre de puissance théorique pour un champ de $5''$ à $160 \mu\text{m}$, illustrant le domaine de fréquences spatiales de détection des fluctuations du FDIE (Dole et al. 2003). *Ligne solide* : niveau des fluctuations poissonniennes créées par des sources en-dessous de 48 mJy prédit par le modèle de Lagache et al. (2003) à $6930 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. *Ligne en tirets* : cirrus d'avant-plan ; comportement en k^{-3} normalisé à $10^6 \text{ Jy}^2/\text{sr}$ à $k = 0.01''^{-1}$, représentant une colonne de densité de $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. *Ligne pointillée* : Bruit blanc (1σ de 7 mJy) divisé par la PSF. *Ligne en point-tiret* : Modèle de corrélation des sources (galaxies à flambée de formation d'étoiles) de Perrotta et al. (2003) à $170 \mu\text{m}$. La composante poissonnienne des fluctuations du FDIE pourra être détectée entre 0.07 et 1.3 minutes d'arc $^{-1}$. les propriétés de corrélation des sources, ayant la forme prédite par Perrotta et al. (2003), seraient détectables entre 0.04 et $0.2''^{-1}$.

Chapitre 5

Séparation des fluctuations dues à l'effet SZ cinétique et du FDC

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, je traiterai du fond diffus cosmologique micro-onde (FDC) et de son principal avant-plan, l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) (Sunyaev et Zel'dovich, 1972). Cet effet est décrit en détails dans le chapitre d'introduction (section 1.3.4). La composante thermique de l'effet SZ possède une signature spectrale bien particulière, avec un minimum et un maximum, qui permet de la séparer spectralement des autres composantes du fond diffus. Ce n'est pas le cas de la composante cinétique de l'effet SZ, qui possède le même spectre que le FDC. La séparation de l'effet SZ cinétique apporterait pourtant un moyen de mesurer les vitesses particulières des amas. On est donc confronté à la problématique de la séparation des composantes. J'ai évoqué (sec. 1.2.3.1) deux types de méthodes pour séparer des composantes. Il en existe d'autres. En ce qui concerne l'effet SZ thermique, des méthodes de filtre de Wiener, de maximum d'entropie et d'analyse en composantes indépendantes (Cardoso et Soulamiac, 1993; Hyvärinen, 1999) ont déjà été appliquées. Haehnelt et Tegmark (1996) ont appliqué un filtrage optimal (Wiener) pour séparer l'effet SZ cinétique du FDC, en utilisant une connaissance à priori du spectre de puissance du bruit que représente le FDC. Aghanim et al. (1997) ont également réalisé un filtre optimal, mais en se basant sur des simulations de cartes et sans connaissance à priori sur le FDC. Plus récemment, Hobson et McLachlan (2003) ont utilisé une approche Bayésienne pour la détection et la caractérisation d'objets discrets enfouis dans un fond diffus. Cette approche est deux fois plus sensible que l'approche du filtre optimal linéaire. Forni et Aghanim (2004) ont développé une nouvelle méthode pour séparer l'effet SZ cinétique des fluctuations du FDC. Ils utilisent des cartes simulées; leur seule hypothèse est que les fluctuations du FDC sont distribuées de manière gaussienne; et ils tirent avantage de la corrélation spatiale entre l'effet SZ cinétique et l'effet SZ thermique qui proviennent des

mêmes amas de galaxies. Cette méthode, très prometteuse, permet d'obtenir un excellent accord entre le spectre de puissance d'entrée et celui reconstruit jusqu'à $l=200$.

C'est une approche en certains points similaire que je vais explorer ici. Je ne me baserai que sur les propriétés statistiques de chacun des signaux. L'effet SZ, produit par les amas de galaxies, a en effet une distribution spatiale fortement non gaussienne. L'analyse se fera sur des cartes simulées des composantes que l'on peut obtenir avec les observations : d'une part l'effet SZ thermique, représenté par son paramètre de comptonisation, d'autre part une carte de fluctuations de température contenant à la fois celles du FDC et celles de l'effet SZ cinétique. Cette analyse ne prend pas en compte les autres composantes du ciel.

5.2 Les données : simulation des cartes.

Avant de pouvoir analyser et interpréter des données réelles, il est très souvent utile de travailler sur des simulations de cartes du ciel. Deux approches sont possibles pour simuler les cartes de l'effet SZ thermique et cinétique. La première consiste à utiliser directement les simulations numériques dites à N-corps ou des simulations hydrodynamiques. Des travaux sur cette base ont été réalisés par exemple par Da Silva et al. (2000, 2001).

La seconde approche est dite semi-analytique. Elle s'appuie sur un modèle d'amas individuel et des prédictions concernant le nombre d'amas en fonction de la masse et du redshift. C'est cette approche que nous avons choisie car elle permet facilement d'obtenir un grand nombre de cartes simulées.

Nous avons utilisé les cartes simulées par Aghanim et al. (2001) dont la taille est 512×512 pixels de 1.5 minutes d'arc de côté.

Le cadre cosmologique.

Le modèle cosmologique utilisé est un modèle CDM (Cold Dark Matter) avec constante cosmologique. Il préconise que l'Univers possède une composante dominante de matière noire (ou non baryonique) froide (c'est-à-dire non relativiste), et que la constante cosmologique Λ est non nulle (elle s'interprète comme une force de gravitation répulsive, contribuant à l'expansion de l'Univers). Les paramètres de ce modèle cosmologique sont :

$$\Omega_m = 0.3, \quad \Omega_\Lambda = 0.7, \quad h = 0.65$$

h est le paramètre de Hubble normalisé à $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$: $h = H_0/100$.

Ω_m est le rapport de la densité de matière baryonique moyenne de l'Univers à la densité critique¹.

¹ $\Omega_m = \rho/\rho_{crit} = 8\pi G\rho/3H^2$

Ω_Λ est le paramètre de densité associé à la constante cosmologique².

Modèle d'amas individuel :

1) Le profil radial de densité électronique d'un amas est en moyenne bien ajusté par le profil de King ou profil β (Cavalière & Fusco-Femiano, 1978) :

$$n_e(R) = n_{e0} * \left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}}.$$

n_{e0} est la densité électronique centrale, R_c est le rayon de cœur de l'amas, β est le rapport, par unité de masse, de l'énergie cinétique des galaxies à l'énergie thermique du gaz³.

2) La température du gaz d'électrons est calculée en fonction de M et z . De plus nous supposons que le gaz est isotherme $T_e = cte$.

Une fois les caractéristiques physiques de l'amas connues, on peut calculer les grandeurs nécessaires à la simulation de l'effet SZ de l'amas individuel :

$$\text{effet SZ thermique :} \quad y = \int_{R_{max}} \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl$$

$$\text{effet SZ cinétique :} \quad \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{SZ_{cin}} = - \left(\frac{v_r}{c} \right) \int_{R_{max}} n_e \sigma_T dl$$

Population d'amas :

Pour générer toute une population d'amas, on utilise une fonction de masse qui représente la distribution des amas en fonction de leur masse M dans un intervalle dM , et de leur redshift z ; elle est issue du modèle analytique de Press et Schechter (1974) :

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{M^2} \frac{d \ln \sigma(M, z)}{d \ln M} \frac{\delta_{c0}(z)}{\sigma(M, z)} \exp \left[- \frac{\delta_{c0}^2(z)}{2\sigma^2(M, z)} \right],$$

$\bar{\rho}$ est la densité moyenne de l'Univers, $\delta_{c0}(z)$ est la surdensité qui donnera une structure, et $\sigma^2(M, z)$ la variance de la masse à l'échelle M . Ce modèle est en assez bon accord avec

² $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H_0^2$

³ $\beta = \frac{\mu m_H \sigma}{kT_e} \approx \frac{2}{3}$

les résultats des simulations numériques, en particulier dans l'intervalle de masse correspondant aux amas de galaxies $M \in [10^{14}, 10^{16}]M_{\odot}$.

Pour simuler les cartes de l'effet SZ des amas de galaxies, on commence par déduire le nombre d'amas dans la carte grâce à la fonction de masse ; on associe à chaque amas une vitesse radiale calculée dans l'approximation linéaire (Peebles 1980) ; puis on attribue une position à chaque amas de manière aléatoire.

La simulation se fait pour chaque catégorie de masse des amas (de 10^{14} à $10^{16} M_{\odot}$) et dans l'intervalle de redshifts de $z=0$ à 3.

Les fluctuations primaires :

On se place dans le cadre de l'inflation, où les fluctuations sont distribuées de manière gaussienne. Pour générer le champ gaussien des fluctuations primaires du FDC, on utilise le spectre de puissance angulaire donné dans le cadre du modèle cosmologique et on affecte aléatoirement les phases à partir de distributions gaussiennes.

Nous disposons donc de quatre types de cartes simulées : cartes du paramètre de comptonisation, y , pour l'effet SZ thermique, cartes des fluctuations de température $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$ de l'effet SZ cinétique, cartes des fluctuations de température primaires $(\Delta T/T)$ du FDC, et la **carte du mélange** qui sera la somme des cartes des fluctuations primaires et de l'effet SZ cinétique.

A partir d'observations multi-longueur d'onde du FDC, il est possible de séparer plus ou moins bien l'effet SZ thermique, grâce à sa signature spectrale caractéristique ; tandis que l'effet SZ cinétique reste non discernable des fluctuations primaires, leurs signatures spectrales étant identiques. Observationnellement, nous disposons donc des cartes du mélange et des cartes de l'effet SZ thermique.

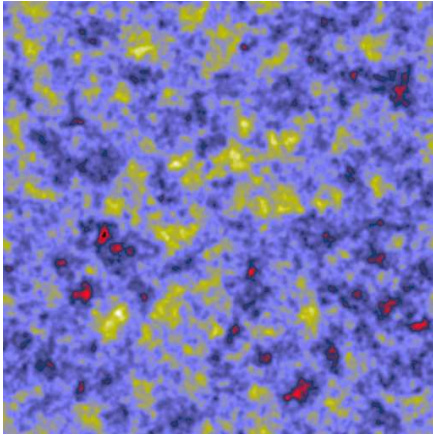


FIG. 5.1: carte des fluctuations de température primaires du fond diffus cosmologique (FDC).

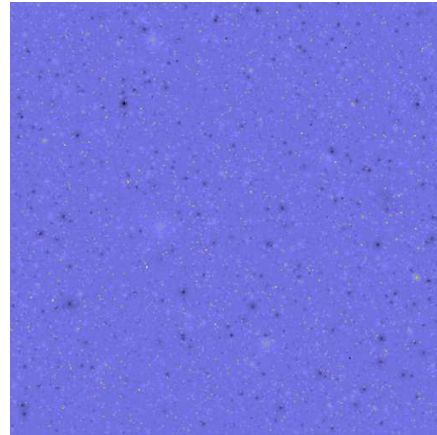


FIG. 5.2: Carte des fluctuations de température secondaires induites par l'effet SZ cinétique.

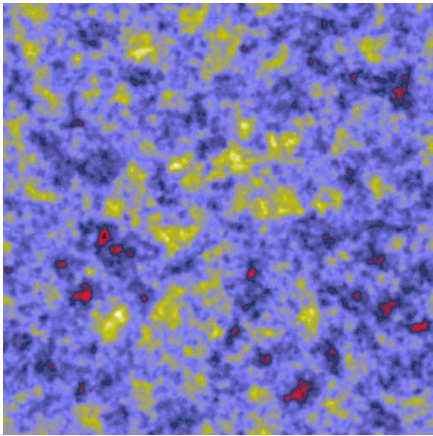


FIG. 5.3: Carte des fluctuations de température du mélange (FDC primaire + SZ cinétique).

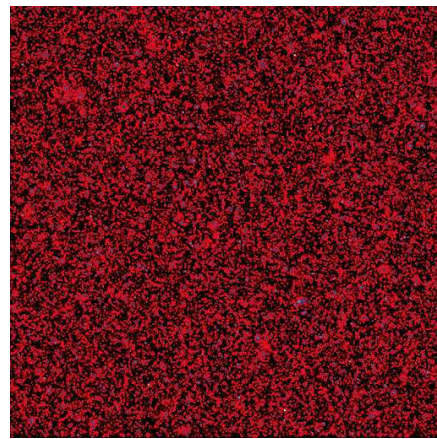


FIG. 5.4: Carte du paramètre de comptoisation de l'effet SZ thermique.

5.3 Les outils

Afin de séparer les fluctuations dues à l'effet SZ cinétique de celles du FDC, ayant toutes deux la même signature spectrale, nous allons nous baser sur les propriétés statistiques de ces deux composantes. Dans ce but, je décris dans cette section les outils nécessaires à l'étude des propriétés statistiques. *La transformée en ondelette*, tout d'abord, nous permet de décomposer un signal à différentes échelles de résolution et d'analyser à la fois ses fréquences et la position du signal, ainsi que l'orientation des détails. Je détaillerai ensuite les moments d'une distribution et indiquerai comment ils peuvent donner une indication de non-gaussianité.

5.3.1 La Transformation en ondelette

La transformée en ondelette est un outil très utilisé dans le traitement du signal (nettoyage du bruit, détection d'objets), et la compression de données. Le principe est de convoluer le signal avec un noyau de convolution ou "ondelette", de manière récursive.

Lors de la décomposition en ondelette d'un signal, celui-ci est convolué par deux fonctions : une **fonction d'ondelette** (graphe du bas de la figure 5.6, par exemple), filtre passe-haut, qui permet de détecter les détails du signal à l'échelle donnée de décomposition, et une **fonction d'échelle** (graphe du haut de la figure 5.6), filtre passe-bas, qui permet d'obtenir le signal lissé de référence à la même échelle de décomposition. Le processus est réitéré à partir du signal de référence pour atteindre le niveau suivant de la décomposition⁴.

La décomposition est ainsi faite de manière hiérarchique, vers des échelles de plus en plus grandes, des résolutions spectrales de plus en plus fortes, et donc des résolutions spatiales de plus en plus faibles.

Par exemple, à l'échelle L, la résolution spatiale sera réduite d'un facteur 2^L par rapport au signal d'origine et sa résolution spectrale augmente du même facteur. (Le changement d'échelle peut se faire en dilatant la fonction d'ondelette, $\psi(\frac{x-b}{a})$, en faisant varier le paramètre d'échelle, a, ou d'une manière plus technique, en réduisant la taille du signal : suppression d'un pixel sur deux après la convolution.)

⁴D'une manière simplifiée, on peut écrire la décomposition en ondelette d'une fonction f(x) comme suit :

$$f(x) = \sum_{b,a} \langle \psi(\frac{x-b}{a}), f(x) \rangle \psi^*(\frac{x-b}{a}).$$

ψ est la fonction de convolution et ψ^* sa conjuguée,
 $\sum_b \langle \psi(x-b), f(x) \rangle$ correspond au produit de convolution et donne le coefficient d'ondelette à une échelle donnée, a est le paramètre d'échelle.
 L'ordre de la décomposition est en général fini ; la somme est donc tronquée et accompagnée d'un terme additif, correspondant à notre signal de référence.

Comme le montre le graphe du bas de la figure 5.6, la base d'ondelette que nous avons utilisée est antisymétrique. Ce choix permet de détecter les gradients (ou dérivée première) du signal, tandis qu'une ondelette symétrique permettrait de détecter les dérivées secondes. On peut mieux s'en rendre compte avec les coefficients issus d'un développement de Taylor :

$$f'(x) = \frac{-f(x)+f(x+\Delta x)}{\Delta x} \quad \text{soit : } -1, 1 \quad \text{antisymétrique.}$$

$$f''(x) = \frac{f(x-\Delta x)-2f(x)+f(x+\Delta x)}{\Delta x^2} \quad \text{soit : } 1,-2,1 \quad \text{symétrique.}$$

L'ondelette de Haar, par exemple, est définie par les coefficients $(\sqrt{2}, -\sqrt{2})$.

Les méthodes de décomposition à 2D :

Lorsque l'on applique l'analyse en ondelette à des données à deux dimensions (des images), trois principales méthodes de décomposition sont envisageables :

La décomposition dyadique est une transformation dans laquelle seule la sous-partie de référence est décomposée à chaque échelle. L'analyse est effectuée dans les deux directions de l'image à chaque niveau de la décomposition. Le nombre total de sous-parties après L niveaux de décomposition est $(3L+1)$ (figure 5.5, haut).

La décomposition pyramidale est similaire à la dyadique en ce sens que seule la sous-partie de référence est décomposée à chaque niveau. Mais la transformation est effectuée de manière indépendante dans les deux directions de l'image (décomposition à tous les niveaux dans une direction, puis dans l'autre). La résolution n'est donc pas identique sur les deux axes de l'image (sauf pour les sous-parties diagonales). Le nombre total de sous-parties après L niveaux de décomposition est $(L+1)^2$ (figure 5.5, bas).

La décomposition "uniforme" est une décomposition dans laquelle chacune des sous-parties est décomposée à chaque itération. Le nombre total de sous-parties après L niveaux de décomposition est donc 4^L .

Une direction spatiale est associée à chaque sous-ensemble de coefficients, selon la direction de convolution avec la base d'ondelette. Ainsi, la convolution par la base d'ondelette suivant l'axe des x correspond à l'opération $\frac{\partial}{\partial x}$ et sera associée aux détails horizontaux, de même pour l'axe des y et les détails verticaux. La convolution dans les deux directions par la base d'ondelette correspond à l'opération $\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$ et est associée aux détails diagonaux. La convolution dans les deux directions par la fonction d'échelle nous donnera l'image lissée de référence.

Sur l'illustration de la figure 5.7, représentant l'image d'un paysage puis sa décomposition en ondelette, à l'ordre 4, suivant la méthode dyadique, on peut reconnaître (au moins à la première échelle) la direction associée aux différents détails. On peut noter également

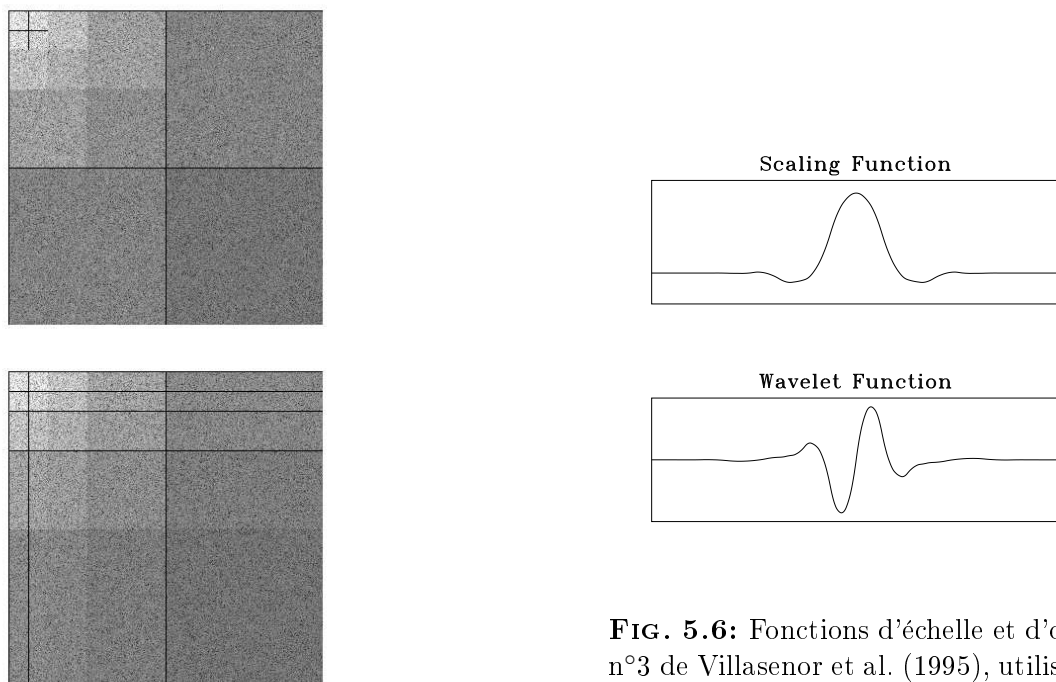


FIG. 5.6: Fonctions d'échelle et d'ondelette n°3 de Villasenor et al. (1995), utilisées dans notre décomposition en ondelette.

FIG. 5.5: Méthodes de décomposition : dyadique en haut, pyramidale en bas. Le niveau de gris indique l'échelle de la décomposition.

qu'en plus de l'information spectrale donnée par les différentes échelles de décomposition, l'information sur la localisation du signal est conservée entre l'espace réel et l'espace des coefficients d'ondelette (moyennant un facteur de remise à l'échelle).

Notre choix :

Notre choix se porte, d'une part sur la base d'ondelette antisymétrique n° 3 de Villasenor et al. (1995) (figure 5.6), car le gradient nous semble le mieux adapté à la détection de sources ponctuelles, et d'autre part sur la décomposition dyadique pour deux raisons. Premièrement, c'est la méthode pour laquelle chaque sous-ensemble de la décomposition possède le maximum de coefficients : l'analyse statistique que l'on effectuera n'en sera que plus significative. Et deuxièmement, la résolution varie de la même façon dans les deux directions spatiales, ce qui permet de conserver la corrélation entre les deux directions de la carte, à chaque échelle. La décomposition pyramidale, pour laquelle la résolution dans une direction spatiale varie indépendamment de l'autre, serait plus adaptée à des cartes

dont les deux axes n'auraient pas la même dimension physique (par exemple les cartes temps-distance en héliosismologie locale ou l'image d'un spectre d'absorption/émission).

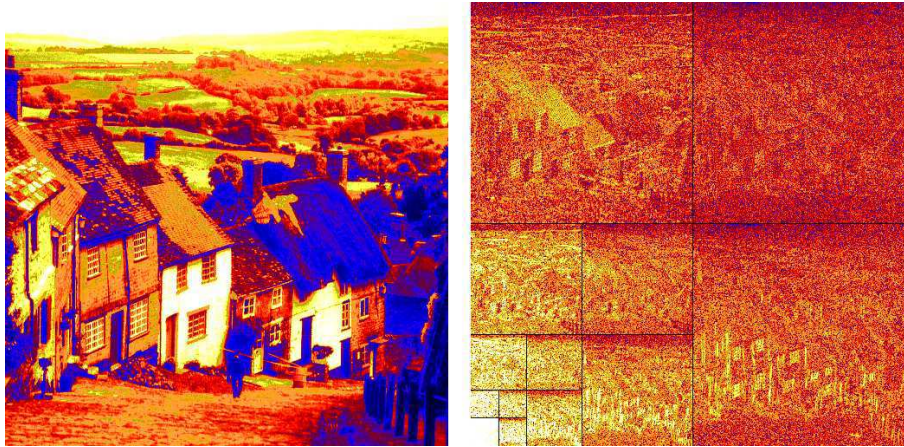


FIG. 5.7: Image d'un paysage à gauche et sa transformée en ondelette à l'ordre quatre, selon la méthode de décomposition dyadique, à droite.

5.3.2 Les outils statistiques.

Les outils statistiques qui permettront de caractériser une distribution et d'évaluer son écart par rapport à une distribution gaussienne sont principalement : l'histogramme (outil visuel que l'on accompagnera le plus souvent d'un ajustement par une gaussienne pour comparaison), les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement, qui valent zéro pour une gaussienne et les produits de corrélation et de covariance.

L'**histogramme** est une représentation de la fonction de distribution des données. La distribution peut aussi être caractérisée par l'ensemble de ses moments.

◇ Le moment centré d'ordre n a pour expression : $\mu_n = \int (x - \mu)^n f(x) dx$, où μ est la moyenne (ou moment non centré d'ordre 1) et $f(x)$ est la fonction de densité de probabilité de la distribution.

◇ Le moment centré d'ordre 2, μ_2 , est la variance ; sa racine carrée, σ est dite écart-type.

◇ Le moment centré d'ordre 3 est appelé la skewness et permet de définir un **coefficient d'asymétrie** (ou skewness normalisée) de la distribution par rapport à une gaussienne.

Il est défini par : $s = \mu_3/\mu_2^{3/2}$. s est égal à zéro pour une distribution gaussienne. Il est positif quand la distribution est non symétrique, avec une aile renforcée du côté positif et négatif quand l'aile est renforcée du côté négatif (voir la figure 5.8).

◇ Le moment centré d'ordre 4 est appelé la kurtosis et permet de définir un **coefficient d'applatissage** par rapport à une gaussienne, ou excès de kurtosis. Le moment d'ordre 4 d'une gaussienne est égal à $\mu_4 = 3\mu_2^2$, d'où la définition du coefficient d'applatissage : $k = \mu_4/\mu_2^2 - 3$. Ce coefficient est donc nul pour une distribution gaussienne, positif lorsque la distribution est plus piquée qu'une gaussienne et négatif lorsqu'elle est plus plate ! (voir la figure 5.9).

Parmis les outils statistiques, on utilisera également, pour comparer des cartes et y localiser les sources, les produits de corrélation et de covariance, définis comme suit :

$$\text{correlation}(a, b) = \frac{1}{N} \frac{\sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b})}{\sigma_a \sigma_b}$$

$$\text{covariance}(a, b) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b})$$

\bar{a} est la moyenne des valeurs a_i , et σ_a représente l'écart-type des valeurs de la carte a , de même pour b . La différence entre les produits de corrélation et de covariance tient essentiellement au fait que la corrélation est normalisée et varie entre -1 et 1, valeurs qu'elle atteint lorsque les signaux ont la même forme, de signe opposé ou non, tandis que la covariance reste proportionnelle à l'amplitude de a et de b .

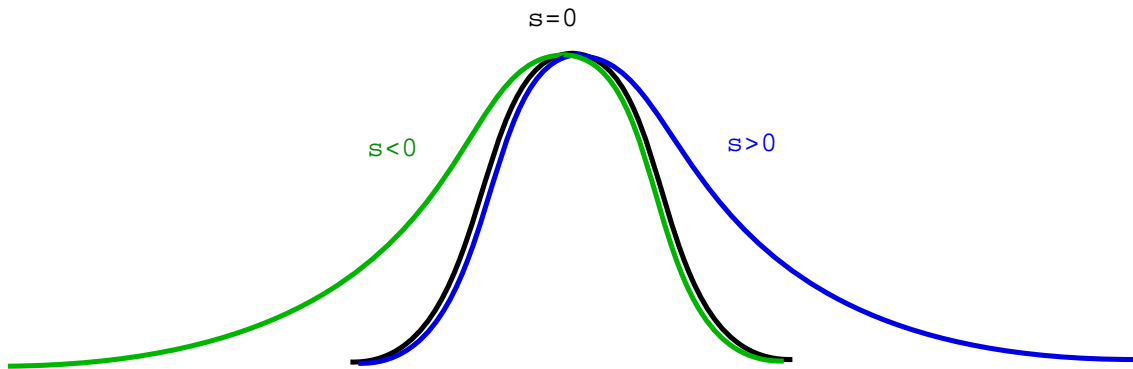


FIG. 5.8: Illustration des différentes valeurs que peut prendre la skewness normalisée ou coefficient d'asymétrie. La valeur zéro correspond à une gaussienne.

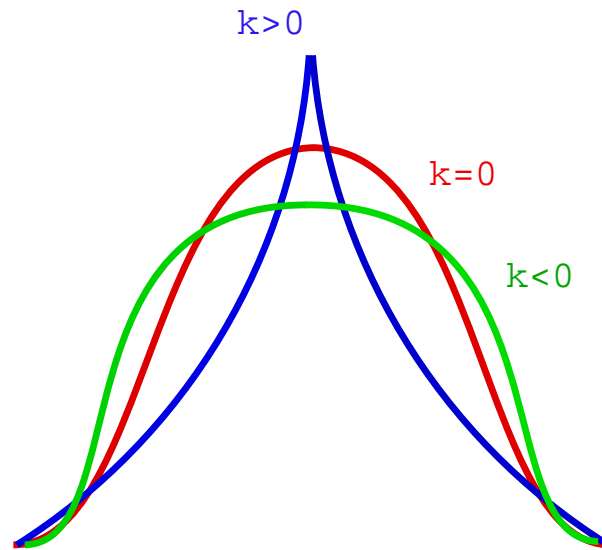


FIG. 5.9: Illustration des différentes valeurs que peut prendre l'excès de kurtosis ou coefficient d'aplatissement. La valeur zéro correspond à une gaussienne.

5.4 Analyse

L'étude que l'on se propose de mener consiste à utiliser les outils connus et précités, d'une part pour caractériser la signature statistique de l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique, et d'autre part pour savoir quelle est la sensibilité de détection d'une telle composante quand elle est mélangée aux fluctuations primaires du FDC.

Ces fluctuations primaires et celles induites par l'effet SZ cinétique ont en effet la même signature spectrale; tandis que l'effet SZ thermique possède une signature caractéristique qui permet de l'extraire des observations du fond diffus. C'est pour cette raison que nous travaillerons sur le mélange des signaux SZ cinétique & FDC, et utiliserons la carte du paramètre de comptonisation de l'effet SZ thermique, y , comme information supplémentaire.

5.4.1 Caractérisation des signatures non gaussiennes.

5.4.1.1 Dans l'espace réel

En termes d'histogrammes :

On trace l'histogramme des différentes cartes, figure 5.10, de manière à comparer la distribution des fluctuations de température des différents processus étudiés : fluctuations primaires, fluctuations secondaires dues à l'effet SZ cinétique, mélange (c'est-à-dire somme) des deux et paramètre de comptonisation de l'effet SZ thermique. Une courbe en tirets accompagne chaque histogramme afin de représenter un ajustement de la distribution par une fonction gaussienne. Ceci permet de visualiser l'écart à la loi gaussienne.

L'histogramme de la carte des fluctuations primaires du FDC est bien ajusté par une gaussienne, tandis que les histogrammes des effets SZ cinétique et thermique s'en éloignent sensiblement. Ceci confirme le caractère gaussien des fluctuations primaires et révèle celui, non gaussien, des fluctuations dues à l'effet SZ. C'est au niveau des ailes de la distribution que se manifeste le caractère non gaussien de l'effet SZ cinétique. L'effet SZ thermique se distingue quant à lui, par sa distribution asymétrique (valeurs positives).

La comparaison des histogrammes des cartes du FDC et du mélange ne révèle pas de différence significative.

Les fluctuations primaires et secondaires ont une valeur moyenne très proche de zéro. Leur écart-type est reporté dans le tableau 5.1. On observe que l'écart-type des fluctuations dues à l'effet SZ cinétique est dix fois plus faible que celui des fluctuations primaires et qu'il est identique entre le FDC primaire et le mélange (FDC + SZ_{cin}).

En termes de coefficients d'asymétrie et d'aplatissement :

Les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement sont notés respectivement dans les

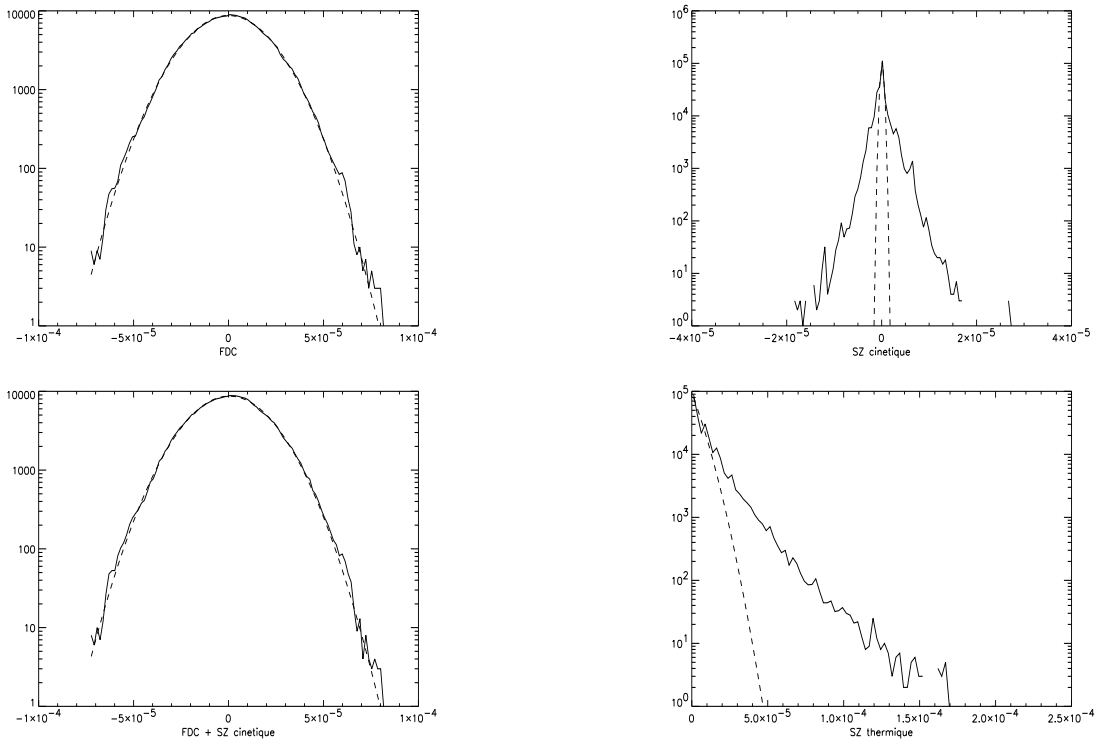


FIG. 5.10: Histogrammes des cartes de fluctuations de température des différents processus physiques : FDC, effet SZ cinétique, FDC + SZ cinétique, et de la carte du paramètre de compotonisation de l'effet SZ thermique.

tableaux 5.2 et 5.3, pour chaque type de processus physique et pour quatre réalisations statistiques des cartes, avec la moyenne et l'écart-type.

On observe pour les cartes du FDC, des coefficients d'asymétrie (s) et d'aplatissement (k) proches de zéro, tandis qu'ils sont éloignés de zéro pour les cartes des effets SZ cinétique et thermique. Ceci confirme et quantifie le caractère gaussien du FDC et celui non gaussien de l'effet SZ. Les valeurs de s et de k ne sont pas rigoureusement égales à zéro pour le FDC, comme elles devraient l'être en théorie, et c'est pour avoir une plus grande statistique que l'on simule plusieurs cartes.

Les valeurs de s et k pour le FDC et le mélange sont très voisines et indiquent de manière quantitative que les cartes du mélange possèdent une statistique proche de celle d'une gaussienne. La présence d'une composante "fortement" non gaussienne dans le mélange n'est donc pas du tout mise en évidence dans l'espace réel, c'est-à-dire l'espace des fluctuations de température. C'est pour cela que nous passons dans l'espace des coefficients d'ondelette, dans lequel chaque échelle de résolution est distinguable.

carte	écart-type
$(\Delta T/T)_{FDC}$	$1.8 * 10^{-5}$
$(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$	$1.6 * 10^{-6}$
$(\Delta T/T)_{mélange}$	$1.8 * 10^{-5}$

TAB. 5.1: *Ecart-type des fluctuations relatives de température du FDC primaire, de l'effet SZ cinétique et du mélange (FDC + SZ cinétique).*

carte n°	FDC	mélange	SZ cinétique	SZ thermique
1	0.001	-0.01	-1.52	3.06
2	0.04	0.04	0.95	2.97
3	0.01	0.01	2.56	3.14
4	0.12	0.11	0.15	3.02
moyenne	0.04	0.03	0.53	3.04
écart-type	0.05	0.05	1.69	0.07

TAB. 5.2: *Coefficient d'asymétrie des différents types de carte, pour quatre réalisations statistiques, leur moyenne et leur écart-type.*

5.4.1.2 Dans l'espace des coefficients d'ondelette

En termes d'histogrammes :

Dans l'espace des coefficients d'ondelette, on dispose de coefficients associés à trois directions spatiales, de part notre méthode de décomposition : coefficients associés aux détails verticaux, horizontaux et diagonaux. La valeur de chaque coefficient indique l'amplitude du gradient détecté dans la direction associée. Plus l'ordre de la décomposition est élevé, plus le nombre de coefficients disponible est faible pour notre étude statistique.

La distribution des coefficients d'ondelette à une échelle de décomposition donnée, est en général très similaire dans les directions verticale et horizontale, comme le montrent les figures 5.11 et 5.12, réalisées pour la carte des fluctuations du FDC à la première échelle de décomposition. On constate pour le FDC, figure 5.13, que la distribution des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux est mieux ajustée par une gaussienne que pour les coefficients associés aux autres directions. Les figures 5.13 à 5.15 montrent qu'**aux trois premières échelles de la décomposition, la distribution des coefficients d'ondelette pour le FDC reste gaussienne.**

Les graphes montrés sur les figures 5.16 à 5.18, sont les histogrammes des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux d'une carte de l'effet SZ cinétique, aux trois

carte n°	FDC	mélange	SZ cinétique	SZ thermique
1	0.02	0.03	3.96	17.14
2	-0.22	-0.21	11.53	15.48
3	0.04	0.04	27.35	18.29
4	-0.08	-0.08	7.00	16.43
moyenne	-0.06	-0.05	12.46	16.83
écart-type	0.11	0.11	10.40	1.18

TAB. 5.3: Coefficient d'aplatissement des différents types de carte, pour quatre réalisations statistiques, leur moyenne et leur écart-type.

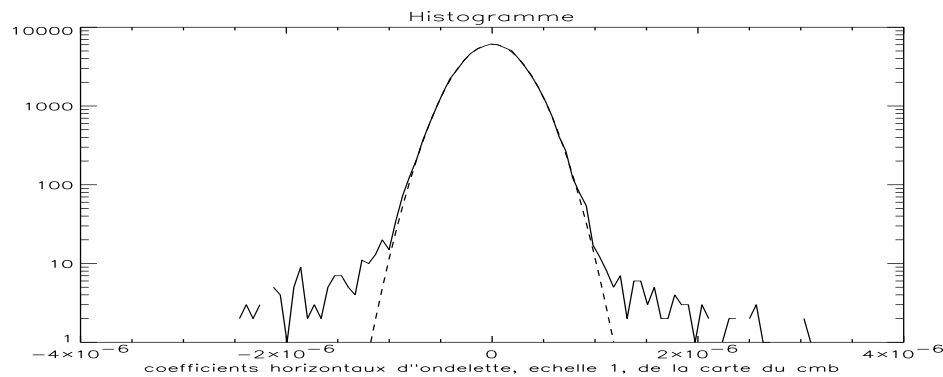


FIG. 5.11: Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails horizontaux de la première échelle de décomposition d'une des cartes du FDC.

premières échelles de la décomposition. On observe un fort écart entre la distribution et l'ajustement gaussien à la première échelle, un écart plus faible à la deuxième échelle, et presque plus d'écart marqué à la troisième échelle. Il en est de même avec les coefficients d'ondelette de la carte de l'effet SZ thermique. **La signature non gaussienne de l'effet SZ est donc bien marquée à la première échelle de décomposition, un peu moins à la deuxième échelle et n'est pas mise en évidence à la troisième échelle et au-delà.**

Les figures 5.19 et 5.20 représentent les distributions des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux d'une carte du mélange, aux première et deuxième échelles de la décomposition. On observe un écart à l'ajustement gaussien bien marqué à la première échelle et plus faible à la deuxième échelle de la décomposition, donc un comportement global similaire à la distribution des coefficients d'ondelette de la carte SZ cinétique.

Contrairement à l'analyse dans l'espace réel, l'histogramme des coefficients d'ondelette du mélange présente un caractère non gaussien évident aux première

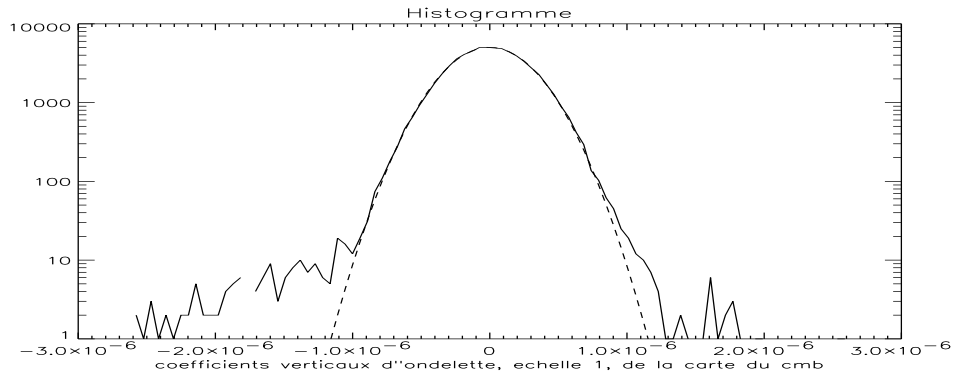


FIG. 5.12: Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails verticaux de la première échelle de décomposition d'une des cartes du FDC.

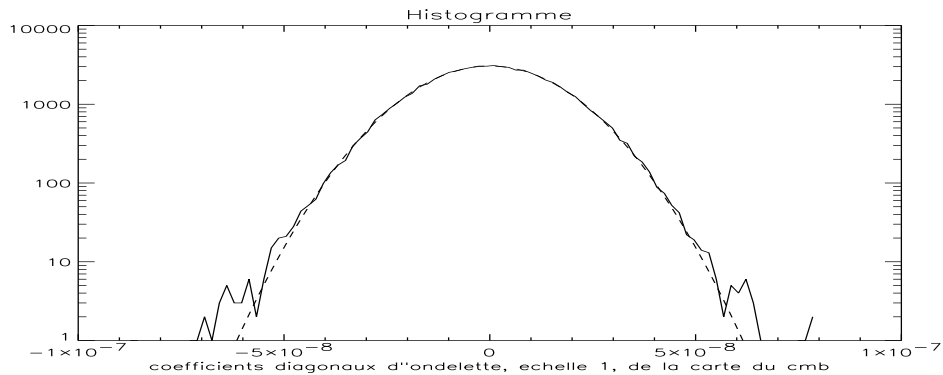


FIG. 5.13: Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la première échelle de décomposition d'une des cartes du FDC.

et deuxième échelles de la décomposition. Ces résultats sont retrouvés avec les autres réalisations statistiques. Ils ne sont donc pas spécifiques à celle choisie pour illustration, mais propres au processus physique, c'est-à-dire à la présence de fluctuations de température dues à l'effet SZ cinétique.

En terme de coefficient d'aplatissement :

Les coefficients d'aplatissement de chaque type de carte dans l'espace des coefficients d'ondelette, pour chaque direction et pour les trois premières échelles de la décomposition, sont moyennés sur plusieurs réalisations statistiques et répertoriés dans le tableau 5.4.

Ils mettent notamment en évidence la diminution du caractère non gaussien de la première à la troisième échelle de décomposition pour les cartes SZ : en effet, k passe de

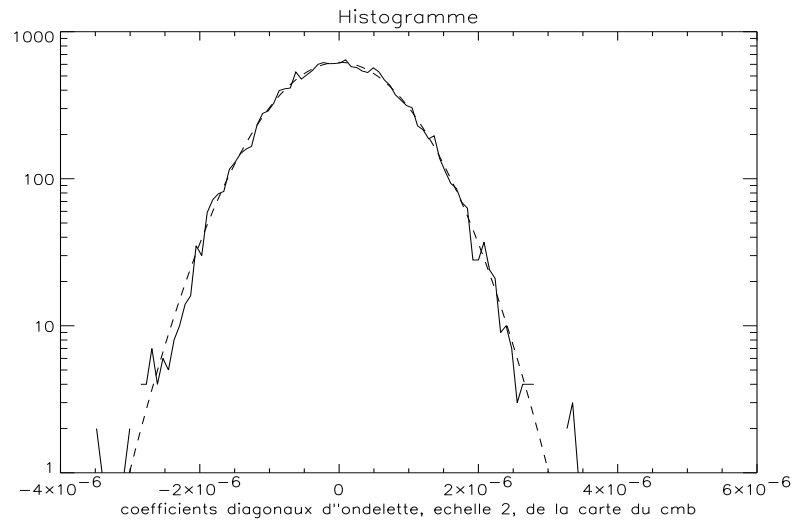


FIG. 5.14: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la deuxième échelle de décomposition d'une des cartes du FDC.*

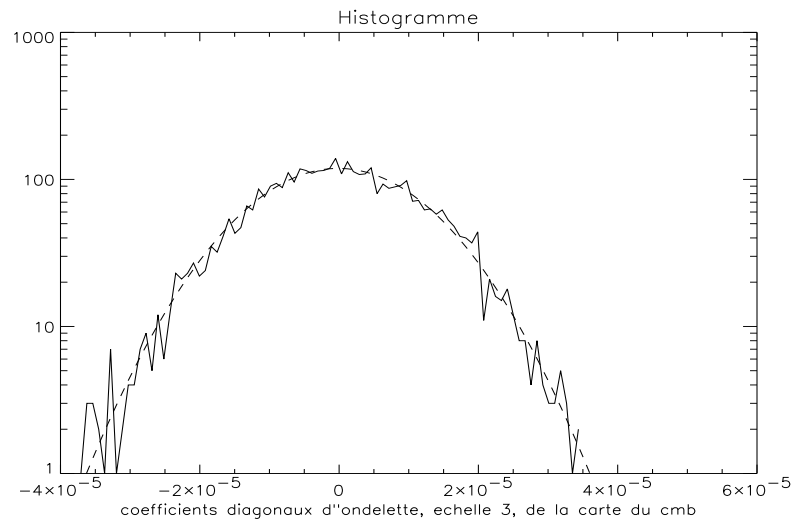


FIG. 5.15: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la troisième échelle de décomposition d'une des cartes du FDC.*

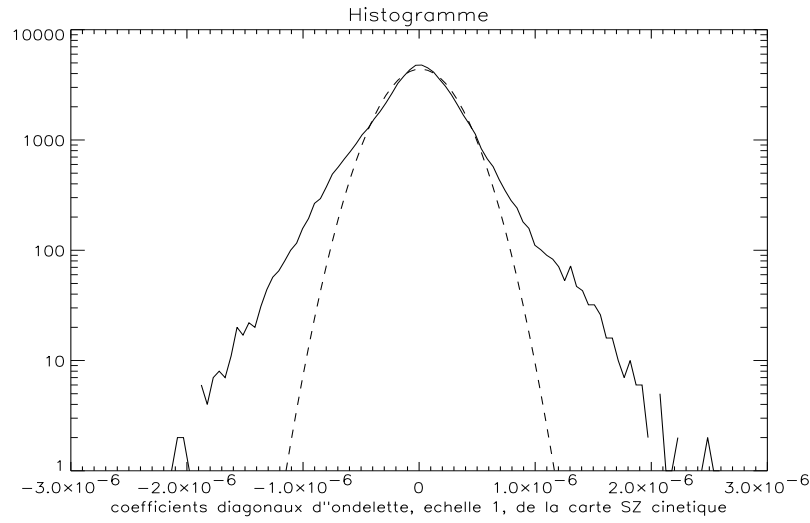


FIG. 5.16: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la première échelle de décomposition d'une des cartes de l'effet SZ cinétique.*

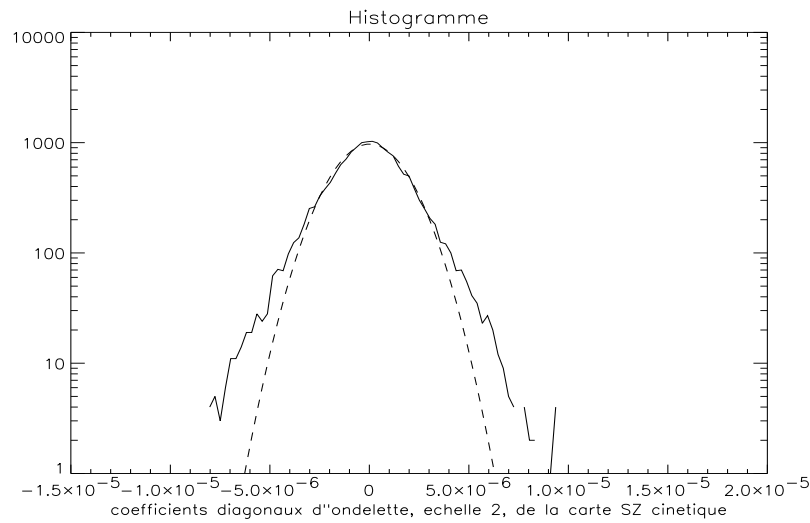


FIG. 5.17: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la deuxième échelle de décomposition d'une des cartes de l'effet SZ cinétique.*

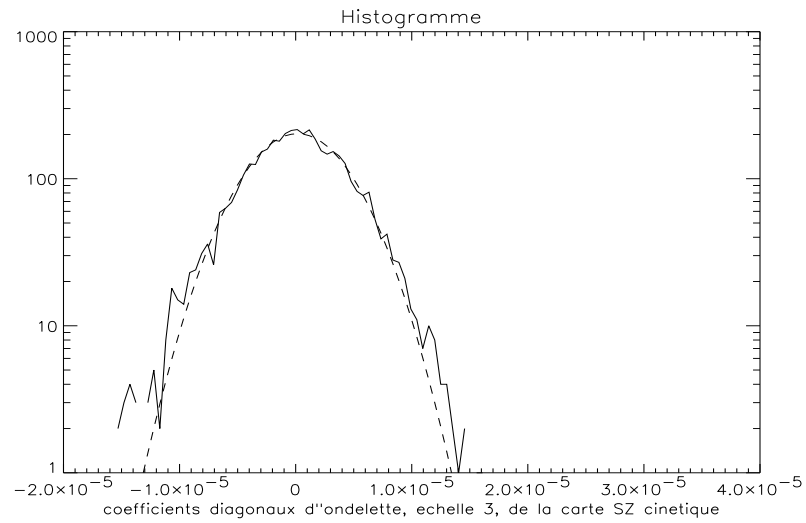


FIG. 5.18: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la troisième échelle de décomposition d'une des cartes de l'effet SZ cinétique.*

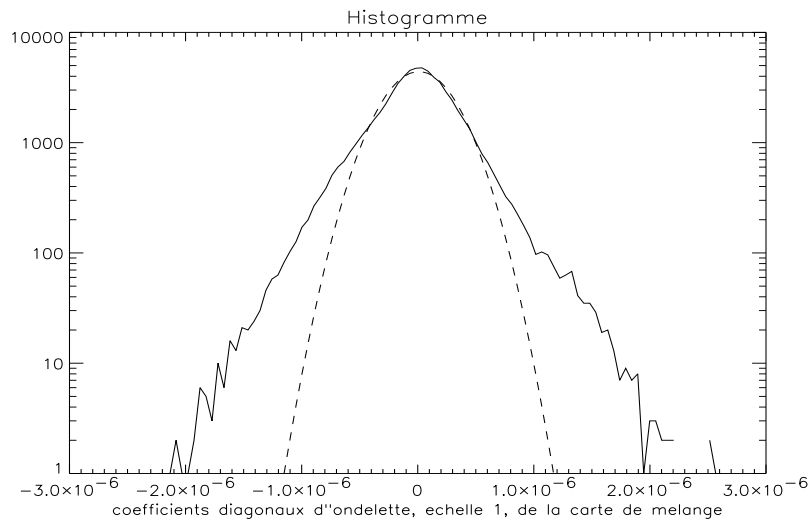


FIG. 5.19: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la première échelle de décomposition d'une des cartes du mélange.*

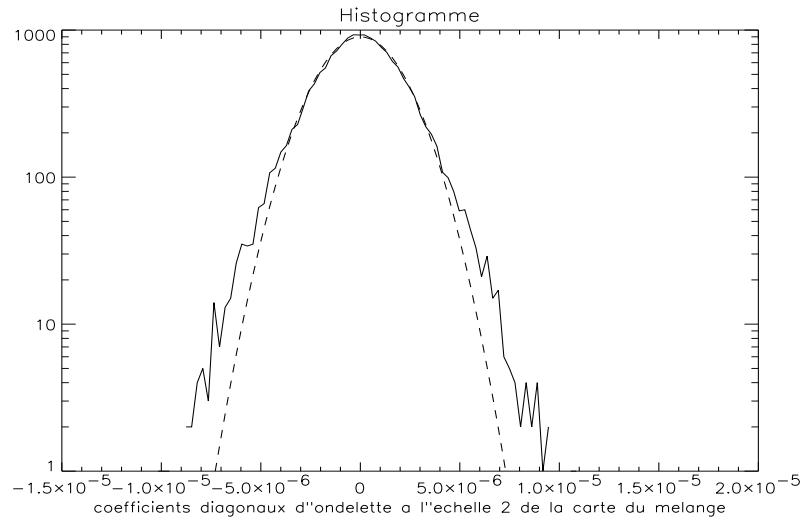


FIG. 5.20: *Histogramme des coefficients d'ondelette associés aux détails diagonaux de la deuxième échelle de décomposition d'une des cartes du mélange.*

7-8 (effet cinétique) ou 10-13 (effet thermique) à la première échelle de décomposition, à des valeurs comprises entre 1 et 2.5 à la troisième échelle. Contrairement aux calculs dans l'espace réel, le coefficient d'aplatissement des coefficients d'ondelette des cartes du mélange indique la détection d'un caractère non gaussien aux deux premières échelles de la décomposition. Il permet de quantifier les conclusions tirées lors de l'analyse des histogrammes.

A la première échelle de décomposition, le coefficient d'aplatissement des coefficients d'ondelette de la carte du FDC présente une valeur de l'ordre de $k \simeq 3$; or la valeur théorique pour un processus gaussien est de zéro. L'explication, donnée par Aghanim et Forni (1999), est qu'il existe une coupure naturelle dans le spectre de puissance des fluctuations primaires du FDC. Cette coupure du spectre de puissance a lieu aux échelles spatiales correspondant au premier niveau de décomposition et se traduit par un fort gradient : l'absence soudaine de fluctuations de température, en-dessous d'une certaine taille angulaire.

éch.		FDC	mélange	SZ cinétique	SZ thermique
1	vert.	3.30 ± 0.78	6.9 ± 5.6	8.5 ± 6.9	13.7 ± 2.4
	hor.	3.98 ± 1.54	6.7 ± 4.8	8.3 ± 6.2	12.1 ± 2.0
	diag.	0.35 ± 0.14	7.0 ± 5.5	7.0 ± 5.5	10.3 ± 2.0
2	vert.	0.11 ± 0.07	0.46 ± 0.29	3.9 ± 2.4	4.9 ± 1.9
	hor.	0.16 ± 0.09	0.46 ± 0.29	3.8 ± 2.6	4.7 ± 1.0
	diag.	0.06 ± 0.04	2.5 ± 1.8	3.7 ± 2.8	6.1 ± 3.2
3	vert.	0.04 ± 0.11	-0.09 ± 0.02	2.07 ± 1.6	1.3 ± 0.2
	hor.	0.004 ± 0.13	0.12 ± 0.02	2.5 ± 3.1	1.7 ± 0.4
	diag.	0.02 ± 0.14	0.10 ± 0.06	1.4 ± 0.9	1.4 ± 0.4

TAB. 5.4: Coefficient d'aplatissement, k , (moyenne de quatre réalisations statistiques pour le FDC et de dix-neuf réalisations statistiques pour les autres processus ; les dix-neuf cartes du mélange sont réalisées avec une même carte du FDC.) des coefficients d'ondelette, pour chaque type de carte, dans les trois directions et aux trois premières échelles de la décomposition.

5.4.2 Localisation du caractère non gaussien.

Nous avons mis en évidence que le caractère non gaussien lié à l'effet SZ cinétique se traduit, dans l'espace des coefficients d'ondelette, par un excès de coefficients dans les ailes de la distribution (rapportée à une distribution gaussienne). Ce caractère se retrouve dans le mélange FDC + effet SZ cinétique et on en déduit qu'il est dû aux amas de galaxies. Etudier les coefficients qui s'écartent de la distribution gaussienne revient donc à étudier le processus physique à l'origine de la signature non gaussienne : en d'autres termes, l'effet SZ cinétique induit par les amas de galaxies.

5.4.2.1 Sélection des coefficients d'ondelette.

Pour pouvoir sélectionner les coefficients d'ondelette appartenant aux ailes non gaussiennes, on se base sur un critère statistique faisant intervenir la fonction de répartition. Celle-ci est définie comme étant l'intégrale de la fonction de distribution, normalisée à l'unité.

Afin de connaître la probabilité d'appartenance à la distribution des coefficients, nous avons calculé une fonction de répartition par rapport à la médiane (figure 5.21) pour chaque type de détails (horizontaux, verticaux et diagonaux) dans l'espace des coefficients d'ondelette. Grâce à la fonction de répartition, on peut sélectionner les coefficients en fonction d'un seuil correspondant à leur taux de réjection dans la distribution. Pour une distribution gaussienne par exemple (pour laquelle la médiane est égale à la moyenne), le pourcentage de réjection des valeurs en fonction de leur écart à la moyenne est donné dans le tableau 5.5.

écart à la moyenne	pourcentage
$\pm 1 \sigma$	68.26
$\pm 2 \sigma$	95.45
$\pm 3 \sigma$	99.73
$\pm 4 \sigma$	99.994

TAB. 5.5: *Pourcentage de réjection des valeurs moy $\pm n \times \sigma$, dans une distribution gaussienne ; moy est la moyenne de la distribution et σ est son écart-type.*

Pour les processus non gaussiens, la médiane est utilisée plutôt que la moyenne comme point de repère, car elle définit le point symétrique de la distribution (autant de valeurs de part et d'autre).

Un exemple de détermination du seuil de sélection, à 90% de taux de réjection, est donné sur la figure 5.21 pour les coefficients d'ondelette associés aux détails verticaux de la première échelle de décomposition d'une carte du mélange. Cette sélection signifie que l'intégrale de la distribution dans l'intervalle défini par les seuils (restant à déterminer)

vaut 0.9 (soit 90%). On repère donc la valeur 0.45 à droite et à gauche du zéro de la fonction de répartition (c'est-à-dire la médiane!), et par projection orthogonale on obtient la valeur des seuils en termes de coefficients d'ondelette. Dans ce cas précis, on obtient les valeurs :

$$\text{Seuil inférieur} = -3.1 * 10^{-6}$$

$$\text{Seuil supérieur} = 2.7 * 10^{-6}$$

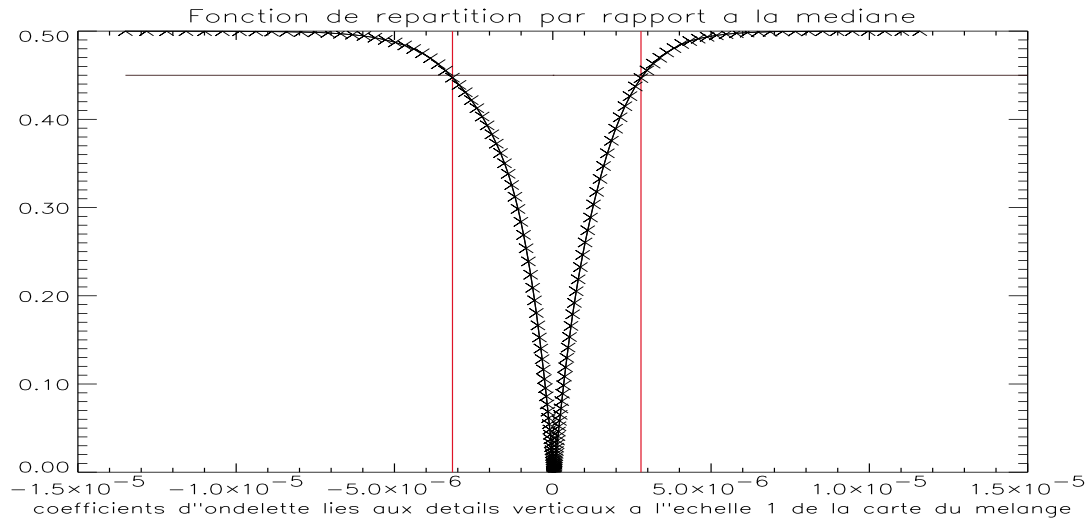


FIG. 5.21: *Fonction de répartition par rapport à la médiane, des coefficients d'ondelette associés aux détails verticaux d'une des cartes de mélange. Recherche des seuils associés à une probabilité de réjection de 90%. Les valeurs trouvées sont : $-3.1 \cdot 10^{-6}$ et $2.7 \cdot 10^{-6}$.*

Une fois la sélection effectuée, il est possible d'analyser statistiquement les coefficients les plus externes de la distribution. On peut également comparer la localisation de ces coefficients avec les cartes de départ, dans l'espace réel des fluctuations de température. Pour cela, on effectuera une transformation en ondelette inverse des coefficients d'ondelette sélectionnés.

5.4.2.2 Corrélation "carte - amas".

Pour une carte du mélange et une carte de l'effet SZ cinétique pur, nous avons sélectionné les coefficients d'ondelette ayant un taux de réjection de plus de 90%, 95% et 97%, respectivement pour les première, deuxième et troisième échelles de la décomposition (toutes directions confondues). Plus l'échelle de la décomposition augmente, plus nous l'avons vu, l'écart entre l'histogramme et l'ajustement par une gaussienne est faible ; donc

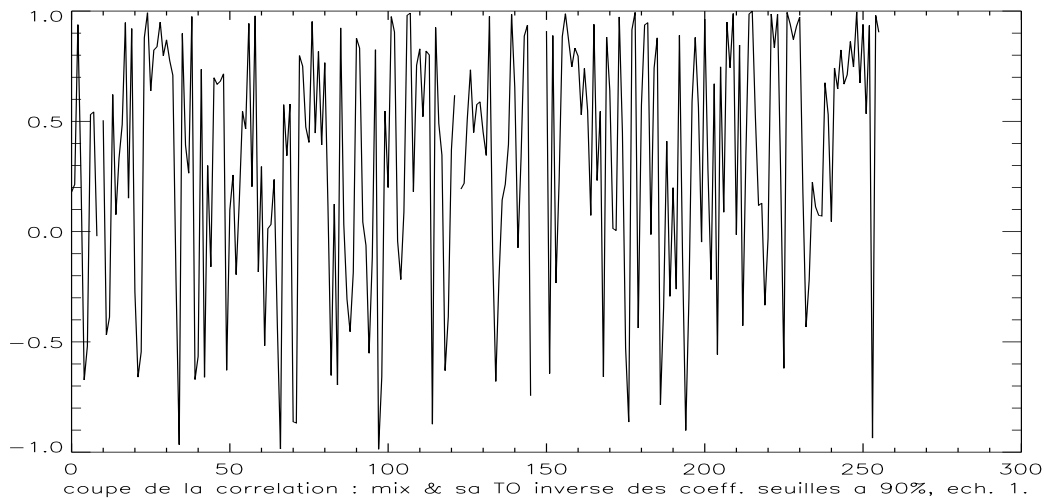


FIG. 5.22: Coupe transversale (ligne 135 en pixels) de la carte de corrélation réalisée entre une carte du mélange et la transformée en ondelette inverse de ses coefficients d'ondelette (toutes directions), à la première échelle de la décomposition, seuillés à 90% du taux de réjection.

le nombre de coefficients à caractère non-gaussien diminue d'autant et il faut choisir un seuil plus élevé pour les extraire. Puis, nous avons effectué la transformation en ondelette inverse de ces coefficients. Cette nouvelle carte contient la position des coefficients d'ondelette sélectionnés, à caractère non-gaussien, et donc la position des amas de galaxies.

La comparaison visuelle entre la carte de départ et la transformée en ondelette inverse des détails à une échelle donnée n'est pas du tout évidente. Pour mieux faire ressortir le signal des amas de galaxies, nous effectuons la corrélation entre ces deux cartes ; plus exactement, nous réalisons une carte des produits de corrélation, calculés sur des fenêtres de quatre pixels. Au préalable, pour éviter la divergence numérique, nous ramenons les valeurs des cartes à des valeurs proches de l'unité en les divisant par leur moyenne. La figure 5.22 nous montre une coupe transversale de la carte de corrélation entre une carte du mélange et la transformée en ondelette inverse de ses coefficients d'ondelette associés à la première échelle de la décomposition (donc des détails les plus fins) et sélectionnés à 90% du taux de réjection de la distribution.

Avec ces cartes de produits de corrélation, on peut effectuer un deuxième seuillage des valeurs de la carte de température, en fonction du degré de corrélation (le produit de corrélation varie entre -1 et 1). Le seuil d'une bonne corrélation est estimé à 90%. La position des produits de corrélation sélectionnés, en termes de numéros de pixels, nous permet de regarder directement les cartes de température aux mêmes emplacements, et de les comparer avec les cartes de départ.

Cette étude, menée sur une carte de l'effet SZ cinétique avec les coefficients d'ondelette des trois premières échelles de la décomposition, nous révèle des choses intéressantes : certains amas (signal important de la carte de départ) sont retrouvés uniquement à l'échelle 1, c'est-à-dire lors de la localisation des amas avec le produit de corrélation "carte de départ" & "détails associés à la première échelle de la décomposition". D'autres amas de la carte de départ sont retrouvés aux échelles 1 et 2, ou 2 et 3. On devine alors la diversité des amas, de leur dimension et de leur structure grâce à cette comparaison multi-échelles.

Cette analyse visuelle, cependant, n'est qu'approximative et on pourrait pour la quantifier, utiliser par exemple une reconnaissance des maximums, à 2D ou sur une série de coupes transversales.

L'étude menée sur une carte du mélange est bien moins évidente. Peut-être que la sélection de la position des amas devrait mieux tenir compte de l'intensité du signal des amas, sources de l'effet SZ. Pour cela, et avec ce que nous avons vu à la section 5.3.2, Il est possible de remplacer le produit de corrélation par un produit de covariance.

Mais avant cela, nous allons changer notre méthode de localisation des amas, en utilisant, à la place des coefficients d'ondelette sélectionnés pour leur caractère non-gaussien, la carte du paramètre de comptonisation, y , et effectuer la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange. D'autres études (e.g. Forni et Aghanim, 2004) utilisent également la concordance spatiale entre les effets SZ cinétique et thermique.

5.4.3 Critères statistiques de séparation de l'effet SZ cinétique du FDC.

5.4.3.1 Covariance avec l'effet SZ thermique

La carte du paramètre de comptonisation de l'effet SZ thermique est un autre moyen de sélectionner la position des amas de galaxies qui en sont la source. C'est une information que l'on peut extraire des observations du FDC total, donc le passage de la simulation aux données réelles sera possible sans trop de difficultés.

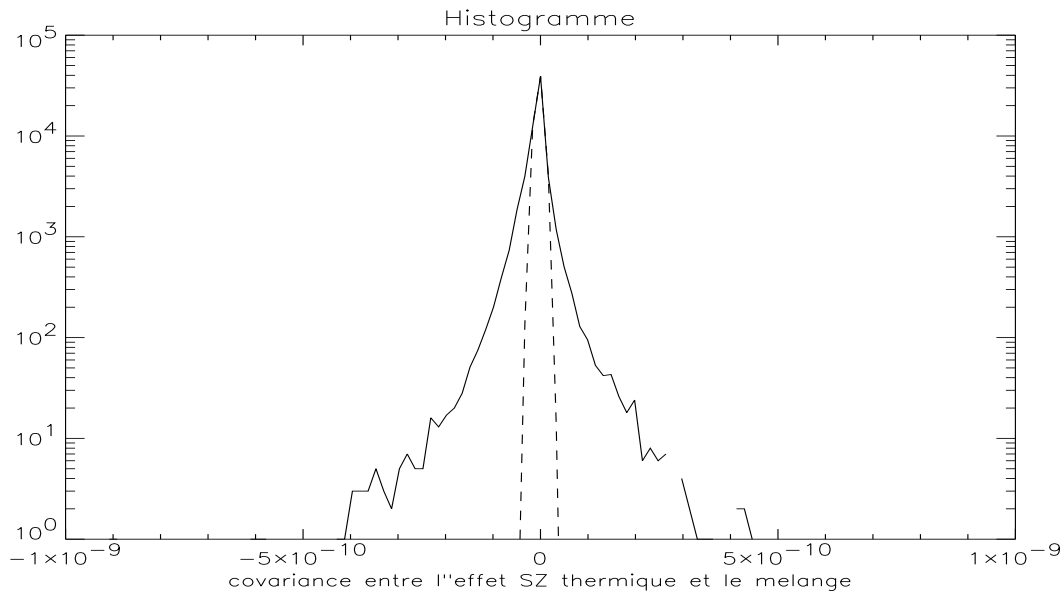


FIG. 5.23: Histogramme de la carte des produits de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (SZ cinétique + FDC).

On réalise entre les cartes de l'effet SZ thermique et du mélange, une carte des produits de covariance calculés sur des fenêtres de quatre pixels. L'histogramme d'une telle carte de covariance est montré à la figure 5.23.

La figure 5.24 représente les coupes transversales, à la même ligne, des cartes simulées de chacun des processus physiques. En noir, on a le signal du mélange, en rouge, le signal du FDC, en bleu foncé, l'effet SZ cinétique, et en bleu clair le signal de l'effet SZ thermique. La figure 5.25 indique la coupe transversale, au même numéro de ligne que précédemment, de la carte de covariance entre le signal SZ thermique et le mélange.

La comparaison des deux figures nous apprend que **le produit de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange se comporte comme le signal de l'effet SZ cinétique**. Chaque valeur du produit de covariance est significative car elle indique une

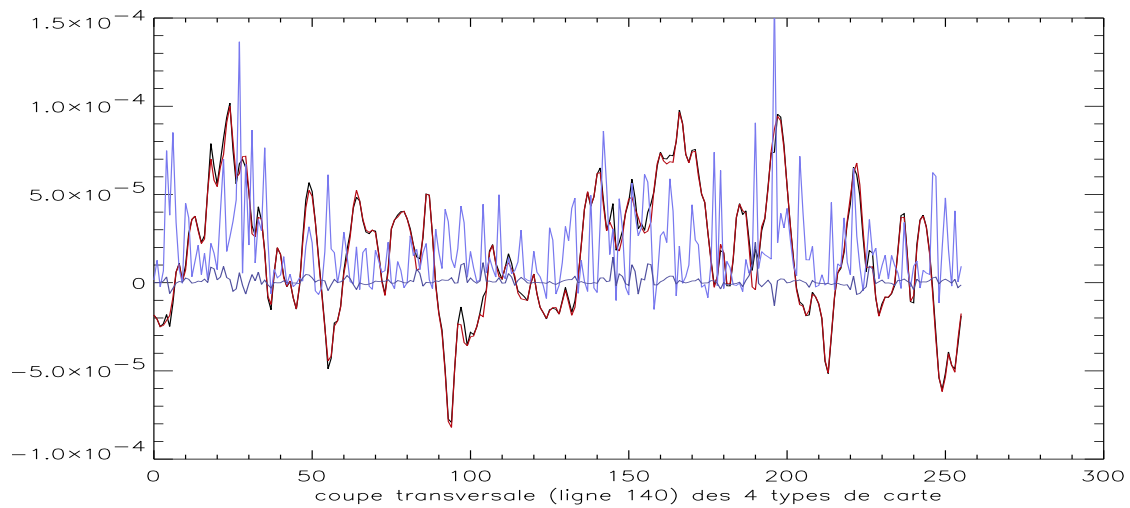


FIG. 5.24: Coupes transversales (ligne 140 en pixels) des cartes : en rouge le FDC, en noir le mélange (SZ cinétique + FDC), en bleu foncé l'effet SZ cinétique, en bleu clair l'effet SZ thermique.

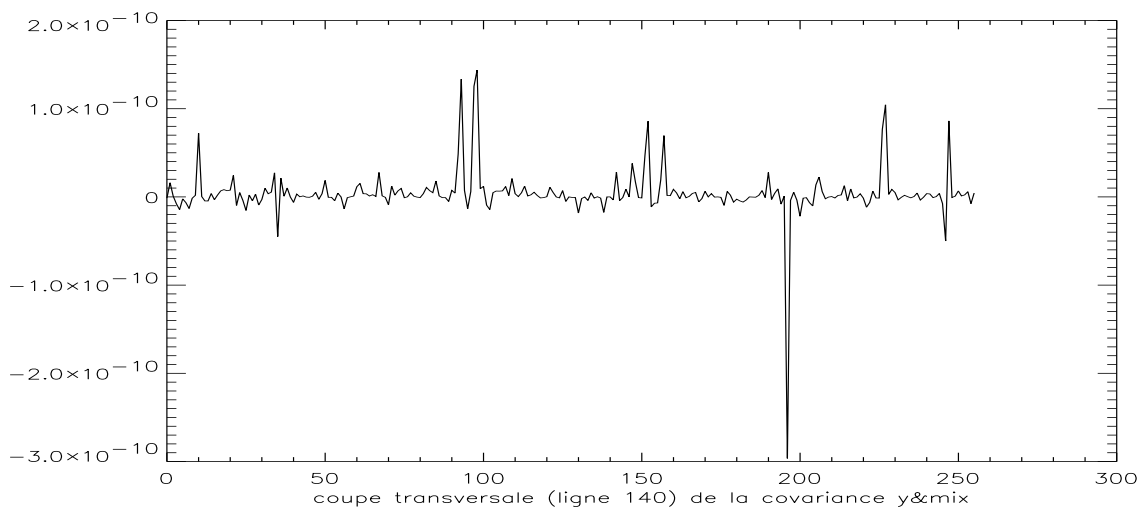


FIG. 5.25: Coupe transversale (ligne 140 en pixels) de la carte de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (SZ cinétique + FDC).

fluctuation de température due à l'effet SZ cinétique si faible soit-elle, et donc à la présence d'un amas. La localisation et l'amplitude des coefficients de covariance sont donc associées à des variations dans le signal du mélange, dues à la présence de l'effet SZ cinétique.

Pour étudier le lien entre l'effet SZ cinétique et le produit de covariance, on choisit une représentation dans l'espace (coefficients de covariance, signal de l'effet SZ cinétique). Ceci permet de visualiser de manière globale toute l'information statistique contenue dans l'ensemble des coupes transversales. Dans cette représentation, on met en abscisse les valeurs du produit de covariance, et en ordonnée, les fluctuations de température dues à l'effet SZ cinétique seul. Le produit de covariance est calculé entre l'effet SZ thermique et un processus physique au choix : le FDC primaire, l'effet SZ cinétique ou le mélange FDC+SZ_{cin} (figures 5.26 à 5.28).

La figure 5.26 montre la dépendance de l'effet SZ cinétique en fonction du produit de covariance de l'effet SZ thermique et des fluctuations primaires du FDC. Le nuage de points n'indique bien sûr aucun lien particulier entre les deux grandeurs. Ceci n'est pas surprenant puisqu'il n'y a effectivement pas de relation physique entre les fluctuations de température primaires du FDC et celles dues à l'effet SZ cinétique.

Pour comparaison, on trace l'effet SZ cinétique en fonction du produit de covariance entre l'effet SZ thermique et l'effet SZ cinétique seul (figure 5.27). Etant données les illustrations dans les coupes transversales, on s'attend à trouver dans la représentation à deux dimensions une loi reliant les coefficients de covariance à l'effet cinétique. C'est effectivement ce qu'on constate sur la figure 5.27. En particulier, les coefficients de covariance les plus élevés sont associés à des fluctuations de température dues à l'effet SZ cinétique $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$ qui se regroupent suivant une pente par rapport aux coefficients de covariance.

Le même type d'analyse est effectué avec le produit de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (figure 5.28). Il révèle le même type de comportement qu'avec l'effet SZ cinétique seul. C'est à dire une fois encore un regroupement selon une pente proche de la précédente des $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$ associés aux valeurs élevées des coefficients de covariance.

De manière à mettre en évidence ce comportement en fonction de l'échelle, on réalise la carte de covariance entre l'effet SZ thermique et les transformées en ondelette inverses des détails (toutes directions) correspondant aux première et deuxième échelles de la décomposition de la carte du mélange. La transformée en ondelette est utilisée dans ce cas pour filtrer le signal aux échelles supérieures à l'échelle considérée. A la première échelle de la décomposition par exemple, on s'attend à retrouver essentiellement la signature de l'effet SZ cinétique comme c'était le cas lors de l'analyse des histogrammes (section 5.4.1).

L'allure globale d'une pente est visible pour les deux premières échelles de la décomposition, figures 5.30 et 5.31, mais pas pour la troisième échelle, figure 5.32. Ce résultat est globalement similaire aux résultats de l'étude des histogrammes des coefficients d'ondelette

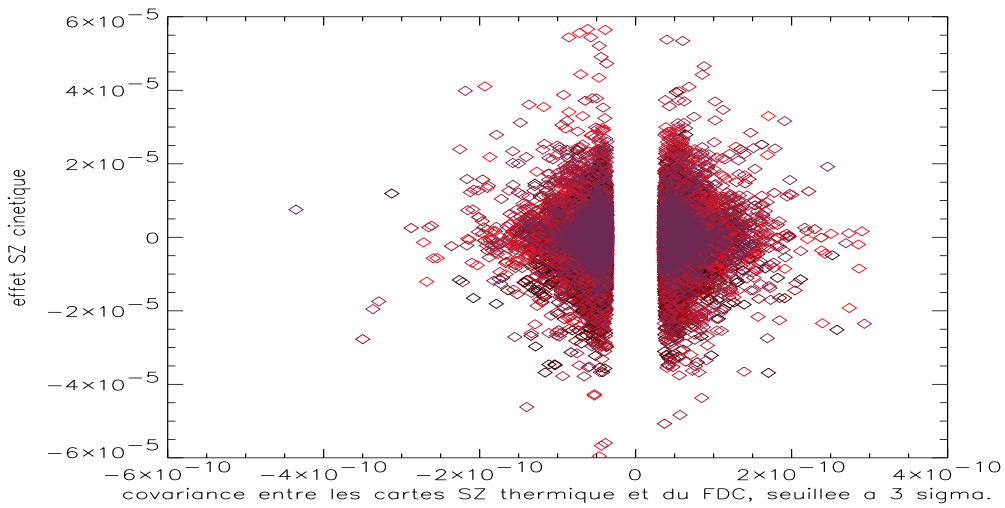


FIG. 5.26: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et le FDC, seuillés à 3σ . Chaque couleur est associée à une réalisation statistique.

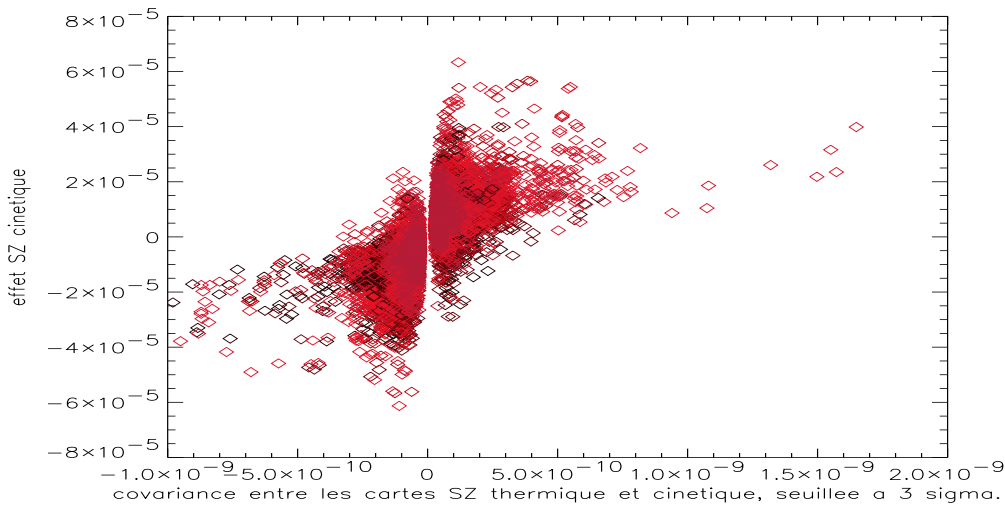


FIG. 5.27: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et l'effet SZ cinétique.

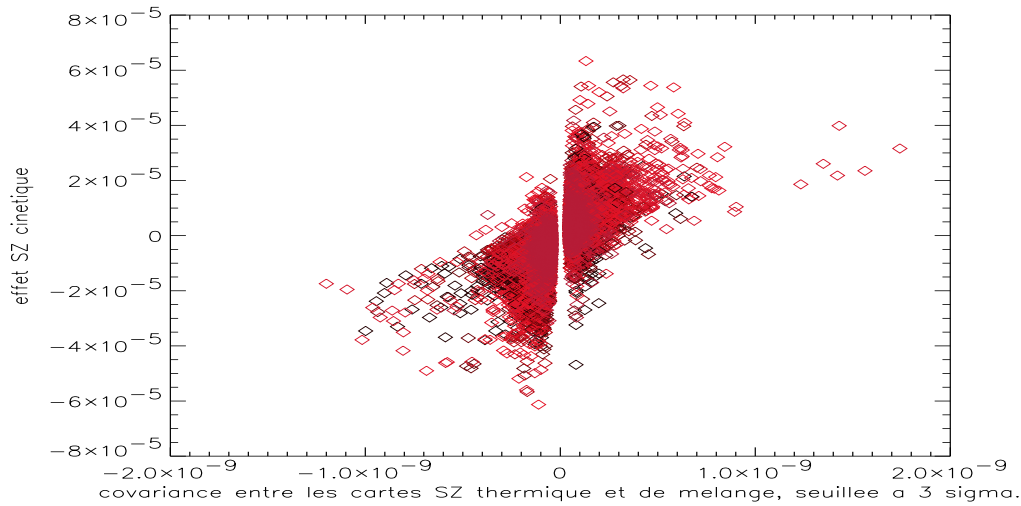


FIG. 5.28: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (SZ cinétique + FDC).

ou des valeurs des coefficients d'aplatissement, à savoir : la signature non-gaussienne de l'effet SZ cinétique, présente aux deux premières échelles de la décomposition et non mise en évidence à partir de la troisième échelle.

On en déduit que la forme particulière de la répartition des fluctuations de température dues à l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange, peut être directement interprétée comme la présence de l'effet SZ cinétique dans la carte du mélange. Par conséquent, cette méthode d'analyse semble être très prometteuse pour détecter l'effet SZ cinétique des amas de galaxies de manière directe.

Etant donné que les fluctuations du FDC et celles dues à l'effet SZ cinétique ont des signatures spectrales identiques, on ne pourra pas, observationnellement, obtenir une carte de l'effet SZ cinétique seul. Il est donc crucial de trouver d'autres méthodes et critères pour caractériser l'effet SZ cinétique des amas de galaxies et le soustraire des cartes du FDC observées qui constituent un mélange (FDC primaire + SZ cinétique).

Un tel critère pourrait être la loi, *à priori*, entre les valeurs de l'effet SZ cinétique et une autre variable disponible comme la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange ou sa transformée en ondelette inverse pour les détails associés à la première ou la deuxième échelle de décomposition. On pourrait appliquer cette loi aux données disponibles observationnellement (SZ thermique et mélange) et grâce à elle, estimer un intervalle de valeurs pour l'effet SZ cinétique, par exemple pour en déduire une estimation de la vitesse particulière des amas.

C'est dans le but d'estimer cette loi qu'un ajustement par une droite⁵ est effectué sur la distribution de points précédente (figure 5.29). Pour cela, on conserve les points au-dessus des seuils indiqués dans les légendes. Avec l'analyse de la carte du mélange, figure 5.29, on trouve :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{SZ_{cin}} = 2.9 \cdot 10^4 * C_{cov}(SZ_{th}, SZ_{cin} + FDC) + 1.6 \cdot 10^{-6}.$$

On effectue le même type d'ajustement, en fonction de l'échelle de décomposition, pour relier les fluctuations de température dues à l'effet SZ cinétique au coefficient de covariance "SZ thermique & mélange à une résolution donnée". Les paramètres de la droite d'ajustement sont indiqués sur les figures (5.30 et 5.31). A la troisième échelle de la décomposition du mélange, on n'observe plus de répartition particulière suivant une droite, mais un nuage de points (figure 5.32) comme avec le FDC seul. Ceci n'est pas surprenant, puisque nous avons vu lors de l'étude dans l'espace des coefficients d'ondelette (section 5.4.1.2), que la signature de l'effet SZ cinétique n'était plus visible à partir de la troisième échelle de la décomposition.

5.4.3.2 Conditions instrumentales

Afin de prendre en compte les effets instrumentaux qui limiteront la détection de l'effet SZ cinétique lors de l'analyse des cartes par cette méthode, nous reprenons l'analyse précédente en ajoutant aux cartes du mélange le bruit instrumental et la convolution par le lobe instrumental. Nous nous plaçons pour cela dans le cas de l'instrument qui sera embarqué à bord du satellite Planck, dont le lobe a une largeur totale à mi-hauteur de 5 minutes d'arc (nous prenons 6 minutes d'arc pour des raisons de commodités techniques) et le bruit instrumental est distribué suivant une loi normale décart-type $\sigma = 2.10^{-6}$.

La figure 5.33 montre le résultat obtenu dans l'espace réel : l'ensemble des points est réparti de manière aléatoire. Les figures 5.34 et 5.35 indiquent la répartition des points et les ajustements par une droite en prenant respectivement la première et la deuxième échelle de décomposition de la carte du mélange pour le calcul des coefficients de covariance.

⁵La droite a pour équation :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{SZ_{cin}} = a * C_{cov} + b,$$

où C_{cov} est le coefficient de covariance, ici, entre les fluctuations de température dues à l'effet SZ thermique et le mélange et a et b sont les paramètres de la loi.

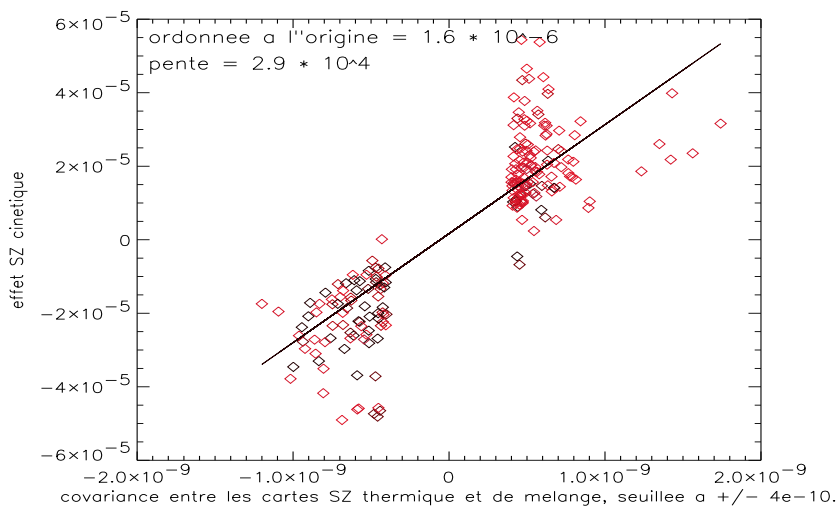


FIG. 5.29: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange. Ajustement d'une droite sur les points les plus extérieurs, seuillés tels que les coefficients de covariance soient $> +2.5 \cdot 10^{-10}$ et $< -2 \cdot 10^{-10}$.

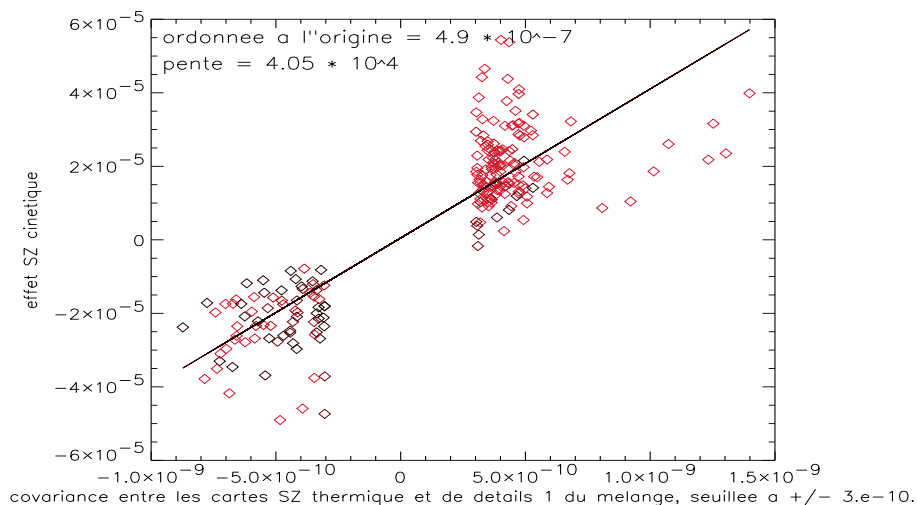


FIG. 5.30: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse des détails à l'échelle 1 de la carte du mélange. Ajustement d'une droite sur les points les plus extérieurs, seuillés tels que la valeur absolue des coefficients de covariance soit $> 1.5 \cdot 10^{-10}$.

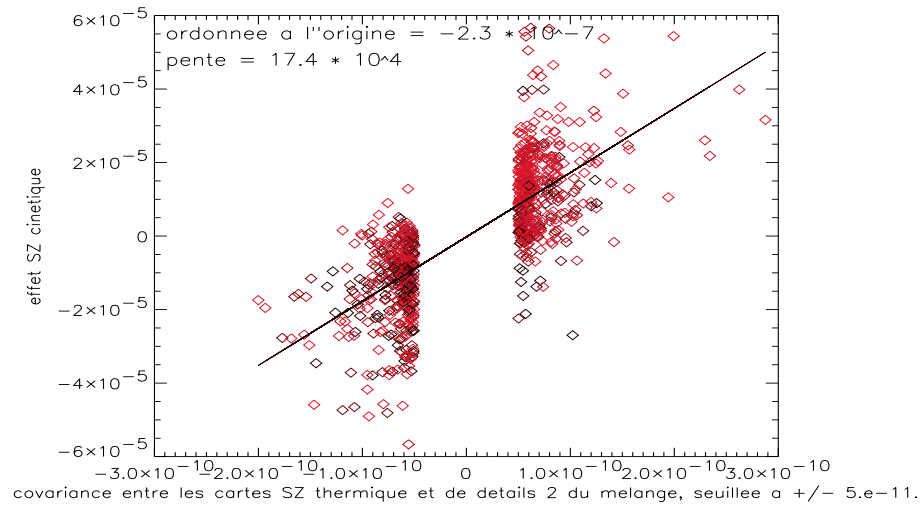


FIG. 5.31: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse des détails à l'échelle 2 de la carte du mélange. Ajustement d'une droite sur les points les plus extérieurs, seuillés tels que la valeur absolue des coefficients de covariance soit $> 5 * 10^{-11}$.

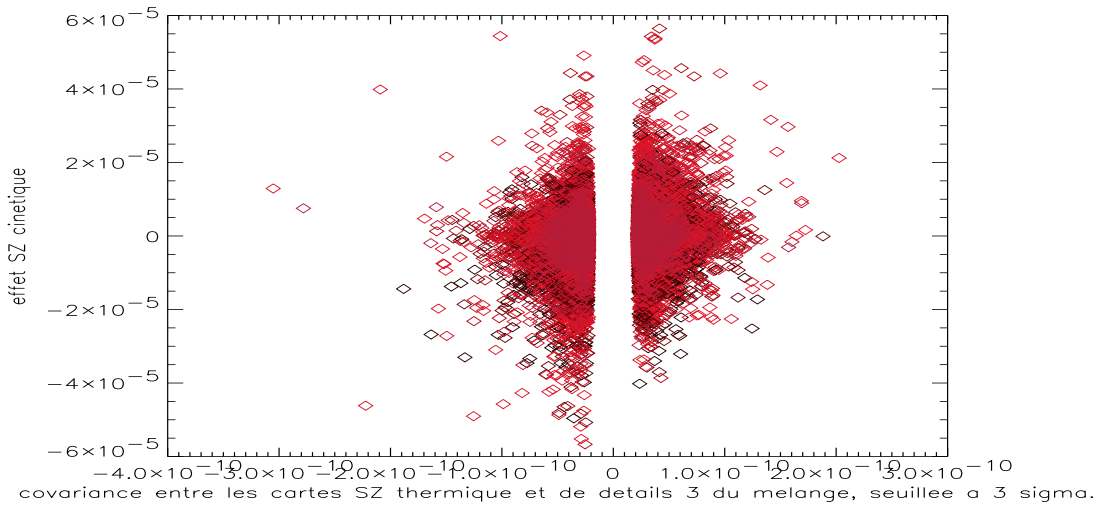


FIG. 5.32: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse des détails à l'échelle 3 de la carte du mélange.

Ces résultats indiquent qu'un agencement particulier des valeurs dans le plan ($C_{cov}, (\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$) est détectable aux première et deuxième échelles de la décomposition du mélange.

Ce résultat est très encourageant ! Et l'outil de la transformation en ondelette sera précieux pour l'analyse des cartes réelles.

5.4.3.3 Distribution de la covariance

Nous avons étudié la distribution des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et chacun des processus physiques. L'écart-type de cette distribution est plus grand (de l'ordre de 2) quand le signal SZ cinétique est présent, car la carte des fluctuations de température est alors plus corrélée avec le signal SZ thermique quand il y a un autre signal SZ présent, c'est-à-dire un signal provenant des mêmes sources ponctuelles ou amas de galaxies. Mais l'écart-type des coefficients de covariance n'est pas suffisant pour affirmer la présence de l'effet SZ cinétique dans le signal, car les valeurs sont très proches, qu'on les calcule avec le signal SZ cinétique seul ($\sigma_{C_{cov}} = 1.78 \times 10^{-11}$), les fluctuations primaires (1.17×10^{-11}) ou le mélange (2.10×10^{-11}).

Nous analysons donc le troisième moment de la distribution et plus précisément le coefficient d'asymétrie (ou skewness normalisée) des coefficients de covariance et calculons sa moyenne et son écart-type sur les différentes réalisations statistiques des cartes. Nous obtenons :

- $S_{cov}(SZ_{th}, SZ_{cin}) = 0.35, \sigma_S = 6.22$
- $S_{cov}(SZ_{th}, FDC) = -0.01, \sigma_S = 0.18$
- $S_{cov}(SZ_{th}, SZ_{cin} + FDC) = 0.47, \sigma_S = 4.35$

Nous observons qu'avec le mélange et l'effet SZ cinétique seul, la skewness normalisée se comporte de la même manière : leur valeur moyenne est proche et leur écart-type (σ_S) élevé par rapport au produit de covariance effectué avec le FDC seul. De grandes valeurs de la skewness normalisée indiquent une distribution fortement asymétrique. On a donc un excès de signal dû à la présence de fluctuations de température positives de l'effet SZ cinétique ; cela correspond à des amas de galaxies ayant une vitesse particulière négative (qui se rapprochent de nous). Cet excès est lié à nos réalisations statistiques de cartes. On peut s'attendre également à ce que les amas de galaxies suivent un mouvement d'ensemble le long des filaments de matière. Sur une petite portion du ciel, cela peut se traduire par un fort coefficient d'asymétrie. Tout comme la relation linéaire entre les fluctuations de température de l'effet SZ cinétique et le coefficient de covariance, le coefficient d'asymétrie de la distribution des coefficients de covariance semble être un bon indicateur de la présence des anisotropies dues à l'effet SZ cinétique dès qu'il est assez élevé.

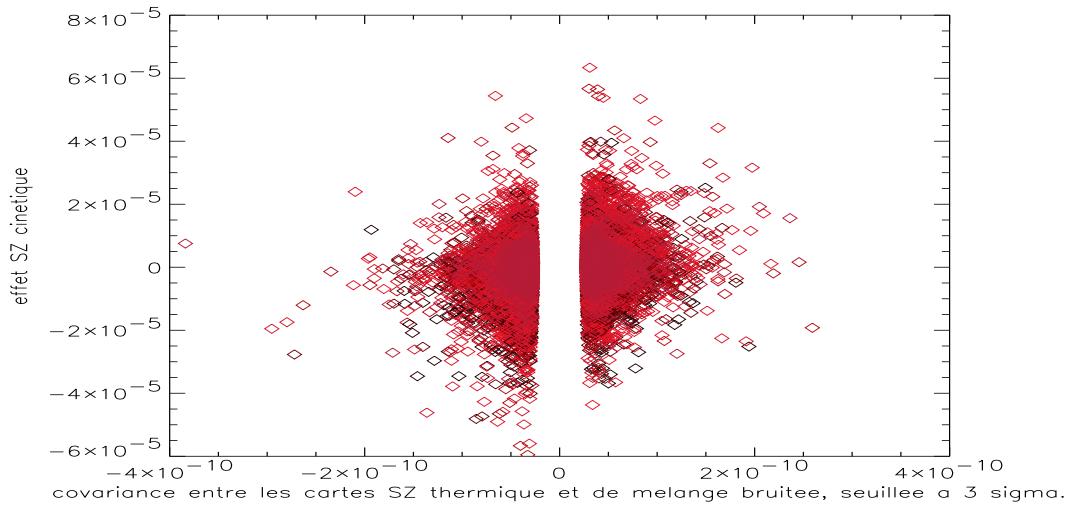


FIG. 5.33: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (SZ cinétique + FDC) bruité et convolué par le lobe instrumental.

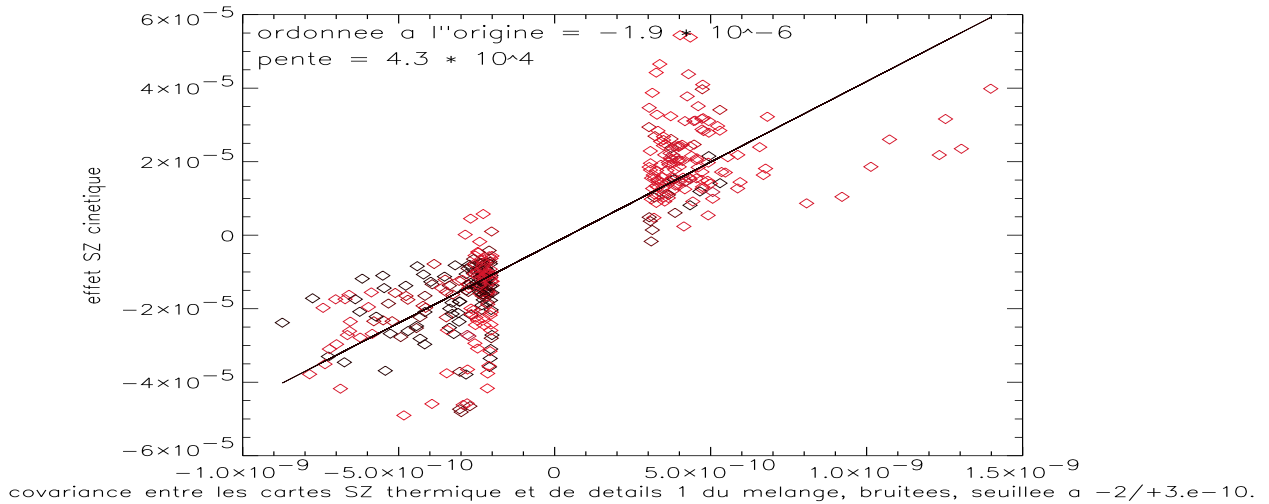


FIG. 5.34: Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique, $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$, en fonction des coefficients de covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse des détails à l'échelle 1 de la carte du mélange bruitée et convoluée par le lobe instrumental. Ajustement d'une droite sur les points les plus extérieurs, seuillés tels que les coefficients de covariance soit $> 3 * 10^{-10}$ et $< -2 * 10^{-10}$.

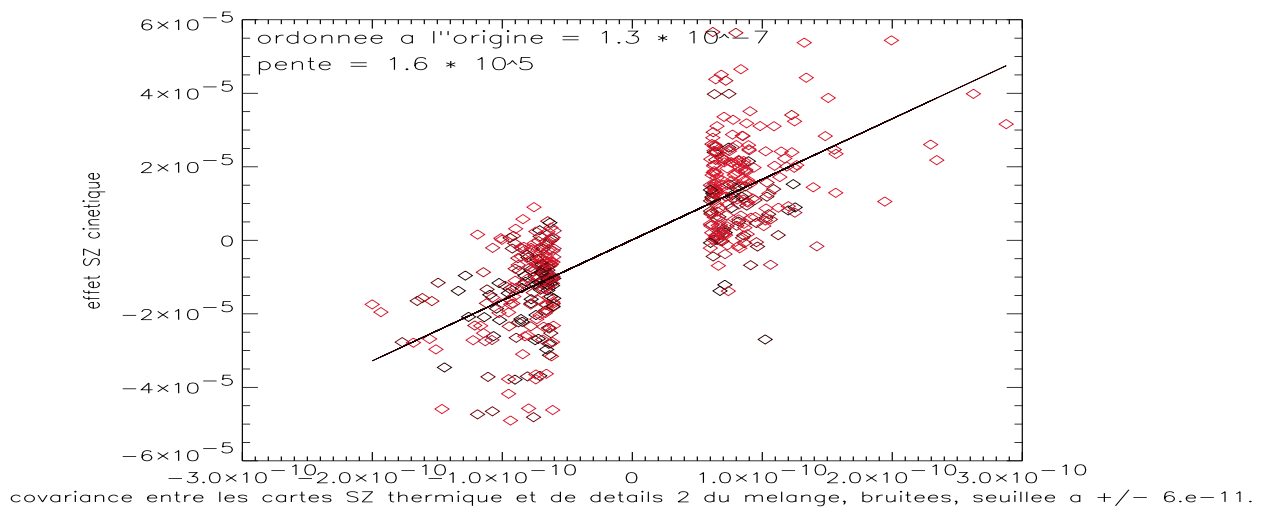


FIG. 5.35: *Idem, pour la deuxième échelle de la décomposition du mélange et avec un seuil à $\pm 6.10^{-11}$.*

5.5 Conclusion

L'analyse statistique que nous avons menée sur les fluctuations primaires du FDC et sur les fluctuations secondaires dues à l'effet SZ nous a permis tout d'abord de mettre en évidence le caractère non gaussien de l'effet SZ cinétique. Celui-ci en effet, possède une signature spectrale identique à celle des fluctuations primaires et une amplitude dix fois moindre. L'analyse statistique dans ce contexte, est une alternative pour discerner les deux types de fluctuations. Cette caractérisation de l'effet SZ cinétique, très prometteuse, repose néanmoins sur l'hypothèse que les fluctuations primaires sont gaussiennes. Cette hypothèse ne serait plus valable dans le cas de fluctuations primaires générées par des défauts topologiques. D'autre part, nous avons négligé dans notre étude les autres sources de signatures non gaussiennes qui contribuent aux observations, comme par exemple les anisotropies secondaires (comme la réionisation inhomogène), l'émission galactique, les effets systématiques, etc...

La comparaison des histogrammes de chaque processus physique à des ajustements par une gaussienne nous a permis d'apprendre que l'effet SZ cinétique possède une distribution non gaussienne qui se caractérise par un élargissement des ailes de la distribution (par rapport à une gaussienne). Cette signature n'est pas visible quand l'effet SZ cinétique se trouve mélangé aux fluctuations primaires du FDC et c'est pourquoi nous passons dans l'espace des coefficients d'ondelette. La transformation en ondelette décompose le signal sur ses différentes échelles de résolution. La signature d'un caractère non gaussien est détectée aux première et deuxième échelles de la décomposition, pour le processus SZ cinétique seul et pour le mélange. On a donc une bonne méthode de détection de l'effet SZ cinétique dans le mélange. Dans chaque cas d'étude, les coefficients d'asymétrie et/ou d'aplatissement ont confirmé et quantifié les résultats obtenus à partir des histogrammes (section 5.4.1).

Nous avons ensuite sélectionné les coefficients d'ondelette "témoins" du caractère non gaussien de l'effet SZ, en nous basant sur leur taux de réjection dans la distribution. On peut visualiser et mesurer celui-ci grâce à une fonction de répartition calculée par rapport à la médiane. La comparaison de la carte déduite de cette sélection (et inversée) avec la carte d'origine et les cartes inversées des coefficients sélectionnés aux autres échelles, est une méthode qui semble prometteuse pour la détection des amas de galaxies grâce à l'effet SZ cinétique (jusqu'à présent les amas sont tous détectés par l'effet SZ thermique). Nous avons entamé une étude pour quantifier cette procédure de détection à travers les corrélations entre cartes. Cependant à l'issue de ce travail, nous n'avons pas de résultats quantitatifs. Nous nous sommes orientés vers le produit de covariance qui reste sensible à l'amplitude des signaux, et permettra de mettre en relief les fortes sources SZ (amas denses ou effet cumulatif sur la ligne de visée).

En alliant ce choix avec l'information sur la localisation des amas, donnée par les cartes

de l'effet SZ thermique (disponibles grâce à la signature spectrale caractéristique de cette composante), nous avons calculé la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (FDC + SZ cinétique). Nous nous sommes rendus compte que le produit de covariance était très sensible à la présence des fluctuations liées à l'effet SZ cinétique dans le mélange, malgré leur faible amplitude. La représentation dans l'espace (coefficients de covariance, signal SZ cinétique) donne accès à l'ensemble de l'information statistique et permet de mettre en évidence la relation entre ces deux quantités. Des comparaisons ont été réalisées pour différents produits de covariance : SZ thermique & FDC primaire, SZ thermique & SZ cinétique, SZ thermique & mélange. Elles aboutissent à la conclusion que les valeurs de l'effet SZ cinétique, en fonction de celles de la covariance, se regroupent suivant une droite lorsque le produit de covariance possède une composante SZ cinétique $(\Delta T/T)_{SZ_{cin}}$. Des résultats similaires furent obtenus avec la covariance entre l'effet SZ thermique et les détails à la première ou deuxième échelle de la décomposition du mélange. Enfin, une estimation des paramètres de la loi linéaire fut réalisée dans l'espace réel et avec les deux premières échelles de la décomposition du mélange.

Nous avons ensuite étudié les limites apportées par l'instrument (dans le cas de Planck) lors de la détection de l'effet SZ cinétique par cette méthode, et nous avons pu constater qu'elles ne sont pas insurmontables. Avec les cartes réelles, aucun regroupement particulier des valeurs suivant une droite n'est visible ; tandis qu'en utilisant les détails aux première et deuxième échelles de la décomposition de la carte du mélange bruitée, un alignement est mis en évidence, pour les grandes valeurs des coefficients de covariance, toujours dans l'espace (coefficients de covariance, effet SZ cinétique). Nous avons trouvé, à la première échelle de la décomposition, la loi :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{SZ_{cin}} = 4.3 \cdot 10^4 * C_{cov}(SZ_{th}, FDC + SZ_{cin}) - 1.2 \cdot 10^{-6},$$

où C_{cov} est le coefficient de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange (FDC+SZ_{cin}).

Cette loi pourra être utilisée comme un moyen privilégié, voir unique, pour détecter de manière directe la composante cinétique de l'effet SZ dans la carte du mélange.

Une étude future envisageable est celle de la variation des paramètres de la loi, en fonction des paramètres physiques des amas de galaxies.

Notre travail ne propose que des indicateurs de la présence d'un signal dû à l'effet SZ cinétique dans une carte de mélange des fluctuations de température ; il ne prétend pas à une séparation propre des composantes, c'est-à-dire à une soustraction de la composante cinétique de l'effet SZ (à l'inverse de Forni et Aghanim (2004)), car les paramètres de la loi ne sont pas déterminés de manière définitive. Forni et Aghanim (2004) utilisent une propriété statistique supplémentaire, celle que les fluctuations dues à l'effet SZ cinétique dominent celles du FDC à petite échelles. Néanmoins, notre étude statistique est très importante dans le cadre de projets tels que la mission Planck et dans la préparation des

observations, tant au niveau de la détection des sources SZ, que de la mesure des vitesses propres des amas et de la caractérisation des signatures non gaussiennes et donc plus généralement pour l'étude des modèles cosmologiques.

5.6 Publication

Ce travail a donné lieu à une publication, reproduite ci-après.

Blind statistical indicators of the kinetic Sunyaev-Zel'dovich anisotropies

M. Sorel, N. Aghanim and O. Forni

A&A 395, 747-751 (2002)

Blind statistical indicators of the kinetic Sunyaev-Zel'dovich anisotropies

M. Sorel, N. Aghanim, and O. Forni

IAS-CNRS, Université Paris Sud, Bâtiment 121, 91405 Orsay Cedex, France

Received 9 July 2002 / Accepted 30 August 2002

Abstract. We report on a study aiming at characterising the kinetic Sunyaev-Zel'dovich (KSZ) effect through statistical criteria that can blindly indicate the presence of secondary anisotropies due to KSZ effect buried in the Cosmic Microwave Background (CMB) anisotropies. We show, using simulated maps, that some properties of the covariance coefficient between thermal Sunyaev-Zel'dovich (TSZ) and the temperature fluctuation map can be used in that purpose.

Key words. cosmology: cosmic microwave background – methods: statistical

1. Introduction

The Cosmic Microwave Background (CMB) anisotropies represent a superposition of temperature fluctuations that are either generated before recombination, the so-called primary anisotropies, or after recombination, (they are called secondary in this case). The Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect (Sunyaev & Zel'dovich 1980) (or Birkinshaw 1999 for a recent review) induces secondary anisotropies through the interaction of CMB photons with the free electrons of the ionised and hot gas in galaxy clusters. The inverse Compton interaction between photons and hot electrons globally at rest with respect to each other induces a second order effect (in v_e/c) called the thermal SZ effect (TSZ). It is characterised by a peculiar spectral signature with brightness decrement and increment respectively around 2 mm and 0.8 mm, and a null effect around 1.4 mm. The Doppler effect, induced when the galaxy cluster moves with respect to the CMB rest frame, generates first order (in v_e/c) secondary anisotropies. They have in this case the same spectral signature as the primary temperature fluctuations. The Doppler effect is commonly known as the kinetic SZ effect (KSZ).

The CMB analysis is becoming one of the most powerful tools for observational cosmology. The primary anisotropies are indeed used to probe the early universe and the cosmological parameters (e.g. Wang et al. 2002; de Bernardis et al. 2002; Pryke et al. 2002). To achieve this goal, the primary anisotropies need to be first separated from the secondary fluctuations. The distinction between the anisotropies due to TSZ effect and the primary anisotropies (and henceforth their separation) is in principle feasible. It takes advantage of the peculiar spectral signature of the TSZ and can thus be achieved through multi-wavelength observations (Hobson et al. 1998;

Bouchet & Gispert 1999; Snoussi et al. 2001). On the contrary, the separation between the primary fluctuations and those produced by the KSZ effect is a priori impossible by means of multi-wavelength observations only, since both have the same spectral signature. The non-Gaussian signature associated with the KSZ anisotropies may be regarded as a way of differentiating the secondary and primary fluctuations. This signature can be measured, in the direct and dual spaces (Fourier, wavelet), through the high order moments, the bispectrum, or the trispectrum. This statistical differentiation is promising. However, it relies on the fact that the primary anisotropies are a priori Gaussian distributed. It also neglects the fact that other sources of non-Gaussian signatures could contribute to the measurement (other secondary anisotropies, e.g. inhomogeneous reionisation (Aghanim & Forni 1999), galactic emission (Jewell 2001), systematic effects,...). The problem of separating between CMB and KSZ remains therefore mostly unsolved.

In the present study, we will investigate statistical criteria that might allow to indicate in a signal constituted of a mixture of the primary and KSZ secondary anisotropies the contribution from KSZ effect, and thus ease the separation between the two signals.

2. Analysis and results

We adopt an empirical approach for the statistical characterisation of the different astrophysical signals and we choose to address the problem through the analysis of simulated maps (15 maps of 512×512 pixels (12.5 degrees aside)). The major advantage of this choice resides in the fact that the analysis mimics the kind of analysis we can perform on “real” data. Also in this spirit, we always focus on the two observable quantities that we will possibly obtain from multi-wavelength observations: the TSZ map on one hand and, on the other hand,

Send offprint requests to: M. Sorel,
e-mail: Maud.Sorel@ias.u-psud.fr

a temperature fluctuation map accounting for the non-separable KSZ and primary CMB anisotropies. We use simulated maps of the TSZ and KSZ effect, and of the primary anisotropies (a description of the simulations can be found in Aghanim et al. 2001). We illustrate our results in the case of the low matter density flat universe with parameters $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 0.65$. In the following, the temperature fluctuation map (primary CMB + secondary KSZ) will be referred to as KSZ+CMB map, and the TSZ effect will be expressed in terms of the Compton parameter (y) map.

2.1. Amplitude of the covariance coefficient

The interaction of CMB photons with the electrons of the hot ionised gas in galaxy clusters induces both temperature fluctuations and Compton distortions through respectively the KSZ and TSZ effects. Obviously, the maps of the two effects are very closely related. We investigate this property and the way it is affected by the mixing of primary and secondary fluctuations. We first simply investigate the correlation between two quantities TSZ, on the one hand, and either KSZ or KSZ+CMB, on the other hand. We find it a rather limited tool to exhibit the KSZ temperature anisotropies even if considering the correlation with a pure KSZ map. This is due to the fact that the correlation coefficient is a normalised quantity unable to differentiate between large and small signals. We know that large TSZ distortions are not systematically associated with large KSZ anisotropies. We therefore favoured the use of the covariance which is a better-suited tool as it is sensitive to the relative amplitude of the compared signals. The covariance coefficient between two signals a and b is given by:

$$C_{\text{cov}}(a, b) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b}), \quad (1)$$

where \bar{a} and \bar{b} stand for the means of a and b , and N is the number of elements.

Using Eq. (1), we produce a covariance map by computing the covariance factor, in a 2×2 pixel window, between the signal a (always TSZ map in our case) and the signal b (KSZ, pure CMB or KSZ+CMB map). The size of the computation window (3 arcmin aside) is particularly sensitive to the central region of the clusters.

A simple cut, at the same position, across the simulated maps of the astrophysical processes is displayed, in Fig. 1, upper panel. It is compared, Fig. 1 lower panel, to the cuts (again at the same position) across the covariance maps between TSZ and KSZ (dashed line), TSZ and CMB (thick solid line) and finally TSZ and KSZ+CMB (solid line). A direct comparison between the cuts, shows the following: there are small amplitude covariance coefficients between TSZ and pure CMB. These amplitudes are compatible with only fortuitous and random correlations. The absence of significant correlation between the two signals is not surprising since they are not causally related. The $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$ have, on the contrary, significantly larger amplitudes. In addition, large covariance coefficients between TSZ and KSZ+CMB are generally

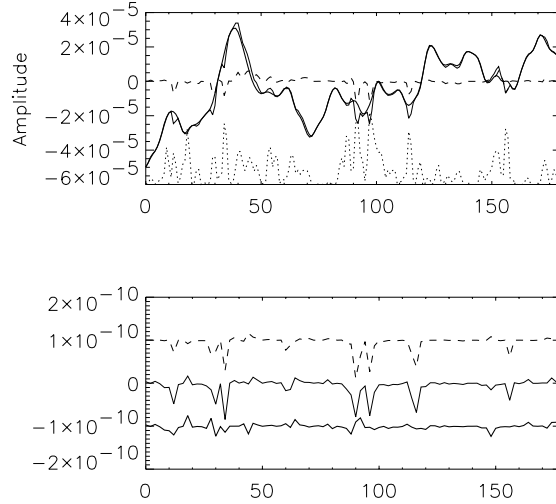


Fig. 1. Upper panel: cuts across the simulated maps. Solid thick line stands for the pure CMB map, dashed line represents the pure KSZ signal, and thin solid line is for the KSZ + CMB. Also displayed in dotted line is the TSZ signal in terms of its y parameter shifted by -6×10^{-5} . Lower panel: cuts (at the same position) across the covariance maps between TSZ and KSZ (dashed line), TSZ and CMB (thick solid line), and TSZ and KSZ + CMB (solid line). The curves are shifted to ease the reading. Note the similarity between the two upper lines. The covariance coefficients are computed in a 2×2 pixel window.

associated with the same features in the TSZ and KSZ covariance map. In these cases, the amplitudes of the covariance are almost identical. Moreover, the covariance coefficients behave like the KSZ signal: each of the significantly large covariance coefficient is indeed associated with a temperature fluctuation due to the KSZ effect (Fig. 1, upper panel). This correspondence seems a powerful indicator (both in terms of position and amplitude) of the presence of KSZ fluctuations, and hence galaxy clusters buried in the CMB signal, as it seems to overcome the fact that KSZ and CMB fluctuations have the same spectral signature.

We choose not to address source detection issues suggested by the spatial concordance between the covariance coefficients and the KSZ anisotropies (or in other words the galaxy clusters). We rather focus on a statistical criterion to indicate the presence of KSZ fluctuations that is based on the relation between the amplitudes of the covariance coefficients and the temperature fluctuations.

Instead of investigating the cuts one by one, we use a two dimensional representation in the $(C_{\text{cov}}, (\delta T/T)_{\text{KSZ}})$ plane. This representation is used to investigate how closely the amplitude of the KSZ effect is (or is not) related to the covariance coefficient. As a first step, we plot the covariance coefficients $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{CMB})$, between TSZ and the CMB temperature fluctuations $(\delta T/T)_{\text{CMB}}$, as a function of the temperature fluctuations due to KSZ effect $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$. As the two signals are independent, we find that the data points are randomly distributed in the $(C_{\text{cov}}, (\delta T/T)_{\text{KSZ}})$ plane as displayed in Fig. 2. The absence of a general trend confirms the absence of any physical

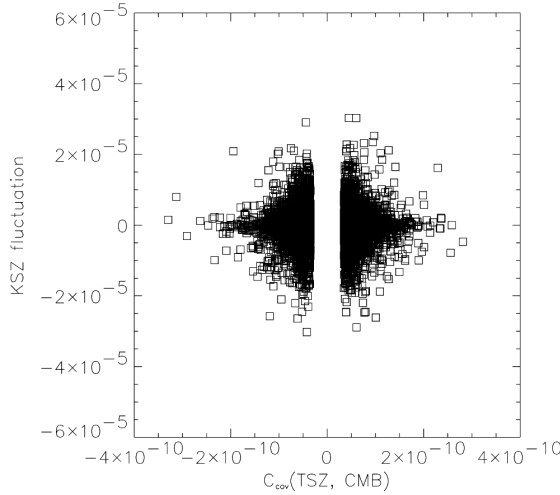


Fig. 2. For the 15 simulated maps, covariance coefficients (above a 3σ threshold) computed in a 2×2 pixel window between the TSZ and primary CMB signals as a function of temperature fluctuation $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$.

relation between the primary CMB fluctuations and those associated with the SZ effect, and consequently with the galaxy clusters.

On the contrary, when we compute the map of covariance between TSZ and pure KSZ signals, and plot $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$ as a function of $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$ (Fig. 3), we find, as expected from the simple cuts, that $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$ are not randomly distributed but they rather obey a general law. In particular, the highest covariance coefficients are clearly associated with temperature fluctuations arranged along a straight line in the $(C_{\text{cov}}, (\delta T/T)_{\text{KSZ}})$ space. This behaviour exhibits, on a graphical basis, the tight physical relation between TSZ and KSZ effects as they are both due to the same galaxy clusters.

In a second step, we analyse the relation between the covariance coefficients $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$, and the temperature fluctuations $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$ (Fig. 4). Interestingly, the same kind of alignment in the $(C_{\text{cov}}, (\delta T/T)_{\text{KSZ}})$ space, observed for a pure KSZ signal, holds for the mixture of KSZ and primary CMB anisotropies (note that KSZ signal is almost one order of magnitude smaller than the primary CMB). In this case and especially for the highest covariance coefficients, the spatial distribution of the data points (i.e. their overall alignment) also exhibits the relation between the covariance and the underlying KSZ temperature fluctuations. The bundle of points centred around zero corresponds mainly to the noise associated with the fortuitous and random correlations between the TSZ and pure CMB, already observed in the cuts. We can definitely think of the relation $(\delta T/T)_{\text{KSZ}} = f(C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB}))$ as an empirical statistical indicator of the presence of KSZ secondary anisotropies in the temperature fluctuation map. An obvious characterisation consists of expressing this relation in terms of a linear fit with non-zero intercept of the form:

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_{\text{KSZ}} = \alpha C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB}) + \beta,$$

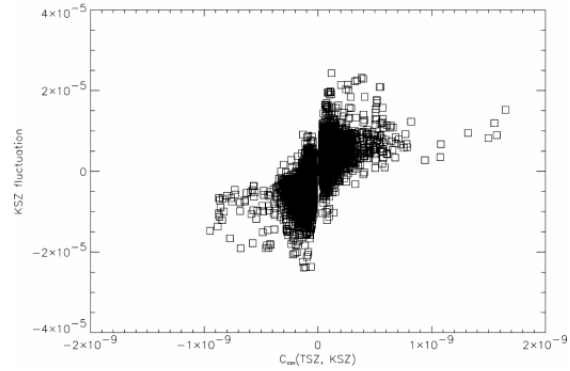


Fig. 3. For the 15 simulated maps, covariance coefficients, computed in a 2×2 pixel window, between the TSZ and pure KSZ signals (above 3σ threshold) as a function of $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$.

where α and β are the two parameters of the law which can be obtained by fitting the data points corresponding to the highest covariance coefficients. The values of these parameters therefore depend on the amplitude of both the temperature fluctuations and TSZ distortions. Both are directly linked to the mass and abundance of galaxy clusters, to the cluster velocity distribution and to the primary CMB anisotropies. They hence depend on the underlying cosmological model which also rules, among other things, the number of fortuitous and random correlations between TSZ and pure CMB. The values of α and β can therefore only be drawn for a particular cosmological model and instrumental configuration. It is however remarkable to notice that the relation between the covariance coefficients and the temperature fluctuations exhibits the buried KSZ signal despite the fact that it has the same spectral signature as the primary CMB anisotropies, and is one order of magnitude smaller. The covariance coefficients seem to trace very well the temperature fluctuations due to the KSZ effect buried in the CMB. This is perfectly illustrated, in Fig. 5 where we plot the covariance coefficients $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$ against $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$, by the alignment of the points along a line of slope unity. Consequently, the covariance product between TSZ and CMB signals can be viewed as a criterion characterising the KSZ effect which could ease the separation between these spectrally indistinguishable signals.

When we compute the covariance factor in a larger window (4×4 pixels, i.e., 6 arcmin aside), the results remain similar with the same general trend (Fig. 4, lower panel). It indicates that the difference in power spectrum between the KSZ effect and the primary CMB is important enough to allow us to detect the SZ effect, and hence the galaxy clusters.

2.2. Statistical distribution of the covariance coefficients

As exhibited above, the covariance seems a good statistical indicator of the presence of KSZ fluctuations in the signal through the linear relation between the covariance coefficient and $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$. We now investigate the characteristics

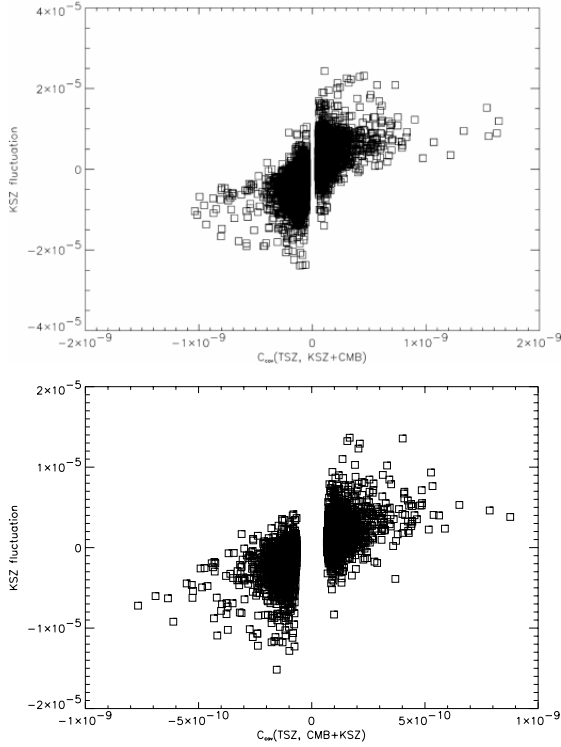


Fig. 4. Upper panel: for the 15 simulated maps, covariance coefficients, in a 2×2 pixel window, between the TSZ and KSZ + CMB signals (above 3σ) as a function of $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$. Lower panel: for the same maps, covariance coefficient (above 3σ) computed in a 4×4 pixel window between the TSZ and KSZ + CMB as a function of $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$.

Table 1. The standard deviation of the covariance coefficients (2×2 pixel window) $\text{Stddev}(C_{\text{cov}})$, the mean skewness $\overline{S}_{\text{cov}}$, and its standard deviation σ_S , for the covariance coefficients of the 15 maps.

	$\text{Stddev}(C_{\text{cov}})$	$\overline{S}_{\text{cov}}$	σ_S
KSZ	1.78×10^{-11}	0.35	6.22
CMB	1.17×10^{-11}	-0.01	0.18
KSZ+CMB	2.10×10^{-11}	0.47	4.35

of the distribution of covariance coefficients for each of the 15 maps. We notice again that the covariance coefficients have larger values when there is a KSZ contribution in the temperature fluctuation signal (i.e., pure KSZ or KSZ+CMB). This is exhibited by the standard deviation of the covariance coefficients for each map. We compute the mean standard deviation (over the 15 maps) (Table 1, first column) for the coefficients $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$, $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$ and $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{CMB})$. The standard deviation in the latter case is smaller than in the previous two. As expected, the temperature fluctuation map containing a KSZ contribution is obviously more “correlated” with the TSZ than an independent signal (primary CMB in our case). However, all three standard

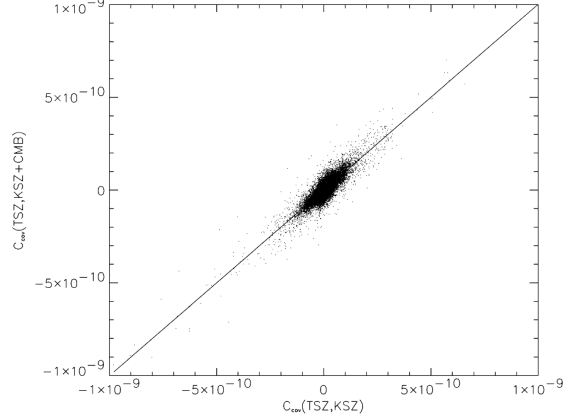


Fig. 5. Covariance coefficient between the TSZ and KSZ + CMB $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$ as a function of $C_{\text{cov}}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$ (2×2 pixel window).

deviations remain rather close to each other with the ratio of $\text{Stddev}(\text{TSZ}, \text{KSZ} + \text{CMB})$ to $\text{Stddev}(\text{TSZ}, \text{CMB})$ equals 1.8, and the ratio of $\text{Stddev}(\text{TSZ}, \text{KSZ})$ to $\text{Stddev}(\text{TSZ}, \text{CMB})$ equals 1.5. In practice, there is no way to distinguish, through the standard deviation of the covariance coefficients, between the case where the KSZ fluctuations contribute to the signal and the case where they do not.

We therefore turn to the third moment of the distribution of the covariance coefficients, namely the skewness (Table 1, second column). We compute the skewness denoted $S_{\text{cov}}(\text{TSZ}, i)$ where i stands for our three signals. For $i = \text{KSZ}$, the skewness of each map ranges between -7.7 and 12.9 with a mean skewness $\overline{S}_{\text{cov}} = 0.35$ and a standard deviation $\sigma_S = 6.2$. For the covariance between TSZ and KSZ+CMB, we find the skewnesses ranging between -4.6 and 10.5 with mean and standard deviation respectively equal to 0.47 and 4.35 . If we now compute the same quantities for the covariance between TSZ and the pure primary CMB signal, we find that the skewness has smaller values. It ranges between -0.37 and 0.29 and has a mean of -0.01 and a standard deviation of 0.18 . The numbers we obtain for the skewness in each case shows that the KSZ and KSZ+CMB signals behave in similar ways. The values of the skewness are large as expressed by the standard deviation. Whereas for the pure primary CMB map, the skewness is always small. High values for the skewness are associated with highly non-symmetric distributions of covariance coefficients. This feature can already be derived from Fig. 4. It indicates an excess of signal due to the presence of positive KSZ temperature fluctuations (in our case), i.e., galaxy clusters with negative peculiar velocities. In our simulations, this excess of negative velocities is related to the statistical realisations. However, we expect that the galaxy clusters will exhibit large scale coherent motions. On small pieces of the sky, these coherent bulk motions will translate, in the same manner, into large values of the skewness. Therefore, similarly to the linear relation between $(\delta T/T)_{\text{KSZ}}$ and C_{cov} , the skewness of the covariance coefficients seems a promising blind statistical indicator of the presence of

KSZ anisotropies as soon as the skewness is large enough (typically unity).

3. Discussion and conclusion

In the new general context of CMB observation, the component separation is a key issue for the precision needed to accurately estimate the cosmological parameters. It is also a necessity to reach the accuracy needed for the numerous scientific projects that are aimed with the foreground emissions and secondary contributions. The component separation usually takes advantage of the multi-frequency observations that allow us to distinguish between the various signals through their spectral signatures; as it is the case for the TSZ effect for example.

However, some astrophysical contributions have the same spectral signature as the primary CMB anisotropies. They can therefore not be separated from it and they remain as an additional buried signal, source of an additional and systematic error. In particular, the KSZ effect falls into this category of signals. It represents a contaminating component that should be subtracted from the primary anisotropies, and in addition, it is a necessary information to estimate the cluster peculiar velocities. The KSZ effect has a small amplitude as compared with the primary CMB fluctuations ($\simeq 10\%$) except at angular scales of about a few arcminutes where it becomes of the same order of, or exceeds, the primary signal.

The present study aims at finding statistical indicators that hint to the presence of KSZ fluctuations mixed to the CMB signal. In our empirical approach, we only assume that we are able to recover a TSZ map, easily separated due to its spectral signature, and a temperature map (containing KSZ fluctuations). We show that the covariance between the TSZ map and the temperature fluctuation map presents interesting and promising properties that we use to blindly exhibit the presence of secondary temperature fluctuations due to KSZ effect mixed to primary CMB. The skewness, i.e. third moment of the distribution of the covariance coefficients, can be considered as a blind statistical indicator of the presence of KSZ anisotropies, when it is roughly above unity. It may indicate coherent motions. The

linear relation between the covariance coefficients and the temperature fluctuations, when it includes KSZ anisotropies, seems a second powerful blind statistical indicator of the KSZ effect. It relates the amplitude of the covariance coefficients with the secondary anisotropies. We have checked that the linear relation is preserved when we simulate the observing process, i.e. taking into account the beam dilution and the instrumental noise in the case of Planck surveyor.

The statistical indicators of the KSZ additional signal we propose here can by no means stand for a proper component separation that would allow us to subtract the KSZ fluctuations from the temperature map and obtain accurate measurements. Nevertheless, these indicators can be viewed as a promising way of approaching the separation using directly the maps. In the context of the present and near future small scale multi-frequency CMB experiments, the indications of the KSZ contribution from our simple statistical tools could at least motivate us to consider KSZ as an additional error, which first order amplitude may be derived from theoretical predictions.

Acknowledgements. The authors wish to thank A. Jones for his comments and J.-L. Puget for interesting discussions. We also thank an anonymous referee for her or his remarks.

References

- Aghanim, N., & Forni, O. 1999, *A&A*, 347, 409
- Aghanim, N., Górski, K. M., & Puget, J. L. 2001, *A&A*, 374, 1
- Birkinshaw, M. 1999, *Phys. Rep.*, 310, 97
- Bouchet, F. R., & Gispert, R. 1999, *New Astron.*, 4, 443
- de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2002, *ApJ*, 564, 559
- Hobson, M. P., Jones, A. W., Lasenby, A. N., & Bouchet, F. R. 1998, *MNRAS*, 300, 1
- Jewell, J. 2001, *ApJ*, 557, 700
- Pryke, C., Halverson, N. W., Leitch, E. M., et al. 2002, *ApJ*, 568, 746
- Snoussi, H., Patanchon, J. F., Macias-Perez, J. F., Mohammed-Djafari, A., & Delabrouille, J. 2001, in *Proceedings of the MAXENT 2001 international workshop*
- Sunyaev, R. A., & Zel'dovich, I. B. 1980, *ARA&A*, 18, 537
- Wang, X., Tegmark, M., & Zaldarriaga, M. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 123001

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse, j'ai étudié le fond diffus extragalactique et ses avant-plans principaux dans les domaines infrarouge et millimétrique. J'ai analysé la variation de la couleur $B(60)/B(100 \mu\text{m})$ des cirrus dans les régions de faible brillance ; j'ai essayé de séparer à l'aide des couleurs les fluctuations du FDIE de son principal avant-plan : les cirrus. J'ai cherché à détecter les corrélations dans les fluctuations du FDIE. Enfin, j'ai développé une approche statistique pour séparer le fond cosmologique millimétrique de l'effet SZ cinétique.

En ce qui concerne la couleur, ou rapport d'intensités, $B(60 \mu\text{m})/B(100 \mu\text{m})$, nous avons pu voir que celle-ci varie par rapport à la valeur standard des régions brillantes et augmente dans les régions de plus faible brillance. La valeur standard est calculée à partir du spectre d'émission des cirrus de Boulanger (2000) (voir figure 2.2) et vaut $B(60)/B(100)=0.21$. Ce spectre est estimé à partir d'une moyenne faite sur les cirrus de haute latitude. En sondant les régions de très faible brillance, à l'aide d'une série de sous cartes de un demi degré de côté, et en simulant les deux composantes de nos cartes, nous trouvons une couleur $B(60)/B(100)$ de cirrus de 0.28, pour des brillances inférieures à 3 MJy/sr. Cette valeur varie avec la taille des sous cartes utilisées : elle diminue quand la surface augmente. Cette diminution s'explique par le fait que quand la taille des cartes augmente, on a moins de chance de tomber sur une région de très faible brillance moyenne. On se rapproche donc de la couleur standard des cirrus. L'égalité des contributions des composantes de cirrus et des fluctuations du FDIE, a lieu, avec une brillance moyenne de 2 MJy/sr, pour une intégrale prise sur des échelles angulaires comprises entre 4' et 35'. On peut donc dire que dans les cartes de un demi degré (30'), on est dominé par les fluctuations du FDIE, pour des brillances inférieures ou égales à 2 MJy/sr, ce qui n'est plus le cas pour des cartes plus grandes. Cette augmentation de la couleur $B(60)/B(100)$, de 0.21 à 0.28, dans les régions de faible brillance, s'interprète très bien par une augmentation de l'abondance des très petits grains, dans le cadre du modèle de Désert et al. (1990). L'abondance en masse de ces très petits grains passe de $7.5 \cdot 10^{-4}$ à $11.3 \cdot 10^{-4}$ par rapport à la masse d'hydrogène. Le processus physique à l'origine de cette variation des très petits grains pourrait être l'érosion et la fragmentation des grains par les ondes de choc des Super Novae. Celles-ci produisent des courants de matière dans notre galaxie, et sont d'autant plus efficaces pour la destruction des grains dans les régions diffuses à

haute latitude.

Forts de cette étude sur la couleur $B(60)/B(100)$ des cirrus, nous avons ensuite essayé de séparer les deux composantes, les fluctuations du FDIE et les cirrus, à l'aide des couleurs, afin d'établir des cartes des fluctuations du FDIE. Pour cela, trois couleurs ont été utilisées : $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$. La séparation s'est avérée difficile et non concluante. En effet, les valeurs de couleur entre les fluctuations du FDIE et les cirrus sont trop proches l'une de l'autre. Cela vient du fait que les spectres sont très proches autour de 100 et 170 μm (voir la figure 1.5). Mais cette approche pourra donner de meilleurs résultats aux plus grandes longueurs d'onde, quand les deux spectres s'éloignent l'un de l'autre. Le tableau 3.5 donne les contributions relatives des deux composantes en fonction de la longueur d'onde, et on peut voir qu'aux longueurs d'onde de Planck et Herschel, vers 550, 850 et 1300 μm , les fluctuations du FDIE domineront celles des cirrus. Une étude des couleurs sera donc intéressante. On peut remarquer qu'à 60 μm , le rapport indique que les fluctuations du FDIE dominent. Cependant, à 60 μm , l'émission des cirrus provient des très petits grains dont l'abondance, et donc la couleur, varie beaucoup comme nous l'avons vu au chapitre 2. Aux grandes longueurs d'onde, l'émission des cirrus provient des gros grains dont la couleur est plus stable et qui sont très bien tracés par les relevés en gaz HI. C'est donc un avantage pour les observations aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques comme le feront Herschel et Planck. Une autre possibilité de séparation des composantes consiste à combiner l'information spectrale (les couleurs) avec l'information spatiale et à appliquer des méthodes complexes de séparation des composantes. Parmi elles, citons la méthode de segmentation, développée par Christophe Collet et ses collaborateurs à Strasbourg, la méthode des composantes indépendantes (ICA, *Independent Component Analysis*; voir Hyvärinen et Oja, 1999), l'estimation du spectre de puissance multi-composantes (voir Patanchon, 2003; Delabrouille et al., 2003), la méthode de maximum de vraisemblance (Hobson et Maisinger, 2002) et le filtre de Wiener (Bouchet et Gispert, 2000). Ces différentes méthodes ne sont cependant pas concluantes (ou n'ont pas encore été testées) dans le cas des fluctuations du FDIE.

J'ai ensuite réalisé une séparation des composantes dans le domaine du spectre de puissance de la carte, dans le but de détecter des corrélations dans les fluctuations du FDIE. En effet, les sources lointaines qui forment les fluctuations du FDIE sont supposées être des galaxies en interaction qui tracent de manière préférentielle la distribution de matière noire. La matière noire forme le puits de potentiel gravitationnel dans lequel les galaxies "tombent" et peuvent se rencontrer pour fusionner. Le fort taux de formation d'étoiles qui en résulte entraîne une émission en infrarouge intense liée à la présence de poussières dans ces galaxies. Nous avons analysé chacune des composantes. Les sources brillantes résolues qui produisent un bruit de poisson sont soustraites grâce au catalogue construit par Dole (2000) jusqu'à un flux limite de 135 mJy (3 fois le bruit de confusion, c'est-à-dire

la limite au-delà de laquelle les instruments actuels ne peuvent résoudre les sources). Le bruit instrumental est estimé comme un bruit blanc de $\sim 30 \text{ Jy}^2/\text{sr}$. Le spectre de la carte est déconvolué de la psf. On estime le spectre de puissance des cirrus à partir de la loi connue par plusieurs études (Gautier et al., 1992; Miville-Deschênes et al., 2002b) en loi de puissance d'indice -3 de la fréquence spatiale. La normalisation à $1.4 \times 10^6 \times B_{100 \mu\text{m}}^{2.1} \text{ Jy}^2/\text{sr}$ à $k=0.01'^{-1}$ est typique des cirrus faibles d'une densité de colonne de $N_{HI} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ présents dans les champs cosmologiques. Cette normalisation est équivalente, pour nos champs FIRBACK Nord 1 et 2, à recalculer un spectre en k^{-3} sur le point de plus basse fréquence du spectre de la carte. Nous avons essayé également de mesurer le spectre de puissance sur une carte plus grande à $100 \mu\text{m}$ contenant le même champ. Malheureusement, la brillance moyenne du cirrus à plus grande échelle n'est pas la même que dans le petit champ FIRBACK et le spectre de puissance varie avec la brillance moyenne à la puissance 2.1 dans sa normalisation. Comme nous ne connaissons pas la brillance du cirrus dans le champ FIRBACK 'contaminé' par les fluctuations du FDIE, nous ne pouvons utiliser cette méthode d'estimation du spectre de puissance des cirrus. Finalement, nous trouvons un spectre de puissance des fluctuations du FDIE compatible avec un spectre plat. Les corrélations ne sont pas détectées. En comparant avec une simulation du modèle hybride 'GalICS', et en considérant que seul le niveau poissonien n'est pas encore bien ajusté, nous constatons qu'il sera possible de mettre en évidence des corrélations en descendant à plus basse fréquence, c'est-à-dire en explorant des cartes plus grandes. Le satellite SPITZER a cartographié de plus grandes régions et nous espérons beaucoup de ces nouvelles données. Une autre piste explorée consiste à pouvoir calculer le spectre de puissance quelque soit la géométrie de la carte, afin de ne pas être obligé d'en extraire le plus grand carré et perdre ainsi l'information aux plus grandes échelles. Il s'agit de diviser la fonction d'autocorrélation de la carte par celle d'un masque composé de 'un' et de 'zéro' aux pixels à prendre en compte ou pas. Une première étude avec la FFT (algorithme de transformée de Fourier rapide) n'a pas abouti. N. Ponthieu continue ce travail en calculant point à point la fonction d'autocorrélation. L'étude de N. Fernández Conde nous a permis de conclure que l'absence de corrélations détectées dans le FDIE induit une limite supérieure sur le biais des galaxies infrarouges. Si celui-ci est pris constant en fonction de z , il est inférieur à 0.6. Cette valeur est inférieure au biais des galaxies optiques pour $z > 1$. Le biais infrarouge peut également être croissant, mais toujours inférieur à celui en optique. Ce biais inférieur à 1 tend à monter que les galaxies formant les fluctuations sont à bas redshift.

Une autre partie de mon travail a porté sur le fond diffus cosmologique micro-onde (FDC) et son principal avant-plan : l'effet Sunyev-Zel'dovich (SZ). La composante cinétique de cet effet possède la même distribution spectrale d'énergie que le FDC et pour les séparer, il fallait inventer une approche basée sur leurs propriétés statistiques. J'ai mis en évidence une corrélation particulière entre l'effet SZ cinétique et le produit de covariance entre la carte de mélange des signaux à analyser et l'effet SZ thermique. L'effet

SZ thermique sert à localiser les amas, sources de l'effet SZ. La covariance reste sensible à l'amplitude des signaux, même à l'effet SZ cinétique qui est dix fois inférieur au FDC. Cette loi reliant le produit de covariance à l'effet SZ cinétique pourrait être utilisée comme loi *à priori* pour détecter la présence de l'effet SZ cinétique dans une carte. Cependant, elle ne permettrait pas de quantifier l'effet SZ car les coefficients de la loi dépendent des conditions instrumentales et des propriétés des amas.

En attendant les instruments tels ALMA (2012) qui permettront de résoudre tout le fond dans le domaine submillimétrique, l'étude des fluctuations du FDIE reste le seul outil pour explorer l'Univers lointain à ces longueurs d'onde. Les mesures des fluctuations du FDIE nous permettent déjà de contraindre les modèles d'évolution des galaxies. L'instrument 'SPIRE' sur Herschel ne résoudra qu'un pourcent du fond en 18 jours d'intégration sur un champ de $400^{\circ 2}$ à $350 \mu\text{m}$ et pourra atteindre 7.8% de fond résolu en 64 jours sur un champ de $8^{\circ 2}$, tandis que l'instrument 'PACS' pourra résoudre près de 50% du fond à $170 \mu\text{m}$, mais il devra intégrer pendant environ 88 jours, ce qui n'est pas rien (voir Lagache et al., 2003).

Avec Herschel /SPIRE, nous pourrons par exemple faire un sondage profond de $100^{\circ 2}$ pour étudier la distribution spectrale d'énergie des galaxies formant le FDIE et leur propriétés de corrélation. De l'IR lointain au submillimétrique, le FDIE est dominé par des sources à des redshifts de plus en plus grands. Leur détection est cependant limitée par la confusion. Le FDIE est quasiment résolu à 15 et $24 \mu\text{m}$ par des galaxies à des redshifts inférieurs à 1.5. A $850 \mu\text{m}$, les sources SCUBA ont un redshift médian de $z=2.8$, mais le nombre de sources est trop faible pour mener des études statistiques, notamment pour mesurer la fonction de corrélation. Les fluctuations du FDIE sont donc le seul outil permettant de contraindre la distribution spatiale des galaxies depuis l'IR lointain jusqu'au submillimétrique. De plus, dans tous ces sondages, les galaxies sont le plus souvent détectées à une seule longueur d'onde ou au mieux en IR moyen et dans le submillimétrique, sans détection en IR lointain. Il est alors impossible de mesurer leur distribution spectrale d'énergie (DSE). Avec Planck et Herschel on aura accès à de nombreuses longueurs d'onde. Il sera possible de mener une analyse par co-addition de sources ("*stacking analysis*" en anglais) afin d'étudier la DSE moyenne des sources qui constituent le FDIE. Cette méthode statistique de détection de sources est actuellement testée sur les données SPITZER à 24, 70 et $160 \mu\text{m}$. Elle est aussi utilisée sur les amas de galaxies (Montier et Giard, 2005). On pourra ainsi non seulement mesurer la DSE des galaxies, mais aussi résoudre une fraction notable du fond à 70 et $160 \mu\text{m}$, alors que les sources détectées individuellement contribuent pour moins de 25 et 10% du fond, respectivement. Une telle analyse appliquée à Herschel et Planck permettra non seulement d'étendre la DSE aux longueurs d'onde de l'IR lointain et du submillimétrique, mais aussi de soustraire la contribution aux faibles redshifts des galaxies et d'étudier les galaxies à plus grand redshift par l'intermédiaire des fluctuations résiduelles. Dans cette étude, Herschel sera vraiment complémentaire de Planck.

En ce qui concerne les propriétés de corrélation des galaxies IR, les sources détectées ne sont pas assez nombreuses, et ces propriétés ne peuvent être étudiées qu'à travers les fluctuations du FDIE comme nous l'avons fait au chapitre 4. Aux grandes échelles, les fluctuations sondent la corrélation linéaire et donc la relation entre les structures aux grandes échelles et les galaxies IR ; aux petites échelles, les fluctuations sondent la physique à l'intérieur des halos de matière noire de la taille des amas. La combinaison de Planck et d'Herschel permettra de sonder les deux échelles de longueur. De plus, aux plus grandes longueurs d'onde, on explore les plus grands redshifts. On pourra donc vérifier que le biais augmente avec le redshift. Dans un premier temps, il faudra extraire des cartes des fluctuations du FDIE, par longueur d'onde et par tranches de redshift. Puis mesurer les propriétés de corrélation et corréler les cartes de FDIE avec des traceurs des structures à grande échelle comme la distribution de quasars. Une autre inter-corrélation intéressante est celle faite entre les cartes de FDIE et les lentilles gravitationnelles.

Le problème de la séparation des composantes reste lui aussi très difficile. Il le sera pour Planck et Herschel. On n'a pas, à ce jour, de méthode fiable pour extraire les fluctuations du FDIE de son principal avant-plan, les cirrus.

Annexe A

La transformation de Fourier : de l'espace continu à l'espace discret

Je me propose ici de clarifier le passage de l'espace continu à l'espace discret pour les relations courantes liées à la transformation de Fourier. Je généraliserai notamment, à l'aide de paramètres, les notations dans l'espace discret, qui diffèrent d'une littérature à l'autre. Ce travail, pouvant servir de *memento*, a été inspiré par la nécessité de comprendre précisément la normalisation des transformées de Fourier discrètes lors du calcul des spectres de puissance des cartes et de leur déconvolution.

A.1 Choix de la définition de la transformée

A.1.1 Espace continu

A.1.1.1 Définition

$$F(\vec{k}) = \int_{R^D} f(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r = TF(f(\vec{r})) \quad (\text{A.1})$$

$$f(\vec{r}) = \int_{R^D} F(\vec{k}) e^{i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D k = TF^{-1}(F(\vec{k})) \quad (\text{A.2})$$

\vec{r} et \vec{k} sont des vecteurs de l'espace, respectivement direct et réciproque, de dimensions D . $D=3$ pour l'espace volumique qui nous entoure ; $D=2$ pour les cartes qui nous intéressent. $f(\vec{r})$ et $F(\vec{r})$ sont les fonctions dans les espaces correspondants.

D'autres définitions de la transformée de Fourier (TF) existent, notamment avec un facteur 2π devant l'intégrale et ce même facteur absent de l'exponentielle ; mais dans ce cas,

la définition de k change en général : $k = \frac{2\pi}{r}$. Dans notre cas, on a : $k = \frac{1}{r}$.

On peut noter aussi qu'il existe des définitions avec un facteur L^D en plus, se justifiant pour faire converger l'intégrale qui porte sur un volume physique tendant vers l'infini, comme dans le cas de l'Univers (Peacock, 1999).

A.1.1.2 La distribution de Dirac

On définit la fonction de Dirac, $\delta(r)$, telle que :

$$\delta(r - r_0) = \begin{cases} 0 & r \neq r_0 \\ \infty & r = r_0 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

$$\text{et } \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r) dr = 1 \quad (\text{A.4})$$

et au sens des distributions, on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(r) \delta(r - r_0) dr = f(r_0) \quad (\text{A.5})$$

En particulier, on trouve :

$$\int_{R^D} \delta(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r = e^0 = 1, \quad (\text{A.6})$$

en prenant $\vec{r}_0 = \vec{0}$. Cette intégrale représente aussi la transformée de Fourier de la fonction de Dirac $\delta(\vec{r})$. On obtient ainsi, par la relation inverse :

$$\delta(\vec{r}) = \int_{R^D} e^{i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D k \quad (\text{A.7})$$

A.1.1.3 Inversion de la TF

On peut vérifier que la transformée inverse de la transformée redonne la fonction de départ :

$$TF^{-1}(TF(f(\vec{r}))) = f(\vec{r}) \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned}
\int_{R^D} F(\vec{k}) e^{i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D k &= \int_{R^D} e^{i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D k \int_{R^D} f(\vec{p}) e^{-i2\pi\vec{p}\vec{k}} d^D p \\
&= \int_{R^D} f(\vec{p}) d^D p \int_{R^D} e^{i2\pi(\vec{r}-\vec{p})\vec{k}} d^D k \\
&= \int_{R^D} f(\vec{p}) \delta(\vec{r}-\vec{p}) d^D p \\
&= f(\vec{r})
\end{aligned} \tag{A.9}$$

A.1.2 Espace discret

A.1.2.1 Définition

$$F(m) = \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-i2\pi nm/N} = TFD(f(n)) \tag{A.10}$$

$$f(n) = \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m) e^{i2\pi nm/N} = TFD^{-1}(F(m)) \tag{A.11}$$

La fonction f est discrétisée en N échantillons, repérés par l'indice n ; le pas d'échantillonnage, supposé constant, est noté T . La fonction réciproque (ou transformée de Fourier discrète (TFD)) comprend elle aussi N échantillons, repérés par l'indice m , et le pas d'échantillonnage en fréquence est $\frac{1}{NT}$.

On peut remarquer la conversion du produit scalaire dans l'exponentielle, en notant (Δr) et (Δk) les pas d'échantillonnage dans l'espace réel et réciproque : $\vec{r} \cdot \vec{k} \mapsto n \cdot (\Delta r) \cdot m \cdot (\Delta k) = nT \cdot m \frac{1}{NT} = nm/N$.

Si la dimension de l'espace est supérieure à 1, on procédera dimension par dimension. Ex. à 2D : $\vec{r} \mapsto n \cdot (\Delta r) + p \cdot (\Delta r)$ et $\vec{k} \mapsto m \cdot (\Delta k) + l \cdot (\Delta k)$; en suposant la même période d'échantillonnage pour les deux coordonnées.

$$\begin{aligned}
F(m, l) &= \theta \sum_{n=0}^{N-1} \left(\theta \sum_{p=0}^{N-1} f(n, p) e^{-i2\pi pl/N} \right) e^{-i2\pi nm/N} \\
&= \theta^2 \sum_{n=0, p=0}^{N-1} f(n, p) e^{-i2\pi(nm+pl)/N}
\end{aligned} \tag{A.12}$$

Les paramètres θ et β restent à définir et permettront notamment de prendre en compte ou non la dimension physique du problème traité.

A.1.2.2 Le symbole de Kronecker

On définit dans l'espace discret le symbole de Kronecker, δ_n , tel que :

$$\delta_{nn_0} = \begin{cases} 0 & n \neq n_0 \\ 1 & n = n_0 \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

$$\sum_{n=0}^{N-1} \delta_n = 1 \quad \text{et} \quad \sum_{n=0}^{N-1} f(n) \delta_{nn_0} = f(n_0), \quad \text{si } n_0 \in [0, N-1] \quad (\text{A.14})$$

En particulier, on a :

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{N-1} \delta_n e^{-i2\pi nm/N} &= e^0 = 1 = \frac{1}{\theta} TFD(\delta_n) \\ \Rightarrow TFD^{-1}(1) &= \frac{1}{\theta} \delta_n = \beta \sum_{m=0}^{N-1} 1 \cdot e^{i2\pi nm/N} \\ \delta_n &= \theta \beta \sum_{m=0}^{N-1} e^{i2\pi nm/N} \\ n = 0 &\Rightarrow \delta_n = 1 = \theta \beta N \\ n \neq 0 &\Rightarrow \delta_n = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Cette relation amène donc une contrainte sur les paramètres de la TFD :

$$\boxed{\theta \beta N = 1}, \quad (\text{A.16})$$

elle peut être vue comme une relation d'orthogonalité entre des sinusoides de fréquences différentes :

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i2\pi n(m-m')/N} = N \delta_{mm'} \quad (\text{A.17})$$

A.1.2.3 Inversion de la TFD

On vérifie que :

$$TFD^{-1}(TFD(f(n))) = f(n), \quad (\text{A.18})$$

θ	β	Commentaires
1	$1/N$	Définition prise par Brigham, 1974, p.99
$1/N$	1	Définition prise par IDL et par Bracewell, 1830, p.258
$1/\sqrt{N}$	$1/\sqrt{N}$	pour symétriser les expressions
T	$1/(NT)$	pour redonner les dimensions physiques
T/N	$1/T$	
T/\sqrt{N}	$1/(T\sqrt{N})$	
$1/(T\sqrt{N})$	T/\sqrt{N}	
...	...	

TAB. A.1: Choix possibles des paramètres de la TFD.

$$\begin{aligned}
TFD^{-1}(F(m)) &= \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m) e^{i2\pi nm/N} \\
&= \beta \sum_{m=0}^{N-1} e^{i2\pi nm/N} \theta \sum_{p=0}^{N-1} f(p) e^{-i2\pi pm/N} \\
&= \theta \beta \sum_{p=0}^{N-1} f(p) \sum_{m=0}^{N-1} e^{-i2\pi(p-n)m/N} \\
&= \theta \beta \sum_{p=0}^{N-1} f(p) N \delta_{pn} \\
&= \theta \beta N f(n) \\
&= f(n)
\end{aligned} \tag{A.19}$$

On en déduit, tableau A.1, les choix possibles pour les paramètres de la TFD.

T est le pas d'échantillonnage dans l'espace direct.

A.2 Propriété de translation

A.2.1 Espace continu

$$TF(f(\vec{r} - \vec{r}_0)) = e^{-i2\pi\vec{r}_0\vec{k}} TF(f(\vec{r})) \quad (\text{A.20})$$

Démonstration :

$$\begin{aligned} \int_{R^D} f(\vec{r} - \vec{r}_0) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r &= \int_{R^D} f(\vec{u}) e^{-i2\pi(\vec{u} + \vec{r}_0)\vec{k}} d^D u \\ &= e^{-i2\pi\vec{r}_0\vec{k}} \int_{R^D} f(\vec{u}) e^{-i2\pi\vec{u}\vec{k}} d^D u \\ &= e^{-i2\pi\vec{r}_0\vec{k}} F(\vec{k}) \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

avec $\vec{u} = \vec{r} - \vec{r}_0$.

A.2.2 Espace discret

$$TFD(f(n - n_0)) = e^{-i2\pi n_0 m/N} TFD(f(n)) \quad (\text{A.22})$$

Démonstration :

$$\begin{aligned} \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n - n_0) e^{-i2\pi n m/N} &= \theta \sum_{l=0}^{N-1} f(l) e^{-i2\pi(l+n_0)m/N} \\ &= \theta \sum_{l=0}^{N-1} f(l) e^{-i2\pi l m/N} e^{-i2\pi n_0 m/N} \\ &= e^{-i2\pi n_0 m/N} F(m) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

avec $l = n - n_0$.

A.3 Théorème de convolution

A.3.1 Espace continu

Définition du produit de convolution :

$$f(\vec{r}) * g(\vec{r}) = \int_{R^D} f(\vec{r}') g(\vec{r} - \vec{r}') d^D r' = h(\vec{r}) \quad (\text{A.24})$$

Théorèmes :

$$TF(f(\vec{r}) * g(\vec{r})) = F(\vec{k}).G(\vec{k}) \quad (\text{A.25})$$

$$TF(f(\vec{r}).g(\vec{r})) = F(\vec{k}) * G(\vec{k}) \quad (\text{A.26})$$

Démonstration :

$$\begin{aligned} \int_{R^D} e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} \left[\int_{R^D} f(\vec{\tau}) g(\vec{r} - \vec{\tau}) d^D\tau \right] d^Dr &= \int_{R^D} f(\vec{\tau}) \left[g(\vec{r} - \vec{\tau}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^Dr \right] d^D\tau \\ &= \int_{R^D} f(\vec{\tau}) G(\vec{k}) e^{-i2\pi\vec{\tau}\vec{k}} d^D\tau \\ &= G(\vec{k}) \int_{R^D} f(\vec{\tau}) e^{-i2\pi\vec{\tau}\vec{k}} d^D\tau \\ &= G(\vec{k}) F(\vec{k}) \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

A.3.2 Espace discret

Définition du produit de convolution discret :

$$(f * g)(n) = \alpha \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g(n - \tau) \quad (\text{A.28})$$

Théorèmes :

$$TFD(f * g) = \frac{\alpha}{\theta} F.G \quad (\text{A.29})$$

$$TFD(f.g) = \frac{\beta}{\alpha} F * G \quad (\text{A.30})$$

Démonstrations :

$$\begin{aligned} (f * g)(n) &= \alpha \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g(n - \tau) \\ &= \alpha \sum_{\tau=0}^{N-1} \beta \sum_{k=0}^{N-1} F(k) e^{i2\pi\tau k/N} \beta \sum_{l=0}^{N-1} G(l) e^{i2\pi(n-\tau)l/N} \\ &= \alpha\beta^2 \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} F(k) G(l) e^{i2\pi nkl/N} \sum_{\tau=0}^{N-1} e^{i2\pi\tau(k-l)/N} \\ &= \alpha\beta^2 \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} F(k) G(l) e^{i2\pi nkl/N} N\delta_{kl} \quad [\text{cf. A.17}] \\ &= \alpha\beta N \beta \sum_{k=0}^{N-1} F(k) G(k) e^{i2\pi nk/N} \\ &= \alpha\beta N TFD^{-1}(F.G) = \frac{\alpha}{\theta} TFD^{-1}(F.G) \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Et,

$$\begin{aligned}
(F * G)(l) &= \alpha \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G(l-m) \\
&= \alpha \sum_{m=0}^{N-1} \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-i2\pi nm/N} \theta \sum_{\tau=0}^{N-1} g(\tau) e^{-i2\pi\tau(l-m)/N} \\
&= \alpha \theta^2 \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{\tau=0}^{N-1} f(n) g(\tau) e^{-i2\pi\tau l/N} \sum_{m=0}^{N-1} e^{-i2\pi nm/N} e^{i2\pi\tau m/N} \\
&= \alpha \theta^2 \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{\tau=0}^{N-1} f(n) g(\tau) e^{-i2\pi\tau l/N} N \delta_{n\tau} \quad [\text{cf. A.17}] \\
&= \alpha \theta^2 N \sum_{n=0}^{N-1} f(n) g(n) e^{-i2\pi n l/N} \\
&= \alpha \theta N TFD(f.g) = \frac{\alpha}{\beta} TFD(f.g) \tag{A.32}
\end{aligned}$$

On prendra à priori $\alpha = 1$

A.3.2.1 Application aux cartes Firback

Pour déconvoluer le signal d'une carte Firback de sa psf, on a :

$$f_{carte} = f_{ciel} * f_{psf} \tag{A.33}$$

$$\begin{aligned}
F_{carte} &= TFD(f_{ciel} * f_{psf}) \\
&= \frac{1}{\theta} TFD(f_{ciel}) TFD(f_{psf}) \quad [\text{cf. A.29}] \tag{A.34}
\end{aligned}$$

L'information voulue est :

$$TFD(f_{ciel}) = \theta \frac{TFD(f_{carte})}{TFD(f_{psf})} \tag{A.35}$$

IDL prend la convention $\theta = \frac{1}{N}$, (cf. tableau A.1, page 181), ce qui donne :

$$TFD(f_{ciel}) = \frac{TFD(f_{carte})}{N_{psf} \times TFD(f_{psf})} \tag{A.36}$$

N_{psf} correspond au nombre d'éléments sur lequel est effectué le produit de convolution.

D'autre part, la psf est normalisée à 1 en surface pour pouvoir conserver le flux du signal entrant à travers l'instrument :

$$\sum_{n=0}^{N_{psf}-1} f_{psf}(n) = 1, \quad (\text{A.37})$$

On s'attend donc à ce que :

$$\begin{aligned} F_{psf}(k \approx 0) &= \theta \sum_{n=0}^{N_{psf}-1} f_{psf}(n) \quad [\text{cf. A.10}] \\ &= \theta = \frac{1}{N_{psf}}, \quad \text{sous IDL} \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

A.4 Théorème de Parseval

A.4.1 Espace continu

$$\int_{R^D} f(\vec{r}) \cdot g^*(\vec{r}) d^D r = \int_{R^D} F(\vec{k}) \cdot G^*(\vec{k}) d^D k \quad (\text{A.39})$$

g^* représente le conjugué de la fonction g ; d'où, pour $g \equiv f$,

$$\int_{R^D} |f(\vec{r})|^2 d^D r = \int_{R^D} |F(\vec{k})|^2 d^D k \quad (\text{A.40})$$

Démonstration :

$$\begin{aligned} \int_{R^D} f(\vec{r}) g^*(\vec{r}) d^D r &= \int_{R^D} f(\vec{r}) g^*(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}'} d^D r, \quad \vec{k}' = \vec{0} \\ &= F(\vec{k}') * G^*(-\vec{k}') \quad [\text{cf. A.26}] \quad \vec{k}' = \vec{0} \\ &= \int_{R^D} F(\vec{k}) G^*(-(\vec{k}' - \vec{k})) d^D k \quad [\text{cf. A.24}] \quad \vec{k}' = \vec{0} \\ &= \int_{R^D} F(\vec{k}) G^*(\vec{k}) d^D k \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Note :

$$\begin{aligned} TF(g^*(\vec{r})) &= \int_{R^D} g^*(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r = \left(\int_{R^D} g(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}(-\vec{k})} d^D r \right)^* \\ &= G^*(-\vec{k}) \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

A.4.2 Espace discret

$$\theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) g^*(n) = \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G^*(m) \quad (\text{A.43})$$

Démonstration :

$$\begin{aligned} \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) g^*(n) &= \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) g^*(n) e^{-i2\pi nm'/N} \quad , m' = 0 \\ &= \frac{\beta}{\alpha} F(m') * G^*(-m') \quad [\text{cf. A.30}] , m' = 0 \\ &= \beta \frac{\alpha}{\alpha} \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G^*(-(m' - m)) \quad [\text{cf. A.28}] , m' = 0 \\ &= \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G^*(m) \quad (\text{A.44}) \end{aligned}$$

On a de même qu'en A.42 : $TFD(g^*(n)) = G^*(-m)$.

A.5 Théorème de corrélation

A.5.1 Espace continu

Définition du produit de corrélation :

$$C_{fg}(\vec{\lambda}) = \int_{R^D} f(\vec{r}') g^*(\vec{r}' - \vec{\lambda}) d^D r' \quad (\text{A.45})$$

$$= \int_{R^D} f^*(\vec{r}') g(\vec{r}' + \vec{\lambda}) d^D r' \quad (\text{A.46})$$

Théorème :

$$TF(C_{fg}) = F \cdot G^* \quad (\text{A.47})$$

Posons $g_{\vec{\lambda}}(\vec{r}) = g(\vec{r} - \vec{\lambda})$

$$\begin{aligned}
C_{fg}(\vec{\lambda}) &= \int_{R^D} f(\vec{r}') g_{\vec{\lambda}}^*(\vec{r}') d^D r' \\
&= \int_{R^D} F(\vec{k}) G_{\vec{\lambda}}^*(\vec{k}) d^D k && \text{[cf. A.39]} \\
&= \int_{R^D} F(\vec{k}) G^*(\vec{k}) e^{-i2\pi\vec{\lambda}\vec{k}} d^D k && \text{[cf. A.20]} \\
&= \int_{R^D} F(\vec{k}) G^*(\vec{k}) e^{i2\pi\vec{\lambda}\vec{k}} d^D k \\
&= TF^{-1}(F.G^*)
\end{aligned} \tag{A.48}$$

de même :

$$\begin{aligned}
C_{fg}(\vec{\lambda}) &= \int_{R^D} f^*(\vec{r}) g(\vec{r} + \vec{\lambda}) d^D r \\
&= \int_{R^D} f^*(\vec{r}) g_{-\vec{\lambda}}(\vec{r}) d^D r \\
&= \int_{R^D} F^*(\vec{k}) G_{-\vec{\lambda}}(\vec{k}) d^D k && \text{[cf. A.39]} \\
&= \int_{R^D} F^*(\vec{k}) G(\vec{k}) e^{-i2\pi(-\vec{\lambda})\vec{k}} d^D k \\
&= TF^{-1}(F^*.G)
\end{aligned} \tag{A.49}$$

et si $f \equiv g$,

$$C_{ff} = TF^{-1}(|F|^2) \tag{A.50}$$

A.5.2 Espace discret

Définition de la corrélation discrète :

$$C_{fg}(\lambda) = \mu \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g^*(\tau - \lambda) \tag{A.51}$$

$$= \mu' \sum_{\tau=0}^{N-1} f^*(\tau) g(\tau + \lambda) \tag{A.52}$$

Théorème :

$$TFD(C_{fg}) = \mu\beta N F.G^* \tag{A.53}$$

$$= \mu'\beta N F^*.G \tag{A.54}$$

Soit $g_\lambda(\tau) = g(\tau - \lambda)$,

$$\begin{aligned}
C_{fg}(\lambda) &= \mu \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g_\lambda^*(\tau) \\
&= \mu \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G_\lambda^*(m) && \text{[cf. A.43, A.16]} \\
&= \mu \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G^*(m) e^{-i2\pi\lambda m} && \text{[cf. A.22]} \\
&= \mu \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F(m) G^*(m) e^{i2\pi\lambda m} \\
&= \mu \beta N \text{TFD}^{-1}(F \cdot G^*) && \text{(A.55)}
\end{aligned}$$

et,

$$\begin{aligned}
C_{fg}(\lambda) &= \mu' \sum_{\tau=0}^{N-1} f^*(\tau) g_{-\lambda}(\tau) \\
&= \mu' \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F^*(m) G_{-\lambda}(m) && \text{[cf. A.43, A.16]} \\
&= \mu' \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F^*(m) G(m) e^{-i2\pi(-\lambda)m} && \text{[cf. A.22]} \\
&= \mu' \beta^2 N \sum_{m=0}^{N-1} F^*(m) G(m) e^{i2\pi\lambda m} \\
&= \mu' \beta N \text{TFD}^{-1}(F^* \cdot G) && \text{(A.56)}
\end{aligned}$$

Si $f \equiv g$,

$$C_{ff} = \mu \beta N \text{TFD}^{-1}(|F|^2) \quad \text{(A.57)}$$

Ce qui impose $\mu = \mu'$, et on prendra à priori $\mu = 1$.

A.6 Transformation de Hankel

A.6.1 Définition

La transformation de Hankel est une transformation de Fourier, appliquée à une fonction radiale : $f(\vec{r}) = f(r)$. Dans son expression, la partie angulaire de la transformée est déjà intégrée.

Forme générale de la transformée de Hankel, à D dimensions (Bracewell, 1830, p.254) :

$$H(q) = \frac{2\pi}{q^{\frac{D}{2}-1}} \int_0^\infty f(r) J_{\frac{D}{2}-1}(2\pi qr) r^{\frac{D}{2}} dr, \quad (\text{A.58})$$

$J_n(x)$ est la fonction de Bessel à l'ordre n .

La transformée de Fourier d'une fonction radiale est également une fonction radiale : les fréquences sont les mêmes quelque soit l'angle sous laquelle on les regarde.

A.6.2 La fonction de Bessel

$J_n(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre n .

A 3D, on utilise la fonction de Bessel sphérique, $j_n(x)$ reliée à la précédente par :

$$j_n(x) = \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} J_{n+\frac{1}{2}}(x) \quad (\text{A.59})$$

L'une des expressions intégrales de la fonction de Bessel est (Abramovitz et Stegun, 1965, p.360) :

$$J_n(x) = \frac{i^{-n}}{\pi} \int_0^\pi e^{ix \cos \theta} \cos(n\theta) d\theta \quad (\text{A.60})$$

A l'ordre 0, on a :

$$\begin{aligned} J_0(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{\pm ix \cos \theta} d\theta \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(x \cos \theta) d\theta \end{aligned} \quad (\text{A.61})$$

Notons que $J_0(x)$ est une fonction paire, et que sa partie imaginaire est nulle car :

$$\begin{aligned} \sin(x) \text{ est une fonction impaire et } \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta &= - \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi \cos(\theta) d\theta, \\ \text{donc } \int_0^\pi \sin(x \cos(\theta)) d\theta &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.62})$$

D'autre part, on a :

$$j_0(x) = \frac{\sin(x)}{x} \quad (\text{A.63})$$

A.6.3 Expression de la transformée de Hankel

Dans le calcul de la transformée directe, \vec{k} est fixe et θ représente l'angle entre \vec{k} et \vec{r} .

A.6.3.1 D=2

$$d^2r = r dr d\theta$$

$$\vec{k}\vec{r} = kr \cos\theta$$

$$\begin{aligned} H(\vec{k}) &= \int_{R^D} f(r) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r \\ &= \int_{\theta=0}^{2\pi} d\theta \int_{r=0}^{\infty} f(r) e^{-i2\pi rk \cos\theta} r dr \\ &= \int_{r=0}^{\infty} f(r) r dr \int_{\theta=0}^{2\pi} e^{-i2\pi rk \cos\theta} d\theta \end{aligned} \quad (\text{A.64})$$

Posons $x = \pm 2\pi kr$,

$$\int_0^{2\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta = \int_0^{\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta + \int_{\pi}^{2\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta$$

$\cos\theta$ est une fonction paire et périodique, de période 2π , il en est de même pour $e^{ix \cos\theta}$, $x = cte$, d'où,

$$\begin{aligned} \int_{\pi}^{2\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta &= \int_{-\pi}^0 e^{ix \cos\theta} d\theta = \int_{\pi}^0 e^{ix \cos\theta} (-d\theta) = \int_0^{\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta \\ &\Rightarrow \int_0^{2\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta = 2 \int_0^{\pi} e^{ix \cos\theta} d\theta \end{aligned} \quad (\text{A.65})$$

Alors,

$$H(\vec{k}) = \int_{r=0}^{\infty} f(r) r dr 2 \int_{\theta=0}^{\pi} e^{-i2\pi rk \cos\theta} d\theta \quad (\text{A.66})$$

$$H(k) = \int_{r=0}^{\infty} f(r) 2\pi r J_0(2\pi rk) dr \quad (\text{A.67})$$

et réciproquement,

$$f(r) = \int_{k=0}^{\infty} H(k) 2\pi k J_0(2\pi rk) dk \quad (\text{A.68})$$

A.6.3.2 D=3

$$d^3r = r^2 dr \sin\theta d\theta d\phi$$

$$\vec{k}\vec{r} = kr \cos\theta$$

$$\begin{aligned} H(\vec{k}) &= \int_{R^D} f(r) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r \\ &= \int_{\phi=0}^{2\pi} d\phi \int_{\theta=0}^{\pi} \sin\theta d\theta \int_{r=0}^{\infty} f(r) e^{-i2\pi rk \cos\theta} r^2 dr \\ &= 2\pi \int_{r=0}^{\infty} dr r^2 f(r) \int_{\theta=0}^{\pi} d\theta \sin\theta e^{-i2\pi rk \cos\theta} \end{aligned} \quad (\text{A.69})$$

Posons $x = 2\pi kr$,

$$\begin{aligned}
\int_0^\pi \sin\theta e^{\pm i2\pi rk \cos\theta} d\theta &= \int_0^\pi \sin\theta \cos(2\pi rk \cos\theta) d\theta \pm i \int_0^\pi \sin\theta \sin(2\pi rk \cos\theta) d\theta \\
&= \left[-\frac{\sin(x \cos\theta)}{x} \right]_0^\pi \pm i \left[\frac{\cos(x \cos\theta)}{x} \right]_0^\pi \\
&= \frac{-\sin(-x) + \sin(x)}{x} \pm i \frac{\cos(-x) - \cos(x)}{x} \\
&= 2 \frac{\sin x}{x} \pm 0 \\
&= 2 j_0(x)
\end{aligned} \tag{A.70}$$

D'où,

$$H(k) = \int_0^\infty f(r) 4\pi r^2 j_0(2\pi rk) dr \tag{A.71}$$

De même :

$$f(r) = \int_0^\infty H(k) 4\pi k^2 j_0(2\pi rk) dk \tag{A.72}$$

A.6.4 Quelques propriétés sur la transformée de Hankel

Lors d'une intégration de la fonction radiale, afin de retrouver la valeur correspondant à une fonction 2D, l'intégrale doit sommer les anneaux : $\int_0^\infty f(r) 2\pi r dr$ D'où quelques propriétés :

$$H(k=0) = \int_0^\infty f(r) 2\pi r dr \tag{A.73}$$

$$\int_0^\infty |f(r)|^2 2\pi r dr = \int_0^\infty |H(k)|^2 2\pi k dk \quad , \text{ Parseval} \tag{A.74}$$

A.7 Une relation souvent utilisée

Pour calculer l'amplitude des fluctuations d'une carte à partir du spectre de puissance, on utilise souvent la relation suivante :

$$\sigma^2 = \int_0^\infty P(k) 2\pi k dk \tag{A.75}$$

Nous allons démontrer d'où elle provient.

A.7.1 Espace continu, 2D

$$\int_{R^2} |F(k_x, k_y)|^2 d^2k = \int_{R^2} |f(x, y)|^2 d^2r \quad , \text{ Parseval à 2D} \quad (\text{A.76})$$

Déviatiion standard au carré de la fonction :

$$\sigma^2 = \langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2 = \frac{\int_{R^2} f(x, y)^2 d^2r}{\int_{R^2} d^2r} - \left(\frac{\int_{R^2} f(x, y) d^2r}{\int_{R^2} d^2r} \right)^2 \quad (\text{A.77})$$

En supposant la fonction de moyenne nulle, on a :

$$\frac{\int_{R^2} f(x, y) d^2r}{\int_{R^2} d^2r} = 0 \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \frac{\int_{R^2} f(x, y)^2 d^2r}{\int_{R^2} d^2r} = \frac{\int_{R^2} f(x, y)^2 d^2r}{\text{Surface}}$$

Soit (avec Parseval) :

$$\frac{\int_{R^2} |F(k_x, k_y)|^2 d^2k}{\text{Surface}} = \frac{\int_{R^2} |f(x, y)|^2 d^2r}{\text{Surface}} = \sigma^2$$

$$\sigma^2 = \int_{R^2} P(\vec{k}) d^2k \quad , \text{ en posant } P(\vec{k}) = \frac{|F(k_x, k_y)|^2}{\text{Surface}} \quad , \quad (\text{A.78})$$

$P(k)$ est la densité spectrale de puissance.

Si le spectre de puissance est moyenné sur des anneaux, l'intégrale devient :

$$\sigma^2 = \int_0^\infty P(k) 2\pi k dk \quad (\text{A.79})$$

A.7.2 Espace discret, 2D

On pose :

$$\Theta = \theta_x \times \theta_y = \theta^2 \quad (\text{A.80})$$

$$B = \beta_x \times \beta_y = \beta^2 \quad (\text{A.81})$$

$$N_{tot} = N_x \times N_y = N^2 \quad (\text{A.82})$$

$$\Theta \sum_{n,p} |f(n, p)|^2 = B \sum_{m,l} |F(m, l)|^2 \quad , \text{ Parseval} \quad (\text{A.83})$$

avec f de moyenne nulle et $\Delta\Omega$ un élément discret de l'espace à 2D,

$$\sigma^2 = \frac{\sum |f|^2 \Delta\Omega}{\sum \Delta\Omega} = \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega} \frac{\sum |f|^2}{\sum_{N_{tot}} 1} = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{n,p} |f|^2 \quad , \quad (\text{A.84})$$

$$\Theta N_{tot} \sigma^2 = B \sum |F(m, l)|^2 \quad (\text{A.85})$$

$$\sigma^2 = \sum P(m, l) \quad , \text{ avec } P(m, l) = \frac{|F(m, l)|^2 B}{N_{tot} \Theta} \quad (\text{A.86})$$

Si $P(m, l)$ est sommé sur des anneaux, on a :

$$\sigma^2 = \sum P(q) 2\pi q \quad \text{et} \quad P(q) = \frac{|F(q)|^2 B}{N_{tot} \Theta} \quad (\text{A.87})$$

A.8 Récapitulatif des résultats

A.8.1 Espace continu

déf. TF	$\text{TF}(f(\vec{r})) = \int_{R^D} f(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D r$
déf. TF ⁻¹	$\text{TF}^{-1}(F(\vec{k})) = \int_{R^D} F(\vec{k}) e^{i2\pi\vec{r}\vec{k}} d^D k$
déf. convolution	$(f * g)(\vec{r}) = \int_{R^D} f(\vec{r}') . g(\vec{r} - \vec{r}') d^D r'$
déf. corrélation	$C_{fg} = \int_{R^D} f^*(\vec{r}') . g(\vec{r} + \vec{r}') d^D r'$
th. translation	$\text{TF}(f(\vec{r} - \vec{r}_0)) = \text{TF}(f(\vec{r})) . e^{-i2\pi\vec{r}_0\vec{k}}$
th. convolution	$\text{TF}(f * g) = \text{TF}(f) . \text{TF}(g)$
th. parseval	$\int_{R^D} f . g^* d^D r = \int_{R^D} \text{TF}(f) . \text{TF}^*(g) d^D k$
th. corrélation	$\text{TF}(C_{fg}) = \text{TF}^*(f) . \text{TF}(g)$
T. Hankel (2D)	$\text{TF}(f(r)) = \int_0^\infty f(r) 2\pi r J_0(2\pi r k) dr$
	$\text{TF}^{-1}(F(k)) = \int_0^\infty F(k) 2\pi k J_0(2\pi r k) dk$

A.8.2 Espace discret

déf. TFD	$TFD(f(n))$	$= \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-i2\pi nm/N}$
déf. TFD^{-1}	$TFD^{-1}(F(m))$	$= \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m) e^{i2\pi nm/N}$
contrainte	$\theta \beta N$	$= 1$
déf. convolution	$f * g$	$= \alpha \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g(n - \tau)$
déf. corrélation	C_{fg}	$= \mu \sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) g^*(\tau - \lambda)$ $= \mu' \sum_{\tau=0}^{N-1} f^*(\tau) g(\tau + \lambda)$
th. translation	$TFD(f(n - n_0))$	$= e^{-i2\pi n_0 m/N} TFD(f(n))$
th. convolution	$TFD(f * g)$	$= \alpha \beta N F \cdot G$
	$TFD(f \cdot g)$	$= \frac{1}{\alpha \theta N} F * G$
th. parseval	$\theta \sum_{\tau=0}^{N-1} f \cdot g^*$	$= \beta \sum_{m=0}^{N-1} F \cdot G^*$
th. corrélation	C_{fg}	$= \mu \beta N TFD^{-1}(F \cdot G^*)$ $= \mu' \beta N TFD^{-1}(F^* \cdot G)$
et aussi	$F(0)$	$= \theta \sum_{n=0}^{N-1} f(n)$
	$f(0)$	$= \beta \sum_{m=0}^{N-1} F(m)$

A.9 Comparaisons à la littérature

A.9.1 “The Fast Fourier Transform”

(Brigham, 1974, p.98 et 129)

choix TFD	θ	=	1
choix TFD ⁻¹	β	=	1/N
choix produits	$\alpha = \mu = \mu'$	=	1
déf. convolution	$x(n) * h(n)$	=	$\sum_{\tau=0}^{N-1} x(\tau)h(n - \tau)$
déf. corr.	$C_{xh}(n)$	=	$\sum_{\tau=0}^{N-1} x(\tau)h(n + \tau)$
th. translation	$TFD(h(n - \lambda))$	=	$H(k) e^{-i2\pi\lambda k/N}$
th. convolution	$TFD(y * h)$	=	$Y.H$
et	$TFD(y.h)$	=	$1/N Y * H$
th. parseval	$\sum_{n=0}^{N-1} h^2(n)$	=	$1/N \sum_{k=0}^{N-1} H(k) ^2$
th. corr.	$TFD(C_{xh})$	=	$X^*(k) H(k)$

A.9.2 “The Fourier Transform and Its Applications”

(Bracewell, 1830, p.356-370), et IDL.

choix TFD	θ	=	1/N
choix TFD ⁻¹	β	=	1
choix produits	$\alpha = \mu = \mu'$	=	1
déf. convolution	$f(\tau) * g(\tau)$	=	$\sum_{\tau'=0}^{N-1} f(\tau') g(\tau - \tau')$
déf. corr.	C_{fg}	=	$\sum_{\tau'=0}^{N-1} f(\tau') g(\tau' + \tau)$
th. translation	$TFD(f(\tau - \lambda))$	=	$e^{-i2\pi\lambda\nu/N} TFD(f)$
et	$TFD(e^{i2\pi\tau\nu_0/N} f(\tau))$	=	$F(\nu - \nu_0)$
th. convolution	$TFD(f * g)$	=	$N F.G$
th. parseval	$\sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau) ^2$	=	$N \sum_{\nu=0}^{N-1} F(\nu) ^2$
th. corr.	$TFD(C_{fg})$	=	$N F(\nu) G(-\nu)$
et aussi	$\sum_{\tau=0}^{N-1} f(\tau)$	=	$N F(0)$
et	$f(0)$	=	$\sum_{\nu=0}^{N-1} F(\nu)$

Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique en fonction de la longueur d'onde, de la fréquence et de l'énergie.	20
1.2	Rayonnement du fond diffus extragalactique ; courbe compilée à partir de plusieurs données (Halpern & Scott, 1999).	21
1.3	Zoom sur les parties infrarouge et optique du spectre du fond diffus extragalactique. (Gispert et al., 2000).	22
1.4	Distributions d'énergie spectrale de différents types de galaxies ; extrait de le thèse de F. Galliano, 2004.	30
1.5	Spectres d'émission de la lumière zodiacale, des cirrus et du fond infrarouge.	36
1.6	Dépendance spectrale des effets SZ thermique et cinétique.	47
2.1	Corrélation entre l'émission à 240 μm (DIRBE) et le HI (Lagache et al., 1998).	54
2.2	Spectre de cirrus (Boulanger, 2000).	56
2.3	Spectre de puissance de cirrus (Miville-Deschênes et al, 2002).	58
2.4	Couleur B(60)/B(100) en fonction de la brillance moyenne des cirrus à 100 μm	65
2.5	Nombre de points moyennés dans chaque intervalle de brillance à 100 μm .	65
2.6	Couleur moyennée, B(60)/B(100), en fonction de la brillance des cirrus à 100 μm	66
2.7	Modèle de Désert et al. donnant la couleur B(60)/B(100) en fonction de l'abondance des très petits grains	67
2.8	<i>Courbe de Mathis pour le champ de rayonnement interstellaire ('ISRF' en anglais).</i>	68
2.9	Variation de couleur du ciel, B(60)/B(100), simulée, avec une couleur de cirrus constante et égale à 0.21.	69
2.10	Couleurs de cirrus simulées, comparés avec les données et le résultat de la simulation de carte complète	70
2.11	Abondance des très petits grains en fonction de la brillance des cirrus à 100 μm	70
2.12	Couleur B(60)/B(100) en fonction de la taille des sous-cartes.	71

2.13	Ecart-type de la brillance à 100 microns en fonction de la brillance moyenne à 100 microns ; la pente logarithmique vaut 1.03.	73
2.14	Spectre de puissance de cirrus mesuré sur une carte IRAS, comparé avec le spectre de puissance prédit par la formule $P(k)=1.4 \times 10^6 \times B_{100}^{2.1} \mu m \times (k/k_0)^{-3} Jy^2/sr$	74
2.15	Fluctuations du FDIE et des cirrus, en fonction de la brillance du ciel.	75
2.16	Fluctuations du FDIE / fluctuations des cirrus, en fonction de l'échelle.	76
3.1	Cartes à 60 μm , 100 μm et 170 μm du champ FIRBACK FN1 ; les cirrus à grande échelle ont été soustraits.	89
3.2	Corrélation entre les cartes à 60 et 100 μm , 100 et 170 μm , 60 et 170 μm , sans puis avec retrait des cirrus à grande échelle.	90
3.3	Champ FN1 avec la localisation des quatre bandes de 0.4 degré de large et le filament étudié avec GBT.	93
3.4	Brillance des quatre bandes du champ FN1	94
3.5	Brillance des quatre bandes du champ FN1, ramenées à une même longueur d'onde	95
3.6	corrélation entre 100 μm et N(HI) pour le filament	96
3.7	Brillance d'une coupe du champ FN1 convolué à la résolution GBT	97
3.8	Coupes résiduelles du filament	98
3.9	Graphes de dispersion des cartes résiduelles du filament, pour calculer les couleurs $B(60)/B(100)$, $B(100)/B(170)$ et $B(60)/B(170)$	100
4.1	Spectre de puissance des fluctuations du FDIE prédit par Perrotta et al. (2003) à 170 μm pour les corrélations produites par les galaxies 'starburst'. La ligne horizontale représente le niveau de bruit poissonien des fluctuations à 7400 Jy^2/sr (Lagache & Puget, 2000), pour les sources soustraites jusqu'à un flux de 100 mJy.	106
4.2	Spectre de puissance du champ FIRBACK N1 à 170 μm , avec et sans les sources brillantes de plus de 135 mJy.	110
4.3	Spectre de puissance de la PSF pour le champ FN1.	112
4.4	Spectres de puissance de la carte brute du champ FN1, des cirrus et du bruit instrumental.	114
4.5	Spectre de puissance des fluctuations du FDIE dans le champ FN1.	115
4.6	Erreur relative sur le spectre de puissance de la psf.	117
4.7	Spectre de puissance des fluctuations du FDIE dans un champ FIRABCK et dans une simulation GalICS.)	119
4.8	Comptage des sources à 170 μm . Comparaison entre ISOPHOT et GalICS.	120
4.9	Biais en fonction du redshift utilisé par N. Fernández Conde pour simuler le spectre de puissance de l'émission IR à partir du spectre de la matière noire.	122

4.10	Spectre de puissance théorique illustrant le domaine de fréquences spatiales de détection des fluctuations du FDIE. Prédiction de Dole et al. (2003) pour un champ de $5^{\circ 2}$ à $160 \mu\text{m}$ et de Perrotta et al. (2003) à $170 \mu\text{m}$. . .	124
5.1	Carte des fluctuations de température primaires du FDC.	129
5.2	Carte des fluctuations de température secondaires induites par l'effet SZ cinétique.	129
5.3	Carte des fluctuations de température du mélange (FDC + SZ cinétique). . .	129
5.4	Carte du paramètre de comptonisation de l'effet SZ thermique	129
5.5	Méthodes de décomposition : dyadique et pyramidale.	132
5.6	Fonctions d'échelle et d'ondelette n°3 de Villasenor et al. (1995), utilisées dans notre décomposition en ondelette.	132
5.7	Image d'un paysage et sa transformée en ondelette à l'ordre quatre, selon la méthode de décomposition dyadique.	133
5.8	Illustration des valeurs que peut prendre la skewness normalisée ou coefficient d'asymétrie.	135
5.9	Illustration des valeurs que peut prendre l'excès de kurtosis ou coefficient d'aplatissement.	135
5.10	Histogrammes des cartes de fluctuations de température des différents processus physiques.	137
5.11	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du FDC, à la première échelle, détails horizontaux.	139
5.12	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du FDC, à la première échelle, détails verticaux.	140
5.13	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du FDC, à la première échelle, détails diagonaux.	140
5.14	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du FDC, à la deuxième échelle, détails diagonaux.	141
5.15	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du FDC, à la troisième échelle, détails diagonaux.	141
5.16	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte de l'effet SZ cinétique, à la première échelle, détails diagonaux.	142
5.17	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte de l'effet SZ cinétique, à la deuxième échelle, détails diagonaux.	142
5.18	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte de l'effet SZ cinétique, à la troisième échelle, détails diagonaux.	143
5.19	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du mélange (SZ cinétique + FDC), à la première échelle, détails diagonaux.	143
5.20	Histogramme des coefficients d'ondelette d'une carte du mélange, à la deuxième échelle, détails diagonaux.	144

5.21	Fonction de répartition par rapport à la médiane des coefficients d'ondelette d'une carte du mélange.	147
5.22	Coupe transversale de la carte de corrélation entre une carte du mélange et la transformée inverse de ses coefficients d'ondelette à la première échelle, seuillés à 90% du taux de réjection.	148
5.23	Histogramme de la carte des produits de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange.	150
5.24	Coupes transversales dans les cartes de chacune des composantes et du mélange.	151
5.25	Coupe transversale de la carte de covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange.	151
5.26	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et le FDC.	153
5.27	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et l'effet SZ cinétique.	153
5.28	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange.	154
5.29	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange. Ajustement par une droite.	156
5.30	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse (première échelle) de la carte du mélange.	156
5.31	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse (deuxième échelle) de la carte du mélange.	157
5.32	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse (troisième échelle) de la carte du mélange.	157
5.33	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et le mélange bruité et convolué par le lobe instrumental.	159
5.34	Répartition des valeurs de l'effet SZ cinétique en fonction de la covariance entre l'effet SZ thermique et la transformée en ondelette inverse (échelle 1) de la carte du mélange bruitée et convoluée par le lobe instrumental.	159
5.35	Idem pour la deuxième échelle de décomposition du mélange.	160

Liste des tableaux

2.1	Brillance des cirrus à trois longueurs d'onde	55
2.2	Trois couleurs de cirrus, reportées par divers auteurs.	56
2.3	Bruit et dispersion intrinsèque dans les champs FIRBACK	63
2.4	Coordonnées et surface des champs IRAS	64
3.1	Compilation de mesures du FDIE (largement inspiré de Hauser & Dwek, (1998)).	82
3.2	Compilation de mesures des fluctuations du FDIE (Hauser & Dwek, 1998).	84
3.3	Couleurs des fluctuations du FDIE, B(60)/B(100), B(100)/B(170) et B(60)/B(170), prédites par le modèle de Lagache et al., 2003.	88
3.4	Couleurs B(60)/B(100), B(100)/B(170) et B(60)/B(170) calculées à partir des graphes de la figure 3.2.	91
3.5	Rapport des fluctuations du FDIE sur les cirrus (pour $N_{HI} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), à 60, 100, 170, 350, 550, 850 and 1380 μm , normalisé à la valeur trouvée à 170 μm	103
4.1	Nombre de cartes, écart-type du bruit instrumental et niveau du spectre de puissance du bruit blanc, dans les trois champs FIRBACK.	111
5.1	Ecart-type des fluctuations de température pour le FDC, l'effet SZ cinétique et leur mélange.	138
5.2	Coefficient d'asymétrie des cartes de chacun des processus physiques.	138
5.3	Coefficient d'applatissage des cartes de chacun des processus physiques.	139
5.4	Coefficient d'applatissage des coefficients d'ondelette pour chacun des processus physiques et pour le mélange, aux trois premières échelles et pour les trois orientations de détails.	145
5.5	Pourcentage de réjection des valeurs à moyenne $\pm n \times \sigma$ dans une distribution gaussienne.	146
A.1	Choix possibles des paramètres de la TFD.	181

Bibliographie

- Abergel, A., Boulanger, F., Mizuno, A., et Fukui, Y. : 1994, *Comparative analysis of the far-infrared and (13)CO ($J = 0-1$) emissions of the Taurus complex.* *ApJ* **423**, L59
- Abramovitz, M. et Stegun, I. : 1965, *Handbook of Mathematical functions*, Editions Dover
- Aghanim, N. : 1997, Thèse de Doctorat, IAS
- Aghanim, N., De Luca, A., Bouchet, F., Gispert, R., et Puget, J. : 1997, *Cosmology with Sunyaev-Zeldovich observations from space.* *A&A* **325**, 9
- Aghanim, N., Désert, F., Puget, J., et Gispert, R. : 1996, *Ionization by early quasars and cosmic microwave background anisotropies.* *A&A* **311**, 1
- Aghanim, N., Górski, K., et Puget, J.-L. : 2001, *How accurately can the SZ effect measure peculiar cluster velocities and bulk flows ?* *A&A* **374**, 1
- Alpher, R., Bethe, H., et Gamow, G. : 1948, *The origine of chemical elements.* *Phys. Rev.* **73**, 803
- Arendt, R., Odegard, N., Weiland, J., Sodroski, T., Hauser, M., Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S., Silverberg, R., Leisawitz, D., Mitchell, K., Reach, W., et Wright, E. : 1998, *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness.* *ApJ* **508**, 74
- Arnouts, S., Moscardini, L., Vanzella, E., Colombi, S., Cristiani, S., Fontana, A., Giallongo, E., Matarrese, S., et Saracco, P. : 2002, *Measuring the redshift evolution of clustering : the Hubble Deep Field South.* *MNRAS* **329**, 355
- Attié, D. : 2005, Thèse de Doctorat, CEA
- Barnes, D., Staveley-Smith, L., De Blok, W., Oosterloo, T., Stewart, I., Wright, A., Banks, G., Bhathal, R., Boyce, P., et Calabretta, M. : 2001, *The Hi Parkes All Sky Survey : southern observations, calibration and robust imaging.* *MNRAS* **322**, 486
- Beichman, C. et Helou, G. : 1991, *What COBE might see - The far-infrared cosmological*

background. ApJL **370**, L1

- Bennett, C., Hill, R., Hinshaw, G., Nolta, M., Odegard, N., Page, L., Spergel, D., Weiland, J., Wright, E., Halpern, M., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S., Tucker, G., et Wollack, E. : 2003, *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission. ApJS* **148**, 97
- Benoit, A., Zagury, F., Coron, N., De Petris, M., Désert, F.-X., Giard, M., Bernard, J.-P., Crussaire, J.-P., Dambier, G., de Bernardis, P., et coauthors, . : 2000, *Calibration and first light of the Diabolo photometer at the Millimetre and Infrared Testa Grigia Observatory. A&A* **141**, 523
- Bensch, F., Stutzki, J., et Ossenkopf, V. : 2001, *Quantification of molecular cloud structure using the Δ -variance. A&A* **366**, 636
- Bernard, J., Boulanger, F., Desert, F., Giard, M., Helou, G., et Puget, J.-L. : 1994, *Dust emission of galactic cirrus from dirbe observations. A&A* **291**, L5
- Bernard, J., Boulanger, F., Desert, F., et Puget, J.-L. : 1992, *Modelling of IR emission of interstellar clouds I. Emission of isolated clouds and dust abundance variations. A&A* **263**, 258
- Bernard, J., Boulanger, F., et Puget, J.-L. : 1993, *Modelling of IR emission of interstellar clouds II. Self-consistent models of individual nearby clouds. A&A* **277**, 609
- Bernstein, R., Freedman, W., et Madore, B. : 2002, *The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å. II. Measurement of Foreground Zodiacal Light. ApJ* **571**, 85
- Birkinshaw, A. : 1999, *The Sunyaev-Zel'dovich effect. Phys. Rep.* **310**, 97
- Blain, A., Chapman, S., Smail, I., et Ivison, R. : 2004, *Clustering of submillimeter-selected galaxies. ApJ* **611**, 725
- Blain, A., Smail, I., Ivison, R., Kneib, J.-P., et Frayer, D. : 2002, *Submillimter galaxies. PhR* **369**, 111
- Blaizot, J., Wadadekar, Y., Guiderdoni, B., Colombi, S., Bertin, E., Bouchet, F., Devriendt, J., et Hatton, S. : 2003, *MoMaF : The Mock Map Facility Astro-ph/0309305*
- Boggess, N., Mather, J., Weiss, R., Bennett, C., Cheng, E., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M., Janssen, M., Kelsall, T., Meyer, S., Moseley, S., Murdock, T., Shafer, R., Silverberg, R., Smoot, G., Wilkinson, D., et Wright, E. : 1992, *The COBE mission - Its design and performance two years after lunch. ApJ* **397**, 420
- Bond, J., Carr, B., et Hogan, C. : 1986, . *ApJ* 306

- Bond, J., Carr, B., et Hogan, C. : 1991, *Cosmic backgrounds from primeval dust. ApJ* **367**
- Bouchet, F. et Gispert, R. : 2000, *Foregrounds and CMB experiments I. Semi-analytical estimates of contamination. NEWA vol. 4 no.6*, 443
- Boughn, S., Saulson, P., et Uson, J. : 1986, *The smoothness of the 2.2 micron background - Constraints on models of primeval galaxies. ApJ* **301**, 17
- Boulanger, F. : 2000, *Studies of Diffuse Infrared Emission. In Laureijs, R.J. & Kessler, M. F., editors ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission, ISO Data Center, Villafranca del Castillo, Madrid, Spain. p. 3*
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., Burton, W., Déset, F.-X., Hartmann, D., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 1996a, *The dust/gas correlation at high Galactic latitude. A&A* **312**, 256
- Boulanger, F. et Pérault, M. : 1988, *Diffuse infrared emission from the galaxy. I - Solar neighborhood. ApJ* **330**, 964
- Boulanger, F. and Reach, W., Abergel, A., Bernard, J., Cesarsky, C., Cesarsky, D., Desert, F., Falgarone, E., Lequeux, J., Metcalfe, L., Pérault, M., Puget, J.-L., Rouan, D., Sauvage, M., Tran, D., et Vigroux, L. : 1996b, *Mid-infrared imaging spectroscopy in ophiuchus. A&A* **315**, L325
- Bracewell, R. : 1830, *The Fourier Transform and Its Applications*, Editions Mc Graw Hill, second edition
- Brigham, E. O. : 1974, *The Fast Fourier Transform*, Editions Prentice-hall
- Burton, W. et Hartmann, D. : 1994, *The Leiden/Dwingeloo survey of emission from galactic HI. Astrophysics and Space Science* **217**, 189
- Callaway, M., Savage, B., Benjamin, R., Haffner, L., et Tufte, S. : 2000, *Observational evidence of supershell blowout in GS 018-04+44 : The scutum supershell. ApJ* **532**, 943
- Calzetti, D., Livio, M., et Madau, P. : 1993, *Extragalactic Background Radiation.*, Cambridge university press.
- Cambrésy, L., Reach, W., Beichman, C., et Jarrett, T. : 2001, *The Cosmic Infrared Background at 1.25 and 2.2 Microns Using DIRBE and 2MASS : A Contribution Not Due to Galaxies ? ApJ* **555**, 563
- Cardoso, J.-F. et Soulamiac, A. : 1993, *. IEEE Proc.-F* **140**, 362
- Chaniel, P. : 2003, Thèse de Doctorat, Université Paris VII

- Clegg, P., Ade, P., Armand, C., Baluteau, J.-P., Barlow, M., Buckley, M., Berges, J.-C., Burgdorf, M., Caux, E., Ceccarelli, C., Cerulli, R., Church, S., Cotin, F., Cox, P., Cruvellier, P., Culhane, J., Davis, G., di Giorgio, A., Diplock, B., Drummond, D., Emery, R., Ewart, J., Fischer, J., Furniss, I., Glencross, W., Greenhouse, M., Griffin, M., Gry, C., Harwood, A., Hazell, A., Joubert, M., King, K., Lim, T., Liseau, R., Long, J., Lorenzetti, D., Molinari, S., Murray, A., Naylor, D., Nisini, B., Norman, K., Omont, A., Orfei, R., Patrick, T., Pequignot, D., Pouliquen, D., Price, M., Nguyen-Q-Rieu, Rogers, A., Robinson, F., Saisse, M., Saraceno, P., Serra, G., Sidher, S., Smith, A., Smith, H., Spinoglio, L., Swinyard, B., Texier, D., Towlson, W., Trams, N. R., Unger, S., et White, G. : 1996, *The ISO long-wavelength spectrometer*. *A&A* **315**, L38
- Cox, D. et Reynolds, R. : 1987, *The local interstellar medium*. *ARA&A* **25**, 303
- Da Silva, A., Barbosa, D., Liddle, A., et Thomas, P. : 2000, *Hydrodynamical simulations of the Sunyaev-Zel'dovich effect*. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **317**, 37
- Da Silva, A., Barbosa, D., Liddle, A., et Thomas, P. : 2001, *Hydrodynamical simulations of the Sunyaev-Zel'dovich Effect : the kinetic effect*. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **326**, 155
- De Graauw, T., Haser, L., Beintema, D., Roelfsema, P., VansAgthoven, H., Barl, L., Bauer, O., Bekenkamp, H., Boonstra, A., Boxhoorn, D., Cote, J., De Groene, P., VansDijkhuizen, C., Drapatz, S., ans Evers, J., Feuchtgruber, H., Frericks, M., Genzel, R., Haerendel, G., Heras, A., VansDer Hucht, K., VansDer Hulst, T., Huygen, R., Jakob, G., Kamperman, T., Katterloher, R., Kester, D., Kunze, D., Kussendrager, D., Lahuis, F., Lamers, H., Leech, K., VansDer Lei, S., VansDer Linden, R., Luinge, W., Lutz, D., Melzner, F., Morris, P., VansNguyen, D., Ploeger, G., Price, S., Salama, A., Schaeidt, S., Sijm, N., Smoorenburg, C., Spakman, J., Spoon, H., Steinmayer, M., Stoecker, J., Valentijn, E., Vandenbussche, B., Visser, H., Waelkens, C., Waters, L., Wensink, J., Wesselius, P., Wiezorrek, E., Wieprecht, E., Wijnbergen, J., Wildeman, K., et Young, E. : 1996, *Observing with the iso short-wavelength spectrometer*. *A&A* **315**, L49
- De Jager, O., Stecker, F., et Salamon, M. : 1994, *Estimate of the intergalactic infrared radiation field from gamma ray observations of the galaxy Mrk 421*. *Nature* **369**, 294
- Deharveng, J.-M., Buat, V., et Milliard, B. : 2003, *The ultraviolet extragalactic background light : dust extinction and the evolution of the cosmic star formation rate from $z=0$ to 0.6* *MNRAS* **246**, 63
- Delabrouille, J., Cardoso, J.-F., et Patanchon, G. : 2003, *Multidetector multicomponent spectral matching and applications for cosmic microwave background data analysis*. *MNRAS* **346**, 1089

- Désert, F., Boulanger, F., et Puget, J.-L. : 1990, *Interstellar dust models for extinction and emission. A&A* **237**, 215
- Desert, F. et Puget, J.-L. : 1990, *The Infrared Background due to Galaxies. IAU Symp.* **139**, 381
- Dicke, R., Peebles, P., Roll, P., et Wilkinson, D. : 1965, *Cosmic black-body radiation. ApJ* **142**, 414
- Dole, H. : 2000, Thèse de Doctorat, Institut d'Astrophysique spatiale.
- Dole, H., Gispert, R., Lagache, G., Puget, J.-L., Bouchet, F., Cesarsky, C., Ciliegi, P., Clements, D., Dennefeld, M., et Désert, F.-X. : 2001, *FIRBACK : III. Catalog, source counts, and cosmological implications of the 170 μ m ISO. A&A* **372**, 364
- Dole, H., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 2003, *Predictions for Cosmological Infrared Surveys from Space with the Multiband Imaging Photometer for SIRTf. ApJ* **585**, 617
- Draine, B. et Lazarian, A. : 1998, *Diffuse Galactic Emission from Spinning Dust Grains. ApJ* **494**, 19L
- Dwek, E. : 1997, *In pursuit of the cosmic infrared background Extragalactic astronomy in the infrared* pp 531–536
- Dwek, E. et Arendt, R. : 1998, *A Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 3.5 μ m from COBE/DIRBE Observations. ApJ* **508**, L9
- Dwek, E., Arendt, R., Fixsen, D., Sodroski, T., Odegard, N., Weiland, J., Reach, W., Hauser, M., Kelsall, T., Moseley, S., Silverberg, R., Shafer, R., Ballester, J., Bazell, D., et Isaacman, R. : 1997a, *Detection and Characterization of Cold Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission, from COBE Observations. ApJ* **475**, 565
- Dwek, E., Arendt, R., Hauser, M., Fixsen, D., Kelsall, T., Leisawitz, D., Pei, Y., Wright, E., Mather, J., Moseley, S., Odegard, N., Shafer, R., Silverberg, R., et Weiland, J. : 1998, *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. IV. Cosmological Implications. ApJ* **508**, 106
- Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S., Silverberg, R., Leisawitz, D., Hauser, M., Pei, Y., Arendt, R., Odegard, N., et Weiland, J. : 1997b, *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background : IV. Cosmological Implications. AAS* **29**, 1359
- Dwek, E. et Slavin, J. : 1994, *On the determination of the cosmic infrared background radiation from the high-energy spectrum of extragalactic gamma-ray sources. ApJ* **436**, 696

- Désert, F.-X. : 1999, *De la poussière interstellaire, de l'émission infrarouge des galaxies, et des mesures du rayonnement cosmologique à 3K.*, Habilitation à diriger des recherches
- Elbaz, D., Cesarsky, C., Chanical, P., Aussel, H., Franceschini, A., Fadda, D., et Chary, R. : 2002, *The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM. A&A* **384**, 848
- Elmegreen, B. et Falgarone, E. : 1996, *A Fractal Origin for the Mass Spectrum of Interstellar Clouds. ApJ* **471**, 816
- Ewen, H. et Purcell, E. : 1951, . *Nature* **168**, 350
- Finkbeiner, D., Davis, M., et Schlegel, D. : 2000, *Detection of a Far-Infrared Excess with DIRBE at 60 and 100 Microns. ApJ* **544**, 81
- Fixen, D., Dwek, E., Mather, J., Bennet, C., et Shafer, R. : 1998, *The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations. ApJ* **508**, 123
- Fixsen, D., Cheng, E., Cottingham, D., Eplee, R., Hewagama, T., Isaacman, R., Jensen, K., Mather, J., Massa, D., Meyer, S., Noerdlinger, P., Read, S., Rosen, L. P., Shafer, R., Trenholme, A., Weiss, R., Bennett, C. L., Boggess, N., Wilkinson, D., et Wright, E. : 1994, *Calibration of the COBE FIRAS instrument. ApJ* **420**, 457
- Forni, O. et Aghanim, N. : 2004, *Separating the kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect from primary cosmic microwave background fluctuations. A&A* **420**, 49
- Franceschini, A. : 1997, *The extragalactic infrared background Extragalactic astronomy in the infrared* pp 509–519
- Franceschini, A., Mazzei, P., de Zotti, G., et Danese, L. : 1994, *Luminosity evolution and dust effects in distant galaxies : Implications for the observability of the early evolutionary phases. ApJ* **427**, 140
- Franceschini, A., Toffolatti, L., Mazzei, P., Danese, L., et de Zotti, G. : 1991, *Galaxy counts and contributions to the background radiation from 1 micron to 1000 microns. A&AS* **89**, 285
- Galliano, F. : 2004, Thèse de Doctorat, CEA
- Gautier, T., Boulanger, F., Perault, M., et Puget, J.-L. : 1992, *A calculation of confusion noise due to infrared cirrus. AJ* **103**, 1313
- Giard, M. et Lagache, G. : 2003, *Galactic emission : seeing through the Galaxy. C.R. Acad. Sci.* **IV**, 1
- Giard, M., Lamarre, J., Pajot, F., et Serra, G. : 1994, *The large scale distribution of paths*

- in the galaxy. A&A* **286**, 203
- Gir, B.-Y., Blitz, L., et Magnani, L. : 1994, *The association of high-latitude molecular clouds with HI gas. ApJ* **434**, 162
- Gispert, R., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 2000, *Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the Universe. A&A* **360**, 1
- Gorjian, V., Wright, E., et Chary, R. : 2000, *Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 2.2 and 3.5 Microns Using Ground-based and Space-based Observations. ApJ* **536**, 550
- Gould, R. et Salpeter, E. : 1963, *The interstellar abundance of the hydrogen molecule. i. basic processes. ApJ* **138**, 393
- Guiderdoni, B., Bouchet, F., Puget, J.-L., Lagache, G., et Hivon, E. : 1997a, *The optically-dark side of galaxy formation Nature* **390**, 257
- Guiderdoni, B., Hivon, E., et Bouchet, F. : 1997b, *The contribution of galaxies to the IR background Extragalactic astronomy in the infrared* pp 521–530
- Gunn, J., Longair, M., et Rees, M. : 1978, *Observational cosmology.*, Geneva Observatory.
- Gunn, J. et Peterson, B. : 1965, *On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. ApJ* **142**, 1633
- Hacking, P. et Soifer, B. : 1991, *The number counts and infrared backgrounds from infrared-bright galaxies. ApJL* **367**, L49
- Haehnelt, M. et Tegmark, M. : 1996, *Using the Kinematic Sunyaev-Zeldovich effect to determine the peculiar velocities of clusters of galaxies. MNRAS* **279**, 545
- Haiman, Z. et Knox, L. : 2000, *Correlations in the Far-Infrared Background. ApJ* **350**, 124
- Halpern, M. et Scott, D. : 1999, *Future Cosmic Microwave Background Experiments. Astro-ph* 9904188
- Harrison, E. : 1990, *The Dark Night Sky Riddle - Olber's Paradox. The Galactic and Extragalactic Background Radiation. IAU Symp.* **139**, 3
- Harwit, M. : 1970, . *Riv. Nuovo Cimento* **II**, 253
- Hatton, S., Devriendt, J., Ninin, S., Bouchet, F., Guiderdoni, B., et Vibert, D. : 2003, *GALICS - I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation. MNRAS* **343**, 75

- Hauser, M. : 1995a, . *IAU Symp.* 168
- Hauser, M. : 1995b, *Unveiling the Cosmic Infrared Background AIP Conf. Proc.*
- Hauser, M., Arendt, R., Kelsall, T., Dwek, E., Odegard, N., Weiland, J., Freudenreich, H., Reach, W., Silverberg, R., Moseley, S., Pei, Y., Lubin, P., Mather, J., Shafer, R., Smoot, G., Weiss, R., Wilkinson, D., et Wright, E. : 1998, *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections. ApJ* **508**, 25
- Hauser, M. et Dwek, E. : 2001, *The Cosmic Infrared Background : Measurements and Implications. ARA&A* **39**, 249
- Henry, R. : 1999, *The diffuse ultraviolet background radiation Mem. S.A.It.* **70**, 825
- Herbstmeier, U., Abraham, P., Lemke, d., Laureijs, R., Klass, U., Mattila, K., Leinert, C., Surace, C., et Kunkel, M. : 1998, *Small-scales structures in the far-infrared background. A&A* **332**, 739
- Hobson, M. et Maisinger, K. : 2002, *Maximum-likelihood estimation of the cosmic microwave background power spectrum from interferometer observations. MNRAS* **334**, 569
- Hobson, M. et McLachlan, C. : 2003, *A Bayesian approach to discrete object detection in astronomical data sets. MNRAS* **338**, 765
- Holder, G. et Carlstrom, J. : 2001, *Understanding cluster gas evolution and fine-scale CMB anisotropies with deep Sunyaev-Zel'dovich effect surveys. ApJ* **558**, issue 2, 515
- Holzappel, W., Wilbanks, T., Ade, P., Church, S., Fisher, M., Mauskopf, P., Osgood, D., et Lange, A. : 1997, *The Sunyaev-Zel'dovich Infrared Experiment : A Millimeter-Wave Receiver for Cluster Cosmology. ApJ* **479**, 17
- Hu, W. et Sugiyama, N. : 1995a, *Anisotropies in the cosmic microwave background : an analytic approach. ApJ* **444**, 489
- Hu, W. et Sugiyama, N. : 1995b, *Toward understanding CMB anisotropies and their implications. Phys. Rev. D* **51**, 2599
- Hyvärinen, A. : 1999, . *IEEE Trans. on Neural Network* p. 626
- Hyvärinen, A. et Oja, E. : 1999, *Independent Component analysis : Algorithms and Applications Neural Networks*
- Ingalls, J., Miville-Deschênes, M.-A., Reach, W., Noriega-Crespo, A., Carey, S., Boulanger, F., Stolovy, S., Padgett, D., Burgdorf, M., Fajardo-Acosta, S., Glaccum, W., Helou, G., Hoard, D., Karr, J., O'Linger, J., Rebull, L., Rho, J., Stauffer, J., et Wachter, S. :

- 2004, *Structure and colors of diffuse emission in the Spitzer galactic first look survey. ApJS* **154**, 281
- I.S. Gradshteyn, I. R. : 1994, *Tables of Integrals, Series and Products*, A. Jeffrey, fifth edition
- James, L. : 2002, *Le milieu interstellaire.*, EDP Sciences.
- Jenkins, E. : 1989, *Insights on dust grain formation and destruction provided by gas-phase element abundances. IAU Symposium* p. 23
- Jones, A. : 2004, *Dust Destruction Processes. Astrophysics of Dust, ASP Conference Series 309* pp 347–367
- Jones, A., Tielens, A., et Hollenbach, D. : 1994, *Grain destruction in shocks in the interstellar medium. ApJ* **433**, 797
- Kashlinsky, A. : 2005, *Cosmic Infrared Background and Early Galaxy Evolution Astroph0412235*
- Kashlinsky, A., Mather, J., et Odenwald, S. : 1996a, *Clustering of the Diffuse Infrared Light from the COBE DIRBE Maps : an All-Sky Survey of C(0). ApJ* **473**, L9
- Kashlinsky, A., Mather, J., Odenwald, S., et Hauser, M. : 1996b, *Clustering of the Diffuse Infrared Light from the COBE DIRBE Maps. I. C(0) and Limits on the Near-Infrared Background. ApJ* **470**, 681
- Kashlinsky, A. et Odenwald, S. : 2000, *Clustering of the Diffuse Infrared Light from the COBE DIRBE Maps. III. Power Spectrum Analysis and Excess Isotropic Component of Fluctuations. ApJ* **528**, 74
- Kaufman, M. : 1976, *Primeval Galaxies : Predicted Luminosities. Ap and Sp Sc* **40**, 369
- Kawada, M., Bock, J., Hristov, V., Lange, A., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Matsuura, S., Maukopf, P., Richards, P., et Tanaka, M. : 1994, *A rocket-borne observation of the far-infrared sky at high Galactic latitude. ApJL* **425**, L89
- Kawara, K., Sato, Y., Matsuhara, H., Taniguchi, Y., Okuda, H., Sofue, Y., Matsumoto, T., Wakamatsu, K., Karoji, H., Okamura, S., Chambers, K., Cowie, L., Joseph, R., et Sanders, D. : 1998, *ISO deep far-infrared survey in the 'Lockman Hole'. A search for obscured objects at high redshift. I. Observation. A&A* **336**, L9
- Kelsall, T., Weiland, J., Franz, B., Reach, W., Arendt, R., Dwek, E., Freudenreich, H., Hauser, M., Moseley, S., Odegard, N., Silverberg, R., et Wright, E. : 1998, *The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud. ApJ* **508**, 44

- Kiss, C., Abraham, P., Klaas, U., Juvela, M., et Lemke, D. : 2001, *Sky confusion noise in the far-infrared : Cirrus, galaxies and the cosmic far-infrared background*. *A&A* **379**, 1161
- Kleinmann, D. et Low, F. : 1970, *Observations of Infrared Galaxies*. *ApJ* **159**, L165
- Knox, L., Cooray, A., Eisenstein, D., et Haiman, Z. : 2001, *Probing Early Structure Formation with Far-Infrared Background Correlations*. *ApJ* **550**, 7
- Kogut, A., Banday, A., Bennett, C., Gorski, K., Hinshaw, G., Smoot, G., et Wright, E. : 1996, *Microwave emission at high galactic latitudes in the four-year DMR sky maps*. *ApJ* **464**, L5
- Lachièze-Rey, M. et Gunzig, E. : 1995, *Le rayonnement Cosmologique*, Ed. Masson
- Lagache, G. : 2003, *The large-scale anomalous microwave emission revisited by WMAP*. *A&A* **405**, 813
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., et Puget, J.-L. : 1998, *The interstellar cold dust observed by COBE*. *A&A* **333**, 709
- Lagache, G., Abergel, A., Désert, F.-X., et Puget, J.-L. : 1999, *First detection of the warm ionised medium dust emission. Implication for the cosmic far-infrared background*. *A&A* **344**, 322
- Lagache, G. et Dole, H. : 2001, *FIRBACK. II. Data reduction and calibration of the 170 μ m ISO deep cosmological survey*. *A&A* **372**, L702
- Lagache, G., Dole, H., et Puget, J.-L. : 2003, *Modelling infrared galaxy evolution using a phenomenological approach*. *MNRAS* **338**, 555
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., Pérez-González, P., Le Floc'h, E., Rieke, G., Papovich, C., Egami, E., Alonso-Herrero, A., Engelbracht, C., Gordon, K., Misselt, K., et Morrison, J. : 2004, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Contribution to the Infrared Output Energy of the Universe at $z = 2$* . *ApJSS* **154**, 112
- Lagache, G., Haffner, L., Reynolds, R., et Tufte, S. : 2000, *Evidence for dust emission in the Warm Ionised Medium using WHAM data*. *A&A* **354**, 247
- Lagache, G. et Puget, J.-L. : 2000, *Detection of the extra-Galactic background fluctuations at 170 microns*. *A&A* **355**, 17L
- Lagache, G., Puget, J.-L., et Dole, H. : 2005, *Dusty infrared galaxies : Sources of the cosmic infrared background. in preparation*
- Lamarre, J., Giard, M., Pointecouteau, E., Bernard, J., Serra, G., Pajot, F., Désert, F., Ristorcelli, I., Torre, J., Church, S., Coron, N., Puget, J., et Bock, J. : 1998, *First*

- Measurement of the Submillimeter Sunyaev-Zel'dovich Effect. ApJ* **507**, L5
- Laureijs, R., Clark, F., et Prusti, T. : 1991, *IRAS detection of very cold dust in the LYNDs 134 cloud complex. ApJ* **372**, 185
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., Abraham, P., Acosta-Pulido, J., Bogun, S., Castaneda, H., Cornwall, L., Drury, L., Gabriel, C., Garzon, F., Gemuend, H., Groezinger, U., Gruen, E., Haas, M., Hajduk, C., Hall, G., Heinrichsen, I., Herbstmeier, U., Hirth, G., Joseph, R., Kinkel, U., Kirches, S., Koempe, C., Kraetschmer, W., Kreysa, E., Krueger, H., Kunkel, M., Laureijs, R., Luetzow-Wentzky, P., Mattila, K., Mueller, T., Pacher, T., Pelz, G., Popow, E., Rasmussen, I., Rodriguez Espinosa, J., Richards, P., Russell, S., Schnopper, H., Schubert, J., Schulz, B., Telesco, C., Tilgner, C., Tuffs, R., Voelk, H., Walker, H., Wells, M., et Wolf, J. : 1996, *ISOPHOT - capabilities and performance. A&A* **315**, L64
- Lena, P. : 1996, *Méthodes physiques de l'observation*, Edition CNRS
- Li, A. et Draine, B. : 2001, *Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium . ApJ* **554**, 778
- Lockman, F. et Condon, J. : 2004, . *AJ*, in press
- Low, F. : 1970, *The Infrared-Galaxy Phenomenon. ApJ* **159**, L173
- Low, F. et Tucker, W. : 1968, *Contribution of Infrared Galaxies to the Cosmic Background. Phys. Rev. Lett.* **21**, 1538
- Léger, A. et Puget, J.-L. : 1984, *Identification of the 'unidentified' ir emission features of interstellar dust ? A&A* **137**, L5
- Maoli, R., Melchiorri, F., et Tosti, D. : 1994, *Molecules in the postrecombination universe and microwave background anisotropies. ApJ* **433**, L53
- Mather, J., Cheng, E., Cottingham, D., Eplee, R., Fixsen, D., Hewagama, T., Isaacman, R., Jensen, K., Meyer, S., Noerdlinger, P., Read, S., Rosen, L., Shafer, R., Wright, E., Bennett, C., Boggess, N., Hauser, M., Kelsall, T., Moseley, S., Silverberg, R., Smoot, G., et Weiss, R. : 1994, *Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. ApJ* **420**, 439
- Mather, J., Cheng, E., Eplee, R.E., J., Isaacman, R., Meyer, S., Shafer, R., Weiss, R., Wright, E., Bennett, C., Boggess, N., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M., Janssen, M., Kelsall, T., Lubin, P., Moseley, S.H., J., Murdock, T., Silverberg, R., Smoot, G., et Wilkinson, D. : 1990, *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. ApJ* **354**, L37
- Mathis, J. : 1990, *Interstellar dust and extinction. ARAA* **28**, 37

- Mathis, J., Mezger, P., et Panagia, N. : 1983, *Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds*. *A&A* **128**, 212
- Matsuhara, H., Kawara, K., Sato, Y., Taniguchi, Y., Okuda, H., Matsumoto, T., Sofue, Y., Wakamatsu, K., Cowie, L., Joseph, R., et Sanders, D. : 2000, *ISO deep far-infrared survey in the 'Lockman Hole'. II. Power spectrum analysis : evidence of a strong evolution in number counts*. *A&A* **361**, 407
- Matsumoto, T. : 2000, *Observations of Infrared Extragalactic Background Light*. *Institute of Space and Astronautical Science Report* **14**, 179
- Matsumoto, T., Cohen, M., Freund, M., Kawada, M., Lim, M., Matsuura, S., Murakami, H., Noda, M., et Tanaka, M. : 2000, *Near Infrared Extragalactic Background*. *Lecture Notes in Physics* **548**, 96
- Matsumoto, T., Matsuura, S., Murakami, H., Tanaka, M., Freund, M., Lim, M., Cohen, M., Kawada, M., et Noda, M. : 2003, *IRTS observation of the near-infrared extragalactic background light*. *Astro-ph/0411593*
- Max, J. et Lacoume, J.-L. : 1996, *Méthodes et techniques de traitement du signal*, Editions DUNOD
- Mc Vittie, G. et Wyatt, S. : 1959, . *ApJ* **130**, 1
- McKee, C. et Ostriker, J. : 1977, *A theory of the interstellar medium - three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*. *ApJ* **218**, 248
- Miville-Deschênes, M.-A. : 1999, Thèse de Doctorat, IAS
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Joncas, G., et Falgarone, E. : 2002a, *ISOCAM observations of the Ursa Major cirrus : Evidence for large abundance variations of small dust grains*. *A&A* **381**, 209
- Miville-Deschênes, M.-A., Joncas, G., Falgarone, E., et Boulanger, F. : 2003, *High resolution 21 cm mapping of the Ursa Major Galactic cirrus : Power spectra of the high-latitude HI gas*. *A&A* **411**, 109
- Miville-Deschênes, M.-A. et Lagache, G. : 2005, *IRIS : a new generation of IRAS maps*. *ApJS* **157**, 302
- Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 2002b, *Power spectrum of the cosmic infrared background at 60 and 100 μm with IRAS*. *A&A* **393**, 749
- Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P., et Lockman, F. : 2005, . *ApJ*, in preparation
- Montier, L. et Giard, M. : 2005, *Dust emission from clusters of galaxies : Statistical*

detection. A&A in preparation

- Muller, C. et Oort, J. : 1951, . *Nature* **168**, 357
- Murakami, H., Freund, M., Ganga, K., Guo, H., Hirao, T., Hiromoto, N., Kawada, M., Lange, A., Makiuti, S., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Matsuura, S., Murakami, M., Nakagawa, T., Narita, M., Noda, M., Okuda, H., Okumura, K., Onaka, T., Roellig, T., Sato, S., Shibai, H., Smith, B., Tanabe, T., Tanaka, M., Watabe, T., Yamamura, I., et Yuen, L. : 1996, *The IRTS (Infrared Telescope in Space) Mission. ASJ* **48**, L41
- Mushotzky, R., Cowie, L., Barger, A., et Arnaud, K. : 2000, *Resolving the extragalactic hard X-ray background Nature* **404**, 459
- Negroponte, J. : 1986, *The cosmic infrared background spectrum. MNRAS* **222**, 19
- Noda, M., Matsumoto, T., Matsuura, S., Noguchi, K., Tanaka, M., Lim, M., et Murakami, H. : 1994, *Near-infrared spectrometer on the Infrared Telescope in Space. ApJ* **428**, 363
- Papovich, C., Dole, H., Egami, E., Le Floc'h, E., Pérez-Gonzalez, P., Alonso-Herrero, A., Bai, L., Beichman, C., Blaylock, M., Engelbracht, C., Gordon, K., Hines, D., Misselt, K., Morrison, J., Mould, J., Muzerolle, J., Neugebauer, G., Richards, P., Rieke, G., Rieke, M., Rigby, J., Su, K., et Young, E. : 2004, *The 24 μ m source counts in deep Spitzer surveys. ApJS* **154**, 70
- Partridge, R. et Peebles, P. : 1967a, *Are Young Galaxies Visible ? ApJ* **147**, 868
- Partridge, R. et Peebles, P. : 1967b, *Are Young Galaxies Visible ? II. The Integrated Background. ApJ* **148**, 377
- Patanchon, G. : 2003, *Multi-component power spectra estimation method for multi-detector observations of the cosmic microwave background. NewAR* **47**, 871
- Peacock, J. A. : 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge university press
- Peebles, P. : 1993, *Principles of Physical Cosmology.*, Princeton University Press.
- Peebles, P. : 1969, . *Phil. Trans. Royal Soc. London.* **A264**, 279
- Peebles, P. : 1980, *Nature of the matter distribution now and at $z=1000$. Physica Scripta* **21**, 720
- Penzias, A. et Wilson, R. : 1965, *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. ApJ* **142**, 419
- Perrotta, F., Magliocchetti, M., Baccigalupi, C., Bartelmann, M., De Zotti, G., Granato, G., Silva, L., et Danese, L. : 2003, *Predictions for statistical properties of forming*

- spheroidal galaxies. MNRAS* **338**, 623
- Pozzetti, L. et Madau, P. : 2000, *The optical extragalactic background light from resolved galaxies. Astro-ph/0011359*
- Pozzetti, L., Madau, P., Zamorani, G., Ferguson, H., et Bruzual, A. : 1998, *High-redshift galaxies in the Hubble deep field - II Colours and number count. MNRAS* **298**, 1133
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Burton, W., Désert, F.-X., et Hartmann, D. : 1996, *Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. A&A* **308**, L5
- Puget, J.-L. et Lagache, G. : 2001, *Far-Infrared Source Counts and the Diffuse Infrared Background. IAU Symp., Extragalactic IR Background* **204**, 59
- Puget, J.-L., Lagache, G., Clements, D., Reach, W., Aussel, H., Bouchet, F., Cesarsky, C., Désert, F., Dole, H., et Elbaz, D. : 1999, *FIRBACK. I. A deep survey at 175 microns with ISO, preliminary results. A&A* **345**, 29
- Rees, M. et Sciama, D. : 1968, *Larger scale Density Inhomogeneities in the Universe. Nature* **217**, 511
- Renault, C., Barreau, A., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 2001, *New constraints on the cosmic mid-infrared background using TeV gamma-ray astronomy. A&A* **371**, 771
- Rowan-Robinson, M. : 1993, *Ripples in the Cosmos.*, W.H. Freeman
- Sandage, A. et Tammann, G. : 1964, . *Ann. Rept.* **II,64**, 35
- Sanz, J., Martinez-Gonzalez, E., Cayon, L., Silk, J., et Sugiyama, N. : 1996, *Cosmic Microwave Background Radiation Power Spectrum in Cold Dark Matter Open Universes Up to Second-Order Perturbations. ApJ* **467**, 485
- Schlegel, D., Finkbeiner, D., et Davis, M. : 1998, *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. ApJ* **500**, 525
- Scott, D. et White, M. : 1999, *Implications of SCUBA observations for the Planck Surveyor. A&A* **346**, 1
- Setti, G. et Woltjer, L. : 1970, . *Nature* **227**, 586
- Setti, G. et Woltjer, L. : 1971, *Universal cosmic rays - Importance of infrared emissions. Nature* **231**, 57
- Severgnini, P., Maiolino, R., Salvati, M., Axon, D., Cimatti, A., Fiore, F., Gilli, R., La Franca, F., Marconi, A., Matt, G., Risaliti, G., et Vignali, C. : 2000, *Sub-mm*

- and X-ray background : Two unrelated phenomena ? A&A* **360**, 457
- Shakeshaft, J. : 1954, . *Philos. Mag.* **45**, 1136
- Shectman, S. : 1974, *The small-scale anisotropy of the cosmic light. ApJ* **188**, 233
- Silverberg, R. : 1993, *Infrared Spaceborne Remote Sensing SPIE Conference Proc.*
- Soifer, B. et Neugebauer, G. : 1991, *The properties of infrared galaxies in the local universe. AJ* **101**, 354
- Soifer, B., Neugebauer, G., et Houck, J. : 1987, *The IRAS view of the extragalactic sky. ARA&A* **25**, 187
- Sorel, M., Lagache, G., et Puget, J.-L. : 2005, *Color variations at low sky brightness in IRAS. A&A, in preparation*
- Staveley-Smith, L. : 1997, *HI multibeam survey techniques. Polish Academy of Science Arch Mech* **14**, 111
- Staveley-Smith, L., Kim, S., Calabretta, M., Haynes, R., et Kesteven, M. : 2003, *A new look at the large-scale HI structure of the Large Magellanic Cloud. MNRAS* **339**, 87
- Staveley-Smith, L., Wilson, W., Bird, T., Disney, M., Akers, R., Freeman, K., Haynes, R., Sinclair, M., Vaile, R., Webster, R., et Wright, A. : 1996, *The Parkes 21 CM multibeam receiver. Polish Academy of Science Arch Mech* **13**, 243
- Stecker, F., Puget, J.-L., et Fazio, G. : 1977, *The cosmic far-infrared background at high galactic latitudes. ApJL* **214**, L51
- Strong, A., Moskalenko, I., et Reimer, O. : 2004, *A new determination of the extragalactic diffuse gamma-ray background from egret data. ApJ* **613**, 956
- Sunyaev, R., Tinsley, et Meier : 1978, *Observable properties of primeval giant elliptical galaxies or ten million Orions at high redshift. Comments Ap Space Sci.* **7**, 183
- Sunyaev, R. et Zel'dovich, I. : 1972, *The observation of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the cluster of galaxies. Comments Astrophys. Space Phys.* **4**, 173
- Sunyaev, R. et Zel'dovich, Y. : 1980, *Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the Universe. Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18
- Treyer, M.-A. et Silk, J. : 1993, *Deep galaxy count predictions in the radio, infrared, and X-ray spectral bands. ApJL* **408**, L1
- Trumpler, R. : 1930, *Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters. Lick Obs. Bulletin* **420**, 154

- Vishniac, E. : 1987, *Reionization and small-scale fluctuations in the microwave background. ApJ* **322**, 597
- Werner, M., Roellig, T., Low, F., Rieke, G., Rieke, M., Hoffmann, W., Young, E., Houck, J., Brandl, B., Fazio, G., Hora, J., Gehrz, R., Helou, G., Soifer, B., Stauffer, J., Keene, J., Eisenhardt, P., Gallagher, D., Gautier, T., Irace, W., Lawrence, C., Simmons, L., Van Cleve, J., Jura, M., Wright, E., et Cruikshank, D. : 2004, *The Spitzer Space Telescope Mission. ApJSS* **154**, 1
- Wheelock, S., Gautier, T., Chillemi, J., Kester, D., McCallon, H., Oken, C., White, J., Gregorich, D., Boulanger, F., et Good, J. : 1994, *IRAS sky survey atlas : Explanatory supplement. IRAS Sky Survey Atlas Explanatory Supplement, NASA, JPL.*
- Whitrow, G. et Yallop, B. : 1964, . *MNRAS* **127**, 301
- Whitrow, G. et Yallop, B. : 1965, . *MNRAS* **130**, 31
- Wright, E. : 1998, *Angular power spectrum of the COBE DIRBE maps. ApJ* **496**, 1
- Wright, E. : 2001, *DIRBE minus 2MASS : Confirming the Cosmic Infrared Background at 2.2 Microns. ApJ* **553**, 538
- Wright, E. et Reese, E. : 2000, *Detection of the Cosmic Infrared Background at 2.2 and 3.5 Microns Using DIRBE Observations. ApJ* **545**, 43
- Yoshii, Y. et Takahara, F. : 1988, *Galactic evolution and cosmology - Probing the cosmological deceleration parameter. ApJ* p. 1