



HAL
open science

Etude des propriétés d'émission des poussières du Milieu Interstellaire

Déborah Paradis

► **To cite this version:**

Déborah Paradis. Etude des propriétés d'émission des poussières du Milieu Interstellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT : . tel-00216111

HAL Id: tel-00216111

<https://theses.hal.science/tel-00216111>

Submitted on 24 Jan 2008

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

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

Université Toulouse III - Paul Sabatier
U.F.R Physique, Chimie, Automatique

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Toulouse
délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

présentée au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

par

Déborah Paradis

***ETUDE DES PROPRIETES D'EMISSION DES POUSSIERES DU
MILIEU INTERSTELLAIRE***

Soutenue le 31 Octobre 2007 devant la commission d'examen

Adam	Walters	Président
Georges	Helou	Rapporteur
Laurent	Verstraete	Rapporteur
Gilles	Joncas	Examineur
Richard	Bru	Examineur
Jean-Philippe	Bernard	Directeur de thèse
Claude	Mény	Co-directeur de thèse

Résumé

Mon travail de thèse concerne l'étude de la matière interstellaire, notamment l'émission submillimétrique des grains de poussière mais aussi l'évolution de leurs propriétés, des milieux diffus vers les milieux denses, aussi bien dans notre Galaxie que dans le Grand Nuage de Magellan.

J'ai participé au développement d'un modèle d'émission submillimétrique des poussières, et j'ai ajusté ses paramètres de manière à reproduire les faits observationnels. Ce modèle prend en compte la nature amorphe des grains. Il considère une distribution désordonnée de charges à l'échelle macroscopique, et une distribution de systèmes à deux niveaux à l'échelle microscopique.

J'ai comparé l'émissivité des grains dans des régions atomiques (HI) et moléculaires (CO) de notre Galaxie. J'ai montré que la pente et le niveau des émissivités des grains augmentent notablement dans la majorité des régions denses de notre Galaxie, dans la gamme 100-550 μm . Les conclusions de ce travail confortent l'idée de coagulation des grains.

Enfin, je me suis concentrée sur l'étude de la poussière dans le Grand Nuage de Magellan (LMC). J'ai pu mettre en évidence pour la première fois une sous-abondance de la poussière dans le LMC. De plus mes résultats montrent que les variations spatiales des différentes compositions de la poussière et du champ de rayonnement à travers cette galaxie, sont gouvernées par l'activité de formation stellaire, présente et passée. Pour finir je me suis interrogée sur les interprétations possibles concernant les différences observées entre les phases atomiques et moléculaires du LMC.

Abstract

My thesis work is focused on the study of the interstellar matter, essentially the submillimeter emission of dust grains and also the evolution of their properties, from the diffuse medium to the dense medium, in our Galaxy as well as the Large Magellanic Cloud.

I took part in the development of a submillimeter dust emission model and I adjusted his parameters so as to reproduce the observational facts. This model takes into account the amorphous nature of the grains. It considers a disordered charge distribution at the macroscopic scale, and a distribution of two level systems at the microscopic scale.

I compared the emissivity of grains in atomic regions (HI) and molecular (CO) of our Galaxy. I showed that the slope and the level of the emissivities of grains increase notably in the majority of the dense regions of our Galaxy, in the range 100-550 μm . The conclusions of this work confirm the idea of grains coagulation.

Then I concentrated on the study of dust in the Large Magellanic Cloud (LMC). I evidenced for the first time a lower abundance of the dust in the LMC. Moreover my results show that the spatial variations of the dust composition and of the radiation field accross this galaxy are governed by present and past stars formation activity. To finish I focused on the possible interpretations of the observed differences between the atomic and molecular phases of the LMC.

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Jean-Philippe pour m'avoir permis d'effectuer une thèse, pour avoir été aussi présent, et surtout pour ta patience ! Merci aussi pour ton côté très humain que j'ai énormément apprécié, et pour avoir réussi à me supporter durant tout ce temps ! Tu m'as toujours encouragée, soutenue, et guidée pendant ces 3 années. Tu m'as aussi fait découvrir de nouvelles terres ... je te suis extrêmement reconnaissante de tout ce que tu as fait pour moi et pour tout ce que tu m'as appris. Merci à Claude pour avoir été mon co-directeur, pour ta gentillesse, ton soutien, ta bonne humeur et pour ton humour réaliste : « dans la recherche on ne peut pas avoir de vie de famille avant 34 ans ... ! » m'as-tu dis un jour ! Je remercie également les membres du jury : Adam Walters, Gilles Joncas, Richard Bru, sans qui je n'aurai pu faire de thèse (milles merci !), Georges Helou et Laurent Verstraete pour avoir lu minutieusement mon manuscrit et pour leurs nombreux conseils.

Je tiens à faire un grand merci à tout le département Univers Froid (actuel et passé). Je remercie en particulier Ludo, c'est toujours très agréable de discuter avec toi. Merci pour tes encouragements et tes gentilles paroles. Merci aussi à toi Etienne, j'ai beaucoup aimé être ta collègue de bureau, et discuter avec toi. Merci pour ton soutien, et toutes les plaisanteries qu'on a pu échanger. Merci également à Aude, c'était aussi très sympa de partager le bureau avec toi, et merci pour tous tes conseils. Un gros bisou à Roberta, qui est maintenant sous le soleil californien ! Un grand merci à Isabelle, pour ta gentillesse, ton soutien notamment lors de la perte de ma valise. Je voudrais par ailleurs remercier Frédéric, Charlotte, Karine, Emmanuel, Alain, Céline, Christine, Laurent, Martin, Mathias, Gulliano, Giacomo et j'en oublie certainement. Je remercie également Nathalie pour m'avoir passé le relais, mais aussi pour ta sympathie et tes encouragements.

Un grand merci aussi à Michel, Cédric, Dorine et Dolores, pour leur efficacité et leur sympathie, et sans oublier Viviane pour son rôle de factrice et sa gentillesse !

Je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai pu rencontrer au cours de mes différentes missions que ce soit en Californie, au Japon, en Sicile ou en Australie (et oui j'ai fait un max de voyages !) : Bill Reach, professeur Fukui, Kawamura san, Onishi san, Dobashi san, Annie Hughes et Caroline Bot.

Je fais bien sûr un grand merci à tous les thésards (et associés) du CESR, pour leur bonne humeur, les nombreux moments partagés que ce soit autour d'un café, d'un barbecue ou d'une bière, au laboratoire comme dans le Gard, au Pic du Midi ou à Font-Romeu. Ce sont de fabuleux moments qui resteront gravés dans ma tête. Je fais un merci tout spécial à Yaya, qui est bien plus qu'un ami ! Tu m'as accompagné durant ma thèse, tu m'as soutenue, et surtout tu as supporté mon adorable caractère. Tu es un mec formidable ! Merci aussi à Denis, je n'oublierai pas les grandes discussions que l'on a pu avoir, pour ton soutien, pour m'avoir écoutée, ta franchise, ta bonne humeur et pour m'avoir expliqué qu'il y a des mecs biens aussi ! Un grand merci aussi à Pierrick ... uniquement pour tes jeux de palets et flêchettes ! Non sérieusement, merci pour nos

nombreuses discussions, pour tous les très bons moments qu'on a pu partager ensemble (on mettra de côté nos rares désaccords) et j'espère que tu n'oublieras pas ce que tu as raté ... (ça c'est juste pour que tu te fasses chambrier ... sans rancune!). Merci aussi à Gillo pour ton calme, ta gentillesse, tes séances de « thérapie », les quelques sorties snow que l'on a pu faire ensemble, et pour les bonnes soirées organisées chez toi. Merci à Will pour ton aide et ta gentillesse, et surtout tes succuleux repas! Je n'oublierai pas Christophe, au dynamisme étincillant, avec une joie de vivre exemplaire, tu m'as aidée de nombreuses fois, soutenue, motivée, conseillée, et merci aussi pour nos parties de rugby! Un grand merci à Natounette, tu me fais trop rire! Tu es adorable, ne change pas! J'ai apprécié chacune de nos discussions, de nos sorties ... Tu es quelqu'un sur qui on peut compter, ça fait plaisir. Quant à toi Philippe, te cotoyer a été très agréable, tu as toujours de bonnes histoires à nous raconter, et surtout tu es très reposant et relaxant. Merci aussi à Olivier, pour ta sympathie et ton humour! Je pense aussi à Mathieu, Patricia, Nico, Denis, Erwann, Francesca (et ses délicieux tiramisù), Valério, Nadège, Martin, Romain, Pierre, Claudia ... et aux nouveaux arrivants : Paolo, Matteo, Ayoub, Baptiste, Robert, Maxime, Gael ... merci à tous! Je n'oublierai pas bien sûr le charmant post-doc italien, Mauro (je ne suis pas sûre que les footballeurs italiens méritent leur place de champions du Monde ... mais bon ...)

Je remercie maintenant mes amis de la fac ou d'ailleurs. Caro, je ne sais pas trop ce que je pourrais te dire à part que je t'adore et que tu es une véritable amie pour moi. A la prochaine soirée chez moi n'oublie pas ton pyjama! Une bise aussi pour toi Mathieu (et oui je sais être gentille des fois)! Gérard ... j'apprécie énormément ta compagnie, merci pour toutes nos discussions, sorties ou autres. Rassure toi, un jour tu arriveras à faire du roller! Un grand merci aussi à Seb, ça me fait toujours très plaisir de te revoir, tu n'as pas changé, tu es exactement le même que quand on était à la fac. Quant à toi Mathieu R. (ou Alain Chabat), ça fait un petit moment que l'on ne s'est pas vu mais je ne t'oublie pas pour autant. Merci pour tous les conseils que tu as pu me donner. Un grand merci également à Célia, Laurent, Olivier, Pif et Sylvain (de Montpellier). Je n'oublierai pas Jean-Philippe, je ne sais pas ce que je serai devenue si tu n'avais pas été là! Tu es une personne formidable, vraiment, alors merci beaucoup pour toute ton aide et tes précieux conseils! Un grand merci aussi à toi Nico, tu as toujours réussi à me remonter le moral et à me motiver, que ce soit en France ou à Pasadena. Prépare-toi je vais t'en faire voir la-bas! Pleins de bisous à toi Kékila, on a toujours su garder le contact, c'est génial! Une grande pensée également pour Christelle, ma basketteuse préférée!

Pour finir, je tiens à remercier énormément ma famille, et essentiellement mes parents qui m'ont toujours soutenue et encouragée durant toutes mes années d'études et qui m'ont permis d'arriver là où je suis aujourd'hui. Je fais un gros bisou à ma grand-mère, et mon grand-père qui n'est malheureusement plus là pour constater que je suis arrivée au bout de mes rêves. Les personnes me connaissant bien comprendront que je ne peux finir les remerciements sans avoir une pensée pour mes deux bestioles préférées : mon petit ange qui a rejoint le ciel trop vite, à mon plus triste regret, et ma petite puce qui agrmente ma vie de ses nombreuses bêtises.

Table des matières

Introduction	11
I Le Milieu Interstellaire	15
1 Présentation du Milieu Interstellaire	17
1.1 Les phases du MIS	18
1.1.1 Les nuages diffus	18
1.1.2 Les nuages moléculaires	18
1.1.3 Le milieu internuage	19
1.1.4 Le gaz coronal	19
1.2 Abondance des éléments chimiques	19
1.3 Cycle de la matière interstellaire	20
1.4 Champs de rayonnement	21
1.4.1 Rayonnements extragalactiques	21
1.4.2 Rayonnements galactiques	22
2 Poussières interstellaires	23
2.1 Découverte de la poussière	24
2.2 Rôles des poussières dans le milieu interstellaire	24
2.3 Effets des poussières sur le rayonnement	25
2.3.1 Rougissement et extinction interstellaire	25
2.3.2 Diffusion	26
2.3.3 Polarisation	27
2.4 Connaissances de base sur l'émission submillimétrique des grains	28
2.4.1 Description générale	28
2.4.2 La théorie de Mie	29
2.4.3 Les modèles classiques d'interaction lumière - matière	30
2.4.4 L'indice spectral : un paramètre clé	32
2.5 Emission des poussières	33
2.6 Evolution générale des propriétés des grains	
dans des environnements denses	34
2.6.1 Accrétion du gaz à la surface des grains	35
2.6.2 Déficit d'émission à 60 μm	36
2.6.3 Diminution de la température d'équilibre des BG	36

2.6.4	Excès d'émissivité submillimétrique dans les nuages moléculaires	36
2.6.5	Coagulation des grains	38
2.6.6	Temps caractéristiques de coagulation	39
2.7	Modèles de grains interstellaires	40
2.7.1	Principaux modèles	40
2.7.2	Le modèle de Désert et al. (1990)	41
2.8	Emissions au delà de 5 mm	43
2.9	Chimie à la surface des grains	44
2.9.1	Formation de H ₂	45
2.9.2	Formation d'autres molécules	46
II Emission submillimétrique des grains		47
3	Modèles d'émission submillimétrique des grains	49
3.1	Des observations récentes dans le submillimétrique	50
3.1.1	PRONAOS	50
3.1.2	COBE : instrument FIRAS	52
3.1.3	La sonde WMAP	54
3.2	Modèle de Finkbeiner et al. (1999)	54
3.2.1	Présentation	54
3.2.2	Paramètres du modèle	57
3.3	Nouveau modèle de grains : DCD/TLS	57
3.3.1	Présentation	57
3.3.2	Absorption indépendante de la température due à une distribution désordonnée de charges : modèle DCD	58
3.3.3	Absorption dépendante de la température : modèle TLS	61
3.3.4	Paramètres libres du modèle	67
3.4	Comparaison modèle/observations	68
3.4.1	Spectre de la région atomique (HI)	68
3.4.2	Minimisation du χ^2	70
3.4.3	Résultats de la minimisation	71
3.4.4	Discussion	73
3.4.5	Spectres extragalactiques	74
3.4.6	Prédictions du modèle	75
3.4.7	Implications du modèle	78
4	Emissivité des grains dans différentes phases du milieu interstellaire	81
4.1	Observations	82
4.1.1	COBE : instrument DIRBE	82
4.1.2	ARCHEOPS	82
4.1.3	Données HI	84
4.1.4	Données CO	84
4.2	Corrélation entre l'émission IR et les émissions intégrées HI et CO	86

4.2.1	Présentation de la procédure d'étude	86
4.2.2	Facteurs de conversion considérés : X_{HI} et X_{CO}	87
4.2.3	Détermination de l'émissivité des grains pour chacune des régions	88
4.2.4	Tri des résultats obtenus	89
4.2.5	Emissivités des grains pour les phases HI et CO	90
4.2.6	Discussion	98
 III La poussière dans le Grand Nuage de Magellan		103
 5 Le Grand Nuage de Magellan		105
5.1	Présentation	105
5.2	Pourquoi étudier le LMC ?	106
5.3	Observations du LMC	107
5.3.1	Les données SPITZER	107
5.3.2	Les données HI	110
5.3.3	Les données CO	112
5.3.4	Les données IRIS	112
 6 Etude de l'émission de la poussière		115
6.1	Photométrie SPITZER	116
6.2	Traitement des images	117
6.2.1	Résolution et projection	117
6.2.2	Soustraction de l'avant-plan galactique	118
6.2.3	Soustraction d'un fond	119
6.2.4	Soustraction des sources ponctuelles	119
6.3	Obtention de cartes	120
6.3.1	Carte de température	120
6.3.2	Contribution des VSG à $70 \mu\text{m}$	121
6.4	Corrélations IR/HI-CO	122
6.4.1	Procédure	122
6.4.2	Détermination des erreurs	123
6.4.3	Facteurs de conversion	123
6.4.4	Résultats	124
6.4.5	Emissivités à $160 \mu\text{m}$	126
6.4.6	Modélisation des spectres	128
6.4.7	Discussion	138
6.5	Etudes de l'extinction	153
6.5.1	Cartes d'extinction	154
6.5.2	Procédure	154
6.5.3	Résultats et discussion	156
6.5.4	Comparaison émission / extinction	158
6.6	Bilan	160
 Conclusions et perspectives		163

A	Méthode des gradients conjugués	167
A.1	Motivations	167
A.2	Rappels mathématiques	168
A.3	Description de la méthode	168
A.3.1	Méthode linéaire	168
A.3.2	Méthode non linéaire	170
B	Méthode du Bootstrap	171
B.1	Méthodes d'échantillonnage	171
B.2	Estimation des paramètres	172
C	Liste de publications et communications	173
C.1	Articles en préparation/soumis à comité de lecture	173
C.2	Autres articles	173
C.3	Conférences internationales	173
C.4	Séminaires scientifiques	174
C.5	Autres	174
D	Article 1 : Emission des poussières astrophysiques de l'Infrarouge lointain au millimétrique : I - Un modèle basé sur les propriétés physiques des solides amorphes	175
E	Article 2 : Relevé SPITZER du Grand Nuage de Magellan, (programme SAGE) IV : Propriétés des poussières dans le Milieu Interstellaire	197
F	Article 3 : Extinction et Rapport Poussière/Gaz dans les nuages moléculaires du Grand Nuage de Magellan	241
	Table des figures	263
	Liste des tableaux	267
	Bibliographie	268

Introduction

Il vaut mieux savoir tout chercher
que chercher à tout savoir
P. Mendelson

La matière diffuse du milieu interstellaire (MIS) est constituée de gaz et de poussière. Cette matière baigne dans le champ de rayonnement interstellaire (ISRF) produit par les étoiles de la Galaxie. Dans de nombreuses régions du MIS le gaz est sous forme atomique, à cause des dissociations moléculaires provoquées par l'ISRF. Cependant, sous l'effet de la gravitation et du champ magnétique, des régions du MIS peuvent se contracter. Le champ de rayonnement est alors écranté par la poussière et le refroidissement du gaz accélère la contraction. Les molécules sont dans ce cas protégées de la photodissociation et donc le milieu dense est essentiellement moléculaire. La poussière dans le MIS joue un rôle essentiel dans la chimie et la structuration du MIS. De nombreuses molécules sont formées à la surface des grains, dont la plus abondante est la molécule de dihydrogène. La poussière contrôle aussi partiellement le comportement thermique du gaz par l'intermédiaire de l'effet photo-électrique et du refroidissement radiatif. La poussière du MIS absorbe une grande partie des photons émis par les étoiles causant une obscuration significative dans l'ultra-violet (UV) et le visible. L'énergie absorbée est ensuite réémise dans l'infrarouge (IR) pour des grains de petite taille chauffés impulsionnellement, et dans l'IR lointain et le submillimétrique pour les grains de grande taille à l'équilibre thermique avec le rayonnement incident. Ces grains permettent alors de sonder des milieux denses car ils sont capables de tracer la matière interstellaire jusqu'à de grandes distances à l'intérieur des galaxies. En effet le MIS est transparent dans le submillimétrique. Cependant cette émission des poussières à grandes longueurs d'onde est une émission d'avant-plan qu'il faut donc absolument comprendre afin de pouvoir la soustraire pour étudier des sources cosmologiques, comme le fond diffus à 2.7 K et ses fluctuations.

Actuellement on considère que la poussière interstellaire est constituée de plusieurs composantes qui diffèrent par leur composition chimique, leur structure et leur distribution de taille. Plusieurs modèles de poussière ont été proposés depuis ces 30 dernières années pour expliquer les observations (Mathis et al. 1977; Draine & Lee 1984; Draine & Anderson 1985; Weiland et al. 1986; Désert et al. 1990; Li & Greenberg 1997...). Cependant le manque de données dans le domaine des grandes longueurs d'onde a longtemps conduit à modéliser l'émission submillimétrique des grains par un simple corps gris. Plus récemment, avec l'apport des données COBE (Cosmic Background Explo-

rer), un modèle phénoménologique de poussière a été établi par Finkbeiner et al. (1999), proposant un formalisme à deux composantes, un mélange de grains possiblement silicatés et carbonés. Cependant les observations récentes dans le submillimétrique, telle l'expérience ballon PRONAOS, conduit à remettre en cause ce modèle. Durant ma thèse j'ai travaillé dans un premier temps sur un modèle d'émission submillimétrique des poussières (Mény et al. 2007), que nous avons développé au CESR, modèle qui tient compte de la structure interne des grains, et plus particulièrement qui s'intéresse aux propriétés spécifiques des matériaux amorphes. Ce modèle est inspiré de la physique du solide, et utilise une description quantique, qui propose une double description de l'interaction d'une onde électromagnétique avec :

- une distribution désordonnée de charges, à l'échelle macroscopique
- une distribution de doubles puits de potentiel asymétriques, qui sont des systèmes à deux niveaux localisés, à l'échelle microscopique.

De plus il semblerait que les propriétés des poussières évoluent de manière différente dans les phases essentiellement atomique (HI) et moléculaires (CO) de notre Galaxie. En effet des études antérieures ont montré des changements de propriétés des grains des milieux diffus vers des environnements denses, tels une décroissance de la température d'équilibre des grains (Lagache et al. 1998; Bernard et al. 1999), la formation de manteau de glace à leur surface (Tielens & Allamandola 1987), une augmentation de leur taux d'émission ou émissivité (Cambresy et al. 2001) ainsi que la coagulation des grains (Stepnik et al. 2001b). Je me suis concentrée dans un deuxième temps sur un des aspects de l'évolution des grains, les changements d'émissivité, sur une large gamme de longueurs d'onde.

Les étoiles en fin de vie produisent de la poussière dans leurs atmosphères et éjectent ces éléments dans le MIS. La poussière peut être détruite dans le MIS diffus par les ondes de choc produites par les supernovae. Le cycle de vie de la poussière dans une galaxie donnée est directement relié à l'histoire présente et passée de la formation d'étoiles. Cependant, établir une telle connection dans notre propre Galaxie est délicat à cause de la confusion le long de la ligne de visée. En revanche le Grand Nuage de Magellan (LMC) est un très bon laboratoire astrophysique pour cette étude du cycle de vie de la poussière du fait de sa proximité (~ 50 kpc) et de son angle de vue favorable, permettant une vue de face de la galaxie. Le LMC offre un large éventail des processus astrophysiques dans un environnement où la métallicité est inférieure à la métallicité solaire ($Z_{\text{LMC}} \sim Z_{\odot}/3$), ce qui est similaire à la métallicité moyenne du MIS durant l'époque du pic de formation stellaire dans l'Univers primordial. A l'aide des données SAGE (Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution), j'ai essayé, au cours de ma dernière année de thèse, de comprendre les propriétés et l'origine des variations d'abondance des poussières dans différentes régions de cette galaxie, ainsi que la structure de son MIS, en corrélant les données infrarouges obtenues par le satellite SPITZER aux données atomiques (HI) (ATCA / Parkes) et aux données moléculaires (CO) obtenues à l'aide du télescope NANTEN. Cette étude a été réalisée en utilisant une nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990), ainsi qu'un outil d'ajustement du modèle aux données, que j'ai développé, basé sur une minimisation de χ^2 par la méthode des

gradients conjugués. C'est la première fois que nous pouvons étudier une galaxie sur une gamme aussi étendue de longueurs d'onde allant de $3.6 \mu\text{m}$ à $160 \mu\text{m}$. Je me suis également intéressée aux données en extinction du LMC, corrélées aux données HI et CO, afin d'étudier le rapport $\left(\frac{A_v}{N_H}\right)$, soit le rapport poussière/gaz.

Après avoir fait une présentation générale du milieu interstellaire ainsi que de notre connaissance de la poussière, je présenterai mes travaux, provenant dans certains cas de méthodes purement empiriques, telles des corrélations permettant d'identifier l'émission de la poussière associée au gaz atomique et moléculaire, ou incluant des passages par la modélisation : le modèle d'émission submillimétrique que nous avons développé, puis mon étude sur l'évolution des propriétés des grains dans différentes phases du MIS, et pour finir l'émission de la poussière dans le LMC. Je ferai ensuite une synthèse des avancées effectuées accompagnée des perspectives de mon travail.

Première partie
Le Milieu Interstellaire

Chapitre 1

Présentation du Milieu Interstellaire

Savoir que l'on sait ce que l'on sait,
et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas :
voilà la véritable science.
Confucius

1.1	Les phases du MIS	18
1.1.1	Les nuages diffus	18
1.1.2	Les nuages moléculaires	18
1.1.3	Le milieu internuage	19
1.1.4	Le gaz coronal	19
1.2	Abondance des éléments chimiques	19
1.3	Cycle de la matière interstellaire	20
1.4	Champs de rayonnement	21
1.4.1	Rayonnements extragalactiques	21
1.4.2	Rayonnements galactiques	22

Le milieu interstellaire constitue l'espace entre les étoiles. Il représente 5% de la masse des étoiles et 0.5% de la masse totale de la Galaxie. Cette matière diffuse dans notre Galaxie est un mélange complexe de plusieurs composantes :

- du gaz (99% de la masse du MIS) : composé approximativement de 70% d'hydrogène et de 28% d'hélium ; les autres éléments, appelés « métaux » par les astronomes, ne sont présents que sous forme de traces, tels le carbone, l'azote, l'oxygène . . .

- des poussières (1% de la masse du MIS) : qui sont des petites particules solides, dont les plus grosses peuvent atteindre une taille de l'ordre du micromètre. Les poussières sont essentiellement constituées de silicium et de carbone.

Ces deux constituants sont étroitement liés, notamment par des processus physico-chimiques ainsi que par des transferts d'énergie, par collisions et rayonnement.

Phases	Densité (cm^{-3})	Température (K)	Etat de l'hydrogène
Nuage diffus	$< 10^3$	10 - 100	HI
Nuage moléculaire	$10^3 - 10^7$	10 - 20	H ₂
Milieu Internuage	0.01 - 1	$10^3 - 10^4$	HI, HII
Gaz coronal	$10^{-6} - 10^{-2}$	10^6	HII

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des différentes phases du MIS.*

1.1 Les phases du MIS

Il existe deux grands types de régions dans le milieu interstellaire, qui dépendent de l'état sous lequel existe le composant majoritaire, l'hydrogène, sous forme ionisée ou neutre :

- les régions HI : l'hydrogène est sous forme neutre, atomique ou moléculaire, suivant la densité moyenne (les molécules ne peuvent exister que pour une densité supérieure à 10^{4-6} cm^{-3}).
- les régions HII : l'hydrogène est présent essentiellement sous forme ionisée (autour d'étoiles chaudes). Seules des sources d'énergie puissantes sont capables d'ioniser les atomes et de dissocier les molécules.

Parmi ces deux types de régions, on distingue plusieurs phases du milieu interstellaire, selon leur température, leur densité, leur degré d'ionisation ..., regroupées dans le tableau 1.1. Chacune des phases du MIS sera décrite dans cette section.

1.1.1 Les nuages diffus

Ce type de nuage se rencontre partout dans notre Galaxie, mais est localisé essentiellement au voisinage du plan galactique, sur une hauteur d'échelle d'environ 100 pc (Lockman et al. 1986). Ils sont généralement de faible densité ($A_v \leq 2$, soit $n_H \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$, froids (10 - 100 K) et de faible degré d'ionisation. L'hydrogène atomique est décelé grâce à sa raie d'émission à 21 cm. Ces nuages diffus peuvent parfois être denses (10^4 cm^{-3}), auquel cas on peut rencontrer des molécules (si $A_v \geq 0.3$). On les appelle alors des nuages « translucents ».

1.1.2 Les nuages moléculaires

Ces nuages représentent la phase la plus massive et la moins volumineuse du milieu interstellaire, et sont essentiellement observés dans les bras spiraux ainsi que dans l'anneau moléculaire de la Galaxie. Il s'agit de nuages de forte densité, dans lesquels des molécules peuvent se former car l'opacité des nuages écrante le rayonnement photodissociant des étoiles. On y trouve par exemple de nombreuses molécules composées principalement de H, C, O, N... et de leurs isotopes. La molécule la plus abondante est H₂ mais elle est difficilement observable¹ du sol. Il faut donc avoir recours à un autre

¹Ses transitions électroniques sont dans l'UV et ne s'observent qu'en absorption dans la direction d'étoiles chaudes, et H₂ est symétrique et n'a donc pas de raies dipolaires rotationnelles, elle ne possède

constituant de ces nuages afin de pouvoir les observer, le monoxyde de carbone CO, qui émet un rayonnement à des longueurs d'onde de l'ordre du millimétrique. Ce sont des nébuleuses sombres, de diamètre moyen d'environ 80 pc. En dehors des étoiles jeunes et des rayonnements externes, il y a peu de sources d'énergie, donc la température des nuages y est relativement faible, comprise entre 10 et 20 K. On trouve des régions HII associées aux étoiles venant de se former, mais n'occupant qu'une petite fraction du volume total, tels de multiples coeurs moléculaires denses, correspondant aux centres de formation stellaire. Certains de ces nuages ont une masse très importante ($> 10^5 M_{\odot}$) et on parle dans ce cas de *nuages moléculaires géants*, tels les nébuleuses d'Orion ou de L'Aigle, dans notre Galaxie ou celle de la nébuleuse de la Tarentule dans le Grand Nuage de Magellan.

1.1.3 Le milieu internuage

Il s'agit d'un gaz chaud (de l'ordre de 10^3 à 10^4 K), de densité assez uniforme et faible comprise entre 0.01 et 1 cm^{-3} , partiellement ionisé. Ce gaz occupe environ 50% du volume de la Galaxie et représente près de 10% de la masse du MIS. Ce gaz est observé grâce aux raies de recombinaison de l'hydrogène et essentiellement la raie H α . Il est concentré sur une hauteur d'échelle de 1.5 kpc au dessus du plan galactique (Reynolds 1990). Sa présence résulte de l'expulsion du gaz des étoiles jeunes.

1.1.4 Le gaz coronal

Le gaz coronal est un gaz très chaud (environ 10^6 K) et très peu dense (10^{-6} à 10^{-2} cm^{-3}). Il est chauffé et ionisé par les explosions de supernovae. Il constitue une gigantesque région HII. La présence de cette composante a d'abord été détectée grâce à l'émission diffuse de rayons X mous ($< 1 \text{ keV}$). Comme les rayons X sont absorbés par le gaz neutre, la distribution de ce milieu n'est pas connue au-delà du voisinage solaire. Ce gaz représente une phase très volumineuse de la Galaxie, néanmoins très peu massive.

1.2 Abondance des éléments chimiques

Les grains interstellaires sont formés à partir des éléments présents dans le MIS. Connaître les abondances du MIS constitue donc une contrainte importante. L'abondance standard dans le MIS de notre Galaxie (abondance cosmique) a longtemps été déterminée par l'abondance des éléments présents dans la photosphère du Soleil. Cependant ces mesures ont été remises en question car prendre le Soleil comme système de référence revient à considérer que le Soleil est une étoile représentative des étoiles de notre Galaxie, mais aussi que l'abondance des éléments est restée la même depuis la formation du Soleil, soit il y a 5 milliards d'années. Des études récentes ont montré que les étoiles jeunes seraient de meilleures indicatrices de l'abondance interstellaire (Snow & Witt 1996; Mathis 1996; Snow 2000). Mais des mesures de la photosphère solaire,

que des transitions quadrupolaires de rotation, d'intensité faible, qui se situent dans l'IR.

Elément	Soleil [X/10 ⁶ H] _{cosmique}	Halo (poussière) [X/10 ⁶ H] _{poussiere}	Rho-Oph (poussière) [X/10 ⁶ H] _{poussiere}
C	391 ± 98	251	259
N	85.2 ± 21.9	10	9
O	545 ± 100	226	250
Mg	34.5 ± 4.8	12	32
Si	34.4 ± 3.9	15	33
Fe	28.1 ± 5.4	21	28

TAB. 1.2 – *Abondances interstellaires standards : abondances cosmiques dans le voisinage solaire, et abondances des éléments de la poussière dans le Halo et dans Rho-Oph (Sofia & Meyer 2001a).*

prenant en compte les effets de déviation par rapport à l'équilibre thermodynamique local de la photosphère et, de granulation (Holweger 2001), permettent actuellement de donner une bonne estimation de l'abondance cosmique (Sofia & Meyer 2001).

La détermination des abondances cosmiques ou abondances standards (abondance totale des éléments dans le gaz et dans la poussière), ainsi que des mesures de déplétion² des éléments de la phase gazeuse, permettent d'en déduire la fraction des éléments qui a été incorporée par les poussières :

$$(X/H)_{poussiere} = (X/H)_{cosmique} - (X/H)_{gaz} \quad (1.1)$$

où X/H est l'abondance de l'élément X par rapport à l'hydrogène. Le tableau 1.2 présente les abondances standards du voisinage solaire ainsi que les abondances des éléments de la poussière dans le Halo (milieu diffus) et dans la région Rho-Oph (milieu dense). Les mesures de déplétion permettent aussi une détermination du rapport de masse de la phase solide (poussières) par rapport à la masse gazeuse, de l'ordre de 1%.

1.3 Cycle de la matière interstellaire

Ce qui rend le milieu interstellaire si fascinant est le fait qu'il suit un cycle, conduisant à la formation des étoiles (voir fig. 1.1). En effet les étoiles et planètes proviennent de l'effondrement de nuages denses, froids et moléculaires, dans la mesure où le nuage est suffisamment grand et massif. Certains facteurs externes, tels l'onde de choc provoquée par l'explosion d'une supernovae ou le passage du nuage dans une zone de forte densité, peuvent favoriser l'effondrement du nuage. Au cours de l'effondrement, le nuage se contracte et se fragmente en petits blocs, qui eux-même subissent le même processus, et ainsi de suite jusqu'à l'arrêt de la fragmentation. A ce moment là, chaque petit nuage de gaz est devenu une protoétoile, qui continue de se contracter et de s'échauffer. Puis l'évolution de la protoétoile suit son cours jusqu'à devenir une étoile. A sa mort, l'étoile réinjectera une partie de la matière qui la constitue au milieu interstellaire.

²La déplétion pour un métal M donné est définie comme le rapport entre les abondances observées et les abondances standards : $\delta(M) = \frac{Q(M)_{obs}}{Q(M)_{std}}$

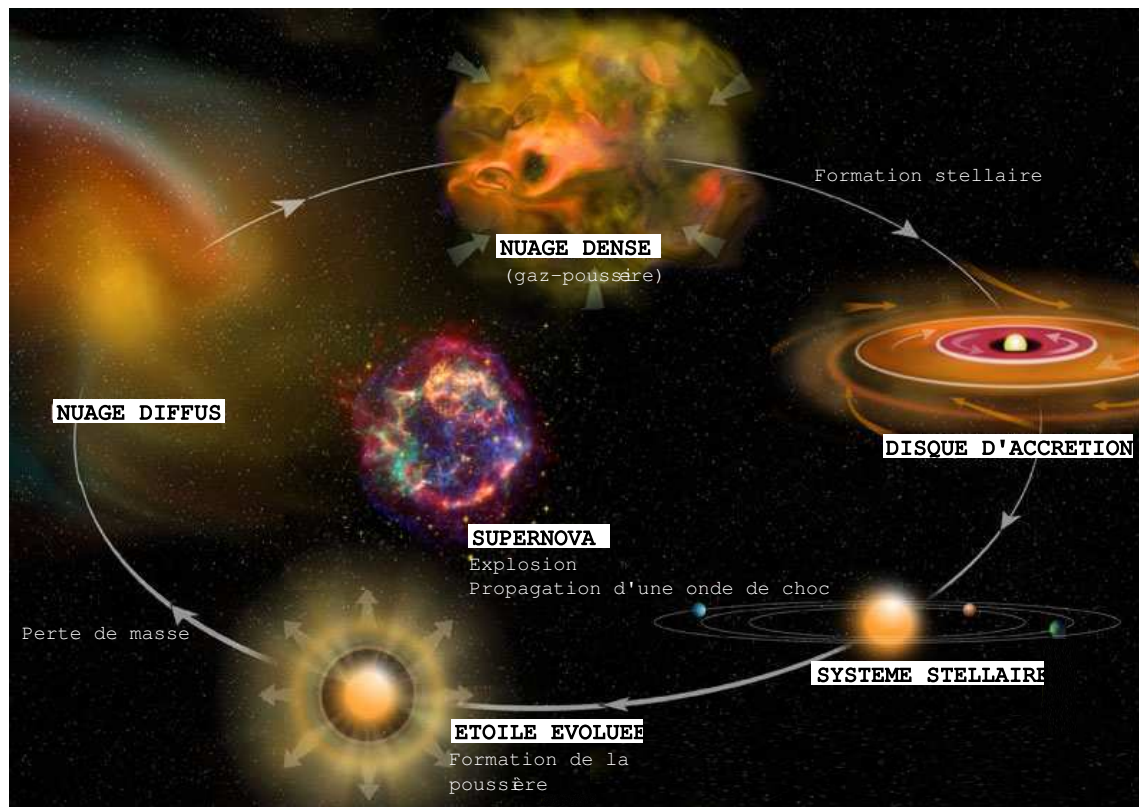


FIG. 1.1 – *Cycle de la matière interstellaire* (Bill Saxton, NRAO/AUI/NSF).

Toutes les étoiles ne contribuent pas à la production de poussière. Les étoiles géantes M, les étoiles OH/IR, et les étoiles C sont les principales contributions. Nous pouvons également ajouter les supergéantes, les supernovae de type II et les novae, mais avec une production de poussière nettement inférieure.

1.4 Champs de rayonnement

Le milieu interstellaire baigne dans différents champs de rayonnements :

- le rayonnement galactique : comportant le rayonnement stellaire ainsi que le rayonnement des poussières
- le rayonnement extragalactique : qui provient des autres galaxies et de l'Univers (appelé rayonnement fossile, et correspond à un rayonnement de corps noir à 2.73 K)

1.4.1 Rayonnements extragalactiques

Le rayonnement provenant des galaxies correspond à un fond isotrope, dont l'analyse contient toute l'histoire de l'évolution des galaxies. Sa densité d'énergie est de $2 \cdot 10^{-14}$ erg/cm³ soit 0.017 eV/cm³, dont la plus grande partie se situe dans le domaine IR. Cependant les parties UV et X de ce rayonnement peuvent influencer fortement

le gaz du halo galactique et des régions externes du disque. Le rayonnement fossile ou fond diffus cosmologique, correspond à l'émission fossile du Big Bang. Un tel rayonnement a une densité d'énergie de 0.26 eV/cm^3 et émet un corps noir de température très faible de 2.73 K . Il est caractérisé par une forte isotropie. Son pic d'émission se situe dans le domaine millimétrique et submillimétrique. Ce rayonnement a été émis à la recombinaison alors que l'Univers avait une température d'environ 3000 K .

1.4.2 Rayonnements galactiques

Le rayonnement galactique est dominé par les étoiles dans l'UV, le visible et l'IR proche, et par les poussières dans l'IR moyen et lointain. Si les grains de poussière sont proches d'une étoile alors ils baignent dans un champ de rayonnement dominé par le rayonnement de l'étoile. Dans le cas contraire ils reçoivent le champ de rayonnement de l'ensemble des étoiles de la Galaxie, appelé champ de rayonnement interstellaire (ISRF pour InterStellar Radiation Field). La densité d'énergie du rayonnement interstellaire près du Soleil, intégré sur toutes les longueurs d'onde est de l'ordre de 1 eV/cm^{-3} . Le domaine UV est quasiment inobservable depuis le sol du fait de l'opacité des différents constituants de notre atmosphère. Il est donc indispensable de travailler à une altitude de l'ordre de 300 km . Les étoiles chaudes émettent l'essentiel de leur énergie dans l'UV. Le rayonnement UV, pour une gamme d'énergie comprise entre 5 et 13.6 eV , est absorbé par les poussières et plus de 99% du rayonnement absorbé est réémis dans l'IR lointain.

On désigne par X_{isrf} le facteur d'intensité de la composante stellaire. Dans le milieu interstellaire diffus $X_{\text{isrf}}=1$ et à mesure que l'on se rapproche des étoiles, ce facteur augmente. En revanche dans un nuage interstellaire enfoui, la composante interstellaire est fortement atténuée.

Le rayonnement IR moyen et lointain correspond au domaine des objets froids (c.a.d. ayant une température $\leq 100 \text{ K}$). Nous verrons, dans le chapitre 2, des modèles d'émission de la poussière interstellaire.

Chapitre 2

Poussières interstellaires

Tu es poussière et tu retourneras en poussière.
Moïse

2.1	Découverte de la poussière	24
2.2	Rôles des poussières dans le milieu interstellaire	24
2.3	Effets des poussières sur le rayonnement	25
2.3.1	Rougisement et extinction interstellaire	25
2.3.2	Diffusion	26
2.3.3	Polarisation	27
2.4	Connaissances de base sur l'émission submillimétrique des grains	28
2.4.1	Description générale	28
2.4.2	La théorie de Mie	29
2.4.3	Les modèles classiques d'interaction lumière - matière	30
2.4.4	L'indice spectral : un paramètre clé	32
2.5	Emission des poussières	33
2.6	Evolution générale des propriétés des grains dans des environnements denses	34
2.6.1	Accrétion du gaz à la surface des grains	35
2.6.2	Déficit d'émission à 60 μm	36
2.6.3	Diminution de la température d'équilibre des BG	36
2.6.4	Excès d'émissivité submillimétrique dans les nuages moléculaires	36
2.6.5	Coagulation des grains	38
2.6.6	Temps caractéristiques de coagulation	39
2.7	Modèles de grains interstellaires	40
2.7.1	Principaux modèles	40
2.7.2	Le modèle de Désert et al. (1990)	41
2.8	Emissions au delà de 5 mm	43
2.9	Chimie à la surface des grains	44

2.9.1	Formation de H_2	45
2.9.2	Formation d'autres molécules	46

2.1 Découverte de la poussière

William Herschel fut le premier à s'intéresser à la nature des zones noires dans notre Galaxie, s'interrogeant sur la possibilité éventuelle de « trous » ou « tunnels » dans le ciel, régions démunies d'étoiles. Au milieu du XIX^{ème} siècle, l'astronome Wilhelm von Struve, suite à des observations, émit l'hypothèse que la lumière en provenance des étoiles pourrait être absorbée. Vers 1890-1900 Edward E. Barnard a obtenu les premières photos de « nébuleuses obscures », regroupées dans son catalogue « On the Dark Markings of the Sky ». C'est à A. C. Raynard que l'on doit l'explication des photos de Barnard en terme d'absorption (nuages interstellaires absorbant la lumière). Ainsi Herschel avait vu une relation entre les zones sombres et l'absence d'étoiles alors que Reynard songeait plutôt à la présence de matière entre nous et les étoiles. C'est Robert Trumpler, vers 1930 qui apporta la preuve quant à l'existence de matière absorbante. En effet, Trumpler travaillait sur les amas d'étoiles ouverts et était capable de calculer leur distance. Pour se faire, il supposait que le type spectral des étoiles permettait de déduire leur luminosité absolue. Il évaluait cette distance par deux méthodes : la première à partir de la luminosité apparente d'un amas d'étoiles, et la seconde en supposant constant leur diamètre. Les distances obtenues par ces deux méthodes différaient systématiquement, celles calculées à partir des diamètres constants étant toujours plus faible que celles déduites de la luminosité des amas. Ainsi, il conclut que de la « fumée » (soit des particules solides de petite taille) absorbe la lumière des amas (tout en lui donnant un aspect plus rougeâtre), les rendant donc plus distants qu'ils ne le sont en réalité.

2.2 Rôles des poussières dans le milieu interstellaire

Bien que les poussières ne représentent que 1% de la masse du MIS, elles jouent un rôle fondamental dans la chimie et la structuration de ce milieu. En effet :

- elles absorbent et diffusent la lumière des étoiles. Cette absorption d'énergie chauffe les poussières qui réémettent cette énergie dans l'IR moyen et lointain. Elles représentent à peu près 30% de l'énergie émise par la Galaxie.
- elles peuvent capturer des atomes, ou des molécules, pour former à leur surface un manteau de glace, où se produisent des réactions chimiques. La molécule H_2 ne peut se former que sur les poussières.
- des éléments lourds sont libérés lors de la destruction des poussières.
- elles contrôlent en partie le refroidissement de certaines régions obscures du MIS, régions de formation stellaire.
- elles contrôlent l'équilibre énergétique du gaz : elles chauffent le gaz par effet photo-électrique après absorption de photons UV.

	U	B	V	R	I	J	K
λ (μm)	0.37	0.44	0.55	0.70	0.90	1.25	2.20

TAB. 2.1 – Correspondance longueurs d’onde/bandes photométriques.

2.3 Effets des poussières sur le rayonnement

2.3.1 Rougissement et extinction interstellaire

La lumière d’une étoile est fortement atténuée après que son rayonnement ait traversé un nuage de poussières. Un tel phénomène s’explique par ce que l’on appelle l’extinction interstellaire, qui comprend l’absorption des photons ainsi que leur diffusion, par la poussière interstellaire.

Considérons un flux initial $I_0(\lambda)$ qui traverse un nuage de poussières. Le flux à la sortie du nuage est :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)10^{-\left(\frac{A_\lambda}{2.5}\right)} = I_0(\lambda)e^{-\tau_\lambda} \quad (2.1)$$

où τ_λ représente l’épaisseur optique, et A_λ l’extinction interstellaire.

Cette atténuation interstellaire doit obligatoirement être prise en compte. Dans le cas d’une étoile de magnitude m et de magnitude absolue M , à la distance d (en pc) nous avons :

$$m(\lambda) = M(\lambda) - 5 + 5\log(d) + A_\lambda \quad (2.2)$$

La couleur de l’étoile est également modifiée en présence d’un nuage. Le rayonnement est plus absorbé dans le bleu que dans le rouge (A_λ varie comme λ^{-1} dans le domaine optique). Si l’on note Δm_i la variation de la magnitude de l’étoile dans la bande i (la dénomination des bandes photométriques est donnée dans le tableau 2.1), l’excès de couleur est défini par :

$$\Delta m_B - \Delta m_V = \Delta(B - V) = E(B - V) \quad (2.3)$$

ou plus généralement par :

$$E(\lambda - V) = (A_\lambda - A_V) \quad (2.4)$$

Le spectre d’extinction des grains interstellaires, appelé courbe d’extinction ou loi d’extinction des poussières, est défini par $A_V/E(B - V)$, souvent noté R , ou $E(\lambda - V)/E(B - V)$. La figure 2.1 présente la courbe d’extinction interstellaire dans le domaine IR lointain jusqu’à l’UV, dont trois régions spectrales sont mises en évidence :

- l’extinction dans l’IR (entre 1 et 2.2 μm^{-1}) montre une dépendance en loi de puissance (λ^{-1}) qui peut s’expliquer par la présence de gros grains, dont la dimension est proche de celle de la longueur d’onde ($a \sim 0.1 \mu\text{m}$). En effet des grains de taille très inférieure à la longueur d’onde auraient une dépendance en λ^{-4} (loi de diffusion de Rayleigh). Et dans le cas contraire, pour une taille très supérieure à celle de la longueur d’onde, l’extinction devrait être indépendante de la longueur d’onde. La pente change à 2.2 μm^{-1} (Cardelli et al., 1989), au niveau de la région appelée « coude ».
- cette courbe est relativement lisse, à l’exception d’une bande importante et large, appelée « bump », centrée à 4.6 μm^{-1} , soit 2175 Å. La position de cette bande est

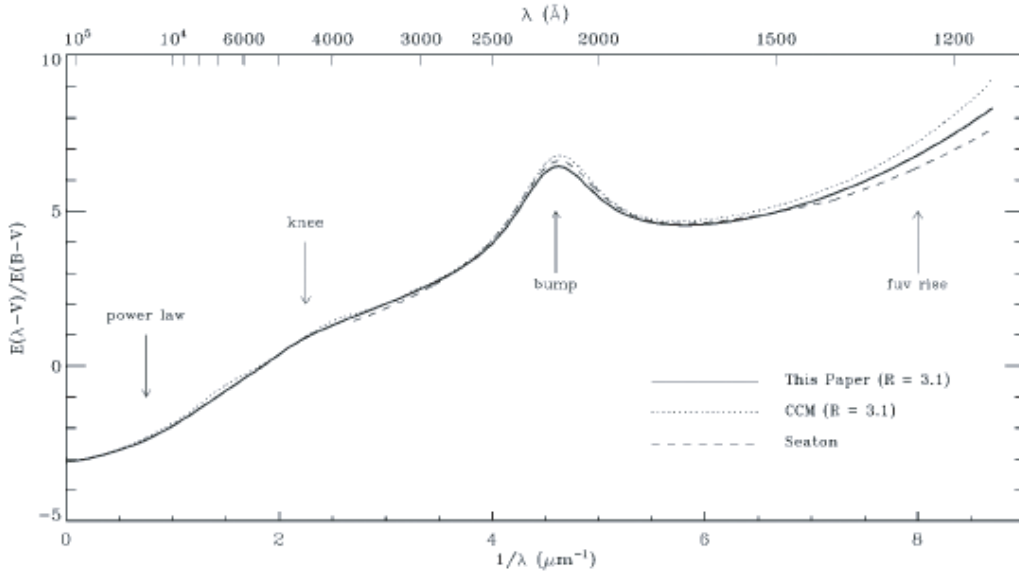


FIG. 2.1 – Courbes de l’extinction interstellaire normalisées, de l’IR lointain à l’UV (tiré de Fitzpatrick 1999). Les courbes en trait continu et en pointillés correspondent au cas $R=3.1$ obtenues par Fitzpatrick (1999) et Cardelli et al. (1989) respectivement. La courbe en tirets correspond à la courbe moyenne Galactique de Seaton (1979).

invariante (Fitzpatrick & Massa 1986), seules son amplitude et sa largeur dépendent de l’environnement observé. Ce « bump » peut être lié à la présence de petites particules carbonées (particulièrement graphitiques) (Stecher & Donn 1965; Stecher 1969; Draine 1989) ou des hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH) (Duley & Seahra 1998b). - au delà de $5 \mu\text{m}^{-1}$ (UV lointain) la remontée est non linéaire, ce qui peut s’expliquer par la présence de grains très petits devant la longueur d’onde ($a < 0.001 \mu\text{m}$).

Des mesures dans l’IR moyen (non visible sur la courbe) ont permis de mettre en évidence des bandes larges à 9.7 et $18 \mu\text{m}$, qui sont dues à l’absorption par des silicates (vibration d’élongation Si-O et de flexion O-Si-O). Demyk et al. (1999) ont montré que ces bandes observées en direction de nuages denses pouvaient provenir de la présence de pyroxènes amorphes et poreux ($\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$).

2.3.2 Diffusion

Les grains de poussière absorbent et émettent la lumière des étoiles mais peuvent également la diffuser. Ce phénomène est révélé par les nébuleuses par réflexion et par les halos des nuages moléculaires possédant des étoiles enfouies, mais s’observe également en direction de nuages interstellaires à hautes latitudes galactiques, qui diffusent la lumière des étoiles du plan galactique. La diffusion de la lumière par les grains est décrite par deux grandeurs physiques, que sont l’albédo (rapport entre la diffusion et l’extinction), et la fonction de phase (qui donne la distribution spatiale de la lumière diffusée). Ces deux paramètres donnent des informations sur les propriétés optiques

des grains, ainsi que sur leur taille.

2.3.3 Polarisation

La polarisation a été découverte en 1948 par Hilner et Hall. La lumière des étoiles est polarisée (polarisation faible de l'ordre de quelques pourcents) du fait de l'absorption de grains non sphériques sur les lignes de visées. En effet si les grains étaient sphériques, ils diffuseraient et absorberaient la lumière incidente sans privilégier une orientation particulière du champ autour de la direction de propagation, et la lumière ne serait donc pas polarisée. De plus le spectre de polarisation induit par les grains interstellaires a mis en évidence que non seulement des grains ont des formes allongées, mais aussi qu'ils sont alignés à cause de leur rotation sur eux-mêmes et de la présence du champ magnétique. De plus les grains responsables des pics de polarisation¹, auraient des tailles $a_{\max} \approx \lambda/2\pi \approx 0.1 \mu\text{m}$ dans le MIS. Un exemple de spectre de polarisation du nuage moléculaire Becklin-Neugebauer (BN) d'Orion est donné dans la figure 2.2. L'expérience Archeops a été la première à mettre en évidence la polarisation de l'émission submillimétrique de la poussière à grande échelle dans la Galaxie. L'étude de ces données le long du plan galactique a montré une nette polarisation (de l'ordre de 3 à 5%), parfois plus importante (> 10%) dans certains nuages denses. De nombreuses observations de la polarisation de l'émission submillimétrique de la poussière ont été effectuées, depuis les télescopes au sol (notamment SCUBA), mais sont restreintes aux régions les plus brillantes.

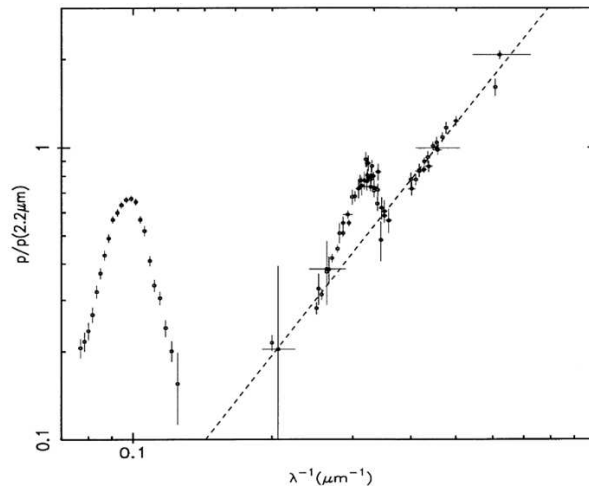


FIG. 2.2 – Spectre de polarisation du nuage moléculaire BN (d'après Martin & Whittet 1990a), obtenu par compilation de données (cf. Lee & Draine 1985).

¹ces pics de polarisation sont associés aux bandes d'absorption de la glace (3 μm) et du silicate (9.7 μm) (Whittet & Mathis 1992).

2.4 Connaissances de base sur l'émission submillimétrique des grains

2.4.1 Description générale

Afin de déterminer les propriétés physiques des grains interstellaires, il faut comprendre les processus d'absorption et d'émission du rayonnement électromagnétique par les grains de poussières. Nous allons considérer des grains sphériques de rayon a , uniformément distribués dans un nuage interstellaire (fig. 2.3). La densité de colonne

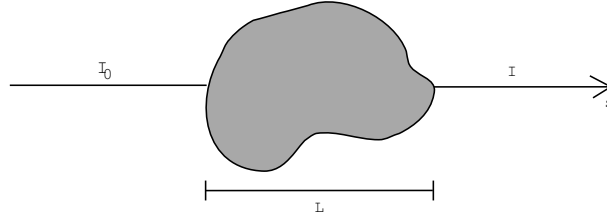


FIG. 2.3 – Schéma simplifié d'un nuage de poussières traversé par un rayonnement électromagnétique.

N est donnée par :

$$N = \int nds = nL \quad (2.5)$$

où n est la densité (considérée comme constante dans le nuage) et L la dimension du nuage le long de la ligne de visée. L'extinction d'une intensité spécifique I traversant le nuage sur une distance dL est :

$$\frac{dI}{I} = -nC_{ext}dL \quad (2.6)$$

où C_{ext} est la section efficace d'extinction. D'après la loi de Beer-Lambert on a :

$$I = I_0e^{-\tau} \quad (2.7)$$

avec $I_0 = I(L=0)$ l'intensité initiale du rayonnement, τ la profondeur optique de l'extinction ($\tau = \kappa \left(\frac{M_g L}{V} \right)$), V le volume du nuage, M_g la masse des grains et κ le coefficient d'absorption massique des grains en cm^2/g . On parle aussi d'extinction totale à la longueur d'onde λ telle que :

$$A_\lambda = -2.5 \log(I/I_0) = 1.086 \tau \quad (2.8)$$

Or la profondeur optique est définie par :

$$\tau = NC_{ext} \quad (2.9)$$

D'où, une autre manière de noter cette extinction totale est la suivante :

$$A_\lambda = 1.086 N \pi a^2 Q_{ext} \quad (2.10)$$

avec $Q_{ext} = C_{ext}/\pi a^2$. Dans le cas d'une distribution de taille de grains sphériques dans le nuage, la densité de grains compris entre a et $a+da$ est $n(a)da$. L'extinction devient alors :

$$A_\lambda = 1.086\pi \int_{a_{max}}^{a_{min}} a^2 Q_{ext}(a, \lambda) n(a) da \quad (2.11)$$

Par définition, l'efficacité d'extinction est la somme de deux termes, l'efficacité d'absorption et l'efficacité de diffusion :

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff} \quad (2.12)$$

En effet, la perte d'énergie due à la présence d'une particule dans le faisceau incident provient d'un phénomène de diffusion qui dévie les rayons lumineux, et d'un phénomène d'absorption à l'intérieur de la particule. Ces deux coefficients dépendent de deux paramètres :

- le paramètre x défini par : $x = 2\pi a/\lambda$, qui constitue le rapport de la taille « a » de la particule à la longueur d'onde incidente
- le paramètre m ou indice de réfraction complexe du grain : $m = n + ik$, et $m^2 = \epsilon$ (ϵ est la permittivité complexe de la particule étudiée, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$)

Le couple (n,k) représente les constantes optiques du matériau considéré :

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon'}{2}} \quad k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon'}{2}} \quad (2.13)$$

2.4.2 La théorie de Mie

La théorie de Mie traite de l'interaction de la lumière avec des particules sphériques, composées de matériau homogène et isotrope, et d'indice de réfraction quelconque. Elle s'intéresse essentiellement à l'interaction d'une onde plane électromagnétique incidente avec une sphère homogène et isotrope. L'onde plane est décrite à l'aide de son champ électrique et de son vecteur induction magnétique. La théorie de Mie permet de calculer les champs résultants à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère. Cette théorie fait cependant appel à des calculs lourds aboutissant à des expressions d'efficacité d'absorption, d'extinction et de diffusion de la forme :

$$Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{\pi a^2} \quad Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2} \quad Q_{diff} = \frac{C_{diff}}{\pi a^2} \quad (2.14)$$

avec C_{abs} , C_{ext} , C_{diff} , respectivement les sections efficaces d'absorption, d'extinction et de diffusion. Ces expressions peuvent alors être approximées quand la taille des grains sphériques est petite devant la longueur d'onde. Les nouvelles expressions des efficacités d'absorption et de diffusion des grains constituent la limite de Rayleigh, applicable pour $x \ll 1$ et $|m|x \ll 1$, et sont telles que :

$$Q_{abs} = 4x \operatorname{Im} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \right) \quad \text{et} \quad Q_{diff} = \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \right)^2 \quad (2.15)$$

avec ϵ_m la permittivité du milieu environnant (dans le cas du vide $\epsilon_m = 1$) et ϵ la permittivité de la particule étudiée. Dans le domaine spectral que nous étudions (qui vérifie

l'inégalité $2a \ll \lambda$) nous pouvons négliger l'efficacité de diffusion devant l'efficacité d'absorption, et d'après la loi de Kirchhoff nous obtenons : $Q_{\text{ext}} \cong Q_{\text{abs}}$.

2.4.3 Les modèles classiques d'interaction lumière - matière

Nous allons nous intéresser à deux modèles classiques d'interaction lumière - matière : le modèle de Lorentz et le modèle de Drude. Le modèle de Lorentz fait référence aux oscillations des électrons liés et ions dans la matière et s'applique donc aux matériaux isolants, alors que le modèle de Drude décrit la réponse des électrons libres dans les matériaux conducteurs et semi-conducteurs.

2.4.3.1 Modèle de Lorentz pour les matériaux diélectriques

Les matériaux solides isolants sont constitués d'ions et d'électrons liés qui sont idéalement dans une position d'équilibre. Cependant, l'apparition d'un champ électromagnétique sinusoïdal dans le solide lié à l'onde incidente fait osciller les électrons et les ions autour de leur position d'équilibre. Dans un tel modèle les ions et les électrons sont considérés comme des oscillateurs harmoniques qui représentent des modes d'excitation du solide (excitation de vibrations électroniques, moléculaires ou de réseau). Il s'agit d'une description classique des solides mais ce modèle décrit parfaitement l'interaction du rayonnement avec la matière pour des matériaux isolants. Dans ce modèle classique simple l'équation du mouvement d'un porteur de charge q , et de vitesse v est :

$$m \ddot{\vec{u}} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \dot{\vec{u}} - K \vec{u} \quad (2.16)$$

où (\vec{E}, \vec{B}) est le champ électromagnétique et \vec{u} est le vecteur déplacement par rapport à la position d'équilibre. Le milieu matériel exerce deux forces sur le système :

- une force d'amortissement visqueux $\frac{m}{\tau} \dot{\vec{u}}$ avec \vec{u} le vecteur vitesse et τ la durée de relaxation des vitesses
- une force de rappel (ou de raideur) $K \vec{u}$ où K est la constante de raideur définie par l'expression $\omega_0^2 = K/m$ dans laquelle ω_0 est la pulsation de l'oscillateur que forme la charge en mouvement autour de sa position d'équilibre.

Dans la suite on négligera les effets magnétiques devant les effets électriques.

Si le champ électrique est sinusoïdal, de pulsation ω , la solution de l'équation est telle que :

$$\vec{u} = \frac{q/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau} \vec{E} \quad (2.17)$$

Sur chaque oscillateur, le champ \vec{E} induit un moment dipolaire $\vec{p} = q \vec{u}$. Soit n_e le nombre de dipôles par unité de volume et soit \vec{P} le moment dipolaire par unité de volume :

$$\vec{P} = n_e \vec{p} = \frac{n_e q^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau)} \vec{E} \quad (2.18)$$

Si on introduit la pulsation plasma du milieu $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{m \epsilon_0}}$, qui est la pulsation propre de l'oscillation collective des charges libres, avec ϵ_0 la permittivité du vide, nous obtenons :

$$\vec{P} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau} \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.19)$$

χ est appelée susceptibilité diélectrique.

Par définition la permittivité diélectrique est telle que :

$$\epsilon = 1 + \chi = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (2.20)$$

Donc nous avons :

$$\epsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau} \quad (2.21)$$

Alors, nous pouvons en déduire :

$$\epsilon' = 1 + \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2} \quad \text{et} \quad \epsilon'' = \frac{\omega_p^2\omega/\tau}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2} \quad (2.22)$$

Ce modèle s'applique à tous types de charges liées, caractéristiques d'une réponse diélectrique, centrée sur la pulsation $\omega_0 \propto m^{-1/2}$ (m : masse réduite des constituants en vibration). Ainsi les électrons liés de masse très faible peuvent suivre jusqu'à de hautes fréquences les variations rapides du champ électrique. Leur pulsation électronique caractéristique est de l'ordre de 10^{16} rad/s ce qui correspond au domaine visible et UV. Les atomes du réseau ionique ont des masses de l'ordre de 10^3 à 10^4 fois supérieures à celle de l'électron. De ce fait leurs pulsations caractéristiques sont de l'ordre de 10^{13} à 10^{14} rad/s, et se situent dans le domaine IR moyen (typiquement entre 3 et 30 μm). Il est intéressant de remarquer que dans la limite des fréquences $\omega \ll \omega_0$, dans le domaine IR lointain / millimétrique, les expressions des permittivités diélectriques réelles et imaginaires se simplifient :

$$\epsilon' \rightarrow 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} = \text{cte} \quad \text{et} \quad \epsilon'' \rightarrow \frac{\omega_p^2}{\tau\omega_0^4} \omega \propto \lambda^{-1} \quad (2.23)$$

Seule la partie imaginaire des permittivités dépend alors de la longueur d'onde donc nous pouvons en déduire, d'après l'équation 2.15 que :

$$Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda^\beta} = \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.24)$$

où β est appelé indice spectral d'émissivité. Cette loi asymptotique dans le domaine IR lointain / millimétrique conduit à une valeur d'indice spectral $\beta = 2$.

2.4.3.2 Modèle de Drude pour les matériaux conducteurs et semi-conducteurs

Les porteurs de charge libres dans la matière apportent une contribution supplémentaire à la permittivité totale du milieu. Ces porteurs de charge libres sont les électrons de conduction. Les conducteurs présentent, en plus des modes d'excitation précédents, des modes d'excitation liés aux vibrations des électrons libres. Le modèle classique

correspondant est le modèle de Drude, qui reprend les équations de base du modèle de Lorentz mais en considérant que les charges libres ne sont soumises à aucune force de rappel ($K=0$). Nous obtenons ainsi :

$$\epsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 1/\tau^2} \quad \text{et} \quad \epsilon'' = \frac{\omega_p^2/\tau}{\omega(\omega^2 + 1/\tau^2)} \quad (2.25)$$

Dans le cas des métaux, une valeur typique de la pulsation plasma ω_p est 10^{15} rad/s et là encore, dans le domaine IR / millimétrique, le comportement du coefficient d'absorption est identique au modèle précédent, c'est-à-dire,

$$Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.26)$$

conduisant de nouveau à une valeur d'indice spectral d'émissivité $\beta = 2$. Cependant dans le cas de semi-conducteurs, la pulsation plasma est très inférieure à celle des métaux (de l'ordre de 10^{13} rad/s) mais avec un très large domaine de variations, ce qui implique qu'il est impossible de définir une seule valeur d'indice spectral dans le domaine considéré (submillimétrique). Ce modèle peut donc s'appliquer aux métaux ainsi qu'aux semi-conducteurs avec une conductivité élevée. Dans le MIS, il devrait s'appliquer au graphite et au fer métallique.

2.4.4 L'indice spectral : un paramètre clé

2.4.4.1 Cas des matériaux cristallins

Les modèles classiques de Lorentz et Drude décrivent bien les modes d'excitation des matériaux cristallins. A grandes longueurs d'onde nous avons vu que la dépendance du coefficient d'absorption est en λ^{-2} correspondant de ce fait à une valeur asymptotique de l'indice spectre égale à 2.

2.4.4.2 Cas des matériaux amorphes

Dans le cas des matériaux amorphes, la présence de défauts et d'impuretés a des conséquences sur les règles de sélection des modes de vibrations, qui ne sont plus forcément respectées. Donc le coefficient d'absorption est dans ce cas proportionnel à la densité d'états vibrationnels. Cette densité d'état pour un matériau amorphe peut être considérée comme similaire à celle d'un matériau cristallin car la densité d'état de vibration est gouvernée essentiellement par les interactions entre les plus proches voisins moléculaires. Dans le domaine des basses énergies (soit des grandes longueurs d'onde) la densité d'état de vibration est bien décrite par le modèle de Debye. Dans le cas d'un matériau à :

- trois dimensions, tel le silicate amorphe, la dépendance est en λ^{-2} (soit un indice spectral égal à 2)
- deux dimensions, tel le carbone amorphe qui présente une structure en feuillets, la dépendance est en λ^{-1} (soit un indice spectral égal à 1) (Koike et al. 1980)

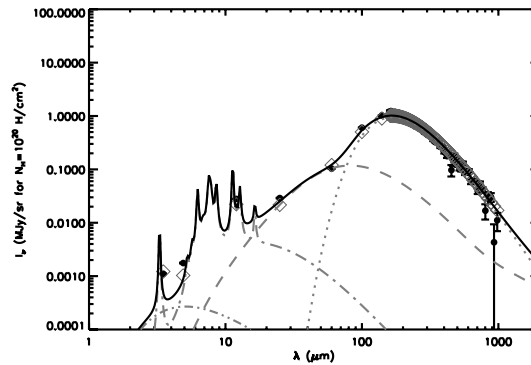


FIG. 2.4 – Spectre moyen du MIS diffus (Dwek et al. 1997), pour une densité de colonne $H I$ de $10^{20} H/cm^2$, ajusté par une nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990), en trait continu (BG en pointillés, VSG en tirets, PAH en tirets-pointillés, et un continuum infrarouge en double pointillés-tirets) (tiré de Bernard et al 2007).

Cependant, en l'absence d'informations dans le domaine IR lointain / millimétrique, il est généralement admis que l'émission des grains de poussière dans ce domaine de longueur d'onde est correctement décrite par les modèles classiques précédents, et est donc caractérisée par un indice spectral constant, égal à 2. Mais ces modèles sont indépendants de la température au premier ordre. Et l'apport de données récentes, aussi bien astrophysiques (voir section 3.1.1) qu'expérimentales, remet en cause la considération d'un indice spectral constant en longueur d'onde et non dépendant de la température, avec des valeurs pouvant être supérieures à 2, pour de faibles températures de grains.

2.5 Emission des poussières

L'apport de données récentes obtenues à l'aide des instruments à bords des satellites IRAS (Infrared Astronomical Satellite), COBE (Cosmic Background Explorer) mais aussi de la spectrométrie obtenue à partir du sol, de ballons ou de l'espace comme avec les expériences ISO (Infrared Space Observatory) ou PRONAOS (PROjet National d'Astronomie Submillimétrique), ont apporté de nouvelles connaissances quant à l'émission des poussières. Nous considérons aujourd'hui que la poussière interstellaire est constituée des trois composantes décrites dans le modèle de Désert (voir section 2.7.2) : les molécules d'hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH pour Polycyclic Aromatic Hydrocarbon), les très petits grains (VSG pour Very Small Grains) et les gros grains (BG pour Big Grains) (se reporter à la figure 2.4).

L'émission des BG est proche d'une loi de corps gris avec une température de l'ordre de 17.5 K, dans le voisinage solaire (Boulanger et al. 1996; Lagache et al. 1998), et dont le maximum d'émission est situé dans l'IR lointain (environ 140 μm). Cette température varie significativement d'une région à une autre (de moins de 10 K à plus de 100 K). Leur émission se situe essentiellement dans le domaine 100 μm - 1 mm.

T (K)	λ_{abs} (1250 Å)	λ_{abs} (2500 Å)	λ_{abs} (5000 Å)
402	231	137	80
662	129	78	41
1545	44	24	12

TAB. 2.2 – Nombre d’atomes d’un petit grain carboné porté à la température T après absorption d’un photon de longueur d’onde λ_{abs} .

Leur spectre d’émission est tel que :

$$I_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} B_{\nu}(T) \times N_H \quad (2.27)$$

où I_{λ} est l’intensité spécifique ou brillance (flux d’énergie par unité de longueur d’onde et d’angle solide), B_{ν} la fonction de Planck, T la température d’équilibre des grains, N_H la densité de colonne HI (nombre d’atomes d’hydrogène par unité de surface) et ϵ_{λ} l’émissivité des grains ($\epsilon_{\lambda} \propto Q_{\text{abs}}(\lambda)$) défini par :

$$\epsilon_{\lambda} = \left(\frac{\tau}{N_H} \right)_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \quad (2.28)$$

avec τ l’épaisseur optique et β l’indice spectral d’émissivité des grains (voir section 2.4.4).

La nature des très petits grains est mal contrainte à cause du manque d’observations dans le domaine de longueur d’onde (20 - 80 μm). Ils rayonnent hors équilibre thermique (Sellgren 1984). L’élévation de température à chaque absorption d’un photon UV dépend de la taille de la particule ainsi que de l’énergie du photon absorbé (voir table 2.2).

Les PAH comme les VSG sont chauffés par l’absorption de photons UV/visible. Les bandes d’émissions observées à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μm , appelées bandes aromatiques infrarouges (AIB pour Aromatic Infrared Bands) sont de nos jours généralement attribuées à des modes vibrationnels des PAH : mode d’étirement C-H (3.3 μm), mode d’étirement C-C (6.2 et 7.7 μm), mode de pliage dans le plan (8.6 μm) et hors du plan C-H (11.3 μm). Une autre bande d’émission a été observée à 12.7 μm , dans les données ISO, qui correspond également à un mode de pliage C-H hors plan.

2.6 Evolution générale des propriétés des grains dans des environnements denses

Les grains de poussières sont soumis à des processus physiques différents en fonction de l’environnement dans lequel ils se trouvent, et donc leurs propriétés peuvent varier suivant qu’ils sont dans un milieu dense ou diffus.

De nombreuses études ont mis en évidence des modifications des propriétés telles que la déplétion des espèces chimiques dans les milieux denses et froids, essentiellement CO (par exemple Caselli et al. 1999; Bacmann et al. 2002), correspondant à

une condensation des espèces gazeuses à la surface des grains, une nette variation de l'intensité relative dans les bandes IRAS (Boulanger et al. 1990, 1994) suivant le milieu, une décroissance du rapport I_{60}/I_{100} dans les régions denses (Laureijs et al. 1991, 1995; Abergel et al. 1994), une diminution de la température d'équilibre des gros grains (Bernard et al. 1999).

L'apparition de bandes d'absorption infrarouges (par exemple H_2O détectée par son mode d'élongation de O-H, constituant majoritaire des glaces), en direction des nuages denses, a amené à la conclusion que des manteaux de glace se forment à la surface des grains par condensation du gaz (Tielens & Allamandola 1987). Une chimie complexe s'établit alors à la surface des grains pouvant faire évoluer la composition des manteaux, vers celle du carbone amorphe par exemple (Van de Bult et al. 1985).

D'autres variations, telles que l'augmentation de la longueur d'onde du maximum de polarisation vers $0.5 \mu m$ des grains interstellaires (Vrba et al. 1984) dans le MIS dense, ainsi que l'augmentation de l'albédo proche IR dans les régions denses des nébuleuses par réflexion, ont été remarquées. Ces deux variations pourraient provenir d'une augmentation de la dimension des BG. Un des résultats importants est la variation de l'émissivité submillimétrique des grains, notamment un accroissement de l'émissivité dans les milieux denses d'un facteur de l'ordre de 3 - 4. Ce résultat provient des travaux effectués par Stepnik et al. (2001b, 2003), sur un filament du Taureau, à l'aide des données de l'expérience ballon PRONAOS (voir section 3.1.1), ainsi que par Bernard et al. (1999), sur un complexe moléculaire de Polaris.

2.6.1 Accrétion du gaz à la surface des grains

Au coeur des nuages denses, les poussières sont protégées du champ de rayonnement et peuvent atteindre des températures de l'ordre de 11 K. A de telles températures, les espèces gazeuses présentes (H, O, C et N) viennent s'accréter à la surface des grains, formant ainsi des manteaux de glace. Le processus d'accrétion du gaz sur les grains s'effectue par physisorption (liaisons de nature électrostatique, de type van der Waals par exemple) ou chimisorption (liaison chimique). Cependant dans les milieux denses et froids l'énergie nécessaire aux liaisons chimiques n'est pas disponible donc l'accrétion du gaz à la surface des grains se fait par physisorption. Le temps d'accrétion d'une espèce x à la surface du grain est telle que :

$$\tau_{accrétion} = (S_x \pi a^2 n_d v_x)^{-1} \quad (2.29)$$

où S_x est le coefficient de collage de l'espèce x sur le grain (proche de 1 dans les nuages moléculaires), v_x la vitesse relative de l'espèce x par rapport au grain, n_d la densité volumique du grain, et πa^2 la section efficace géométrique du grain. Les espèces chimiques qui ne se condensent pas à la surface des grains sont celles qui ont un coefficient de collage faible, telle la molécule H_2 . Dans les nuages denses ($n_d > 10^5 \text{ cm}^{-3}$) le temps d'accrétion des espèces est inférieur à 10^4 ans, soit inférieur au temps d'effondrement du nuage, qui est de l'ordre de 10^6 ans. Donc le processus d'accrétion du gaz sur les grains doit être envisagé dans les nuages moléculaires.

2.6.2 Déficit d'émission à 60 μm

Les régions internes de certains nuages moléculaires ont montré une forte diminution de l'émission à 60 μm , alors que leur périphérie semble avoir un comportement d'émission identique au milieu diffus moyen du milieu interstellaire (Laureijs et al. 1991). Il semblerait donc que le rapport I_{60}/I_{100} décroisse fortement des milieux diffus vers les milieux denses. Ce comportement est commun dans le complexe du Taureau (Abergel et al. 1994, 1995) où le déficit d'émission à cette même longueur d'onde est corrélé avec l'émission moléculaire. Hotzel et al. (2001) ont étudié le nuage moléculaire B217 du complexe du Taureau et ont également montré un fort déficit d'émission à 60 μm à l'aide des données IRAS à l'intérieur du nuage. Cette déficience à 60 μm peut être interprétée comme une diminution de l'abondance des VSG, devant celle des BG, dans les milieux denses. De plus, un déficit d'émission similaire a également été observé dans un cirrus moléculaire de Polaris à l'aide des données PRONAOS (Bernard et al. 1999), associé à une faible température des poussières (13 K).

2.6.3 Diminution de la température d'équilibre des BG

L'analyse des données COBE a mis en évidence une diminution de la température d'équilibre des BG à grande échelle dans les nuages denses. En effet la température moyenne des BG est de 17.5 K dans le milieu diffus (Boulanger et al. 1996) alors qu'elle est de l'ordre de 14.5 K dans les nuages moléculaires denses (Lagache et al. 1998). Des températures déduites dans le cirrus Polaris (Bernard et al. 1999) et en direction de certains filaments du complexe moléculaire du Taureau (Lagache et al. 1998) sont nettement plus faibles que la température du milieu diffus, mais aussi plus froides que celles prévues par la seule extinction du champ de rayonnement. Bernard et al. (1999); Stepnik et al. (2001b, 2003) ont pour la première fois attribué cette diminution de la température à un éventuel changement des propriétés des grains.

2.6.4 Excès d'émissivité submillimétrique dans les nuages moléculaires

Stepnik et al. (2001b, 2003) ont cherché à expliquer l'origine de la diminution d'abondance des VSG, ainsi que de la baisse de température d'équilibre des BG dans les milieux denses. Ils ont mesuré une température d'équilibre des BG de $16.8 \pm 0.7\text{K}$ à l'extérieur du filament du Taureau, et de $12_{-0.1}^{+0.2}\text{K}$ au centre du filament (considérant un indice spectral égal à 2 dans les deux cas) (voir fig. 2.5), à l'aide des données PRONAOS et IRAS. Dans un premier temps, ils ont essayé de reproduire les observations avec un modèle sans évolution de grains, soit un modèle comprenant les propriétés standard de la poussière, mais ils ont montré qu'un tel modèle ne pouvait pas reproduire les données. De plus, une modification du profil de densité du filament ainsi que du champ de rayonnement ne permettent pas non plus d'expliquer à la fois la forme et l'intensité des profils d'émission observés. Ils ont alors proposé un modèle avec évolution des grains, pour la partie dense du filament, c'est-à-dire considérant une diminution de l'abondance des VSG de 80 - 100%, ainsi qu'une augmentation de

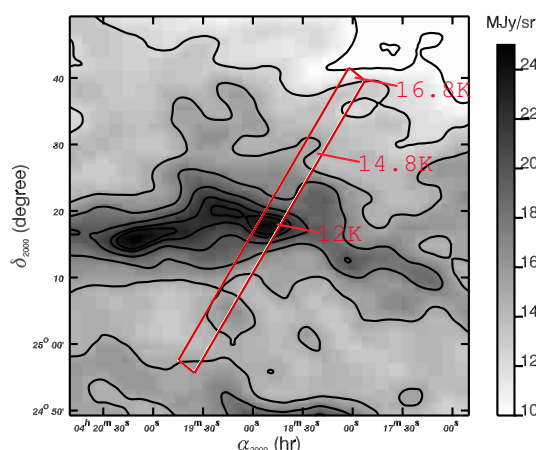


FIG. 2.5 – Carte du filament du Taureau obtenue avec les données IRAS à 100 μm (contours allant de 11 à 23 MJy/sr avec des pas de 2 MJy/sr). Le rectangle rouge correspond aux observations effectuées avec le télescope PRONAOS.

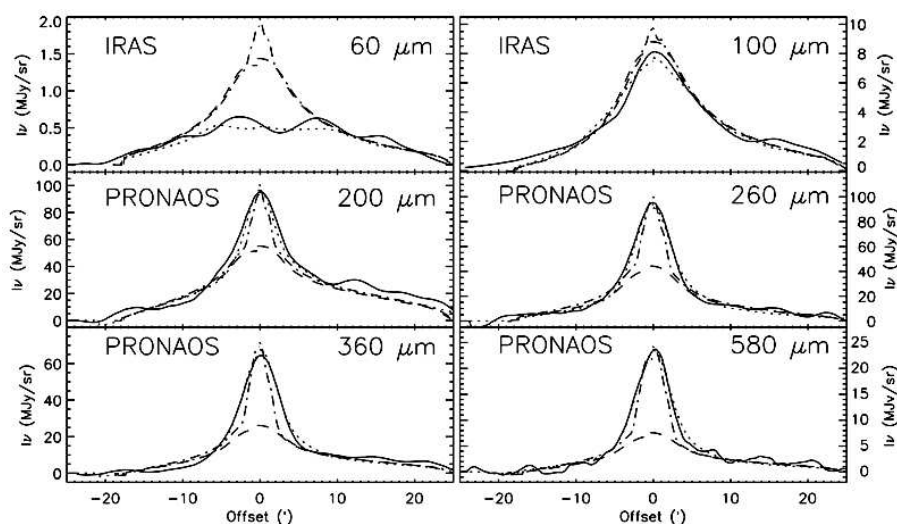


FIG. 2.6 – Profil de brillance du filament dense du complexe moléculaire du Taureau aux longueurs d'onde IRAS (60 et 100 μm) et PRONAOS. Le trait plein correspond aux données, les tirets à un modèle standard de poussière (sans évolution), les tirets-pointillés à un modèle avec augmentation de la valeur de A_V dans la partie centrale du filament, et les pointillés à un modèle avec évolution des grains.

l'émissivité des BG d'un facteur 3 - 4 (voir fig. 2.7). Le meilleur modèle obtenu met en évidence que les variations des propriétés des VSG et BG a lieu au même endroit, soit pour une extinction $A_V > 2.1 \pm 2.5$ mag et une densité supérieure à $n_H > 3 \pm 2$ H/cm³. Cambresy et al. (2001) ont également analysé l'émission du complexe de Polaris sur une échelle de $(20^{\circ})^2$ à l'aide des données COBE/DIRBE (présentées section 4.1.1.1). Ils ont décomposé l'émission en une composante chaude et une composante froide contrainte

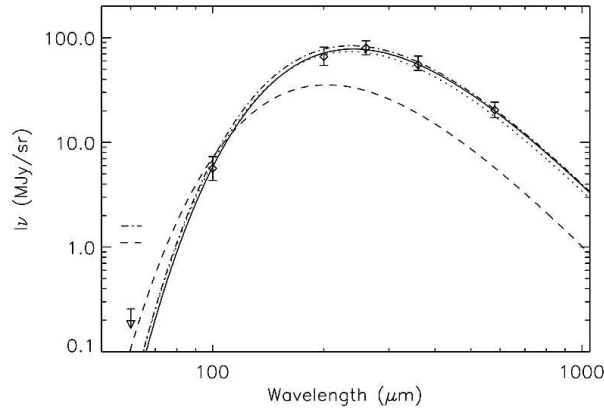


FIG. 2.7 – Spectre d’émission du filament dense du complexe moléculaire du Taureau. Les différentes courbes sont décrites dans la figure 2.6.

en utilisant le rapport I_{60}/I_{100} , puis ils ont déterminé la carte d’extinction visible de ce complexe. Cette carte d’extinction visible a été obtenue par comptage d’étoiles en bande V (Cambresy 1999). Ils ont alors calculé l’émissivité submillimétrique des BG dans chacune des composantes, normalisée à l’extinction visible. Ils ont obtenu une émissivité environ 4 fois plus grande dans la partie froide du complexe (celle présentant un défaut d’émission à $60 \mu\text{m}$), par rapport à la partie chaude.

2.6.5 Coagulation des grains

2.6.5.1 Etudes récentes

Certains phénomènes comme l’accroissement de l’albédo ou l’augmentation de la longueur d’onde du maximum de polarisation des grains dans les régions denses peuvent être expliqués par une augmentation de la dimension des grains. Deux scénarios sont proposés pour expliquer les observations : la formation de manteaux de glace et/ou l’agglomération des grains entre eux (Draine & Anderson 1985; Tielens 1989).

Cependant Stepnik et al. (2001b, 2003) ont démontré que la formation de manteaux de glace aussi bien sur les VSG que sur les BG, bien qu’ayant lieu dans les nuages moléculaires froids, ne permet pas d’expliquer l’évolution des propriétés optiques des grains observée.

En revanche le deuxième scénario concernant la coagulation des grains en agrégats poreux permet d’expliquer les phénomènes observés dans les environnements denses. Le tableau 2.3 montre les différents agrégats étudiés ainsi que leurs conséquences sur l’abondance des VSG, l’émissivité à $250 \mu\text{m}$ ainsi que la température d’équilibre des BG (Stepnik 2001a). Au vu de ce tableau, deux processus pourraient expliquer les observations : soit des agrégats mixtes de VSG sur des BG soit des agrégats comprenant des VSG et des BG. Des études en laboratoire ainsi que des simulations numériques ont montré que les grains ont tendance à coaguler, avec une dimension fractale égale à 1.8 - 2. Des exemples d’agrégats de dimensions fractales différentes sont présentés dans la figure 2.8. Pour obtenir une nette augmentation de l’émissivité dans le cas d’agrégats de

Coagulation	abondance des VSGs	ϵ_{250}	T
Observations	$\searrow \sim 80 - 100\%$	$\nearrow 300 - 400\%$	$\searrow 10 - 20\%$
VSGs sur VSGs	$\searrow 50 - 100\%$	$\searrow \sim 10\%$	$\searrow \sim 10\%$
VSGs sur 1 BG	$\searrow \sim 100\%$	$\nearrow 100 - 200\%$	$\searrow \sim 15\%$
BGs sur BGs	$\rightarrow \sim 0\%$	$\nearrow 20 - 400\%$	$\searrow 10 - 30\%$
VSGs sur BGs	$\searrow \sim 100\%$	$\nearrow 200 - 400\%$	$\searrow 10 - 20\%$

TAB. 2.3 – Différents processus de coagulation des grains ainsi que leurs effets sur l'abondance des VSG, l'émissivité à 250 μm et la température d'équilibre (tiré de Stepnik 2001a).

BG, la dimension fractale doit être inférieure à 1.2, ce qui est en désaccord avec la valeur préférentielle de 1.8 - 2. Donc, seuls des agrégats de VSG sur des BG semblent possible. Cependant il semblerait qu'il faille un nombre de BG coagulés au moins égal à 20, ainsi que 80 à 100 % des VSG présents dans le milieu. Le déficit d'émission à 60 μm dans

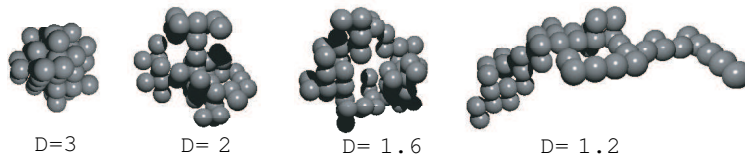


FIG. 2.8 – Agrégats constitués de 50 grains, de dimension fractale différente : 3, 2, 1.6 et 1.2.

les régions denses, dû à la coagulation des grains, s'explique physiquement par le fait qu'une grande majorité des VSG participe au processus d'agrégation et les VSG sont quasiment totalement accrétés sur le grain fractal, dans les régions internes du nuage. Les VSG sont alors connectés à un thermostat constitué par l'agrégat, leur température arrête donc de fluctuer et leur contribution dans l'IR moyen diminue fortement, expliquant la faible émission observée par IRAS à 60 μm . La coagulation des VSG sur les BG provoque également une augmentation supplémentaire de l'absorptivité IR des grains, absorbant et émettant de ce fait une plus grande quantité d'énergie, expliquant alors l'augmentation d'émissivité submillimétrique des grains. De plus l'augmentation de taille, due à la présence de VSG accrétés sur les BG entraîne une diminution de la température d'équilibre des BG, observée dans différents environnement denses.

2.6.6 Temps caractéristiques de coagulation

Des simulations numériques ont été effectuées afin de voir si le processus envisagé de coagulation des VSG sur des BG était efficace à l'échelle du temps de vie d'un nuage moléculaire. Ces calculs tiennent compte de 4 paramètres essentiels (Stepnik 2001a) :

- la densité du nuage moléculaire
- la vitesse turbulente du gaz

- la présence ou non de manteaux de glace
- la dimension fractale des agrégats

Les résultats ont montré que la durée de coagulation afin d'obtenir les agrégats nécessaires pour expliquer les observations est inférieure à la durée de vie du nuage (10^6 ans). Cependant pour qu'un tel processus soit efficace il faut nécessairement que les grains soient entourés d'un manteau de glace en leur surface.

2.7 Modèles de grains interstellaires

Je vais présenter rapidement les principaux modèles de grains qui ont été considérés jusqu'à aujourd'hui afin de rendre compte des données observationnelles, puis je m'intéresserai au modèle de Désert et al., 1990, utilisé dans cette thèse. Ces modèles considèrent essentiellement le champ de rayonnement ainsi que la distribution de taille des grains.

2.7.1 Principaux modèles

De nombreux modèles ont été proposés afin d'expliquer la courbe d'extinction, mais aussi le spectre d'émission des poussières pour certains. Les contraintes observationnelles ont permis de distinguer deux grands types de grains, qui se retrouvent dans la plupart des modèles :

- la poussière carbonée, comprenant des molécules de grande taille contenant des cycles aromatiques et des très petits grains, de taille nanométrique
- des gros grains silicatés, riche en oxygène, de taille submicronique

Certains modèles considèrent des manteaux de glace à la surface des grains, afin d'expliquer les propriétés des grains dans les environnements denses. La différence entre les modèles réside essentiellement dans la composition et la distribution de taille des grains.

2.7.1.1 Modèles silicate-graphite

Le modèle de Mathis et al. (1977) considère des grains de graphite et de silicate, sphériques et sans manteaux. La distribution de taille des grains suit une loi de puissance, avec des rayons de particules allant de 5 à 250 nm :

$$\frac{dn_i}{da} \propto A_i n_H a^{-3.5} \quad (2.30)$$

avec dn_i la densité numérique des grains de type i , dont le rayon est compris entre a et $a+da$, n_H la densité d'atomes d'hydrogène, et A_i une constante de normalisation. Cette distribution de taille s'appuie sur la physique de la fragmentation des grains suite à leurs collisions mutuelles. Ce modèle a été étendu, par Draine & Lee (1984), à un plus large domaine de longueur d'onde, afin de prédire l'émission des poussières dans le domaine IR moyen et lointain. Ce travail s'appuie sur l'étude des propriétés optiques des grains silicatés et graphitiques. Ils obtiennent ainsi des valeurs de la constante de normalisation pour le graphite et silicate qui sont telles que : $A_{\text{graphite}} = 10^{-25.13} \text{ cm}^{2.5}/\text{H}$ et $A_{\text{silicate}} = 10^{-25.11} \text{ cm}^{2.5}/\text{H}$. Les PAH n'étaient pas à ce moment là reconnus comme

un constituant de la poussière interstellaire. Une version récente de ces travaux est le modèle de Weingartner & Draine (2001a) après avoir ajouté des très petits grains carbonés (incluant des PAH). Ce modèle provient de l'étude de distributions de taille de grains silicatés et carbonés dans différentes régions de notre Galaxie, du Grand et du Petit Nuage de Magellan. Une distribution de taille comprenant des très petits grains carbonés est nécessaire afin de rendre compte de l'extinction dans l'UV lointain et de l'émission IR proche. Les variations de la distribution de taille des grains obtenues pour les environnements étudiés semblent indiquer que les petits grains coagulent avec les gros grains dans les régions denses.

2.7.1.2 Modèles composites

Un exemple de modèle composite est le modèle de Mathis & Whiffen (1989). Ce modèle suppose que les deux types de grains, silicatés et carbonés sont nécessairement mélangés dans les nuages moléculaires, sous forme d'agglomérats de graphite, de silicate et de carbone amorphe. Ils considèrent du vide ou des trous entre chaque particule constituant un même grain. De plus des petites particules de graphite sont nécessairement libres, représentant de ce fait une seconde population de grains, afin d'expliquer le « bump » à 2175 Å de la courbe d'extinction. Les PAH (ou molécules similaires) sont supposés être responsables des bandes d'émission dans l'IR proche. Dans ce modèle, la distribution de taille pour des rayons de particules s'étendant de 0.03 à 0.9 μm est telle que :

$$\frac{dn}{da} \sim a^{-3.7} \quad (2.31)$$

2.7.2 Le modèle de Désert et al. (1990)

Tout comme le modèle de Greenberg (1973), ou plus récemment le modèle de Li & Greenberg (1997), le modèle de Désert et al. (1990), prend en compte la présence éventuelle de manteaux réfractaires à la surface des grains silicatés. C'est ce qui le distingue essentiellement des modèles silicate-graphite. Ce modèle considère les trois composantes de grains suivantes : les PAH, les VSG et les BG.

- Les BG ($a \sim 100$ nm) absorbent l'émission UV et visible en provenance des étoiles, ce qui a pour effet de les chauffer. Ils se refroidissent par une émission thermique de photons IR. Ils restent en équilibre thermique avec le champ de rayonnement interstellaire. Ils sont essentiellement silicatés dans ce modèle, avec une couche carbonée en leur surface. Ils sont responsables de l'extinction en λ^{-1} dans le visible ainsi que de l'albédo des grains.

- Les VSG ($a \sim 10$ nm) quant à eux ne sont pas en équilibre thermique. En effet, l'absorption d'un seul photon UV ou visible par le grain apporte une énergie telle que la température s'élève brusquement, puis survient un refroidissement rapide, jusqu'à l'arrivée d'un nouveau photon (ou électron). Le grain subit donc des fluctuations importantes de sa température. Dans ce modèle ces grains sont composés de graphite, et sont responsables du « bump » d'extinction à 2175 Å. Ils expliquent l'émission IR moyenne (20 - 80 μm) et on suppose que leur spectre d'émission est de type continuum.

- Les PAH ($a \sim 1$ nm) sont des très petits grains ou grosses molécules contenant des cycles aromatiques hydrogénés. Ils sont porteurs des bandes d'hydrocarbures aromatiques intenses et du continuum d'émission sous ces bandes. Cette composante de grains connaît d'importantes fluctuations de température. Les propriétés moléculaires sont celles mesurées par Puget et al. (1985), Léger & D'Hendecourt (1985) et Léger et al. (1989).

Chacune de ses composantes est représentée par une distribution de taille de la forme :

$$n(a) \propto a^{-\alpha} \text{ pour } a \in [a_{\min}, a_{\max}] \quad (2.32)$$

avec $n(a)$ le nombre de grains par unité de volume, ayant un rayon compris entre a et $a + da$.

Le tableau 2.4 donne les principales caractéristiques du modèle. Les figures 2.9 et

Grains	$Y = m/m_H$	α	a_{\min}	a_{\max}	ρ	albédo
PAH	$4.3 \cdot 10^{-4}$	3	0.4 nm	1.2 nm	$2.4 \cdot 10^{-7} \text{ g.cm}^{-2}$	0
VSG	$4.7 \cdot 10^{-4}$	2.67	1.2 nm	15 nm	2.3 g.cm^{-3}	0
BG	$6.4 \cdot 10^{-3}$	2.9	15	110	3 g.cm^{-3}	0.61

TAB. 2.4 – Caractéristiques du modèle de Désert et al. (1990).

2.10 présentent les courbes d'extinction, l'albédo ainsi que le spectre d'émission des poussières du MIS diffus, obtenus par le modèle, en comparaison avec les contraintes observationnelles.

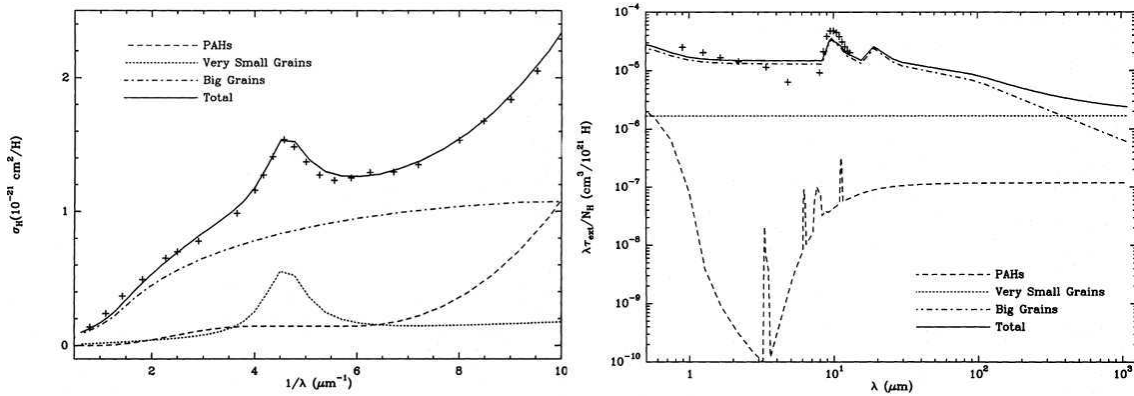


FIG. 2.9 – Courbes d'extinction du MIS diffus dans le visible et UV (graphe de gauche) et dans l'infrarouge (droite), obtenues avec le modèle de Désert et al. (1990).

La distribution de taille des particules est imposée de telle manière que $a_{\min}(\text{VSG}) = a_{\max}(\text{PAH})$ et $a_{\max}(\text{VSG}) = a_{\min}(\text{BG})$, afin de réduire le nombre de paramètres libres. Seuls les BG ont un albédo non nul, donc une section efficace de diffusion non nulle. La figure 2.10 présente l'émission et l'albédo des poussières obtenus avec le modèle.

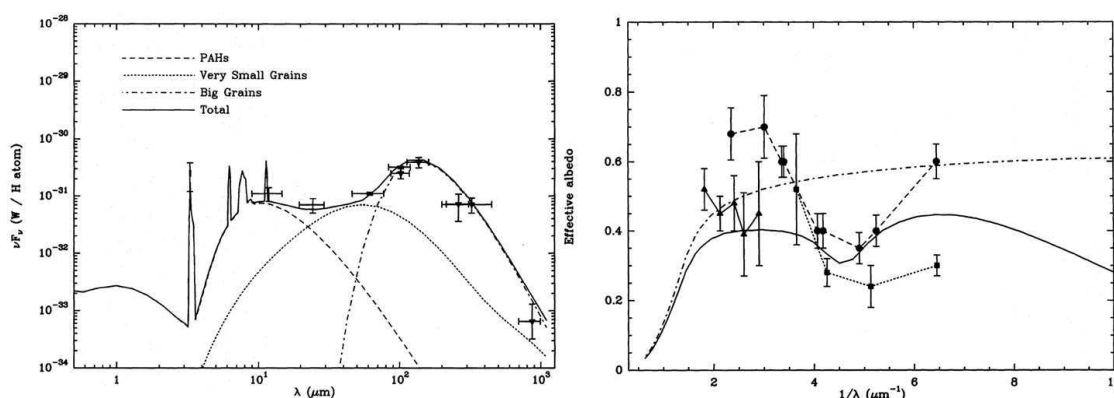


FIG. 2.10 – *A gauche : spectre d'émission des poussières du milieu diffus, obtenu avec le modèle de Désert et al. (1990). A droite : albédo moyen du MIS diffus déduit du modèle (trait continu). L'albédo des gros grains est représenté par la courbe en tirets-pontillés.*

2.8 Emissions au delà de 5 mm

A très grandes longueurs d'onde, l'émission n'est plus dominée par celle de la poussière mais plutôt par l'émission synchrotron et libre-libre. L'émission libre-libre est causée par la diffusion d'un électron sur un ion, et est également appelée rayonnement de freinage ou *Bremstrahlung*. Cette émission domine dans le domaine de longueur d'onde compris entre 3 et 30 mm (soit entre 10 et 100 GHz) et la pente de l'émission est en $\nu^{2.1}$. Les observations $H\alpha$ de l'ensemble du ciel par combinaison des données WHAM (pour « Wisconsin H-Alpha Mapper »), SHASSA (pour « Southern H-Alpha Sky Survey Atlas ») et VTSS (pour « Virginia Tech Spectral line Survey »), pour une résolution angulaire allant de $6'$ à 1° , servent de base à un modèle d'émission libre-libre à 30 GHz. Le modèle d'émission libre-libre peut ensuite être extrapolé à différentes longueurs d'onde (pour plus d'informations, se reporter à Dickinson et al. 2003). Cependant ce modèle d'émission libre-libre connaît des limitations notamment du fait que la température du gaz varie spatialement, une limitation angulaire également, une incertitude sur la calibration de la carte $H\alpha$ de l'ordre de 10%, ...

L'émission synchrotron correspond au rayonnement émis par des électrons relativistes accélérés dans des champs magnétiques, et provient essentiellement de deux types de sources (Bennett et al. 2003) :

- des électrons capturés dans le champ magnétique de restes de supernovae ($B \sim 75 \mu\text{m}$), qui contribuent à environ 10% de l'émission synchrotron totale
- des électrons des rayons cosmiques, répandus à travers toute la Galaxie, correspondant à la source principale de cette émission (soit 90% de l'émission synchrotron).

La carte de Haslam à 408 MHz sert de base à un modèle d'émission synchrotron. La température de brillance de l'émission synchrotron semble varier spatialement et spectralement en $\nu^{-\beta(r,\nu)}$ avec r la position sur le ciel. Une carte des variations de l'indice spectral β sur le ciel a été estimée à l'aide de cartes d'observations à 408, 1420 et 2326 MHz (Giardino et al. 2002). Cependant un net désaccord a été mis en évidence entre les données à 23 GHz obtenues par WMAP et la prédiction de l'émission synchro-

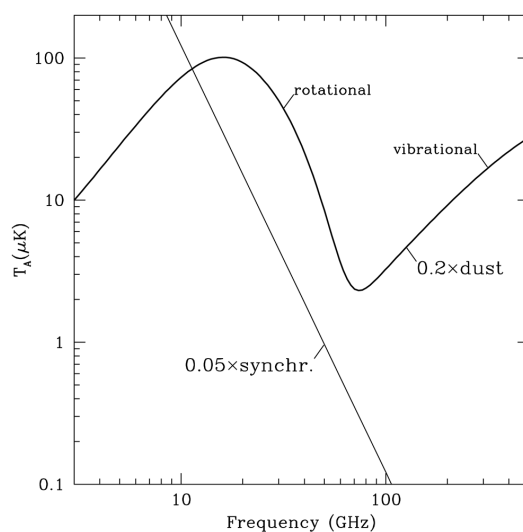


FIG. 2.11 – Différentes émissions d'avant-plan estimées sur une échelle de quelques degrés près du pôle nord céleste ($l=123^\circ$, $b=27.4^\circ$). L'émission thermique des gros grains est appelée ici émission vibrationnelle. On suppose une variation de 20% de la densité de colonne et de 5% de l'émission synchrotron. (Figure extraite de Draine & Lazarian 1998a).

tron à cette même fréquence. Soit la variation de l'indice spectral sur le ciel a été mal estimée (l'équipe WMAP a émis l'hypothèse d'un changement de la forme spectrale des hautes latitudes au plan galactique), soit il existe une autre composante attribuée par certains à l'émission de très petits grains en rotation. Draine & Lazarian (1998a) se sont intéressés à cette possibilité et ont calculé le spectre d'émission attendu pour des très petits grains et ont montré que cette émission pourrait être détectable dans le domaine 10 - 100 GHz, et ont avancé l'argument que cette émission avait déjà été détectée par Kogut et al. (1996); de Oliveira-Costa et al. (1997); Leitch et al. (1997). Pour le moment cette éventualité de petits grains en rotation est un sujet qui reste controversé.

2.9 Chimie à la surface des grains

Les grains de poussière sont à l'origine de la formation et de la destruction de nombreuses molécules, par des réactions chimiques à leur surface, dont la plus importante est la formation de H_2 .

Cette molécule ne peut pas se former en phase gazeuse car la réaction $H + H \rightarrow H_2 + h\nu$ (combinaison radiative) ne peut exister. En effet elle nécessite une désexcitation de la molécule qui ne peut se faire que par des transitions permises avec le niveau fondamental, ce qui n'est pas le cas de H_2 . Donc un autre processus est nécessaire pour expliquer la formation de la molécule H_2 , et l'éventualité serait que cette molécule se forme à la surface des grains. De plus, d'autres preuves pour expliquer la formation

de molécules sur les grains viennent s'ajouter : par exemple la présence de CO_2 dans les manteaux de glace des grains à l'intérieur des nuages moléculaires alors que cette molécule est peu abondante en phase gazeuse, permet de conforter cette hypothèse. En ce qui concerne les molécules deutérées telles HDO , HDCO , D_2CO , ..., présentes dans des nuages moléculaires chauds, nous savons que l'enrichissement en deutérium de molécules (par des réactions d'échange isotopique avec HD), ne peut se faire qu'à basse température. Or les grains de poussières sont (ou ont été à un moment de leur vie) à basse température, donc il est possible que de telles molécules se forment à la surface des grains.

2.9.1 Formation de H_2

La formation de H_2 sur les grains a été étudiée par Hollenbach & Salpeter (1971), puis Jura (1975). Cette molécule est formée par rencontre de deux atomes d'hydrogène collés sur le grain (voir fig. 2.12). L'évacuation de l'excès d'énergie accumulée lors de la formation s'effectue sous deux formes : à l'intérieur du grain sous forme de phonon, et sous forme d'excitation de la molécule. Le principe est relativement simple dans son ensemble mais le schéma détaillé d'un tel processus est très mal connu. Il semblerait que l'atome se déplace par petits bonds sur la surface du grain, pour aboutir à la formation d'une molécule lors de sa rencontre avec un autre atome. Pour qu'une molécule H_2 puisse se former il faut que l'atome se déplace très rapidement de manière à ne pas être évaporé, ce qui impose que la température du grain doit être inférieure à une température dite « critique » (T_{crit}). Cependant en dessous d'une température T'_{crit} , des molécules H_2 du gaz environnant bloquent les sites de formation des molécules. Ainsi d'après les travaux de Hollenbach & Salpeter (1971), H_2 ne peut se former que pour une température comprise entre 11 K et 13 K. Cette théorie n'est applicable que dans le cas d'une surface parfaite. Des études ont été effectuées dans le cas d'une surface plus réaliste comprenant des irrégularités. Le processus est plus complexe, et amène à des températures de formation de l'ordre de 25 K, donc compatibles avec celles observées dans le milieu interstellaire avec un champ de rayonnement pas trop élevé.

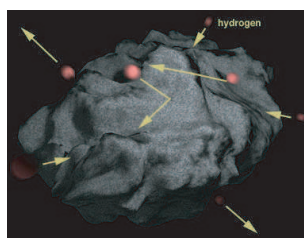
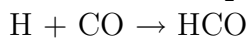
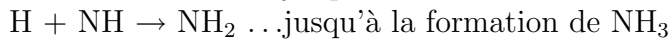
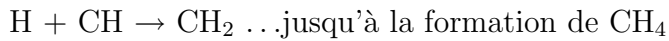
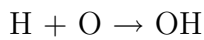
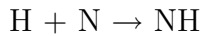
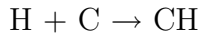


FIG. 2.12 – Simulation d'atomes d'hydrogène se collant au grain ([http : //flux.aps.org/meetings/YR99/CENT99/vpr/layec19-01.html](http://flux.aps.org/meetings/YR99/CENT99/vpr/layec19-01.html)).

2.9.2 Formation d'autres molécules

De nombreuses molécules peuvent être formées dans le manteau de glace des grains, ainsi qu'à la surface du grain, participant ainsi à d'autres réactions chimiques (mais limitées par la présence éventuelle d'une barrière d'activation) :



...

Tout comme l'accrétion de gaz à la surface des grains, les espèces chimiques peuvent se lier à la surface par chimisorption ou physisorption. Comme nous l'avons vu dans la section 2.6.1, dans des milieux denses et froids, le processus de liaison des espèces chimiques est la physisorption .

Les molécules formées peuvent retourner dans le milieu interstellaire :

- par évaporation (suite au chauffage du grain) ou destruction partielle ou totale du grain (par collisions grain-grain) dans le cas où les molécules se sont formées à l'intérieur du manteau

- par évaporation ou photo-désorption (excitation électronique de la molécule), sous l'action d'un photon UV, si les molécules formées se trouvent à la surface du grain.

Le processus d'évaporation thermique est efficace au voisinage d'étoiles jeunes chauffant le grain à des températures supérieures à 50 K, et la photo-désorption a plutôt lieu dans les régions diffuses, dans les bords des nuages ($A_V < 3$). Les rayons cosmiques peuvent également dissocier les molécules et éjecter des espèces, essentiellement dans les régions les plus denses.

Les espèces volatiles sont désorbées en premier, conduisant à la construction progressive d'un manteau contenant les espèces les plus réfractaires.

Deuxième partie

**Emission submillimétrique des
grains**

Chapitre 3

Modèles d'émission submillimétrique des grains

Il en est ici de tous les autres arts :
le modèle qui réussit le mieux en petit
souvent ne peut s'exécuter en grand.
George Louis Buffon

3.1	Des observations récentes dans le submillimétrique	50
3.1.1	PRONAOS	50
3.1.2	COBE : instrument FIRAS	52
3.1.3	La sonde WMAP	54
3.2	Modèle de Finkbeiner et al. (1999)	54
3.2.1	Présentation	54
3.2.2	Paramètres du modèle	57
3.3	Nouveau modèle de grains : DCD/TLS	57
3.3.1	Présentation	57
3.3.2	Absorption indépendante de la température due à une distribution désordonnée de charges : modèle DCD	58
3.3.3	Absorption dépendante de la température : modèle TLS	61
3.3.4	Paramètres libres du modèle	67
3.4	Comparaison modèle/observations	68
3.4.1	Spectre de la région atomique (HI)	68
3.4.2	Minimisation du χ^2	70
3.4.3	Résultats de la minimisation	71
3.4.4	Discussion	73
3.4.5	Spectres extragalactiques	74
3.4.6	Prédictions du modèle	75
3.4.7	Implications du modèle	78

Du fait d'un manque de données dans le domaine submillimétrique, les modèles de grains ont toujours supposé un indice spectral constant. Par la suite, afin de modéliser les données COBE (Cosmic Background Explorer) l'idée de deux composantes de grains a été mise en évidence. Cependant des données observationnelles et de laboratoire récentes ont montré que l'indice spectral varie non seulement en longueur d'onde mais également avec la température, ce qui nous a amené à reconsidérer les modèles utilisés à ce jour.

3.1 Des observations récentes dans le submillimétrique

3.1.1 PRONAOS

Afin de mesurer des flux dans le domaine submillimétrique, les astronomes ont conçu un télescope et son système de détection, embarqués sous un ballon stratosphérique. Le programme appelé PRONAOS (pour PROgramme National d'Astronomie Submillimétrique), a permis d'effectuer plusieurs vols, en 1992, 1994 et 1996. Il s'agissait d'un projet français (Serra et al. 2001; Ristorcelli et al. 1998; Lamarre et al. 1994) mené en collaboration par le CNES et différents laboratoires du CNRS. Ces mesures submil-



FIG. 3.1 – *Vue du télescope PRONAOS.*

limétriques ont permis de caractériser l'émission des gros grains, notamment par leur température d'équilibre ainsi que par leur indice spectral.

3.1.1.1 Caractéristiques principales de l'instrument

Cette expérience ballon était constituée entre autre d'un télescope (voir fig. 3.1) de 2 mètres de diamètre, de type Cassegrain, d'un poids de 248 kg, ainsi que de l'instrument focal SPM (Système Photométrique Multibande ou Spectro-Photomètre Multibande) qui était composé de quatre bolomètres refroidis à 0.3 K grâce à un système

cryogénique. Les quatre bolomètres ont réalisé des mesures dans les domaines spectraux 180 - 240, 240 - 340, 340 - 540, et 540 - 1200 μm . Les longueurs d'onde effectives pour chacune de ces bandes étaient de 200, 260, 360 et 580 μm . La résolution angulaire était de 2' dans les bandes 1 et 2, 2.5' dans la bande 3 et 3.5' dans la bande 4. Les étalonnages ont été effectués avec deux corps noirs internes. La précision relative de l'étalonnage était de 6% entre les bandes (ou 8% en absolu) (Pajot et al. 2006). Des détails concernant l'instrument sont donnés dans Ristorcelli et al. (1998).

3.1.1.2 Régions d'observation

Cette expérience a observé différentes phases du milieu interstellaire :

- des nuages diffus dans la région de Polaris (Bernard et al. 1999) et du Taureau (Stepnik et al. 2003)
- des régions de formation d'étoiles massives telles qu'Orion (Ristorcelli et al. 1998; Dupac et al. 2001), Messier 17 (Dupac et al. 2002), Cygnus B et GH2O 092.67+03
- des régions de formations stellaire de faible masse comme ρ -Ophiuchi
- la galaxie externe NGC 891 (Dupac et al. 2003)

3.1.1.3 Procédure d'ajustement

Afin de pouvoir étudier les spectres d'émission des différentes sources, la résolution angulaire des cartes dans chaque bande a été dégradée à 3.5', afin de comparer des flux à la même résolution. Le spectre d'émission a été ajusté par une loi de corps noir modifié :

$$I_\nu(\lambda) = CB_\nu(T)\lambda^{-\beta} \quad (3.1)$$

où C est une constante, T la température des grains, β l'indice spectral et B_ν la fonction de Planck. Le meilleur ajustement des paramètres C, T et β a été réalisé en utilisant la méthode des moindres carrés.

Pour certaines régions du ciel il a fallu prendre en compte la valeur à 100 μm obtenue avec IRAS, afin de pouvoir déterminer la température, déduite de la forme spectrale.

3.1.1.4 Synthèse

L'analyse des données PRONAOS a mis en évidence une nette anti-corrélation de type hyperbolique, entre l'indice spectral du spectre d'émission et la température des grains (cf. fig. 3.2). Ce principal résultat a été obtenu en ne prenant seulement en compte que les pixels totalement indépendants (3.5' de côté) pour lesquels les erreurs relatives sur la température et l'indice spectral sont inférieures à 20%, et concernant des flux supérieurs à 10 MJy/sr. Cette anti-corrélation est de la forme :

$$\beta = \frac{1}{0.4 + 0.008T} \quad (3.2)$$

soit une fonction de type hyperbolique (Dupac et al. 2003). Ainsi, on obtient des valeurs d'indice spectral β comprises entre 1.6 et 2.4 pour des régions froides (11 K - 20

K) et des valeurs plus basses, comprises entre 0.8 et 1.6 pour des régions chaudes (35 K - 80 K). Plusieurs hypothèses ont été envisagées, qui pourraient a priori permettre

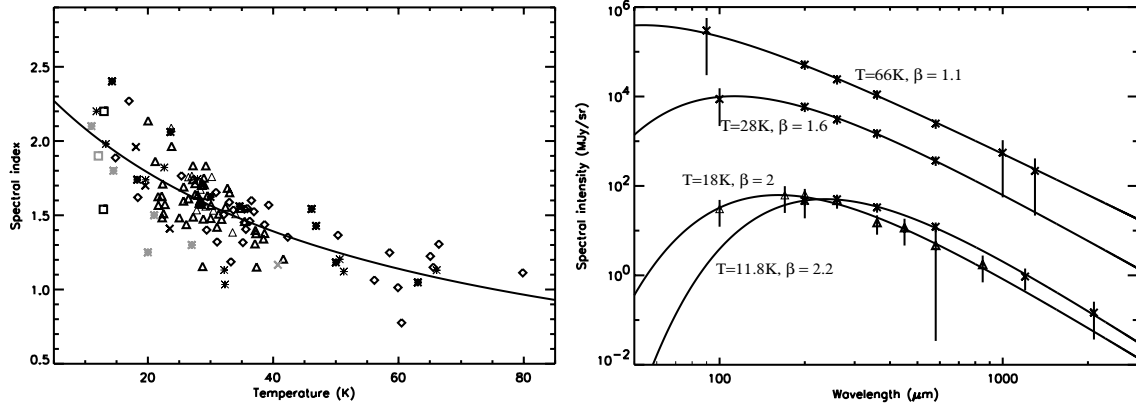


FIG. 3.2 – *Figure de gauche : indice spectral en fonction de la température pour Orion (astérisques noirs), M17 (losanges), Cygnus (triangles), ρ -Ophiuchi (astérisques gris), Polaris (carrés noirs), Taureau (carrés gris), NCS (croix grises) et NGC 91 (croix noires) - Figure de droite : différents spectres indiquant la température et l'indice spectral (croix : données de nuages moléculaires d'Orion), triangles : données de la région sud-ouest de NGC91). Les lignes en trait continu représentent une loi de corps noir. (Figures extraites de Dupac et al., 2003).*

d'expliquer ces observations :

- la taille des grains pourrait augmenter dans les environnements denses
- la composition chimique des grains pourrait varier suivant l'environnement
- l'effet pourrait être dû à la superposition de plusieurs températures sur la même ligne de visée.

Néanmoins, aucune de ces explications ne permet d'expliquer les observations de façon satisfaisante (Dupac et al. 2003). On est donc amené à invoquer l'existence de processus liés à la nature intrinsèque des grains. C'est cette dernière hypothèse qui a donné lieu à la mise en place de notre modèle d'émission submillimétrique des grains (voir section 3.3).

3.1.2 COBE : instrument FIRAS

COBE était un satellite développé par la NASA, dont l'objectif était de mesurer le fond de rayonnement cosmologique. Lancé en 1989, il était constitué de trois instruments :

- FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer) qui a couvert la gamme de longueur d'onde allant de 0.1 à 10 mm (30 - 3000 GHz).
- DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) qui a observé à dix longueurs d'ondes entre 1 μm et 240 μm (1.2 - 300GHz).

- DMR (Differential Microwave Radiometer) qui a travaillé sur trois fréquences : 31, 53 et 90 GHz (9.7, 5.7 et 3.3 mm)

3.1.2.1 Présentation de l'instrument

FIRAS était un interféromètre de Michelson polarisant, qui a opéré différemment avec un corps noir interne de référence et calibré par un corps noir externe. Sa résolution spectrale était d'environ 20 GHz, pour une résolution angulaire de 7° . Durant sa période d'observation (novembre 1989 à septembre 1990) cet instrument a couvert 95% du ciel. FIRAS a ainsi mesuré le spectre d'émission des poussières dans le domaine IR et millimétrique (cf. fig. 3.3).

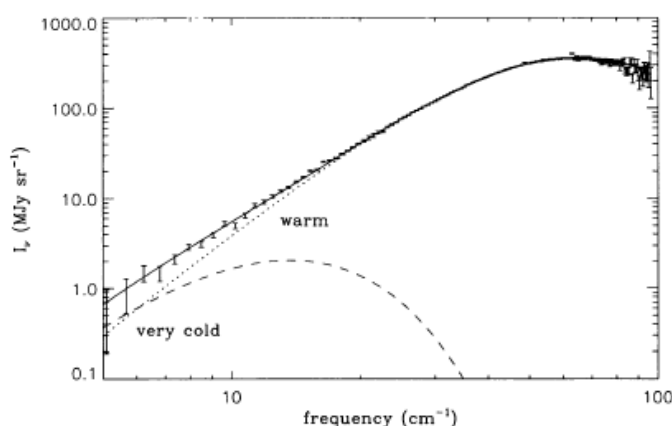


FIG. 3.3 – Spectre galactique obtenu par FIRAS, de la région $l = 45^\circ$, $b < 3^\circ$, décomposé en une composante chaude et une très froide (Reach et al. 1995).

3.1.2.2 Interprétation des données

L'émission moyenne des poussières à hautes latitudes galactiques b montre une température d'équilibre des grains de 17.5 K (Boulanger et al. 1996), en supposant un indice spectral égal à 2. En revanche, l'analyse des données le long du plan galactique met en évidence un comportement spectral inattendu, un excès d'émission millimétrique. En effet le spectre d'émission présente un aplatissement significatif. Ce résultat est en contradiction avec les résultats de Boulanger et al. (1996), qui considéraient un $\beta = 2$ dans le milieu interstellaire diffus. Cet excès millimétrique pourrait s'expliquer par la présence de grains de poussière très froids (5 - 7 K) (Reach et al. 1995), même si l'origine de poussière aussi froide n'a jamais été expliquée. En effet cela impliquerait de la poussière protégée du champ de rayonnement interstellaire. Cependant, FIRAS est limité en résolution angulaire (7°), ce qui restreint l'interprétation physique. En effet, à une telle résolution les variations spatiales sont lissées et ne permettent pas une analyse fine des structures. Un modèle lié à l'existence de 2 composantes de grains a été établi par Finkbeiner et al. (1999) (voir section 3.2) afin

d'expliquer les observations : une composante de grain carbonée avec une température d'équilibre de 16 K et une autre, plus froide, silicatée, aux alentours de 9.5 K. Mais ce modèle reste avant tout phénoménologique, et peu d'arguments ont été proposés pour appuyer l'idée d'un tel modèle.

3.1.3 La sonde WMAP

WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) était une mission dont l'objectif était de faire des mesures sur tout le ciel dans le domaine des micro-ondes afin d'extraire des informations sur les fluctuations du CMB (Cosmic Microwave Background), avec une résolution minimale de 13'. WMAP a travaillé dans cinq bandes photométriques : 13 mm (23 GHz), 9.1 mm (33 GHz), 7.3 mm (41 GHz), 4.9 mm (61 GHz) and 3.2 mm (94 GHz).

Ces données sont très importantes car la résolution angulaire de WMAP est actuellement bien meilleure que toutes les expériences effectuées jusque-là concernant la mesure du CMB (35 fois supérieure à celle de COBE).

3.2 Modèle de Finkbeiner et al. (1999)

Le modèle actuel de référence d'émission des BG est celui de Finkbeiner et al. (1999) (section 3.2). Ce modèle considère que les propriétés en absorption / émission dans le domaine de l'IR lointain / millimétrique correspondent à un comportement asymptotique aux grandes longueurs d'onde de résonances situées dans l'IR moyen. L'émission est alors parfaitement décrite par un indice spectral indépendant de la longueur d'onde dans ce domaine, mais également indépendant de la température. L'ajustement de ce modèle aux données FIRAS nécessitait l'introduction d'une deuxième composante de poussière, froide, pour expliquer l'excès millimétrique, mis en évidence lors de l'étude de ces données. Les valeurs numériques des indices spectraux de chacune des composantes résultent d'un ajustement aux données.

3.2.1 Présentation

Des mesures récentes faites en laboratoire suggèrent que l'universalité de l'émission des BG en ν^2 est une simplification. En effet des espèces différentes de grains ont des lois d'émission différentes.

Un modèle à plusieurs composantes a été établi par Pollack et al. (1994), basé sur des mesures en laboratoire, des observations de nuages moléculaires et des ajustements de modèles d'enveloppes autour d'étoiles jeunes, où les grains ont des températures d'environ 100 K. Leur modèle prédit une loi en $\nu^{2.6}$ pour $\nu \geq 500$ GHz, soit $\lambda < 600$ μm (dûe à la domination des espèces carbonées) et une loi en $\nu^{1.5}$ aux basses fréquences (due aux silicates).

Finkbeiner et al. (1999) ont également envisagé un mélange de population de grains afin d'expliquer les observations faites avec l'instrument FIRAS. Les considérations simples utilisées s'appliquent uniquement pour des gros grains ($a > 0.01$ μm), en

équilibre thermique avec le champ de rayonnement local. Ce modèle ne prend pas en compte l'émission des très petits grains, négligeable dans les bandes de fréquences de FIRAS (30 GHz - 3000 GHz soit 100 μm - 10 mm). Ils ont en effet établi une série de modèles à une ou deux composantes de grains (voir tableau 3.1), avec différentes lois de puissance. Le premier modèle proposé, incluant deux composantes, est en tous points similaire au modèle de Pollack et al. (1994), avec $\langle T_1 \rangle = \langle T_2 \rangle = 17.0 \text{ K}$, pour $\beta_1 = 1.5$ et $\beta_2 = 2.6$. De tous les modèles envisagés par Finkbeiner et al. (1999), les valeurs obtenues afin de reproduire au mieux les observations sont : $\beta_1 = 1.67$ (composante de silicate amorphe) et $\beta_2 = 2.7$ (composante carbonée) avec $T_1 = 0.352 T_2^{1.18}$ (modèle 8 du tableau 3.1). Ce modèle sera par la suite appelé modèle FDS.

Le flux déduit de ce modèle, pour la position p sur le ciel, à la fréquence ν , et pour la composante k est donné par l'équation :

$$I_{p,\nu} = \frac{\sum_k f_k Q_k(\nu) B_\nu(T_{pk})}{\sum_k Q_k(\nu_0) B_{\nu_0}(T_{pk}) K_{100}(\alpha_k, T_{pk})} I_{p,100} \quad (3.3)$$

avec f_k le facteur de normalisation pour la composante k ($\sum_k f_k = 1$), T_{pk} la température de la composante k pour le pixel p , K_{100} le facteur de correction de couleur DIRBE, $I_{p,100}$ le flux du modèle à 100 μm dans le filtre DIRBE, $Q_k(\nu)$ l'efficacité d'émission (rapport de la section efficace d'émission sur la section efficace du grain) à la fréquence ν pour la composante k , $B_\nu(T_{pk})$ la fonction de Planck à la température T_{pk} , et α_k l'indice d'émissivité.

Finkbeiner et al. (1999) proposent une relation générale entre les températures de chacune des composantes de grains, dont la démonstration est donnée dans ce qui suit. L'opacité d'émission (surface effective par unité de masse) est donnée par une loi de puissance :

$$\kappa^{em}(\nu) = \kappa^{em}(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_k} \quad (3.4)$$

où ν_0 est une fréquence de référence. En considérant que l'ISRF a un spectre constant sur le ciel et varie seulement en intensité, on définit l'opacité d'absorption effective :

$$\kappa_k^* = \frac{\int_0^\infty \kappa_k^{abs}(\nu) I_{ISRF}(\nu) d\nu}{\int_0^\infty I_{ISRF}(\nu) d\nu} \quad (3.5)$$

où I_{ISRF} représente l'intensité moyennée sur les angles de l'ISRF. Les puissances totales absorbées et émises, par unité de masse, pour l'espèce k sont respectivement :

$$U_k^{abs} = \kappa_k^* \int_0^\infty I_{ISRF}(\nu) d\nu \quad U_k^{em} = \int_0^\infty \kappa_k^{em}(\nu) B_\nu(T_k) d\nu \quad (3.6)$$

Or, chaque espèce de grain est en équilibre thermique avec l'ISRF, soit $U_k^{abs} = U_k^{em}$, donc les énergies de chaque espèce sont telles que :

$$\frac{1}{\kappa_i^*} \int_0^\infty \kappa_i^{em}(\nu) B_\nu(T_i) d\nu = \frac{1}{\kappa_j^*} \int_0^\infty \kappa_j^{em}(\nu) B_\nu(T_j) d\nu \quad (3.7)$$

D'après l'équation 3.4, nous obtenons une relation entre les deux températures :

$$T_i^{4+\alpha_i} = \frac{q_j Z(\alpha_j)}{q_i Z(\alpha_i)} \left(\frac{h\nu_0}{k_B}\right)^{\alpha_i-\alpha_j} T_j^{4+\alpha_j} \quad (3.8)$$

Numéro	Modèle	α_1	α_2	f_1	q_1/q_2	$\langle T_1 \rangle$	$\langle T_2 \rangle$	P_1/P_2	χ^2	χ^2_{reduit}
1	1 composante : $\nu^{1.5}$	1.5	...	1.0	1.0	20.0	24943	204
2	1 composante : $\nu^{1.7}$	1.7	...	1.0	1.0	19.2	8935	73
3	1 composante : $\nu^{2.0}$	2.0	...	1.0	1.0	18.1	3801	31
4	1 composante : $\nu^{2.2}$	2.2	...	1.0	1.0	17.4	9587	79
5	Pollack et al. (1994)	1.5	2.6	0.25	0.61	17.0	17.0	0.33	1866	15.3
6	2 composantes en ν^2	2.0	2.0	0.00261	2480	4.9	18.1	0.0026	1241	10.3
7	2 composantes : f, q	1.5	2.6	0.0309	11.2	9.6	16.4	0.0319	244	2.03
8	2 composantes : f, q, α_1, α_2	1.67	2.70	0.0363	13.0	9.4	16.2	0.0377	219	1.85

TAB. 3.1 – Modèles décrits par α_1 (indice spectral de la composante 1), α_2 (indice spectral de la composante 2), f_1 (facteur de normalisation pour la composante 1), et q_1/q_2 (avec q_1 et q_2 le rapport des opacités IR/optique pour la composante 1 et 2 respectivement) (tiré de Finkbeiner et al., 1999). Les températures moyennes $\langle T_1 \rangle$ et $\langle T_2 \rangle$ ont été calculées à partir du rapport I_{100}/I_{240} à hautes latitudes. Le rapport P_1/P_2 correspond au rapport de la puissance émise par chacune des composantes.

avec $Z(\alpha) \equiv \int_0^\infty \frac{x^{3+\alpha}}{e^x-1} dx$ et $q = \kappa^{\text{em}}(\nu_0)/\kappa^*$ (plus simplement ce facteur q correspond au rapport des opacités IR/optique : $q = \frac{\kappa_{100}}{\kappa_{\text{visible}}}$).

3.2.2 Paramètres du modèle

Chaque composante de poussière est décrite par trois paramètres globaux (f_k , q_k , α_k) et un paramètre qui varie suivant la position sur le ciel, $T_k(x)$.

Ce modèle de poussière considère un certain nombre de paramètres libres : α_1 , α_2 (pour la composante froide et chaude), f_1 ou f_2 (car $\sum f_k = 1$), et le rapport q_1/q_2 , soit quatre paramètres auxquels il faut ajouter la température de l'une des deux composantes (les deux températures étant liées entre elles, voir équation 3.8), $T_{1\text{ ou }2}$, fonction de la position sur le ciel. Ce modèle dépend donc de cinq paramètres libres.

3.3 Nouveau modèle de grains : DCD/TLS

L'anti-corrélation indice spectral / température révélée par PRONAOS laisse penser que les propriétés optiques des grains varient avec la température. En effet, l'interprétation de l'anti-corrélation observée en terme de deux composantes de grains de températures différentes sur la ligne de visée nécessite une composante froide très importante qui n'a jamais été observée indépendamment. Par ailleurs, de nouvelles données expérimentales montrent que les propriétés optiques d'analogues de grains interstellaires peuvent varier fortement avec la température dans ce domaine de longueur d'onde. Nous avons donc développé un nouveau modèle physique d'émission des grains amorphes. Si la composition exacte des grains sur la ligne de visée est inconnue et reflète sûrement une grande variété d'espèces différentes silicatées, en revanche la caractéristique fortement amorphe de ces grains semble bien établie. Ainsi le modèle physique d'émission des grains doit-il rendre compte de propriétés très générales caractéristiques de l'état amorphe, plutôt que de ne s'appliquer qu'à des matériaux de natures précises.

3.3.1 Présentation

Dans le milieu interstellaire, les données en extinction montrent l'existence de bandes d'absorption vers 10 et 20 μm qui indiquent que les grains de poussière contiennent des silicates du fait de la position de leurs raies d'absorption, mais que ces silicates sont amorphes à cause d'un certain élargissement de ces raies. Suivant l'analyse de Bosch (1977), deux modèles physiques complémentaires issus de la physique du solide appliquée à l'état amorphe doivent être pris en compte. Le premier modèle considéré est un modèle classique. Une méthode pour déduire les propriétés spécifiques de l'état amorphe consiste à considérer d'abord un réseau cristallin parfait, et d'y introduire une dose variable de désordre en terme de variation aléatoire de charges, ou de constantes de forces, ou de masses au sein du réseau initial. Le modèle DCD (pour « Disordered Charge Distribution »), initialement proposé par Schlomann (1964) dans sa forme

la plus aboutie, décrit l'excitation de vibrations acoustiques due à l'interaction entre une onde électromagnétique et un tel réseau désordonné en terme de charge. Le modèle DCD donne une émission indépendante de la température, qui permet de rendre compte dans le domaine des grandes longueurs d'onde de fortes valeurs d'indice spectral.

Dans le second modèle, une telle distribution aléatoire de charges peut résulter partiellement de l'existence de lacunes inévitables au sein d'un réseau fortement désordonné. Des ions peuvent se retrouver localisés dans les puits de potentiel correspondant à ces lacunes, l'énergie thermique n'étant pas suffisante pour leur permettre d'en échapper. Cependant, dans cet état désordonné (par opposition à l'état cristallin) certaines configurations peuvent conduire à l'existence de double ou multiples puits de potentiel entre lesquels un atome ou groupe d'atomes peuvent migrer par effet tunnel ou par activation thermique. Le modèle le plus simple pour représenter ces processus est le modèle TLS (pour « Two Level System »), décrit simultanément par Phillips (1972) et Anderson et al. (1972). Ce modèle a été introduit initialement pour rendre compte de propriétés thermiques et optiques particulières des amorphes à basse température. Il conduit à une émission fortement dépendante de la température.

Les modèles DCD et TLS s'appliquent aux matériaux amorphes de façon très générale, sans signature d'une liaison chimique particulière. Ces processus dominent probablement l'émission de la composante BG des poussières dans le MIS. Ces modèles conduisent à un indice spectral qui ne peut plus être considéré comme constant sur tout le domaine de l'IR lointain au millimétrique. A l'aide de ces deux modèles DCD et TLS, nous proposons un modèle d'émission des grains amorphes dans ce domaine spectral (Mény et al. 2007).

3.3.2 Absorption indépendante de la température due à une distribution désordonnée de charges : modèle DCD

L'étude de l'interaction entre une onde électromagnétique et un réseau désordonné de charges a d'abord été effectuée par Vinogradov (1960). Dans cette étude, la distribution de charges dévie par rapport à la périodicité parfaite attendue dans un cristal. Vinogradov (1960) part de l'hypothèse qu'aucune corrélation n'existe entre les déviations de charges à différents noeuds du réseau cristallin. Schlomann (1964) généralise cette étude en considérant que les déviations de charges ont tendance à se compenser les unes avec les autres. Schlomann (1964) écrit la distribution de charge q^n , n référant au $n^{\text{ème}}$ ion dans le réseau, sous la forme :

$$q^n = q_0^n + q_1^n \quad (3.9)$$

avec q_0^n la charge moyenne et q_1^n la déviation par rapport à cette charge moyenne. La fonction de corrélation F^m s'écrit de manière identique :

$$F^m = F_0^m + F_1^m \quad (3.10)$$

avec

$$F_0^m = \frac{1}{N} \sum_n q_0^{m+n} q_0^n \quad \text{et} \quad F_1^m = \frac{1}{N} \sum_n q_1^{m+n} q_1^n \quad (3.11)$$

Dans ce cas, une non-corrélation des déviations de charges s'écrirait $F_1 = \langle q_1^2 \rangle$ pour $m=0$, et $F_1^m = 0$ pour $m \neq 0$, où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur l'ensemble des déviations de charges.

Schlomann (1964) part de l'hypothèse raisonnable que la fonction de corrélation F_1^m décroît exponentiellement avec la distance r :

$$F_1^m = \langle q_1^2 \rangle \text{ pour } m=0 \text{ et } F_1^m = -c \langle q_1^2 \rangle \exp(-|r^m|/l_c) \text{ pour } m \neq 0 \quad (3.12)$$

avec c une constante de normalisation telle que $\sum_{m \neq 0} \exp(-|r^m|/l_c) = 1$. Il intro-

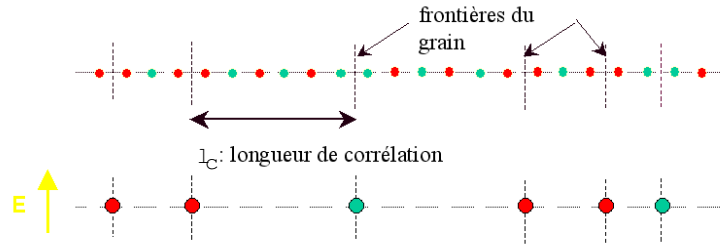


FIG. 3.4 – Représentation de la rupture de la neutralité de charge agissant comme une charge individuelle.

duit le paramètre l_c appelé « longueur de corrélation ». Ce paramètre est un paramètre essentiel du modèle, qui caractérise le degré du désordre dans l'état amorphe. Si l'hypothèse d'une fonction de corrélation de type exponentielle décroissante peut sembler restrictive, il montre que le résultat final de l'étude est peu sensible à la forme détaillée de cette fonction de corrélation, rendant ainsi son modèle robuste et applicable de façon générale. Appliquée au cas d'un polycristal, pris à une dimension pour des raisons de simplicité, la longueur de corrélation l_c peut apparaître ainsi comme la distance sur laquelle la neutralité de charge est conservée (voir fig. 3.4). En l'absence d'études plus approfondies, notamment expérimentales, la longueur de corrélation doit simplement être considérée comme une « mesure » qui caractérise et quantifie un type de désordre au sein du grain amorphe. L'absorption d'une onde électromagnétique de fréquence ω au sein d'une telle distribution désordonnée de charges a été calculée (Schlomann (1964)). Basé sur la relation fondamentale de la dynamique, le modèle appelé DCD est semblable au modèle semi-classique de Lorentz, mais appliqué à une distribution désordonnée de charges. Il conduit à une absorption indépendante de la température de la forme :

$$\alpha_{DCD} = \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \frac{2}{3} \frac{\langle q^2 \rangle}{v_t^3} \frac{\omega^2}{\bar{m}} \frac{1}{c\sqrt{\epsilon'}} \left[1 - \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^{-2} \right] \quad (3.13)$$

avec ϵ la constante diélectrique du matériau, c la vitesse de la lumière, v_t la vitesse transverse du son, \bar{m} la masse moyenne de l'atome considéré, $\langle q \rangle$ la déviation de charge moyenne, et $\omega_0 = v_t/l_c$.

Par mesure de simplicité et en l'absence de données précises sur les matériaux constitutifs des BG du MIS, nous fixerons les valeurs d'un certain nombre de paramètres du modèle DCD, en prenant les valeurs utilisées par (Bosch 1977) (voir tableau 3.2). Ces paramètres ne seront donc pas des paramètres libres dans notre modèle.

ρ (g/cm ³)	ϵ	v_t (cm/s)	\bar{m}	$\langle q \rangle$
3	2.6	$3 \cdot 10^5$	m_{Oxygene}	q_{electron}

TAB. 3.2 – Paramètres physiques considérés pour la contribution DCD.

L'équation 3.13 possède deux comportements asymptotiques de part et d'autre de la longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$:

- $\alpha(\lambda) \propto \lambda^{-2}$ pour $\lambda \ll \lambda_0$
- $\alpha(\lambda) \propto \lambda^{-4}$ pour $\lambda \gg \lambda_0$

Le spectre d'absorption de cette contribution est montré dans la figure 3.5, pour différentes longueurs de corrélation. Ainsi cette dépendance en λ^{-2} ou λ^{-4} ne dépend que de la longueur de corrélation (en supposant la vitesse transverse du son connue). Bagdale & Stolen (1968) ont donné une interprétation très intuitive de ce comporte-

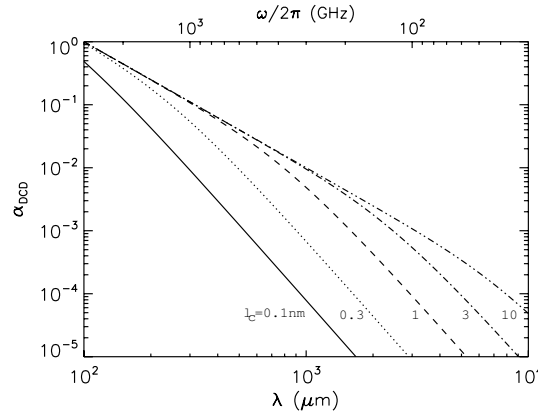


FIG. 3.5 – Spectre d'absorption du modèle DCD, en unités arbitraires, normalisé à 100 μm et à une longueur de corrélation de 10 nm.

ment de l'absorption lié au modèle DCD. Considérons chaque défaut de charge par rapport à l'ordre parfait comme une charge effective. Cette charge peut être positive ou négative suivant le défaut. Le champ électrique oscillant de pulsation ω de l'onde incidente induit une force sur chacune de ces charges. En réponse celles-ci acquièrent un mouvement oscillant de même pulsation ω générant ainsi dans le milieu qui les entoure une onde élastique. Si l_c est la distance moyenne entre deux défauts de charges opposées, le champ électrique de l'onde incidente induira sur ces deux charges des oscillations en opposition de phase. Si la distance l_c est plus grande que le libre parcours moyen des ondes élastiques générées par chaque charge, les deux charges oscillent de façons totalement indépendantes, et il y a en retour une forte absorption de l'onde

incidente (comportement en $\alpha \propto \lambda^{-2}$). Si cette distance l_c est inférieure au libre parcours moyen des deux ondes élastiques, les vibrations correspondantes en opposition de phase se superposent. Il y a alors interférences destructives et l'absorption décroît très vite. Le libre parcours moyen augmente quand la fréquence de la vibration décroît (Klemens 1951; Berman 1951). La forte décroissance de l'absorption (comportement en $\alpha \propto \lambda^{-4}$) se produit ainsi vers les grandes longueurs d'onde.

3.3.3 Absorption dépendante de la température : modèle TLS

3.3.3.1 Etude de l'Hamiltonien

Le modèle TLS décrit le désordre à l'échelle nanoscopique dans un matériau amorphe par une distribution ordonnée de double puits de potentiel asymétriques. Le modèle TLS que nous considérons est le plus simple des modèles décrivant la dynamique dans de tels double puits de potentiel en ce sens qu'il ne prend en considération que les niveaux fondamentaux, négligeant tout phénomène lié aux éventuels états excités dans les puits. La figure 3.6 montre un double puits de potentiel et définit les paramètres associés. Les états locaux ϕ_L (puits de gauche) et ϕ_R (puits de droite) sont les états propres de chaque puits considéré indépendamment, dans la mesure où l'on ne s'intéresse qu'aux états fondamentaux du système. Si l'on considère V le potentiel total, et les notations

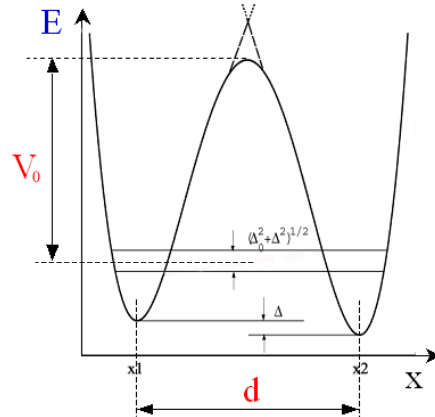


FIG. 3.6 – Double puits de potentiel, de barrière d'énergie V_0 , d'asymétrie Δ et de distance entre les deux puits d .

L et R pour gauche et droite respectivement, l'hamiltonien du système s'écrit alors :

$$H = H_L + (V - V_L) = H_R + (V - V_R) \quad (3.14)$$

où H_L et H_R représentent les hamiltoniens de chacun des deux puits pris individuellement. Dans la base locale (ϕ_L, ϕ_R) la matrice de l'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = \begin{pmatrix} \langle \phi_L | H | \phi_L \rangle & \langle \phi_L | H | \phi_R \rangle \\ \langle \phi_R | H | \phi_L \rangle & \langle \phi_R | H | \phi_R \rangle \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$= \begin{pmatrix} E_L + \langle \phi_L | V - V_L | \phi_L \rangle & \langle \phi_L | H | \phi_R \rangle \\ \langle \phi_R | H | \phi_L \rangle & E_R + \langle \phi_R | V - V_R | \phi_R \rangle \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

avec E_L et E_R les niveaux fondamentaux des deux puits. L'extension de chaque fonction d'onde de chacun des deux états localisés à travers la barrière de potentiel étant faible, on considérera comme Phillips (1972) que les termes $\langle \phi_j | V - V_j | \phi_j \rangle$ sont négligeables devant les termes E_j . En notant $\Delta_0 \equiv 2\langle \phi_L | H | \phi_R \rangle$ l'hamiltonien devient :

$$H = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\Delta & \Delta_0 \\ \Delta_0 & \Delta \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

en prenant comme origine des énergies la moyenne des états fondamentaux de chaque puits. Δ correspond alors à l'énergie d'asymétrie du système TLS considéré (voir fig. 5.3). Δ_0 peut être déterminé dans le cas de formes de potentiels spécifiques. Par exemple, dans le cas de deux oscillateurs harmoniques identiques, à trois dimensions avec $\Delta = 0$ et dont le potentiel est le même que celui de la fig. 3.6, on a (Phillips 1972) :

$$\Delta_0 = -\hbar\omega_0 \left[3 - \left(\frac{8V_0}{\pi\hbar\omega_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] e^{-\frac{2V_0}{\hbar\omega_0}} \quad (3.18)$$

$\hbar\omega_0$ est égal à $2E_L$ ou $2E_R$ (ω_0 étant la fréquence angulaire des oscillations à l'intérieur d'un puits). Or la hauteur de la barrière de potentiel entre les deux puits est telle que $V_0 \gg \hbar\omega_0$ donc on peut simplifier l'expression précédente :

$$\Delta_0 = 2\hbar\omega_0 \left(\frac{2V_0}{\pi\hbar\omega_0} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{2V_0}{\hbar\omega_0}} \quad (3.19)$$

Dans le cas d'un rotateur rigide dans un double puits de potentiel symétrique, toujours dans la limite où $V_0 \gg \hbar\omega_0$, la solution obtenue est (Phillips 1972) :

$$\Delta_0 \cong 8\hbar\omega_0 \left(\frac{2V_0}{\pi\hbar\omega_0} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{4V_0}{\hbar\omega_0}} \quad (3.20)$$

On peut ainsi remarquer que dans les deux cas, la dépendance exponentielle en V_0 est similaire, mais la relation numérique diffère. Il n'est donc pas justifié d'utiliser une forme particulière pour l'équation de Δ_0 , à moins de connaître la symétrie microscopique du potentiel (ce qui est le cas du cristal). Il est donc tout à fait raisonnable, suivant en cela Phillips (1972) de considérer l'expression suivante pour les matériaux amorphes :

$$\Delta_0 = \hbar\Omega \cdot e^{-d\left(\frac{2mV_0}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}} = \hbar\Omega \cdot e^{-\lambda} \quad (3.21)$$

où $\hbar\Omega$ est proche de $\hbar\omega_0$. Le terme $\lambda = d\left(\frac{2mV_0}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ contrôle l'importance de l'effet tunnel par la distance d séparant les deux puits, mais aussi par la hauteur de la barrière de potentiel (V_0) et m la masse de la particule.

Les états ϕ_R et ϕ_L ne sont pas des états propres de l'hamiltonien total du système TLS. On effectue la transformation suivante, où cette fois les états ϕ_1 et ϕ_2 d'énergies E_1 et E_2 sont états propres de H :

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_L \\ \phi_R \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

où $\tan 2\theta = \frac{\Delta_0}{\Delta}$.

Dans cette base d'états propres, la matrice de l'Hamiltonien du système TLS (cf. eq. 3.17) peut être diagonalisée et H s'écrit alors :

$$H = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2} & 0 \\ 0 & \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2} \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -E & 0 \\ 0 & E \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Les états propres sont des états stationnaires, et donc si une particule est trouvée dans l'état n au temps t, elle restera tout le temps dans ce même état n, si aucune perturbation ne se produit.

3.3.3.2 Densité d'état

Dans le matériau amorphe, le désordre local conduit à la présence de double puits de potentiel de caractéristiques variées. De façon simple, le modèle TLS décrit ce désordre local par une densité d'états ordonnée de double puits de potentiel, fonction de l'énergie d'asymétrie Δ et de la hauteur V_0 de la barrière de potentiel. Considérant une distribution aléatoire de valeurs pour Δ et V_0 Phillips (1972) et Anderson et al. (1972) prennent une densité d'états $P(\Delta, V_0)$ de valeur constante. L'expression de Δ_0 en fonction de V_0 et de la distance d (eq. 3.21) conduit alors à une densité d'états $P(\Delta, \Delta_0)$ de la forme :

$$P(\Delta, \Delta_0) = \bar{P}/\Delta_0 \quad (3.24)$$

où \bar{P} est une constante. L'intégrale de P ne diverge pas parce que la plus petite valeur de Δ_0 est limitée par la plus haute barrière de potentiel V_0 . Cette valeur constante de \bar{P} varie d'un matériau à un autre.

3.3.3.3 Perturbation

Le système peut être perturbé par la présence d'un photon ou phonon avec une énergie $\hbar\omega = E$, entraînant une variation de la valeur de l'asymétrie Δ et (ou) du paramètre Δ_0 (mais négligeable devant la variation de Δ). En effet, le champ externe entraîne des changements de l'environnement de la particule qui oscille entre les deux puits, et de ce fait une modification de l'asymétrie Δ . Cette modification, dans le cas d'un champ électrique $\vec{\xi}$ est causée soit par un déplacement de charge, soit par la réorientation de moments dipolaires électriques permanents p_0 ($= \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial \xi}$) en fonction du champ externe. On retrouve une équivalence dans le cas d'un champ acoustique \vec{e} , avec des moments dipolaires acoustiques γ ($= \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial e}$). En terme d'opérateurs de la matrice de Pauli¹ la perturbation de l'hamiltonien s'écrit (d'après Phillips 1972) :

$$H_{pert} = \left(\frac{\Delta}{E} \sigma_z + \frac{\Delta_0}{E} \sigma_x \right) p_0 \vec{\xi} + \left(\frac{\Delta}{E} \sigma_z + \frac{\Delta_0}{E} \sigma_x \right) \gamma \vec{e} \quad (3.26)$$

¹Rappel : Les matrices de Pauli sont telles que :

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

3.3.3.4 Transitions possibles entre les deux états propres d'un système à deux niveaux

Les transitions entre les deux états propres d'un système à deux niveaux correspondent à des processus quantiques, qui sont de deux natures bien distinctes selon la température considérée : on parle d'effet tunnel (absorption résonante (I)) à basse température et de processus thermiquement activés (ou processus de relaxation), à plus haute température :

- relaxation par effet tunnel assisté par un phonon (II)
- relaxation par saut par dessus de la barrière de potentiel (III)

Ces processus de relaxation se produisent suite à la présence d'une perturbation, entraînant la variation de l'énergie d'asymétrie Δ et donc de l'écart entre les deux niveaux fondamentaux. En effet le système retourne vers un état d'équilibre thermique par le biais de tels processus.

Absorption résonante (I)

L'absorption résonante provient de l'absorption de photons d'énergie $\hbar\omega$ égale à E , résultant d'une transition entre les deux niveaux E_1 et E_2 dont la différence d'énergie est E . Cette absorption est d'autant plus importante que la différence de population entre les deux niveaux est grande. La part résonante de l'absorption est donnée par :

$$\alpha_{res} = \frac{4\pi^2}{3c\sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \omega \tanh(\hbar\omega/2kT)G(\omega), \quad (3.27)$$

avec k la constante de Boltzmann et ϵ la constante diélectrique du matériau. Selon Hubbard et al. (2003), la densité d'états optique peut être définie par :

$$G(\omega) = g(\omega/\omega_m) \bar{P} \mu_b^2 \quad (3.28)$$

où μ_b le moment dipolaire électrique « moyen » des systèmes à deux niveaux. $G(\omega)$ définit ainsi la densité d'états TLS couplés optiquement. Dans une étude sur un échantil-

lon de $\text{Na}_2\text{O} - 3\text{SiO}_2$ Bosch (1977) quantifie la valeur de $\bar{P} \mu_b^2$ et trouve $\bar{P} \mu_b^2 = 1.4 \cdot 10^{-3}$ (unités CGS). La pulsation ω_m est définie comme une fréquence de coupure, et la fonction $g(\omega/\omega_m)$ est choisie telle que :

$$g(\omega/\omega_m) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \omega/\omega_m < 1 \\ 1 - \sqrt{1 - (\omega_m/\omega)^2} & \text{pour } \omega/\omega_m > 1 \end{cases} \quad (3.29)$$

Cependant cette densité d'états optique $G(\omega)$ présente une cassure dans le spectre qui n'a pas été observée en laboratoire, donc Mény et al. (2007) préfèrent considérer une densité d'états optique lissée, en remplaçant la fonction g précédente par celle-ci (avec $x = \omega/\omega_m$) :

$$g(x) = 1 + \frac{4}{15}(5x^2 - 6x^4) - g_2(x), \quad (3.30)$$

$$g_2 = \begin{cases} \frac{8}{15}(1 - x^2)(2 + 3x^2)\sqrt{1 - x^2} & \text{pour } x < 1, \\ 0 & \text{pour } x > 1. \end{cases} \quad (3.31)$$

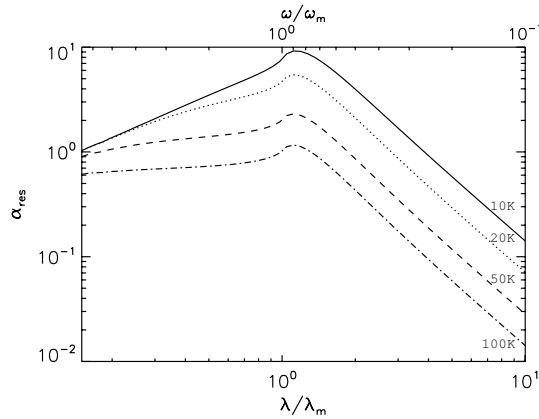


FIG. 3.7 – Spectre d'absorption pour l'effet tunnel résonant, normalisé à 100 μm , et à une température de 10 K.

La figure 3.7 présente le spectre d'absorption de la contribution de cet effet tunnel résonant pour des températures allant de 10 à 100 K. Plus la température augmente et plus l'énergie thermique du système permet de peupler le niveau E_2 . La différence de population entre les deux niveaux diminue alors et entraîne une décroissance de cette absorption résonante avec la température.

Processus de relaxation

On peut considérer chaque puits de potentiel comme isolé et donc si la particule est à la température T , chacun des puits peut être considéré à l'équilibre avec un thermostat à la température T . Soit N_1 et N_2 les populations des niveaux E_1 et E_2 respectivement, et soit N la population totale (c'est-à-dire $N=N_1+N_2$). Après une perturbation, les populations N_1 et N_2 ne sont plus en équilibre thermique. Or chacun des puits est couplé à un thermostat, qui oblige de revenir à la température T initiale. Pour ce faire, le système impose des processus de relaxation qui repeuplent les niveaux par de nouvelles populations N'_1 et N'_2 . Ce retour à l'équilibre thermique se fait par l'intermédiaire de phonons (processus purement élastiques). La modulation périodique de l'énergie d'asymétrie Δ de chaque double puits de potentiel conduit, par les processus de relaxation thermique, à une modulation de même fréquence mais avec un décalage de phase des populations de ces deux niveaux. Ce décalage conduit à une dissipation de l'énergie.

Effet tunnel assisté par un phonon (II)

Le processus d'effet tunnel assisté par un phonon correspond à une transition par effet tunnel à travers la barrière de potentiel, accompagné de l'émission ou l'absorption d'un phonon. Cette absorption diffère suivant les propriétés de symétrie ou d'asymétrie des puits de potentiel. Dans le cas où les puits sont symétriques l'absorption est telle que (Bosch 1977) :

$$\alpha_{phon} = \frac{A_{phon}}{kT} \int_0^\infty \frac{\exp(E/kT)}{[1 + \exp(E/kT)]^2} \frac{\omega^2 \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} dE \quad (3.32)$$

avec τ_1 le temps de relaxation défini par $\tau_1 = aE^{-3}\tanh(\frac{E}{2kT})$ où a est une constante, et A_{phon} une constante prenant en compte la densité d'états optique.

Dans le cas d'un puits de potentiel asymétrique, l'absorption est donnée par Fitzgerald et al. (2001b) :

$$\alpha_{\text{phon}} = \frac{\bar{P}\mu_b^2\omega}{6kTc\sqrt{\epsilon'}} \left(\frac{\epsilon' + 2}{3}\right)^2 \int_0^\infty \int_{\tau_1}^\infty \sqrt{1 - \frac{\tau_1}{\tau}} \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2kT}\right) \frac{\omega d\tau dE}{1 + \omega^2\tau^2}$$

L'effet tunnel assisté par un phonon augmente avec la température (voir fig. 3.8).

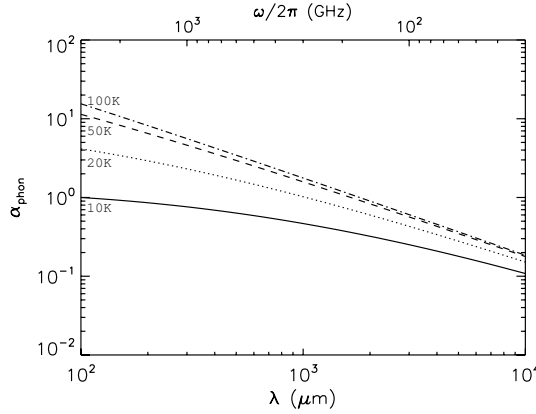


FIG. 3.8 – Spectre d'absorption pour l'effet tunnel assisté par un phonon, normalisé à 100 μm , et à une température de 10 K.

Saut par dessus la barrière de potentiel (III)

Le saut par dessus la barrière de potentiel est un processus à deux phonons, c'est-à-dire qu'il y a absorption d'un phonon afin d'avoir suffisamment d'énergie pour sauter par dessus la barrière de potentiel V , puis émission d'un autre phonon dans le but d'évacuer l'excès d'énergie du système. Ce processus a une absorption définie de la manière suivante, par Phillips (1972) :

$$\alpha_{\text{hop}} = B_{\text{hop}}(T)\omega \int_0^\infty \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} P(V)dV, \quad (3.33)$$

où le temps de relaxation pour ce processus est :

$$\tau = \tau_0 \exp(V/T) \quad (3.34)$$

τ_0 est une constante de l'ordre de 10^{-13} s pour de la silice amorphe étudiée en laboratoire (Bosch 1977). La fonction de distribution $P(V)$ souvent utilisée en pratique est de la forme :

$$P(V) = C_V p(V) \quad (3.35)$$

où C_V est le coefficient de normalisation tel que $\int_0^\infty P(V) dV = 1$ et avec :

$$p(V) = \begin{cases} \exp(-(V - V_m)^2/V_0^2) & \text{pour } V > V_{\text{min}}, \\ 0 & \text{pour } V < V_{\text{min}}, \end{cases} \quad (3.36)$$

V_m , V_0 et V_{\min} sont les paramètres qui gouvernent la forme de la fonction de distribution. Des mesures expérimentales semblent montrer que $V_0/V_m \sim 1$ quand le matériau considéré est de la glace, ou de l'ordre de 0.1 pour de la silice amorphe. Les valeurs numériques déduites par Bosch (1977) sont : $V_m=550$ K, $V_0=410$ K et $V_{\min}=50$ K. Le coefficient $B_{\text{hop}}(T)$ ne dépend pas de ω , et Mény et al. (2007) l'ont calculé avec précision. Il prend la forme :

$$B_{\text{hop}}(T) = \frac{8\pi}{3c\sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \bar{P} \mu_b^2 (c_\Delta + \ln T), \quad (3.37)$$

où la constante c_Δ est donnée par :

$$c_\Delta = \ln \frac{k}{\Delta_0^{\min}} + \ln 4 - 1 + \int_0^1 \ln \operatorname{arcth} x \, dx \quad (3.38)$$

La théorie des systèmes à deux niveaux a pu être appliquée à des expériences effectuées à basses températures, jusqu'à 2 mK (Phillips 1987). Ces résultats ont mis en évidence une valeur minimum pour la constante c_Δ qui implique que $c_\Delta \geq 5.8$. Tout comme le processus précédent, cette absorption due à cet effet de saut prend de l'importance à mesure que la température augmente (fig. 3.9).

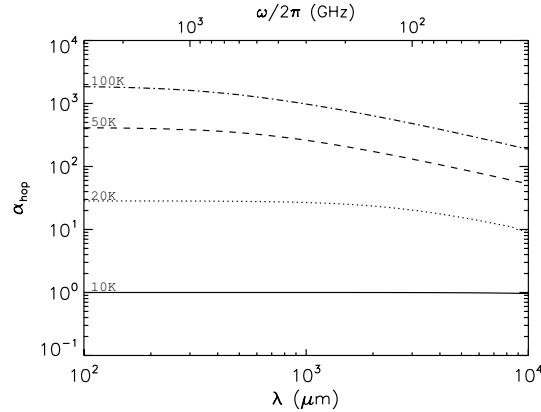


FIG. 3.9 – Spectre d'absorption pour le saut par dessus la barrière de potentiel, normalisé à $100 \mu\text{m}$, et à une température de 10 K.

3.3.3.5 Paramètres fixés par les données expérimentales

Le tableau 3.3 constitue un récapitulatif des paramètres des effets TLS que nous avons fixés à partir de mesures expérimentales existantes, effectuées sur des échantillons de silice (Bosch 1977).

3.3.4 Paramètres libres du modèle

Les paramètres de base des modèles DCD et TLS sont différents, et la valeur exacte de chaque paramètre est souvent représentative d'un matériau donné, ou d'un type de

$\bar{P}\mu_b^2$ (unités CGS)	ω_m (rad/s)	A_{phon} ($\text{cm}^{-1} \text{s}$)	a ($\text{erg}^3 \text{s}$)	τ_0 (s)	V_0 (K)	V_m (K)	V_{min} (K)
$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.69 \cdot 10^{12}$	$1.4 \cdot 10^{-12}$	$4.2 \cdot 10^{-56}$	10^{-13}	410	550	50

TAB. 3.3 – Paramètres physiques considérés pour les effets TLS.

désordre dans le matériau considéré. De ce fait, les amplitudes relatives des absorptions DCD et TLS doivent varier d'un matériau à un autre, et parfois même, pour un matériau donné, varier d'un échantillon à un autre. Dans l'objectif de tenir compte de cet état de fait, nous sélectionnons le rapport des amplitudes des effets TLS sur DCD comme un paramètre d'ajustement de notre modèle DCD/TLS sur les données astrophysiques, noté A . Ce paramètre A interviendra de façon multiplicative sur tous les effets TLS. Les contributions respectives de l'effet tunnel résonant (I) et des deux effets de relaxation du modèle TLS sont fixées par la théorie. Nous prendrons comme valeurs des paramètres du modèle TLS les valeurs utilisées par Bosch (1977). Les effets TLS I et II correspondent à des effets quantiques par effet tunnel. En revanche l'effet TLS III (saut par dessus la barrière de potentiel) est un effet plus classique, il n'y a pas d'effet tunnel. Les propriétés des puits de potentiel sont différentes, donc nous voulons garder la possibilité de découpler ces effets, par le biais du paramètre c_{Δ} , paramètre d'intensité relative de cet effet. La forme de l'émission de type DCD est définie par la longueur de corrélation qui est donc un autre paramètre libre de notre modèle. Par ailleurs, les BG de poussière sont en équilibre thermique avec l'ISRF, mais leur température d'équilibre supposée unique sur la ligne de visée est à déterminer. La température moyenne de ces grains est donc aussi un paramètre d'ajustement.

3.4 Comparaison modèle/observations

J'ai confronté notre modèle à différentes données astrophysiques afin d'en déduire les meilleurs paramètres du modèle, caractéristiques de notre Galaxie. Une fois ces paramètres de meilleur ajustement déterminés pour rendre compte de l'émission de notre Galaxie, nous pourrions connaître les prédictions du modèle, comme les densités de colonne HI, ainsi que d'en étudier ses implications, notamment sur la compréhension du MIS. Enfin, nous testerons l'aptitude de notre modèle aux paramètres ajustés à rendre compte des données extragalactiques.

3.4.1 Spectre de la région atomique (HI)

Je me suis intéressée au spectre de l'ensemble du HI galactique, à l'aide des données FIRAS et WMAP (dégradées à 7°). J'ai utilisé l'outil appelé « Planck Sky Data » ou PSD², dont j'ai contribué au développement. Cet outil contient actuellement un ensemble de données (ainsi que les erreurs absolues provenant des calibrations (ϵ_{abs}) et les erreurs relatives correspondant au bruit blanc par pixel (ϵ_{hit})), projetées en pixélisation

²L'outil PSD est disponible à l'adresse suivante : <http://www.cesr.fr/~bernard/PSD>

HEALPix (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelisation)³), dont on peut définir la taille des pixels, la résolution de la carte, le système de coordonnées. J'ai considéré un $n_{\text{side}}=64$ (soit 49152 pixels) et j'ai construit un spectre, près du plan galactique, excluant les valeurs de $|b| < 6^\circ$, et pour lesquelles $I_{240} > 18$ MJy/sr. Un fond tel que $I_{240} < 3$ MJy/sr (hautes latitudes galactiques) a été soustrait afin d'éliminer des contaminations, comme un résidu de l'émission du fond diffus cosmologique. Les erreurs sur les données correspondent aux erreurs absolues et relatives, citées précédemment, ainsi que les erreurs sur la soustraction du rayonnement de fond. Ces dernières correspondent à la moyenne de la déviation standard de 50 régions circulaires de 2° de rayon, prises au hasard dans la région de fond. Ces trois types d'erreur sont sommées quadratiquement. Les données FIRAS ont été moyennées par cinq afin de réduire le nombre de données. Les valeurs du spectre, accompagnées de leurs barres d'erreur, sont présentées dans le tableau 3.4. Comme nous l'avons vu dans la section 2.8, l'émission à grandes longueurs

λ	104.0	106.5	109.2	111.9	114.9	117.9	121.2	124.6	128.2	132.1	136.1	
Flux	17.08	24.79	26.28	30.92	30.73	33.27	32.93	34.55	35.72	36.40	37.87	
Erreurs	49.38	15.95	11.24	11.66	7.22	7.66	6.48	6.49	4.58	4.37	3.13	
140.5	145.1	150.0	155.3	161.0	167.1	173.6	180.8	188.5	196.9	206.1	216.2	227.3
38.86	39.34	40.15	39.90	41.82	40.76	40.86	40.29	39.33	38.13	36.66	34.68	32.51
2.75	2.28	2.75	2.20	1.39	1.29	0.99	1.50	1.16	0.91	0.53	0.44	0.35
239.7	253.5	268.9	286.4	306.3	329.1	355.7	386.9	424.1	469.2	525.1	596.0	698.1
30.18	27.57	24.92	22.12	19.35	16.62	14.01	11.53	9.37	7.22	5.21	3.66	2.46
0.28	0.29	0.25	0.35	0.22	0.24	0.24	0.24	0.29	1.01	0.33	0.17	0.12
816.8	1002.4	1297.2	1837.7	3150.3	3200.0	4900.0	7300.0	9100.0	13000.0			
1.49	0.79	0.35	0.13	-1.6E-2	1.9E-2	9.2E-3	9.8E-3	1.1E-2	1.5E-3			
0.11	0.09	0.01	0.01	0.12	1.1E-3	5.6E-4	2.7E-4	2.3E-4	1.8E-4			

TAB. 3.4 – Valeurs du spectre FIRAS/WMAP de la région atomique avec les longueurs d'onde λ en μm , les flux ainsi que leurs erreurs en MJy/sr.

d'onde du spectre HI n'est pas dominée par l'émission de la poussière. J'ai donc rajouté une contribution d'émission libre-libre s'appuyant sur la carte $H\alpha$, et extrapolée à plus grandes longueurs d'onde (Dickinson et al. 2003), dont le niveau en absolu de l'émission est plus ou moins connu à 10% près. J'ai de plus considéré une loi de puissance en ν^α où α est un paramètre ajustable du modèle, afin de rendre compte de ce qui pourrait être l'émission synchrotron et/ou l'émission des petits grains en rotation, très mal définie aujourd'hui. J'ai normalisé la loi de puissance de manière à ce que la somme de l'émission libre-libre et de la loi de puissance à 13 mm représente les observations WMAP à cette longueur d'onde.

³La pixelisation HEALPix distribue $12N_{\text{side}}^2$ points aussi uniformément que possible sur la surface d'une sphère, sachant que ces points sont répartis sur $(4N_{\text{side}}-1)$ parallèles en latitudes et sont équitablement espacés en longitudes sur chacune de ces parallèles.

3.4.2 Minimisation du χ^2

J'ai confronté le modèle au spectre de la région HI définie dans la section précédente, ainsi qu'aux données PRONAOS. Dans le premier cas le modèle est comparé à des données du milieu interstellaire diffus alors que dans le second cas nous nous attachons à reproduire des données aussi bien de nuages diffus que de régions de formation d'étoiles, massives ou pas. Suivant l'environnement considéré il est envisageable de penser que la poussière n'a pas évolué de la même manière, que les grains n'ont pas la même constitution ou le même spectre de taille, ce qui pourrait modifier l'émission. Mais, à l'heure actuelle nous ne disposons pas de données du milieu diffus présentant une large gamme de température des grains. Seules les données PRONAOS ont permis d'étudier de la poussière à basses températures (avoisinant les 12 K), mais également à hautes températures (de l'ordre de 80 K). Actuellement il n'existe aucune preuve montrant que la poussière change effectivement de constitution suivant l'environnement dans lequel elle se trouve. Concernant la taille des grains, des observations ont mis en évidence l'augmentation de la taille des grains dans certains milieux denses, notamment par le processus d'agrégation des grains. Cependant ce phénomène n'est pas représentatif de l'ensemble des milieux denses. Certains nuages observés avec Pronaos, comme le Cygne, ρ -Ophiuchi, ne montrent pas ce phénomène. Nous pensons actuellement que ce processus d'agrégation n'a lieu que dans des nuages « quiescents », formant peu d'étoiles, où les conditions de turbulence faible sont propices à la formation des agrégats. Des études sur des nuages de ce type (Stepnik 2001a) ont montré que l'agrégation des BG entre eux n'entraîne aucune modification de la pente d'émission des BG à grandes longueurs d'onde (soit aux longueurs d'onde PRONAOS). En revanche, l'agrégation des VSG sur des BG entraîne un aplatissement du spectre d'émission dans le submillimétrique, alors que ce qui a été observé avec PRONAOS est une augmentation de l'indice spectral dans les régions denses. Nous avons donc étudié dans une même analyse des régions très variées qui n'ont aucune raison de rassembler les mêmes poussières mais l'idée de base du modèle DCD/TLS repose sur la structure amorphe des grains et non leur composition/taille. Donc au premier ordre il n'y a pas de raison que les éventuelles différences de propriétés des grains suivant l'environnement considéré affectent le résultat de l'étude.

J'ai effectué cette minimisation à l'aide de la méthode des gradients conjugués (voir annexe A). Le χ^2 considéré est donc la somme de deux χ^2 :

$$\chi^2 = \chi_{HI}^2 + \chi_{T-\beta}^2 \quad (3.39)$$

où

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_{d,i} - y_{m,i}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.40)$$

avec y_m le modèle, y_d les données et σ les erreurs sur les données.

L'objectif est d'obtenir les meilleurs paramètres du modèle permettant de reproduire les données ainsi qu'une estimation des barres d'erreurs sur chacun d'entre eux, en utilisant la méthode du bootstrap (voir Annexe B).

3.4.3 Résultats de la minimisation

Les figures 3.10 et 3.11 présentent les résultats de notre modèle ainsi que ceux du modèle FDS. Nous pouvons remarquer que les deux modèles ont des efficacités quasiment équivalentes pour reproduire le spectre d'émission galactique. Les deux modèles sur-estiment les données WMAP à 3.2 mm (94 GHz) et 4.9 mm (61 GHz). En revanche ils diffèrent fondamentalement lorsqu'il s'agit de reproduire l'anti-corrélation observée par PRONAOS. En effet nous pouvons voir d'après la figure 3.11 que le modèle FDS est incapable de reproduire les données PRONAOS, contrairement à notre modèle.

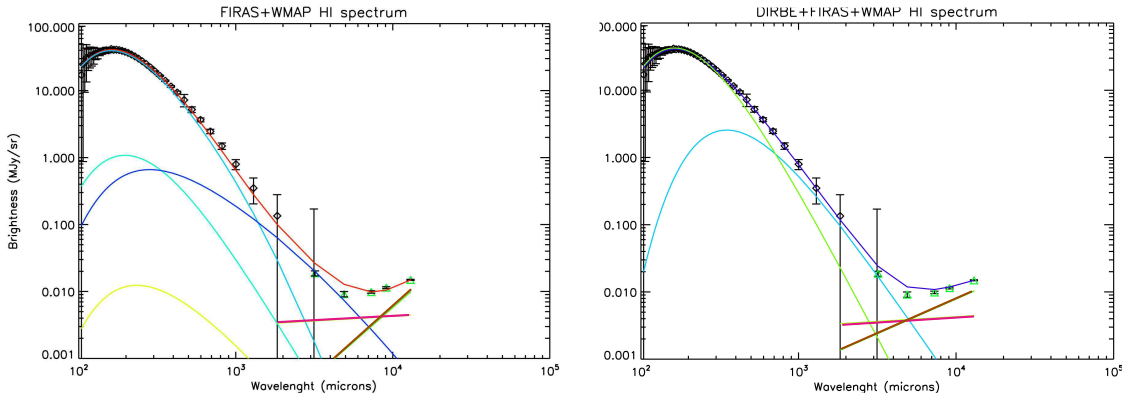


FIG. 3.10 – Spectre d'émission d'une région HI ajusté par : à gauche le modèle DCD/TLS (rouge) (vert : effet tunnel résonant, jaune : effet tunnel assisté par un phonon, bleu foncé : saut par dessus la barrière de potentiel et bleu turquoise : contribution DCD) + émission libre-libre (rose) + loi de puissance en λ^α (marron) et à droite le modèle FDS (bleu foncé) (vert : composante à 16.2 K et en bleu turquoise : composante à 9.4 K). Les barres d'erreurs sont à 3σ .

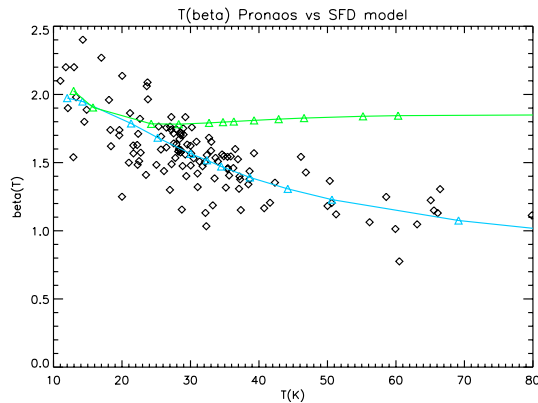


FIG. 3.11 – Modèle DCD/TLS en bleu et FDS en vert confrontés aux données PRONAOS.

	T (K)	l_c (nm)	A	c_Δ	α
Paramètres	17.97	12.85	2.42	1868	2.06
Paramètres (bootstrap)	18.14	12.77	2.42	1870	2.06
Déviations standard	0.37	0.71	0.02	2.41	0.89

TAB. 3.5 – Meilleurs paramètres du modèle + erreurs à 1σ (déviations standards déduites de la méthode du bootstrap)

Les valeurs du meilleur ajustement des paramètres du modèle sont données dans le tableau 3.5. La valeur obtenue pour la température d'équilibre des BG est voisine de 18 K, ce qui est en accord avec la température estimée par Boulanger et al. (1996) de 17.5 K à hautes latitudes galactiques. La longueur de corrélation, d'environ 13 nm, est du même ordre de grandeur que la taille minimale des plus petits grains parmi les BG. Le paramètre A quantifie l'efficacité relative en émission de l'effet DCD et de l'effet TLS I, en prenant comme référence ($A=1$) leurs efficacités relatives mesurées par Bosch (1977) sur des échantillons de silice.

Le paramètre A déduit de l'ajustement a pour valeur 2.42. Cette valeur est à mon sens tout à fait raisonnable du fait d'une part de la rareté des données expérimentales quantitatives dans ce domaine (essentiellement Bosch 1977), et d'autre part de la nature physique des phénomènes associés aux causes des effets DCD et TLS. En physique du solide, les phénoménologies associées à chacun de ces effets sont différentes, et a priori ces deux effets ne sont pas la cause d'un même type de désordre dans le matériau (même si intuitivement il est envisageable que les types de désordres à l'origine des comportements de type DCD et TLS puissent être liés). La valeur A de 2.42 signifie simplement que les proportions relatives observées des deux effets DCD et TLS I ont le même ordre de grandeur que dans le cas étudié par Bosch (1977). Lorsque l'on parle de propriétés physiques liées à des défauts dans la matière, les valeurs mesurées de concentration de défauts et des effets induits peuvent varier facilement sur plusieurs ordres de grandeur. En ce sens, en absence d'informations plus détaillées, une valeur aussi faible du paramètre A pourrait suggérer une origine commune des effets DCD et TLS, et dans ce cas une densité d'état commune. La valeur de 1868 pour le paramètre c_Δ apparaît beaucoup plus grande que sa valeur minimale égale à 5.8, déduite d'expériences effectuées en laboratoire, à basse température. L'état d'avancement du modèle physique actuel ne permet pas de prédire une valeur « standard » pour ce paramètre, pour un matériau de « degré d'amorphisation standard ». Là encore, dans un matériau de composition chimique donnée, les grandeurs des effets physiques causés par des défauts dans le matériau sont susceptibles de varier sur des décades. La valeur de c_Δ représentative d'un matériau donné, et au delà représentative du niveau et type de désordre au sein d'un matériau donné, ne peut être déduite que de l'expérience. De ce fait, la valeur d'ajustement trouvée est acceptable. Cette valeur met en évidence un effet de relaxation TLS III beaucoup plus efficace que les deux autres effets TLS, liés à un effet tunnel et donc fortement dépendant de la distance d entre les deux puits de chaque TLS. Cependant il est à noter que chacun de ces trois effets TLS est caractérisé par un profil d'émission propre, dépendant de paramètres propres à l'effet. Modifier

par exemple les valeurs des paramètres V_m , V_0 et V_{\min} aurait des conséquences sur le profil d'émission de l'effet TLS III, et donc la valeur d'ajustement de ce paramètre c_{Δ} pourrait être changée.

3.4.4 Discussion

Le modèle d'émission infrarouge lointain / millimétrique présenté est basé sur des propriétés spécifiques observées dans les matériaux amorphes. Les modèles physiques de base DCD et TLS ont été sélectionnés par les physiciens du solide aux cours du temps parce qu'ils permettaient d'interpréter d'une façon cohérente et physique des résultats de l'observation dans ces matériaux amorphes. D'autres modèles existent qui permettent de comprendre et quantifier des effets dus à des défauts dans des matériaux.

Ainsi la conductivité électrique de matériaux semi-conducteurs dans un certain domaine de température est-elle bien comprise par la présence d'impuretés ionisées en sites substitutionnels. Ces impuretés qui sont autant de désordre dans un réseau cristallin sont effectivement mises en évidence de différentes façons, souvent volontairement introduites, en tous cas clairement identifiées comme la cause de l'effet, et quantifiables. C'est aussi le cas par exemple des spectres électromagnétiques obtenus à des températures suffisamment basses en absorption dans l'IR lointain. Là encore des défauts de nature physique parfaitement maîtrisés (atomes d'impuretés), observables et quantifiables, sont à l'origine des caractéristiques spectrales observées.

Dans le cas des modèles physiques DCD et TLS, la nature exacte du phénomène physique à l'origine de la modélisation n'est pas élucidée. Prenons le cas des effets TLS : la modélisation en terme de processus dynamiques dans des doubles puits asymétriques de potentiel a un sens physique, mais ce modèle peut s'appliquer physiquement à divers types de phénomènes. On peut considérer que la cause des effets observés est le changement de configuration spatiale d'atomes ou groupements de types moléculaires, étrangers au réseau atomique plus ou moins cristallin du matériau de base. Une interprétation en terme de « défauts localisés », a priori identifiables, quantifiables par diverses techniques, et donc caractérisables par un moment dipolaire individuel et une concentration donnée est alors possible. Mais la cause peut aussi être due à un changement de configuration d'atomes ou groupement d'atomes localisés, caractéristiques du matériau de base (par exemple des rotations infinitésimales de tétraèdres SiO_4 à l'intérieur de matériaux silicatés). Le défaut sera là plus difficilement identifiable, et un moment dipolaire individuel ne pourrait probablement être estimé qu'à partir d'une modélisation. La cause des effets TLS pourrait être aussi de nature vibrationnelle : mouvements rotationnels conjugués sur une grande distance, faisant intervenir plusieurs centaines d'atomes ou groupes d'atomes du matériau de base comme le suggère Trachenko et al. (1998), suite à des simulations dynamiques d'un réseau désordonné de groupements SiO_4 . Dans ces deux cas, ces phénomènes physiques ne pourraient être quantifiés (densité d'états, moment dipolaire individuel « moyen ») qu'à travers une modélisation, dont le paramètre pertinent, reliant le modèle à une grandeur physique caractérisant le matériau, pourrait être un taux de porosité ou d'amorphisation restant à définir. Il n'est, en l'état actuel de nos réflexions, pas possible d'affirmer que l'effet TLS résulte d'une concentration ou densité d'états quantifiée de défauts identifiés et

dont on aurait pu mesurer le moment dipolaire individuel. Un commentaire similaire est applicable à l'effet DCD.

Ce que l'on peut dire, c'est que pour le moment, ces valeurs d'ajustement sont celles qui permettent de reproduire au mieux les données astrophysiques disponibles concernant le domaine IR lointain / millimétrique. Sa remise en cause ne pourrait résulter que de nouvelles mesures astrophysiques (notamment sur l'émission de poussières caractérisées par des températures plus faibles ou bien au contraire plus élevées que celles observées maintenant, soit de 10 K à 80 K sur les données PRONAOS) qui infirmerait les prévisions de notre modèle dans ces environnements de températures différentes. Les comportements en température observés expérimentalement (diminution de l'indice spectral avec l'augmentation de la température), comme ceux de Boudet et al. (2005b), et même Agladze et al. (1996) (dans un domaine spectral plus restreint) sont compatibles avec les comportements prédits par le modèle. A ce jour aucun autre modèle ne permet de rendre compte de ce comportement. Actuellement il est impossible d'établir une comparaison de nos valeurs d'ajustements des paramètres avec ce que l'on sait sur des analogues de silicates astrophysiques amorphes, déduits de mesures microscopiques obtenues en laboratoire. En effet, le modèle DCD/TLS prévoit que le comportement observé est dû, non pas à un type de liaison chimique (donc un matériau donné) (Boudet et al. 2005b), mais à des types de désordre/défauts dans les matériaux amorphes en général. Il n'est donc pas possible d'identifier les valeurs exactes des paramètres obtenues ici comme devant être représentatives d'un type de matériau, ni même d'un type de désordre. Aucune étude de corrélation entre les valeurs des paramètres du modèle l_c , A et c_Δ et des paramètres de caractérisation expérimentale de l'état amorphe n'existe à ce jour : c'est l'objet du travail d'expérimentation de laboratoire en cours d'élaboration au CESR sur cette thématique.

3.4.5 Spectres extragalactiques

Après avoir obtenu les meilleurs paramètres du modèle permettant de reproduire un spectre représentatif de la région HI galactique, j'ai confronté ce modèle à des spectres d'autres galaxies, des galaxies de faible métallicité : NGC 1569, NGC 1140, II Zw40 et He2-10 (Galliano et al. 2003, 2005), LMC et SMC (Aguirre et al. 2003)) (voir fig. 3.12). Cependant les données disponibles restent limitées à 1.2 mm. Seul le spectre de la galaxie NGC 1569 présente exactement les mêmes caractéristiques que le spectre galactique HI (mis à part sa température). Pour toutes les autres galaxies, il semblerait que l'excès millimétrique soit plus prononcé que dans notre Galaxie, ce qui pourrait s'expliquer par un degré d'amorphisation des grains nettement plus important. L'ajustement au spectre He2-10 nécessite de plus une très nette diminution de la longueur de corrélation des grains. Ces différents ajustements n'ont pas été obtenus par minimisation du χ^2 mais seulement par un ajustement manuel car l'objectif n'était pas de connaître les valeurs des paramètres pour chacun des spectres mais seulement d'avoir une idée générale du comportement du modèle avec les paramètres galactiques face à des galaxies différentes par leur métallicité, mais aussi par leur température moyenne des BG. En effet, les températures explorent le domaine 20.5 - 40 K approximativement. Donc mis à part une variation concernant l'amorphisation des grains, le modèle semble

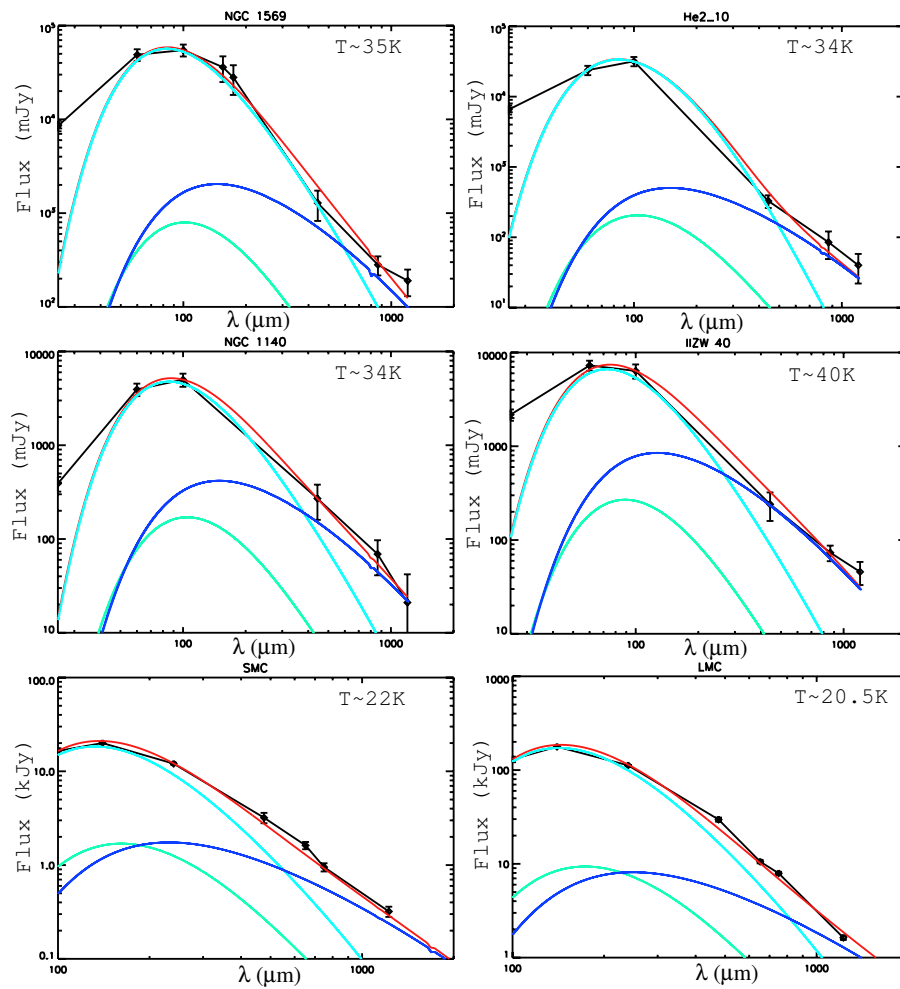


FIG. 3.12 – Spectres extragalactiques en noir et modèle DCD/TLS en rouge. De haut en bas et de gauche à droite : NGC 1569, He2-10, NGC 1140, II Zw40, SMC et LMC.

capable de reproduire des spectres extragalactiques ayant des températures supérieures à la température moyenne du milieu diffus galactique.

3.4.6 Prédictions du modèle

3.4.6.1 Evolution spectrale avec la température

Le modèle peut prédire la forme spectrale du spectre d'émission des BG pour différentes températures (voir fig 3.13). Nous pouvons remarquer que l'excès d'émission millimétrique et l'applatissage du spectre à haute température s'explique par l'effet TLS III provenant du saut par dessus la barrière de potentiel. De plus le modèle prédit une évolution de cet excès millimétrique : plus la température augmente et plus l'excès se déplace vers les courtes longueurs d'ondes. L'effet tunnel assisté par un phonon semble, quant à lui, être négligeable devant les autres effets TLS.

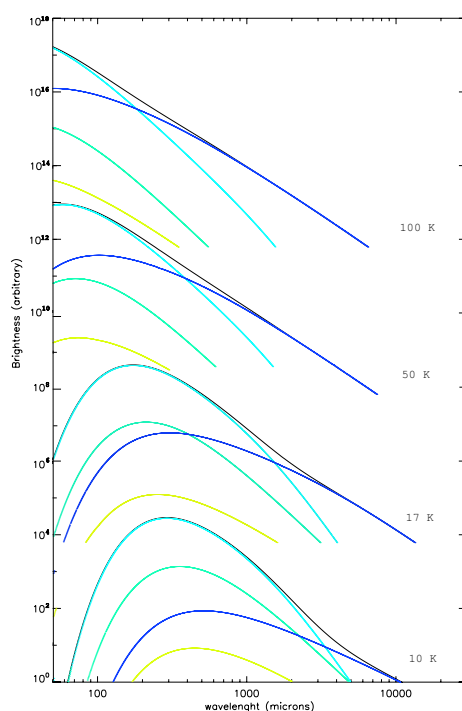


FIG. 3.13 – Evolution du modèle DCD/TLS (noir) pour différentes températures (vert : effet tunnel résonant, jaune : effet tunnel assisté par un phonon, bleu foncé : saut par dessus la barrière de potentiel et bleu turquoise : contribution DCD).

3.4.6.2 Indice spectral β

En prenant en compte l'évolution de l'excès millimétrique, le modèle est capable de prévoir l'indice spectral dans différentes régions de température et de longueurs d'ondes (voir fig. 3.14). Pour des températures de 10 K, l'indice spectral peut dépasser les 2 et s'approcher de 2.6 à 2 mm, puis devenir très plat (environ 0.2) dans le domaine des très grandes longueurs d'onde et des hautes températures. Des températures de l'ordre de 15 K ne permettent pas d'avoir des valeurs d'indice spectral supérieur à 2. Par ailleurs un fait remarquable est que dans le domaine de température compris entre 15 et 20 K et pour une longueur d'onde de 2 mm, l'indice spectral varie brutalement de 2.2. à 1.3. Rappelons cependant ici que l'indice spectral, non seulement dépendant de la température, mais n'est selon notre modèle pas constant à température donnée sur tout le domaine IR lointain / millimétrique. Une « mesure » de l'indice spectral à une température donnée ne peut être en toute rigueur définie que pour une procédure particulière de mesure qui précise les bandes spectrales choisies.

3.4.6.3 Densité de colonne

L'émission des BG est importante car elle permet de calculer les densités de colonne HI et d'en déduire ensuite la masse des objets. Jusque-là, les densités de colonne estimées par les anciens modèles, en supposant un indice spectral indépendant de la

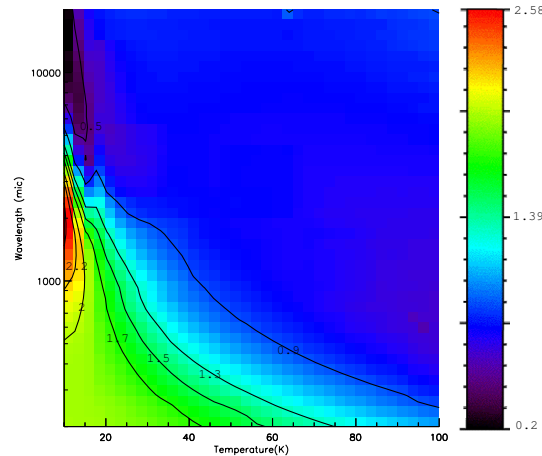


FIG. 3.14 – Image de l'indice spectral β prédit par le modèle DCD/TLS en fonction de la longueur d'onde et de la température.

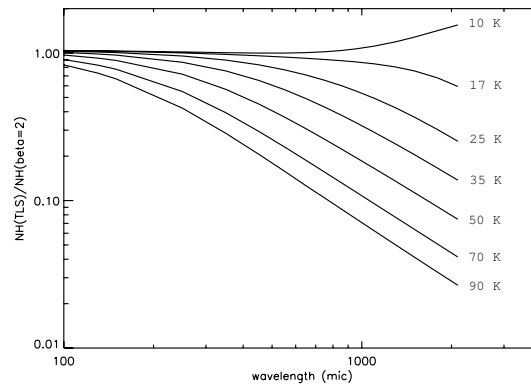


FIG. 3.15 – Rapport entre N_H déduit du modèle DCD/TLS et N_H obtenu avec un modèle pour lequel $\beta = 2$, pour différentes températures. Le rapport a été normalisé à $250 \mu\text{m}$ et pour une température de 17.5 K .

température et de la longueur d'onde, sont de plus en plus fausses à mesure que la température augmente. En effet, l'excès millimétrique dépend de la température donc l'erreur sur la densité de colonne est aussi fonction de la température. Notre modèle, en revanche prédit des densités de colonne, fonctions de la température et des longueurs d'onde.

Le graphe 3.15 représente le rapport entre une densité de colonne déduite du modèle DCD/TLS et celle déduite d'un modèle pour lequel l'indice spectral est égal à 2, pour différentes températures des grains. Du fait de l'excès d'émission par la poussière amorphe, nous avons besoin de moins de densité de colonne HI pour obtenir une émission donnée.

Le modèle DCD/TLS prévoit ainsi que les mesures dans l'IR lointain et millimétrique sur-estiment la densité de colonne lorsqu'un modèle avec un indice spectral constant

$\beta = 2$ est pris en compte (ce qui a toujours été considéré), pour des températures au delà de 10 K. Les mesures effectuées à 1 mm pourraient ainsi sur-estimer N_H par un facteur 5 pour des poussières à 50 K, et par un facteur 14 pour des poussières à 90 K.

3.4.7 Implications du modèle

3.4.7.1 Pour la séparation des composantes

L'un des principaux objectifs concernant l'émission des poussières est avant tout d'être capable de pouvoir soustraire l'émission d'avant-plan. Le modèle DCD/TLS ne considère qu'un seul type de grains et pourrait ainsi simplifier les propriétés de polarisation des poussières. En effet le modèle FDS prévoyait des variations de la polarisation suivant les longueurs d'onde, du fait de ses deux composantes de grains, silicatées et carbonées caractérisées par des températures différentes (voir fig 3.16). En revanche le modèle DCD/TLS complique le spectre d'émission des BG, d'une part

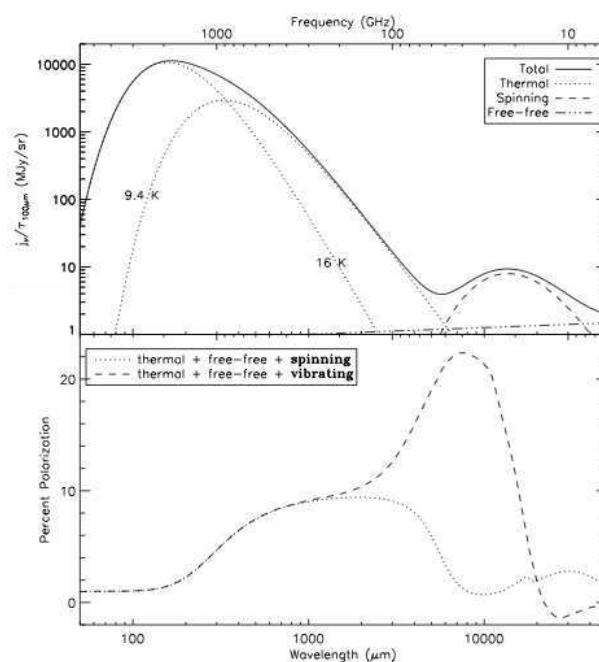


FIG. 3.16 – *En haut* : Spectre hypothétique d'un nuage diffus modélisé par le modèle FDS. Les traits pointillés correspondent aux deux composantes de grains à 16.2 K et 9.4 K, les tirets à de la poussière en rotation et tirets-pointillés à de l'émission libre. *En bas* : polarisation prédite par le modèle FDS. (Figure extraite de Vaillancourt 2006).

par sa dépendance avec la température qui est nettement plus compliquée que celle d'un corps gris. D'autre part, il se pourrait que l'émissivité des grains varient dans les régions moléculaires où l'agglomération des grains peut avoir lieu (voir partie 3), ce qui pourrait affecter le spectre d'une manière moins évidente que ce qui était anticipé.

3.4.7.2 Pour la compréhension du MIS

L'émission IR proche et moyenne est contrôlée par la signature chimique des matériaux (bandes vibrationnelles ...). Elle apporte des informations sur la composition chimique ainsi que la nature des grains de poussière. Avec le nouveau modèle de poussière que nous avons développé, l'émission IR lointaine et millimétrique est contrôlée principalement par les défauts et le désordre dans les matériaux constitutifs des grains. Donc nous nous attendons à ce que le profil du spectre d'émission et sa dépendance avec la température nous apportent des informations sur le type et les densités de défauts, telles que les inclusions moléculaires, la porosité, les niveaux énergétiques dus aux défauts du matériau, la densité d'états ... Toutes ces informations requises pourront relater l'histoire et la formation de la poussière dans le MIS. Ainsi, ce domaine d'émission IR lointain / millimétrique qui ne suggère jusqu'à maintenant essentiellement que la température d'équilibre du grain, est potentiellement très intéressant pour comprendre l'évolution de la matière interstellaire dans différents environnements.

3.4.7.3 Perspectives

Le fait que l'émission IR lointaine et millimétrique soit contrôlée par les défauts explique pourquoi il était si difficile de comprendre clairement les données de laboratoire d'analogues de grains interstellaires. Tout d'abord la dépendance en température n'était souvent pas considérée, et un même type de matériau pouvait donner des spectres en absorption différents et donc des indices spectraux différents, tout simplement car les propriétés optiques des grains dépendaient du désordre et des défauts du matériau, ce qui n'avait jamais été réellement pris en considération jusqu'à aujourd'hui. Maintenant, pour progresser il faut rechercher à l'aide d'études en laboratoires, les différentes corrélations entre les paramètres du modèle, le comportement spectroscopique, fonction de la température, et une caractérisation fine du désordre dans divers matériaux. Pour ce faire, un travail expérimental sera effectué entre autre au CESR, à l'aide d'un spectroscope IR et submillimétrique à transformé de Fourier, à partir duquel différents échantillons entre 4 K et 300 K seront analysés.

Il faudra également améliorer le modèle notamment en considérant les états excités des systèmes à deux niveaux et pas seulement les états d'énergie fondamentale. Par ailleurs, les prédictions du modèle sont si nouvelles par rapport à ce qui était admis jusqu'à présent que le modèle proposé d'émission des grains doit être inclus dans les modèles de transferts radiatifs ...

Chapitre 4

Emissivité des grains dans différentes phases du milieu interstellaire

Dites aux gens qu'il existe un milliard d'étoiles dans la Galaxie et ils vous croiront. Dites-leur qu'il y a de la peinture fraîche sur une chaise et ils auront besoin d'y toucher pour se convaincre.

K. Garbutt

4.1 Observations	82
4.1.1 COBE : instrument DIRBE	82
4.1.2 ARCHEOPS	82
4.1.3 Données HI	84
4.1.4 Données CO	84
4.2 Corrélation entre l'émission IR et les émissions intégrées HI et CO	86
4.2.1 Présentation de la procédure d'étude	86
4.2.2 Facteurs de conversion considérés : X_{HI} et X_{CO}	87
4.2.3 Détermination de l'émissivité des grains pour chacune des régions	88
4.2.4 Tri des résultats obtenus	89
4.2.5 Emissivités des grains pour les phases HI et CO	90
4.2.6 Discussion	98

Nous avons vu dans la section 2.6 que les propriétés de la poussière évoluent suivant l'environnement dans lequel elle se trouve, et se traduit par une diminution de l'abondance des VSG, une augmentation de l'émissivité ainsi qu'une diminution de la température d'équilibre des BG dans les milieux denses. Des études effectuées par Stepnik et al. (2001b, 2003) ont montré que pour expliquer les différentes observations faites sur plusieurs nuages moléculaires denses, un processus physique a été envisagé :

la coagulation des grains. Il semblerait que 80 à 100% des VSG se coagulent avec au moins 20 BG, en agrégats poreux, de dimension fractale voisine de 2. Ce processus est efficace dans les nuages denses si l'on invoque la présence de manteaux de glace sur les BG.

L'objectif de mon étude était de voir s'il était possible de mettre en évidence cet excès d'émissivité sur l'ensemble des milieux denses de notre Galaxie et pas seulement dans certains nuages isolés, observés par PRONAOS.

Je me suis intéressée à l'évolution de l'émissivité des grains entre 100 μm et 3.2 mm dans différents environnements. Mon étude s'est portée sur les régions atomiques de notre Galaxie ainsi que les régions moléculaires (tracés essentiellement par l'émission dans la raie de CO) plus denses.

4.1 Observations

4.1.1 COBE : instrument DIRBE

4.1.1.1 Présentation de l'instrument

DIRBE, un photomètre infrarouge au foyer du satellite COBE, a mesuré les rayonnements, avec pour longueurs d'onde centrales : 1.25, 2.2, 3.5, 4.9, 12, 25, 60, 100, 140 et 240 μm . Sa résolution était de 40'. Cet instrument a été opérationnel durant 10 mois à des températures cryogéniques, à partir de fin novembre 1989, puis a continué à fournir des données photométriques, à sensibilité réduite dans le proche IR jusqu'en décembre 1993.

4.1.1.2 Température des BG

DIRBE a permis, entre autre, de mesurer la température d'équilibre des grains à l'aide du rapport I_{100}/I_{140} . Cette température varie significativement le long du plan galactique. En revanche, la sensibilité réduite de l'instrument n'a pas permis de déterminer la température d'équilibre des grains pour des grandes valeurs de $|b|$ (fig. 4.1). La température dans le plan varie de 17 à 21 K.

4.1.2 ARCHEOPS

ARCHEOPS était une expérience embarquée sous ballon stratosphérique, dédiée à la mesure des fluctuations de température du rayonnement fossile de l'univers primordial (Cosmic Microwave Background, CMB), avant le satellite WMAP (section 3.1.3). Il a été conçu comme un précurseur de l'instrument HFI (pour « High Frequency Instrument ») de Planck. ARCHEOPS a été lancé depuis la base d'Esrange en Suède. L'instrument focal, un photomètre multibandes, opérait dans quatre bandes de fréquences centrées à 143, 217, 353 et 545 GHz, soit 2.1 mm, 1.4 mm, 850 μm et 550 μm . ARCHEOPS a permis de cartographier environ 30% du ciel avec une résolution de 8'.

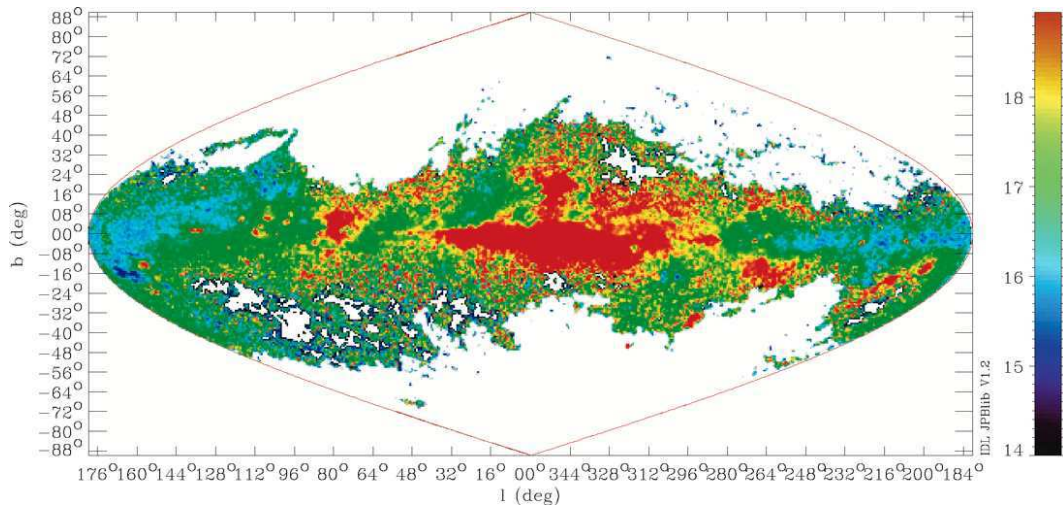


FIG. 4.1 – Carte des températures galactiques obtenue avec les données DIRBE.

4.1.2.1 Cartes obtenues

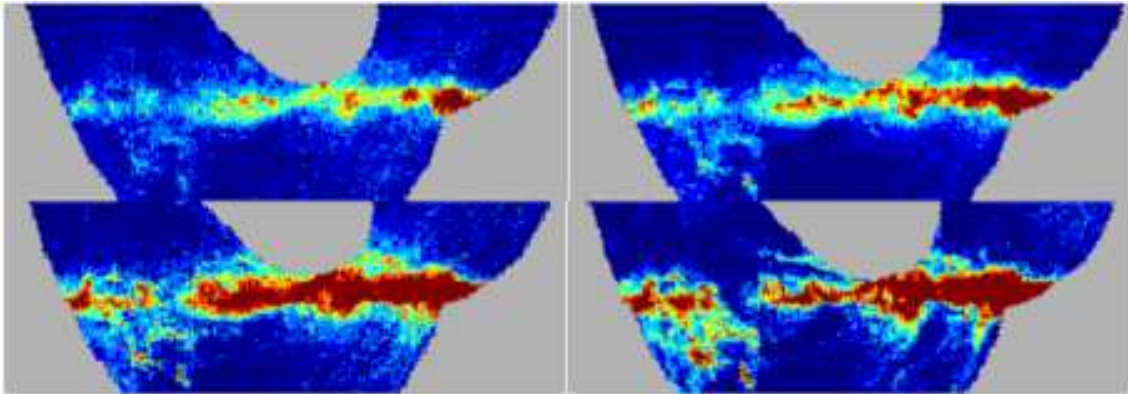


FIG. 4.2 – Cartes galactiques obtenues avec ARCHEOPS (dans le domaine $[0-1]$ mK), à 143 GHz (en haut à gauche), à 217 GHz (en haut à droite), à 353 GHz (en bas à gauche) et 545 GHz (en bas à droite). La région cartographiée va du Cygne (à droite) jusque vers l'anti-centre Galactique (à gauche) et inclut la région de formation d'étoiles du Taureau (en bas à gauche).

Les cartes présentées dans la figure 4.2 sont les premières cartes du plan galactique à haute résolution à ces fréquences, couvrant une aussi large fraction du ciel. Elles mettent en évidence des régions denses brillantes, comme dans le complexe du Cygne, mais aussi l'émission plus diffuse s'étendant aux grandes latitudes galactiques. Il faut également ajouter qu'ARCHEOPS a fourni la première mesure de la polarisation de la poussière galactique à 353 GHz, montrant des nuages denses polarisés ainsi que la polarisation du milieu diffus galactique. Le spectre d'émission des grains, obtenu dans le domaine IR lointain et millimétrique est en accord avec le spectre FIRAS. Mais

les mesures d'ARCHEOPS ont une résolution angulaire 30 fois meilleure que celles de FIRAS.

4.1.3 Données HI

Les données HI (21 cm) utilisées pour mon travail sont celles du nouveau relevé Leiden/Dwingeloo (voir fig. 4.3), de Hartmann et Burton 1995, avec des observations du ciel au dessus de $\delta = -30^\circ$, obtenues avec le télescope Dwingeloo de 25 m. L'étendue du faisceau est de $36'$. Ces observations ont été corrigées de la contamination par le rayonnement parasite dans les lobes lointains. Les vitesses sont comprises entre $[-450, +400]$ km/s, et la résolution spectrale est de 1.03 km/s. Pour plus de détails, se reporter à Hartmann, 1994, et Hartmann et Burton, 1995. En dessous de $\delta = -30^\circ$, il s'agit des observations effectuées à l'aide des antennes du VLA (pour « Very Large Array ») au Nouveau Mexique, et à la résolution de 1° , par Dickey & Lockman (1990).

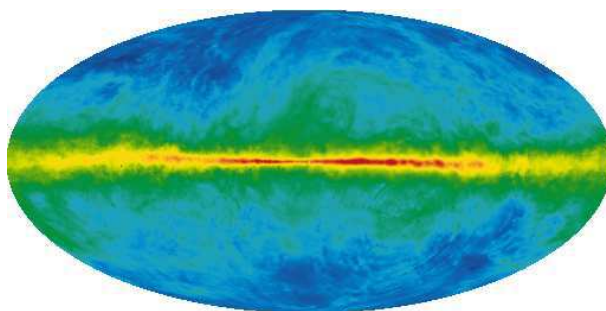


FIG. 4.3 – Carte composite de la densité de colonne HI à 21 cm, obtenue par Hartmann et al., 1997, pour des latitudes galactiques $> -30^\circ$, et de la carte de l'hémisphère sud ($b < -30^\circ$) construite par Dickey & Lockman (1990). L'échelle est logarithmique et va de $1 \cdot 10^{19}$ à $2 \cdot 10^{22}$ H/cm².

4.1.4 Données CO

Les données utilisées proviennent d'une combinaison de plusieurs catalogues compilée par Dame et al. (2001) (voir fig. 4.4). Les observations ont été obtenues le long du plan galactique dans une plage de latitude d'une largeur de 4 à 10° , avec une taille de faisceau de 0.125° , ainsi que des observations de grands nuages locaux à plus haute latitude, avec cette fois une taille de faisceau de 0.25° . Cette carte couvre environ 45% du ciel.

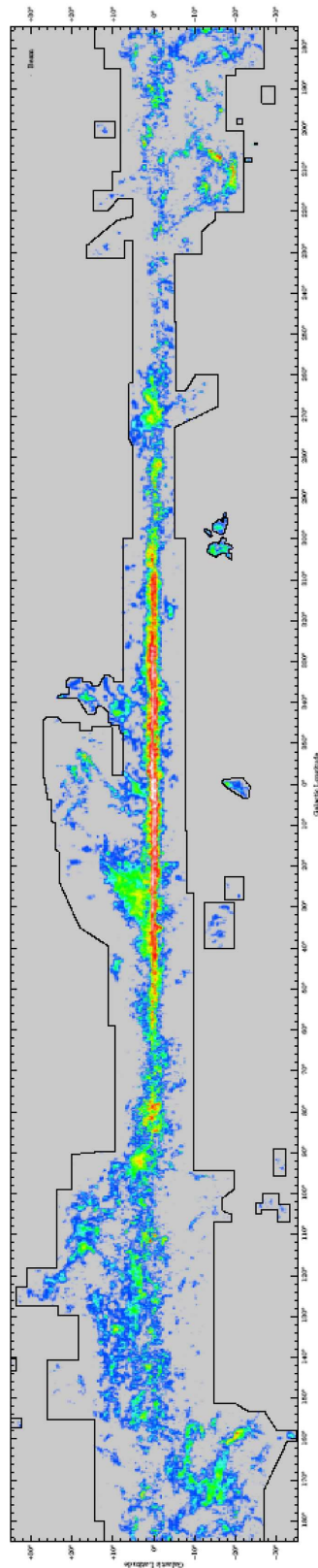


FIG. 4.4 – Carte des vitesses intégrées CO le long du plan galactique, obtenue par Dame et al. (2001).

4.2 Corrélation entre l'émission IR et les émissions intégrées HI et CO

4.2.1 Présentation de la procédure d'étude

Pour réaliser mon étude, j'ai travaillé avec les cartes précédemment présentées mais toutes traitées de manière identique au traitement des cartes ARCHEOPS. Les cartes ARCHEOPS avaient été étudiées au préalable par une équipe responsable de cette expérience, afin de nettoyer le bruit à basse fréquence d'origine électrique, d'éliminer certaines mauvaises données... De plus aucun des vols effectués par ARCHEOPS n'a été suffisamment long pour permettre une bonne couverture du ciel à chaque passage de l'instrument. Des écarts étaient présents dans les données, que l'équipe ARCHEOPS a essayé de corriger par plusieurs algorithmes. Mais aucune des méthodes employées n'a permis d'enlever tous ces écarts dans les données. J'ai donc utilisé des cartes DIRBE, HI, CO et WMAP, filtrées en utilisant le même algorithme que celui ayant servi au traitement des données ARCHEOPS. Ce traitement a été réalisé par les soins de l'équipe ARCHEOPS. Toutes les données ont été mises à la même résolution, soit 1° (résolution des données DIRBE). J'ai travaillé en pixelisation HEALPix, avec un $n_{\text{side}}=128$ (soit 1996608 pixels sur l'ensemble du ciel) et avec l'outil PSD (voir section 3.4.1). J'ai enlevé un bruit de fond sur chacune des cartes sur la base du flux minimal des données HI, afin de soustraire la lumière zodiacale ou l'émission résiduelle du fond cosmologique IR. Je me suis intéressée à des régions comprises entre -30° et $+30^\circ$ de latitude galactique, et où le flux est suffisamment important pour chacune de ces cartes. Cependant, les données ARCHEOPS laissaient apparaître des zones où les brillances étaient en légère baisse à $550 \mu\text{m}$ par rapport aux brillances aux autres longueurs d'onde, déficit qui ne semblait pas réel mais provenant plutôt des passages circulaires de l'instrument dans le ciel et donc d'un mauvais traitement de la carte à cette longueur d'onde (voir fig. 4.5). Afin de ne pas fausser l'interprétation de mes résultats, j'ai pris l'initiative de retirer de mon étude ces régions sur la base du critère suivant :

$$\frac{\left(\frac{\nu_{550}}{\nu_{140}}\right)^2 \frac{B_{\nu_{550}}(T)}{B_{\nu_{140}}(T)} I_{\lambda_{140}} - I_{\lambda_{550}}}{I_{\lambda_{550}}} > 1 \quad (4.1)$$

J'ai enlevé ainsi de mon étude les régions pour lesquelles l'écart entre l'émission à $550 \mu\text{m}$ et l'émission d'un corps noir normalisé à $140 \mu\text{m}$, sur l'émission à $140 \mu\text{m}$ est supérieure à 100 %. J'ai effectué des corrélations dans des régions de 6° en longitude sur 4° en latitude. Chacune des régions est échantillonnée tous les 3° en longitude et/ou tous les 2° en latitudes, afin de ne pas perdre d'information (théorème de Shannon). Dans chacune des régions j'ai enlevé de nouveau un fond dans toutes les cartes, correspondant à 50% des plus basses valeurs de l'émission intégrée HI, afin que les résultats des corrélations entre les données IR et la densité de colonne totale dérivée des données HI et CO donnent une émission IR nulle pour une densité de colonne nulle. J'ai ensuite réalisé une comparaison des observations avec la relation suivante :

$$I_\lambda = a_\lambda W_{HI} + b_\lambda W_{CO} + c_\lambda \quad (4.2)$$

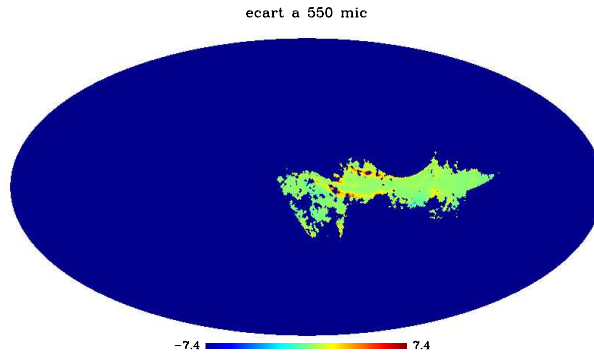


FIG. 4.5 – *Ecart entre les données ARCHEOPS à 550 μm et une loi de corps noir normalisée à 240 μm , et centré sur l'anti-centre galactique.*

avec I_λ l'émission IR à la longueur d'onde λ et W_{HI} , W_{CO} l'émission intégrée pour respectivement HI et CO, et c_λ une constante.

Pour ce faire, j'ai effectué une minimisation du χ^2 en utilisant une routine de régression linéaire.

4.2.2 Facteurs de conversion considérés : X_{HI} et X_{CO}

Avec l'hypothèse que le gaz atomique est optiquement mince, la densité de colonne totale d'hydrogène peut être déduite de l'émission intégrée à 21 cm (W_{HI}) par la relation suivante, d'après Spitzer (1978) :

$$N_{\text{HI}} = 1.82 \times 10^{18} W_{\text{HI}} \quad (4.3)$$

Lors de mon étude je me suis intéressée à la région observée par ARCHEOPS, qui correspond à l'anti-centre galactique. Il s'agit des régions externes de notre Galaxie ($|l| > 60^\circ$) donc il n'y a pas de raisons de penser que le gaz ne serait pas optiquement mince dans cette région du ciel, d'autant plus que cette hypothèse est généralement bien acceptée pour notre Galaxie.

Le facteur de conversion $X_{\text{CO}} = \frac{N_{\text{H}_2}}{W_{\text{CO}}}$ (où W_{CO} est l'émission intégrée CO) est quant à lui assez controversé. Il dépend a priori de facteurs comme la métallicité et la chimie dans le milieu interstellaire, et pourrait changer d'un nuage à l'autre (Magnani & Onello 1995). Si la métallicité diminue, on s'attend à ce qu'il y ait une décroissance de l'abondance des molécules CO. En effet, il y a moins de métaux, donc moins de carbone et d'oxygène, donc forcément moins de CO. D'autre part les poussières sont moins abondantes pour protéger les molécules CO du champ de rayonnement. La photodissociation se produit par l'absorption de raies et lorsque ces raies deviennent optiquement épaisses, le champ de rayonnement interstellaire s'appauvrit considérablement en photons UV, et le milieu s'auto-protège. C'est le cas pour les molécules H_2 , qui sont très abondantes et provoquent ainsi une saturation des raies UV. Elles s'auto-protègent donc du rayonnement photodissociant, contrairement aux molécules CO, dont l'abondance est moins importante et qui sont de ce fait photodissociées plus profondément. C'est pour cette raison que l'on peut avoir une phase de H_2 avec peu ou pas de CO

(Madden et al. 1997; Leroy et al. 2007; Bernard et al. 2007).

Donc pour un milieu à faible métallicité, et pour une même densité de colonne N_{H_2} on s'attend à ce que le facteur X_{CO} augmente, comparé à un milieu à forte métallicité. Pour les régions externes auxquelles je me suis intéressée, il est peu probable que la métallicité et en ce sens le facteur de conversion, changent. En effet il a été montré des variations de la métallicité essentiellement dans des régions internes de notre Galaxie ($|l| < 60^\circ$). Il est donc raisonnable d'adopter, sur l'ensemble de mes régions d'étude, la valeur obtenue par Strong et al. (1988), soit :

$$X_{\text{CO}} = 2.3 \times 10^{20} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s}) \quad (4.4)$$

Cette valeur « standard » a été déduite de mesures du rayonnement γ sur l'ensemble du plan galactique, à l'exception de la région du centre galactique ($|l| < 10^\circ$) qui présentait un comportement différent du celui du plan galactique.

4.2.3 Détermination de l'émissivité des grains pour chacune des régions

Afin d'obtenir l'émissivité des grains, il est nécessaire de connaître leur température d'équilibre dans chacune des régions. Une température ne peut être obtenue que d'après la forme du spectre d'émission. Pour ce faire, j'ai considéré pour chaque coefficient a et b déduit de ma procédure de minimisation, les quatre longueurs d'onde suivantes : 100, 140, 240 et 550 μm . La routine que j'utilise cherche le meilleur couple (β, T) , permettant d'expliquer la brillance à chacune des longueurs d'onde précédentes. Je n'ai donc pas à faire d'hypothèse sur la valeur de la pente du spectre car imposer un $\beta = 2$, peut fausser la valeur de la température, essentiellement à basse température. Connaissant la température, il est alors possible de calculer la fonction de Planck pour toutes les longueurs d'onde de DIRBE, ARCHEOPS, et WMAP. J'en déduis alors l'émissivité des grains pour le domaine correspondant à l'émission de la poussière. Concernant les données WMAP, seule la bande W est considérée, les autres étant dominées par de l'émission libre-libre ou synchrotron (se référer à la section 2.8).

Les erreurs sur les valeurs d'émissivité dans chacune des régions ont été calculées de la manière suivante :

$$\Delta\epsilon_{\lambda, \text{HI/CO}} = \epsilon_{\lambda, \text{HI/CO}} \times \left(\frac{\Delta B_{\nu, \text{HI/CO}}(T)}{B_{\nu, \text{HI/CO}}(T)} + \frac{\Delta I_{\lambda, \text{HI/CO}}}{I_{\lambda, \text{HI/CO}}} \right) \quad (4.5)$$

où l'erreur sur l'intensité pour la phase atomique et moléculaire est : $\Delta I_{\lambda, \text{HI}} = \frac{\Delta a_{\lambda}}{X_{\text{HI}}}$ et $\Delta I_{\lambda, \text{CO}} = \frac{\Delta b_{\lambda}}{X_{\text{CO}}}$. L'erreur sur les paramètres a et b provient directement de la routine de régression linéaire, routine qui calcule l'écart-type à 1σ . L'erreur sur la température nécessaire pour le calcul de l'erreur sur la fonction de Planck est déterminée par une variante de la méthode du bootstrap (cf. Annexe B), par la routine déduisant le couple indice spectral / température des grains.

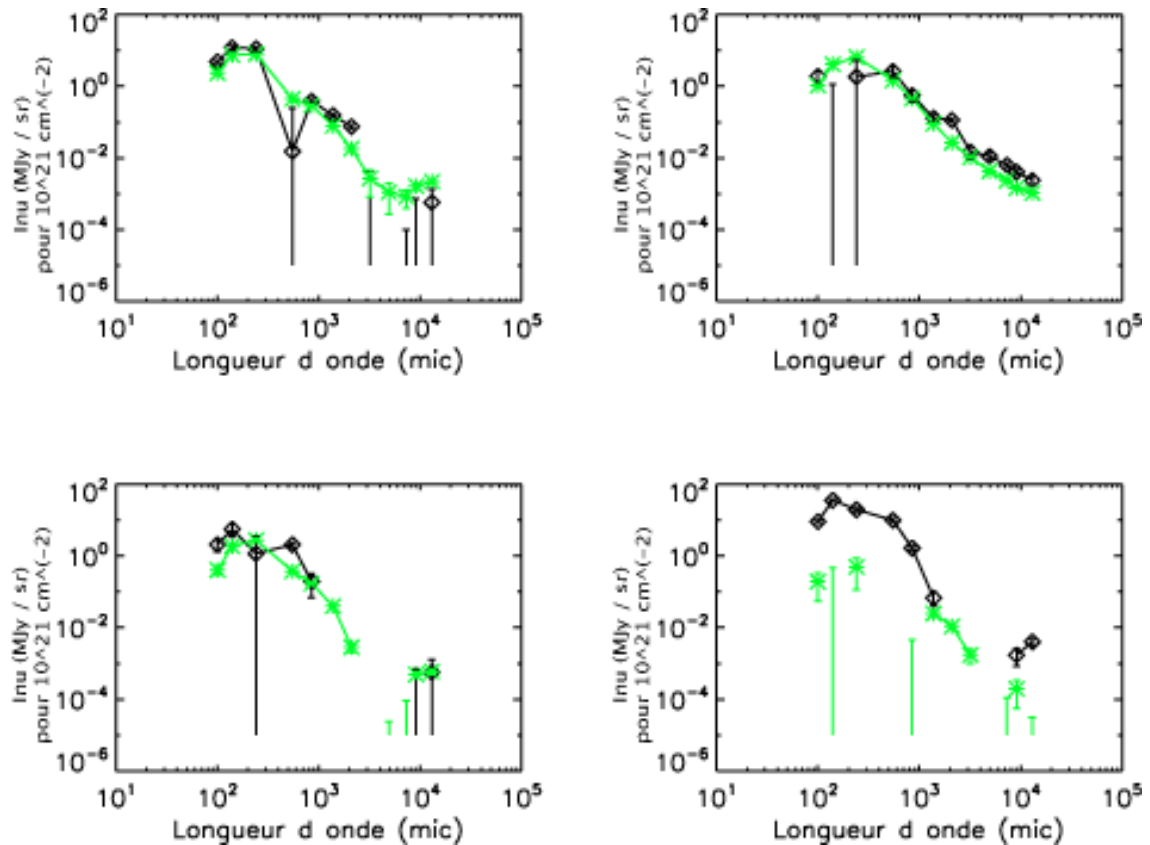


FIG. 4.6 – Exemple de spectres non pris en considération pour mon étude sur l'émissivité. Les spectres de la phase atomique sont décrits par des losanges noirs et ceux de la phase moléculaire par des croix vertes.

4.2.4 Tri des résultats obtenus

Tout d'abord, j'ai enlevé les régions qui ne contenaient pas suffisamment de pixels dont j'ai fixé le nombre minimal à 15. Dans un deuxième temps, j'ai mis de côté les résultats pour lesquels les températures étaient soit supérieures à 30 K, soit inférieures à 9 K, car les spectres dans ces cas là présentaient des comportements très différents des autres, indiquant probablement un problème dans les données. La fraction de spectres éliminés sur cette base est de 24%, sachant que 21% de ces spectres a un résultat provenant de la corrélation, négatif à 100, 140, 240 ou 550 μm . La figure 4.6 présente des exemples de spectres atomiques et moléculaires pour quatre régions écartées de mon étude.

Ensuite, il faut savoir qu'une mauvaise détermination de la température, a des conséquences non linéaires sur la valeur de l'émissivité des grains, par l'intermédiaire de la fonction de Planck. Je me suis donc intéressée au rapport entre les données à 240 μm et 550 μm , car malgré un premier tri concernant les déficits d'émission à 550 μm , certains spectres présentaient encore ce même déficit ou dans certains cas un excès, entraînant une mauvaise détermination de la température. De plus, les valeurs à 240

μm semblaient être dans des cas assez rares, non fiables du fait d'une valeur d'émission soit trop élevée devant l'émission à $140 \mu\text{m}$, soit trop faible devant celle à $550 \mu\text{m}$. Donc afin d'éviter ces problèmes d'évaluation de la température j'ai écarté certains de ces spectres, correspondant à une fraction de l'ordre de 4% des spectres restants.

Cependant ce type de comportement inhabituel se rencontre essentiellement sur les spectres correspondant à la phase moléculaire. Donc il est possible que les milieux moléculaires présentent dans certains cas un comportement spectral différent de celui des milieux HI, qui pourrait éventuellement résulter du changement des propriétés des grains dans les environnements denses.

4.2.5 Emissivités des grains pour les phases HI et CO

4.2.5.1 Cas 1 « normal » : $T_{\text{CO}} < T_{\text{HI}} < T_{\text{CO}} + 0.6$

Dans cette étude, j'ai cherché à étudier le comportement de l'émissivité des grains dans des milieux HI et CO, où les températures ne diffèrent pas de plus de 0.6 K. Je ne considère pas ici les régions où la température des grains dans la phase CO est supérieure à celle dans la phase HI, celles-ci étant probablement des régions de formations stellaires. Les émissivités résultant des corrélations sont montrées dans la figure 4.7. Il est très intéressant de constater que les spectres des émissivités des phases atomique et moléculaire sont quasiment parallèles, avec un changement de pentes des émissivités entre celles aux longueurs d'onde DIRBE et celles aux longueurs d'onde ARCHEOPS. En effet un aplatissement des spectres est visible dans le domaine des longueurs d'onde ARCHEOPS. La figure 4.8 présente les valeurs médianes des émissivités pour chaque phase. Nous pouvons constater à la vue de cette figure que le comportement général déduit des régions individuelles est confirmé par ces valeurs médianes : les spectres des émissivités dans chacune des phases semblent parallèles, et leurs indices spectraux d'émissivités sont modifiés, entre le domaine des longueurs d'onde DIRBE et celui des longueurs d'onde ARCHEOPS. Le tableau 4.2 met en évidence les valeurs médianes de l'indice spectral d'émissivité dans le domaine des longueurs d'onde DIRBE et ARCHEOPS, déduits d'un ajustement linéaire des données (les erreurs proviennent de la routine d'ajustement). Nous constatons que le spectre s'applatit de manière non négligeable aux longueurs d'onde ARCHEOPS, par comparaison au domaine des courtes longueurs d'onde. Pour des longueurs d'onde inférieures à $550 \mu\text{m}$ l'indice spectral d'émissivité est plus élevé dans la phase atomique que moléculaire.

Nous pouvons remarquer que les émissivités des deux phases sont relativement proches. Nous sommes dans le cas où l'écart en température entre les régions atomique et moléculaire est faible. Nous pouvons supposer que les grains n'ont pas forcément évolués de manière différente, et qu'ils ne sont pas sous la forme d'agrégats, ce qui expliquerait le comportement observé. Nous pouvons de ce fait penser que le facteur X_{CO} considéré n'est pas déraisonnable sans quoi il y aurait un gros écart entre les émissivités dans les deux phases. Si l'on regarde les valeurs médianes du rapport de l'émissivité des phases moléculaires sur celle des phases atomiques, présentées dans le tableau 4.1 (cas 1), nous pouvons constater que l'émissivité dans les phases atomiques domine celle des phases moléculaires, à toutes les longueurs d'onde, avec des écarts en

λ	méd. ($\frac{\epsilon_{\text{CO}}}{\epsilon_{\text{HI}}}$) Cas 1	méd. ($\frac{\epsilon_{\text{CO}}}{\epsilon_{\text{HI}}}$) Cas 2	méd. ($\frac{\epsilon_{\text{CO}}}{\epsilon_{\text{HI}}}$) Cas 3
100 μm	0.5745 ± 1.0490	3.8171 ± 1.0181	0.3611 ± 1.5390
140 μm	0.6693 ± 0.7512	2.7960 ± 0.7207	0.3137 ± 0.7531
240 μm	0.7445 ± 0.6318	1.8188 ± 0.5832	0.5613 ± 0.4928
550 μm	0.7398 ± 0.4719	0.9253 ± 0.4117	0.8262 ± 0.3545
850 μm	0.6628 ± 0.4382	0.7458 ± 0.4155	0.7228 ± 0.3589
1.4 mm	0.7867 ± 0.4066	0.8616 ± 0.3213	0.8732 ± 0.2393
2.1 mm	0.5070 ± 0.6012	0.5782 ± 0.5560	0.7187 ± 0.3830
3.2 mm	0.4967 ± 0.7053	0.5304 ± 0.5487	1.1194 ± 0.5160

TAB. 4.1 – Valeurs médianes des rapports $\epsilon_{\text{CO}}/\epsilon_{\text{HI}}$ pour chacun des cas étudiés : cas 1 (« normal »), cas 2 (« CO froid »), cas 3 (« CO chaud »).

Domaine en λ	Phase	méd. (β) Cas 1	méd. (β) Cas 2	méd. (β) Cas 3
[100-240] μm	HI	2.52 ± 0.07	2.12 ± 0.10	2.46 ± 0.14
	CO	2.26 ± 0.05	2.77 ± 0.11	2.12 ± 0.01
[550-2100] μm	HI	1.44 ± 0.18	1.40 ± 0.11	1.40 ± 0.04
	CO	1.57 ± 0.07	1.64 ± 0.08	1.30 ± 0.10

TAB. 4.2 – Valeurs médianes des pentes des émissivités pour chacun des cas étudiés : cas 1 (« normal »), cas 2 (« CO froid »), cas 3 (« CO chaud »).

émissivité de l'ordre de 30%, pour le facteur X_{CO} utilisé. Cet écart en émissivité peut provenir d'une valeur de X_{CO} 30% trop faible, et une erreur de cet ordre de grandeur sur la valeur du facteur de conversion reste néanmoins très correcte. De plus, les incertitudes sur la valeur médiane du rapport ne sont pas négligeables et sont comprises entre 60% et 180% de la valeur. Le niveau absolu des émissivités de la phase moléculaire peut cependant varier si la valeur de X_{CO} choisie n'est pas correcte mais dans tous les cas, la pente des émissivités restera inchangée.

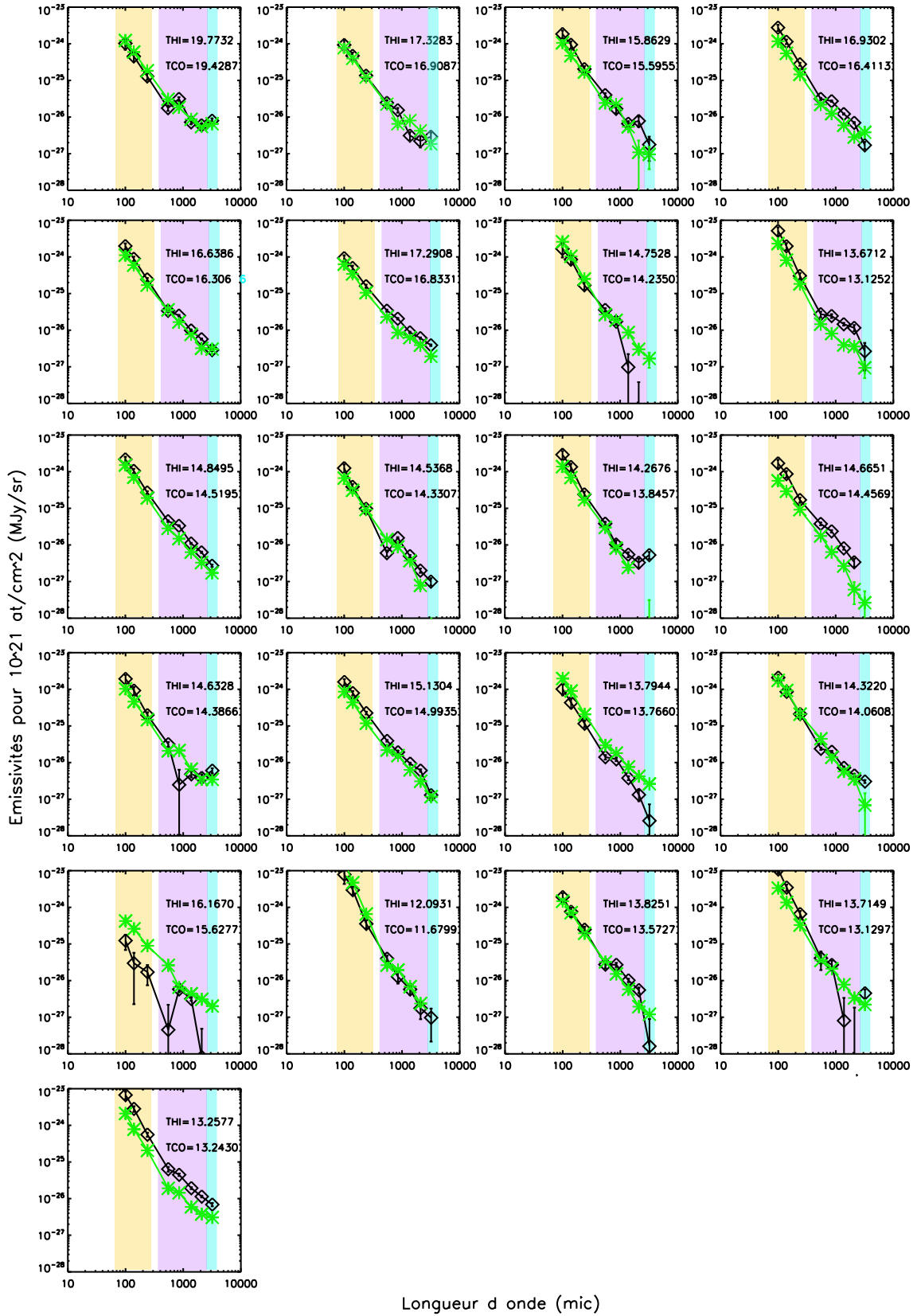


FIG. 4.7 – Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées (phase HI en noir (losange) et CO en vert (étoiles)), pour le cas 1 « normal ». Le rectangle jaune montre les données DIRBE, le rose les données ARCHEOPS et le bleu la bande W des données WMAP.

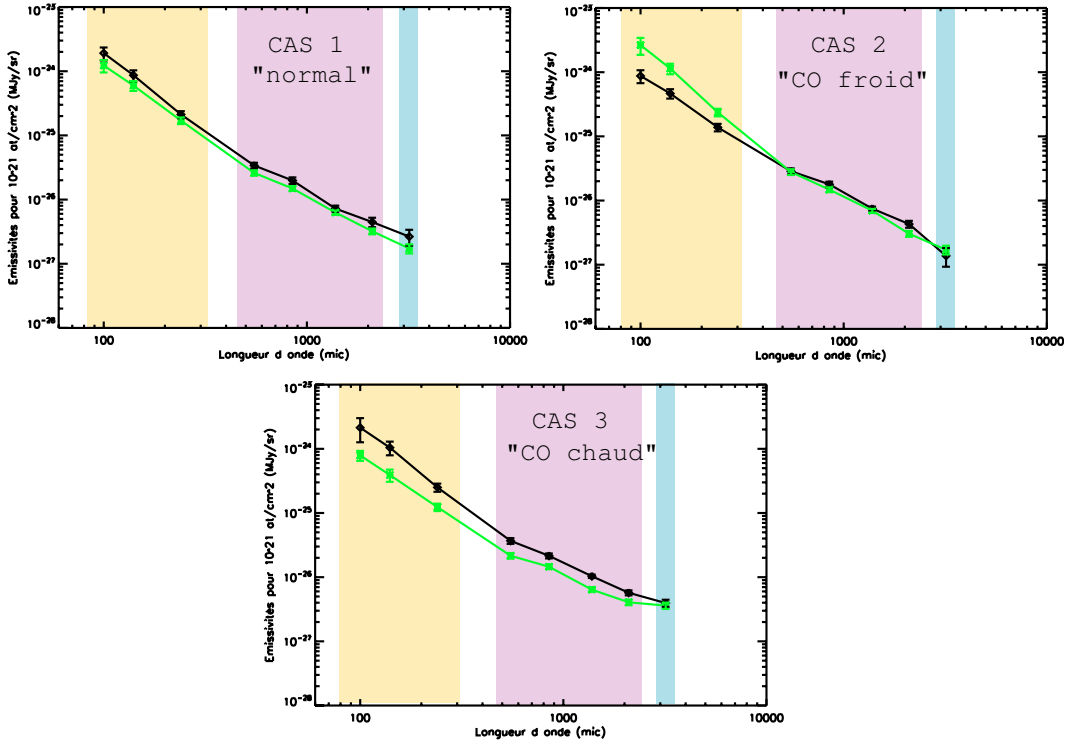


FIG. 4.8 – *Émissivité médiane de la poussière pour les trois domaines de températures étudiés (phase HI en noir (losange) et CO en vert (étoiles)). Le rectangle jaune montre les données DIRBE, le rose les données ARCHEOPS et le bleu la bande W des données WMAP.*

4.2.5.2 Cas 2 « CO froid » : $T_{\text{CO}} + 2.5 < T_{\text{HI}} < T_{\text{CO}} + 4$

Dans un deuxième temps, j'ai voulu mesurer l'émissivité dans des régions présentant une grande différence de température entre les deux phases. C'est ce cas là qui suscitait le plus grand intérêt, afin de comparer nos résultats avec ceux obtenus avec les données Pronaos dans la région du Taureau. Les résultats obtenus (voir fig. 4.9) laissent apparaître une nette tendance dans l'évolution de l'émissivité à différentes longueurs d'onde. En effet nous pouvons remarquer qu'à courtes longueurs d'onde l'indice spectral des émissivités dans la phase CO est beaucoup plus élevé que celui des émissivités dans la phase HI. Cependant aux longueurs d'onde d'ARCHEOPS, les spectres des émissivités dans les phases HI et CO sont de nouveaux parallèles. Le cas 2 de la figure 4.8 confirme cette tendance qui se dégageait de la majorité des régions étudiées. De plus nous pouvons voir d'après le tableau 4.2 que l'écart entre les valeur médianes de l'indice spectral est de 0.65 entre les deux phases (correspondant à un rapport $\frac{\beta_{\text{CO}}}{\beta_{\text{HI}}} = 1.31$), dans le domaine des longueurs d'onde DIRBE. En revanche à plus grandes longueurs d'onde, non seulement les indices spectraux sont beaucoup plus faibles mais également peu différents, avec un écart de 0.24 (soit $\frac{\beta_{\text{CO}}}{\beta_{\text{HI}}} = 1.17$). Pour la valeur du facteur X_{CO} adoptée, nous constatons que l'émissivité dans la phase moléculaire est supérieure à celle de la phase atomique à courtes longueurs d'onde (ie $\lambda < 500 \mu\text{m}$) d'un facteur al-

lant de 2 à 10 à 100 μm , et aux alentours de 2 à 240 μm . Puis les spectres des émissivités de chacune des phases ont tendance à se rejoindre aux longueurs d'onde ARCHEOPS. Il est possible une fois de plus que la valeur de X_{CO} soit biaisée, mais dans ces régions à l'extérieur de la Galaxie où l'on ne s'attend pas à avoir de grandes variations de la métallicité, il n'est pas possible qu'un tel écart en émissivité provienne de l'incertitude sur le facteur. L'émissivité ϵ_{CO} peut effectivement être moins importante mais restera néanmoins largement supérieure à l'émissivité ϵ_{HI} . De plus aux longueurs d'onde ARCHEOPS les émissivités de chacune des phases sont assez proches, ce qui conforte l'idée que le facteur X_{CO} considéré est raisonnable. Concernant la bande W de WMAP, l'émissivité varie souvent assez brutalement par comparaison avec les émissivités calculées aux longueurs d'onde ARCHEOPS, quelle que soit la région considérée.

On pourrait envisager que cet écart à faible longueur d'onde dans la pente des émissivités soit simplement dû à une petite erreur sur la température dans la phase CO. Cependant cette erreur n'apparaîtrait alors que pour les émissivités dans la phase CO. De plus, j'ai vérifié que pour obtenir une pente identique des émissivités à faibles longueurs d'onde pour les deux phases, il faudrait une augmentation de la température dans la phase moléculaire de 2 à 3 K, ce qui est supérieur aux erreurs sur la température dans ces régions qui sont comprises entre 0.25 et 0.72 K. On peut donc penser que l'augmentation de pente d'émissivité est réelle, et ne provient pas d'une erreur sur la température.

Si l'on regarde le tableau 4.1, on constate que le rapport des émissivités pour des longueurs d'onde inférieures à 550 μm s'accorde avec les résultats obtenus par Stepnik et al. (2001b), pour une gamme de longueur d'onde comprise entre 200 et 600 μm , confirmant un excès d'émissivité dans les régions denses, avec l'hypothèse d'un facteur de conversion constant sur l'ensemble des régions étudiées, hypothèse raisonnablement justifiée. Néanmoins, quelle que soit l'éventuelle erreur sur le niveau en absolu des émissivités dans la phase CO, le changement de pente dans cette phase reste réel. Cependant Stepnik et al. (2001b) ont observé une augmentation d'émissivité d'un même facteur 3-4 à toutes les longueurs d'onde PRONAOS alors que mon étude montre que le spectre des émissivités dans la phase moléculaire n'évolue pas parallèlement à celui de la phase atomique. Notons que l'argument « thermique » utilisé par Stepnik et al. (2001b), pour déduire l'augmentation d'émissivité ne requiert une augmentation d'émissivité que près du pic d'émission, c'est-à-dire précisément là où je détecte une émissivité des phases moléculaires supérieure à celle des phases atomiques.

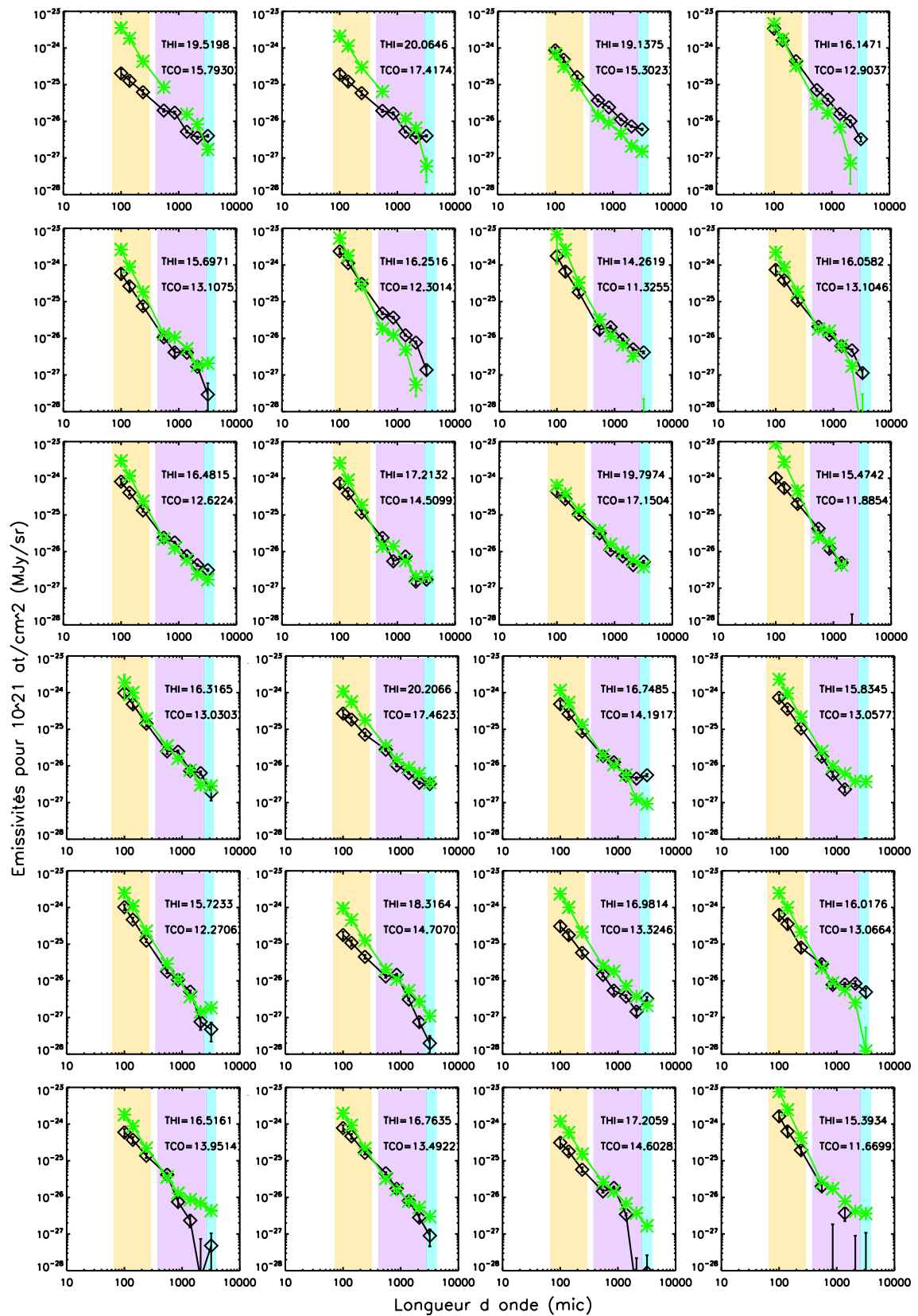


FIG. 4.9 – Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées (phase HI en noir (losanges) et CO en vert (étoiles)), pour le cas 2 « CO froid ». Le rectangle jaune montre les données DIRBE, le rose les données ARCHEOPS et le bleu la bande W des données WMAP.

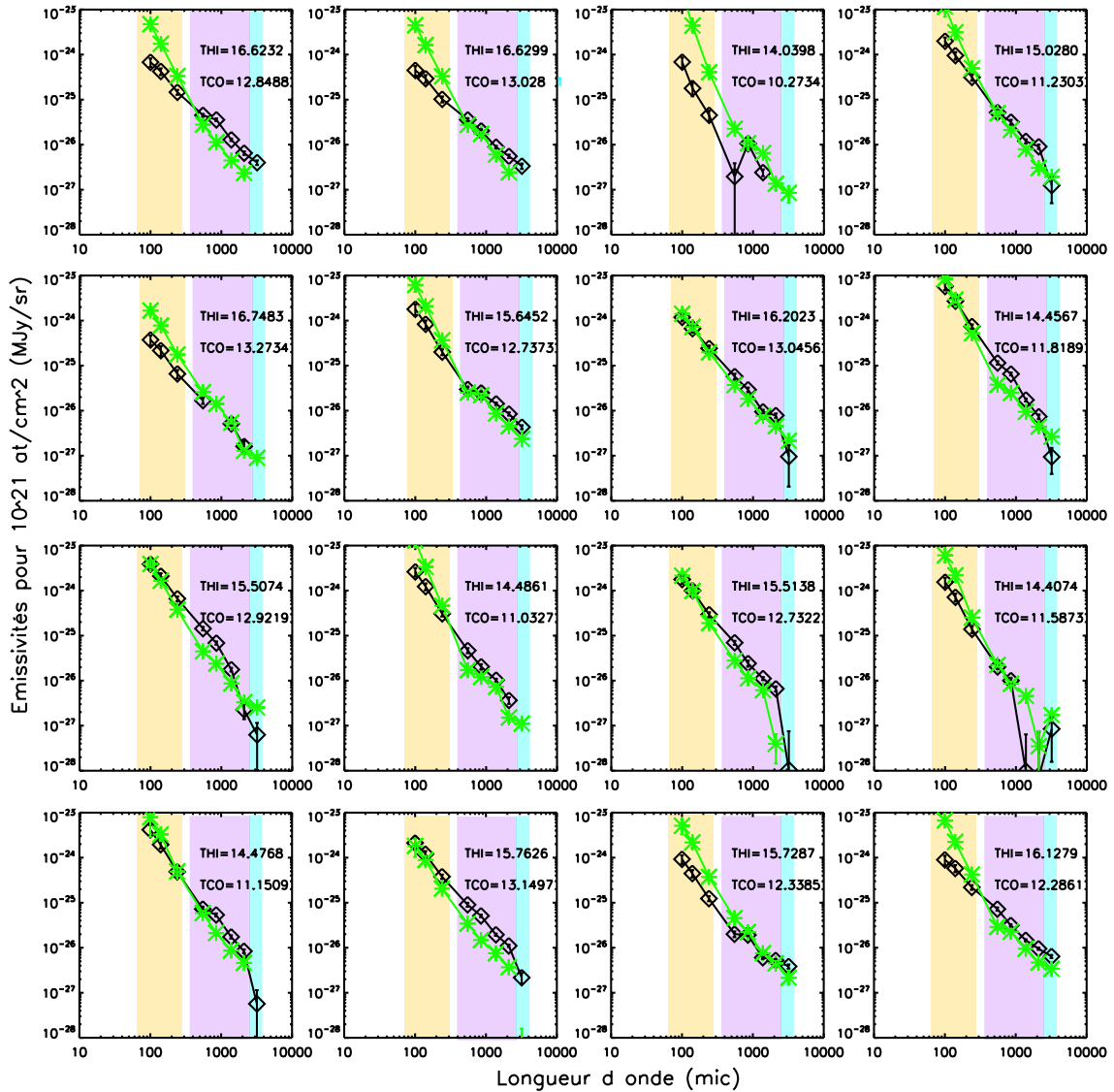


FIG. 4.9 – Suite.

4.2.5.3 Cas 3 « CO chaud » : $T_{\text{HI}} + 2. < T_{\text{CO}} < T_{\text{HI}} + 4$

Dans le cas où la température dans la phase CO est supérieure à la température dans la phase HI (cf. fig. 4.10), le comportement des indices spectraux des émissivités est plus ou moins l'inverse du cas précédent, dans le sens où la pente des émissivités à courtes longueurs d'onde est plus raide dans la phase atomique que dans la phase moléculaire. Néanmoins la différence d'indices spectraux aux longueurs d'onde DIRBE est plus faible que celle du cas 2 (cf. tab. 4.2). De nouveau à plus grandes longueurs d'onde les pentes des émissivités sont plus faibles et relativement identiques. D'un point de vue général il semblerait que le spectre des émissivités dans la phase CO soit parallèle ou plus plat que celui des émissivités dans la phase HI. Mais il est difficile

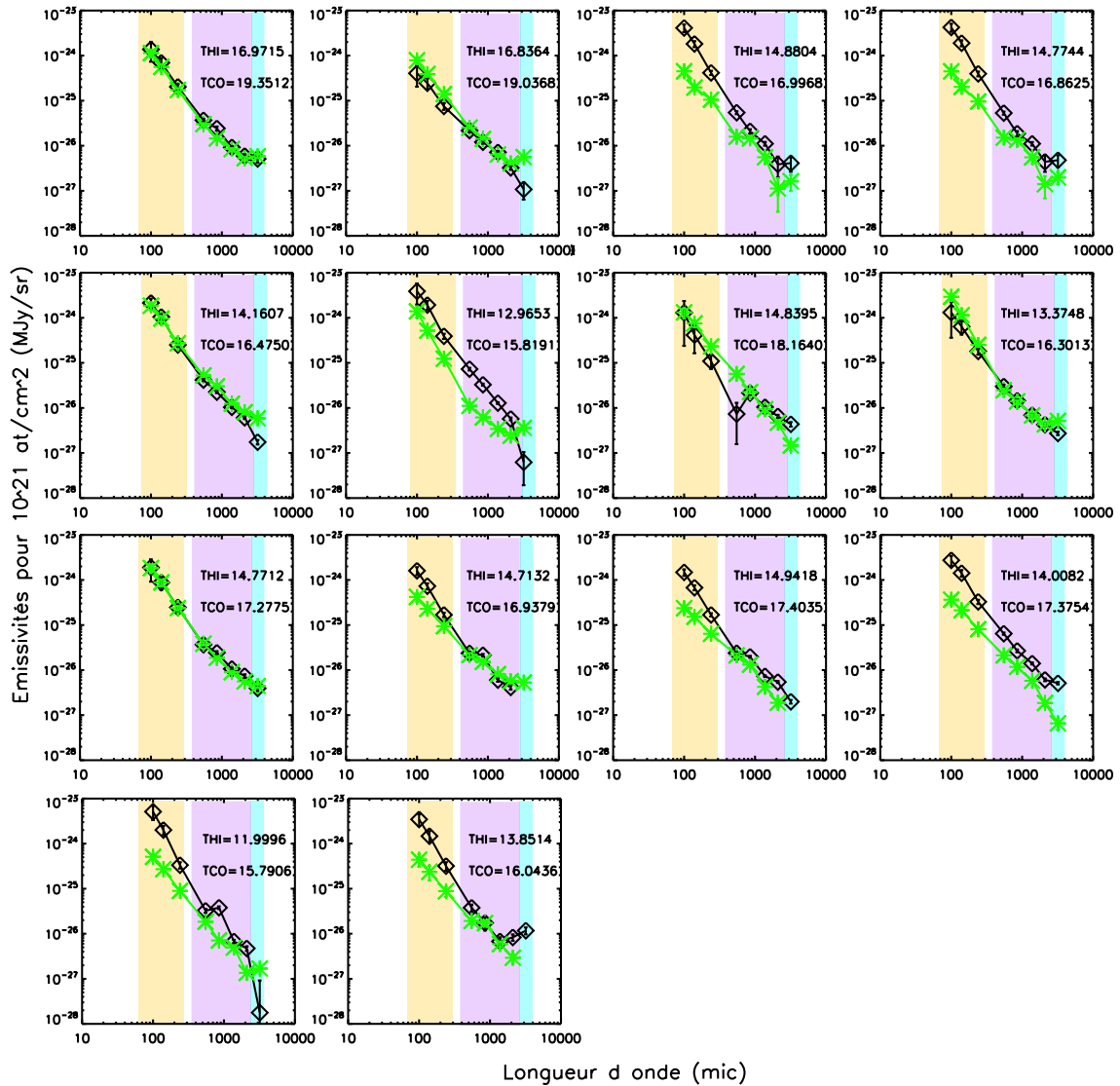


FIG. 4.10 – *Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées (phase HI en noir (losanges) et CO en vert (étoiles)), pour le cas 2 « CO froid ». Le rectangle jaune montre les données DIRBE, le rose les données ARCHEOPS et le bleu la bande W des données WMAP.*

d'en tirer des conclusions plus précises car plusieurs cas se présentent et le nombre de régions est limité pour cette gamme de température. Pour la valeur choisie pour X_{CO} , l'émissivité dans la phase HI est plus forte que l'émissivité dans la phase CO, à courtes longueurs d'onde, même s'il y a plusieurs cas où les émissivités dans chacune des phases sont égales. La phase la plus froide montre donc dans ce cas un excès d'émissivité en dessous de $550 \mu\text{m}$, que cette phase soit moléculaire ou atomique.

4.2.6 Discussion

Les résultats concernant l'excès d'émissivité, obtenus par Stepnik et al. (2001b) dans les environnements denses, pour des longueurs d'onde inférieures à $600 \mu\text{m}$ semblent se reproduire dans notre étude pour $\lambda < 550 \mu\text{m}$. Nous pouvons voir d'après la figure 4.11 qu'il y a effectivement un décrochement du rapport des émissivités dans les phases CO et HI à mesure que la différence de température entre ces deux phases s'accroît (traduisant une augmentation de la densité du milieu mais surtout l'apparition de l'agrégation, d'après le chapitre 2.6), aux longueurs d'onde DIRBE, mais également une nette différence de l'indice spectral des émissivités entre les deux phases.

En effet, pour une valeur de $X_{\text{CO}} = 2.3 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2 / (\text{K km/s})$ (valeur qui a peu de raison de varier dans des régions proches de l'anti-centre galactique et qui semble très raisonnable aux vues de la superposition des émissivités dans la figure 4.7), le rapport $\epsilon_{\text{CO}}/\epsilon_{\text{HI}}$ peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10 dans certaines régions, à 100, 140 et $240 \mu\text{m}$. La figure 4.11 met en avant deux tendances aux trois longueurs d'onde précédentes :

- pour $-6 < T_{\text{HI}} - T_{\text{CO}} < 2$, le rapport des émissivités augmente linéairement, et il n'y a pas ou peu d'excès d'émissivité dans la phase CO. Les indices spectraux des émissivités dans chacune des phases sont relativement proches. La structure des grains est certainement peu différente dans les deux environnements.
- pour $T_{\text{HI}} - T_{\text{CO}} > 2$, le rapport des émissivités ainsi que l'indice spectral des émissivités CO augmentent de manière brutale, traduisant les excès d'émissivités dans les milieux moléculaires, qui peuvent être attribués aux processus de coagulation des grains dans les environnements denses.

Au delà de $550 \mu\text{m}$, il n'y a plus de remontée du rapport des émissivités. Entre $550 \mu\text{m}$ et 2.1 mm , les rapports restent essentiellement compris entre 0.5 et 1. A 3.2 mm les dispersions sont plus importantes et il est impossible de conclure quant à la différence de comportement en émissivité dans chacune des phases. Si j'ai commis une erreur sur la valeur du facteur de conversion X_{CO} et qu'elle varie d'une région à une autre, le rapport des émissivités peut éventuellement être modifié, mais l'éventuel biais sur la valeur de X_{CO} ne pourra certainement pas expliquer un écart aussi important dans le rapport des émissivités dans le cas d'une phase moléculaire « froide ». De plus, mes résultats sur l'évolution de la pente des émissivités sont totalement indépendants du X_{CO} considéré.

Le modèle d'émission des gros grains que nous avons développé pourrait apporter une explication concernant les résultats obtenus au cours de cette étude et le processus d'agrégation des grains étudiés par Stepnik et al. (2001b). Nous avons mis en avant que cet excès d'émissivité et le changement brutal de la pente des émissivités se rencontrent pour des longueurs d'onde inférieures à $550 \mu\text{m}$, ce qui coïncide avec le fait que dans cette gamme de longueur d'onde, la contribution DCD, domine largement l'émission (cf. figure 4.12). L'idée principale de cette contribution est qu'il s'agit de la vibration globale du réseau du solide simplement modifiée pour prendre en compte la distribution désordonnée de charges. Donc si les grains sont coagulés, ce n'est plus le grain qui est pris en compte dans l'émission mais l'agrégat, qui est plus émissif qu'un grain isolé. En effet les modes de vibration du réseau sont sensibles à l'agrégation comme le

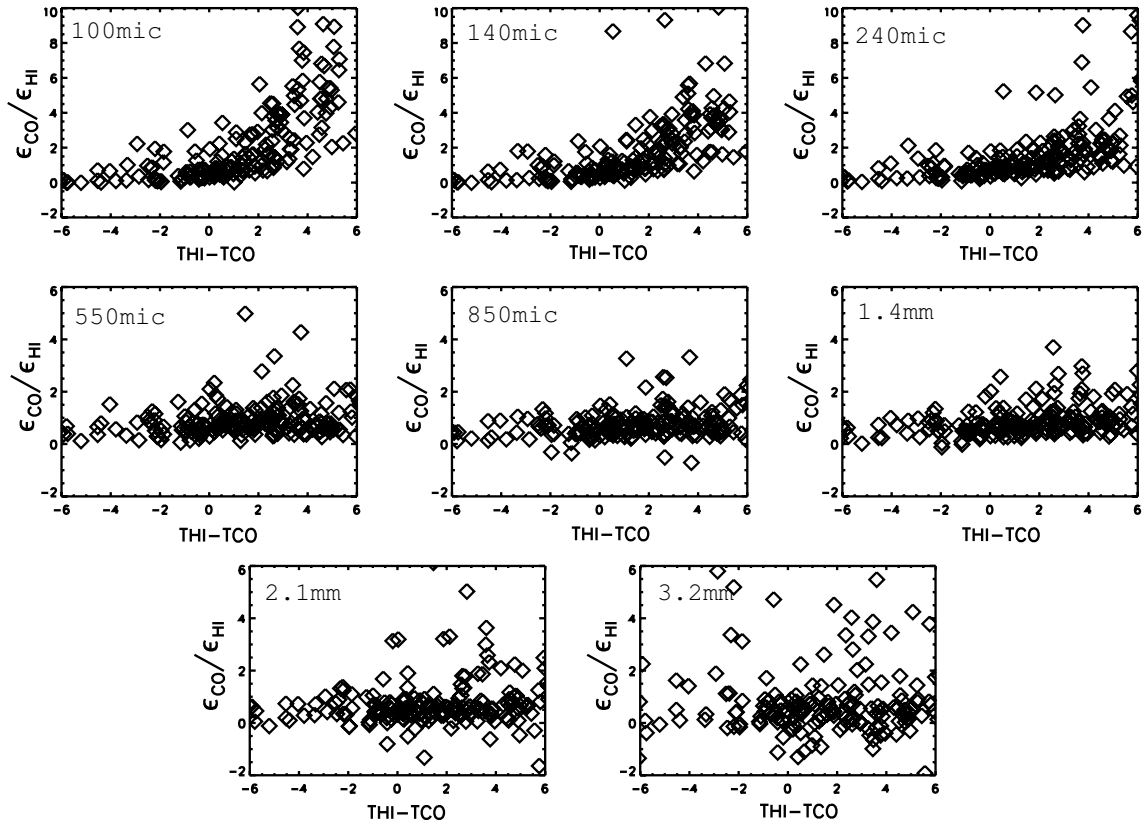


FIG. 4.11 – *Rapport des émissivités de la poussière dans les phases moléculaires sur celles dans les phases atomiques en fonction de l'écart entre la température HI et la température CO de chacune des régions étudiées.*

montrent les calculs dans l'approximation DDA. En revanche à plus grandes longueurs d'onde l'émission des grains est contrôlée par les processus qui entrent en jeu dans les systèmes à deux niveaux (TLS) tels l'effet tunnel résonant et les processus de relaxation. L'émission associée aux TLS est directement contrôlée par la structure interne du grain, à l'échelle microscopique. On peut donc penser que les grains soient coagulés ou pas n'influencera pas leur émission dans le millimétrique. A grandes longueurs d'onde il n'y a donc pas de raison que l'émissivité diffère suivant la taille du grain. Elle doit donc avoir un comportement identique à celui des grains non coagulés. Dans le domaine $550 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$, le modèle TLS prévoit qu'une différence de 4 K entre les températures de chacune des phases pourrait tout au plus changer l'indice spectral de 0.1, ce qui expliquerait qu'il n'y ait pas grande différence entre les indices spectraux des émissivités pour chaque phase. Mais pour des longueurs d'onde de l'ordre de 2 mm, une différence de température de 4 K entre les phases, peut conduire à une différence d'indice spectral conséquente (voir fig. 3.14), qui peut atteindre 0.5 (soit un indice spectral plus élevé pour la phase la plus froide). Ceci pourrait expliquer la diminution rapide de l'émissivité à 2.1 mm dans certaines phases moléculaires. Pour deux températures comprises entre 10 et 20 K, dont l'écart est de l'ordre de 3 - 4 K, le modèle DCD/TLS n'explique pas à lui seul les comportements observés. Il est nécessaire de combiner le

modèle et le processus d'agrégation des grains.

Cependant l'accord entre les résultats de mon étude et ceux de Stepnik et al. (2001b) n'est pas parfait. D'une part, les échelles spatiales sont très différentes ($6^\circ \times 4^\circ$ pour mon étude et $50' \times 3.5'$ pour celle de Stepnik et al. (2001b)) donc l'analyse d'un filament du Taureau n'est pas forcément généralisable à l'ensemble du complexe moléculaire. D'autre part les résultats ont des provenance distinctes : corrélations IR/HI-CO pour mes travaux et modélisation pour ceux de Stepnik et al. (2001b), considérant :

- une représentation cylindrique du filament
- une détermination du profil de densité radiale déduite d'un comptage d'étoiles à $1.6 \mu\text{m}$ (Cambresy 1999)
- un champ de rayonnement isotrope à l'extérieur du filament (Mathis et al. 1983)
- un modèle de transfert de rayonnement (Bernard et al. 1992)
- un modèle de poussière (Désert et al. 1990)

Ainsi, les résultats obtenus permettent de conforter les hypothèses d'évolution des grains dans les environnements denses, en confirmant des résultats déjà obtenus sur une petite fraction du ciel, maintenant généralisés à la majorité des milieux denses de notre Galaxie. De plus les explications mises en avant semblent consolider la validité du modèle d'émission submillimétrique des BG que nous avons développé. Il faudra dans le futur vérifier quelles sont les prédictions d'un modèle d'agrégat de grains amorphes (par exemple à travers un calcul de type DDA) et comparer à ces résultats observationnels.

Les satellites Planck et Herschel permettront d'apporter de nombreuses informations quant à l'évolution des grains des milieux diffus vers les milieux denses, non seulement concernant l'émissivité des grains, mais également sur la formation des manteaux de glace à leur surface, sur le processus d'agglomération, et plus généralement sur le couplage gaz-grain dans les milieux denses. Ces instruments devraient permettre de confirmer ou infirmer l'hypothèse de l'évolution des grains

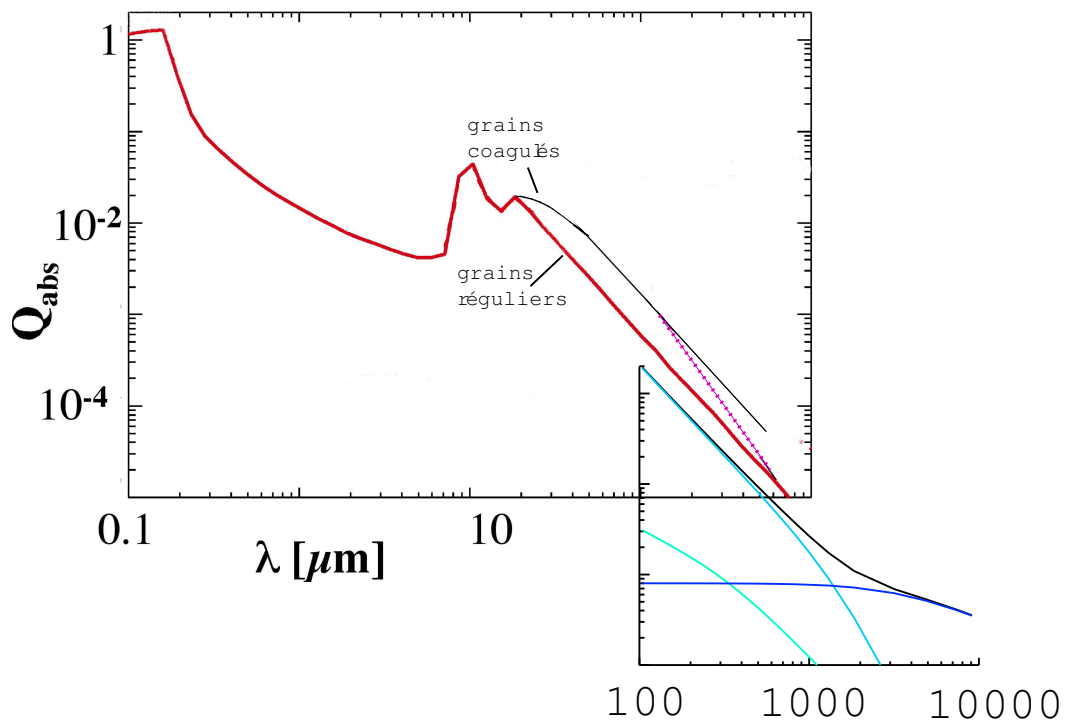


FIG. 4.12 – Effets de forme de la coagulation de BG sur le Q_{abs} déduit du travail de Stepnik (2001a) en trait continu noir et déduit de mon travail en pointillés roses, avec superposition des Q_{abs} du modèle DCD/TLS. Le modèle DCD est en bleu turquoise et pour le modèle TLS : en vert l'effet tunnel résonant et en bleu foncé le saut par dessus la barrière de potentiel.

Troisième partie

La poussière dans le Grand Nuage de Magellan

Chapitre 5

Le Grand Nuage de Magellan

Plutôt un ciel sans dieux que sans nuages !
Arno Schmidt

5.1	Présentation	105
5.2	Pourquoi étudier le LMC ?	106
5.3	Observations du LMC	107
5.3.1	Les données SPITZER	107
5.3.2	Les données HI	110
5.3.3	Les données CO	112
5.3.4	Les données IRIS	112

5.1 Présentation

Le navigateur Fernando Magellan découvrit en 1519 deux petites taches floues tout juste visibles, dans l'hémisphère sud, séparées l'une de l'autre d'environ 22° . Nous savons aujourd'hui qu'il s'agit de deux galaxies irrégulières : le Grand et le Petit nuage de Magellan. Situés à une distance proche de 55 kpc (Feast 1999) (soit environ 179 000 AL) et 60 kpc environ (Westerlund 1991) respectivement, le Grand Nuage de Magellan (LMC pour « Large Magellanic Cloud ») et le Petit Nuage de Magellan (SMC pour « Small Magellanic Cloud ») sont deux galaxies naines en orbite autour de la Voie Lactée. Classée comme galaxie irrégulière, on pense que le LMC était à l'origine une galaxie spirale barrée qui a été déformée par les forces de marées de la Voie Lactée. C'est la 3ème galaxie la plus proche de la notre, après les galaxies naines du Grand Chien et du Sagittaire, qui sont cachées par le plan galactique. Le LMC est riche de plus de 30 milliards d'étoiles dont certaines sont très lumineuses. Le Grand Nuage de Magellan et le Petit Nuage de Magellan sont reliés entre eux par une structure de gaz et d'étoiles dispersées, appelée le « Pont magellanique » ou « courant magellanique ». Les caractéristiques du Grand Nuage de Magellan sont décrites dans le tableau 5.1.

Données d'observation	Caractéristiques physiques
Type d'objet : galaxie irrégulière	Masse : 5.310^9 Masse Solaire
Constellation : Dorade / Table	Dim. : 33700 x 28700 AL (10300 x 8800 pc)
Ascension droite : 5h 23 min 34 s	Magnitude absolue : -18.6
Déclinaison : $-69^\circ 45' 24''$	Couleur (B-V) : 0.075
Distance : 179000 AL (54900 pc)	
Magnitude apparente : 0.9	
Dimension apparente : $10.75^\circ \times 9.17^\circ$	

TAB. 5.1 – Principales caractéristiques du LMC.

5.2 Pourquoi étudier le LMC ?

Il est intéressant d'étudier le LMC car c'est une galaxie qui est proche de nous et contrairement au milieu interstellaire de notre Galaxie et dans le SMC où il y a beaucoup de matière sur la ligne de visée, le LMC offre une vue de face, avec peu de contamination sur la ligne de visée. De plus, cette galaxie présente une métallicité qui est inférieure à la métallicité de notre système solaire, soit Z de l'ordre de 0.3 - 0.5 Z_\odot (Westerlund 1997) ou Z proche de 0.25 Z_\odot selon Dufour (1984), avec pour le carbone, $Z_{\text{LMC}}^{\text{C}} = 0.28 Z_\odot^{\text{C}}$ et pour l'oxygène, $Z_{\text{LMC}}^{\text{O}} = 0.54 Z_\odot^{\text{O}}$.

Des études sur les courbes d'extinction dans plusieurs régions du LMC (Gordon et al. 2003; Clayton & Martin 1985; Sauvage & Vigroux 1991) montrent un comportement différent de celui de notre Galaxie. La bosse UV à 2175 Å y est plus faible. De plus la remontée dans l'UV lointain y est plus forte mettant en avant le fait que les grains qui en sont responsables pourraient être plus abondants. Cependant un comportement similaire à celui de notre Galaxie est observé dans le visible et l'IR proche. Des calculs de rapports N_{HI}/A_v ont été effectués par Gordon et al. (2003), qui ont obtenu un rapport gaz/poussière compris entre 2 et 4 fois celui de notre Galaxie suivant la ligne de visée, et par Cox et al. (2006) avec un rapport de l'ordre de 2. Sakon et al. (2006) ont analysé le LMC à l'aide des données DIRBE et ont mis en évidence la présence de pixels excessivement brillants à 240 μm , interprétés éventuellement comme de la poussière froide. En comparant l'excès d'émission dans les bandes DIRBE à 12, 25 et 60 μm par rapport à l'émission dans l'IR lointain, avec celui du plan galactique de notre Galaxie, ils ont montré que l'émission à 12 et 25 μm était plus faible dans le LMC que dans notre Galaxie. Ces résultats peuvent être interprétés comme un déficit des PAH et des VSG dans le LMC. Sauvage & Vigroux (1991) ont également mis en évidence l'existence d'une sous-abondance des PAH, caractérisée par une diminution de l'émission à 12 μm devant celle dans l'IR lointain. Ils ont émis deux hypothèses : soit une augmentation de l'ISRF combinée à une faible abondance des poussières pourrait conduire à une destruction préférentielle des petits grains, soit la faible métallicité pouvait limiter leur formation. Ils ont opté pour la seconde hypothèse en concluant que la métallicité pouvait agir essentiellement sur une seule catégorie de grains.

Le LMC représente donc un objet d'étude particulier, avec des conditions du milieu interstellaire assez différentes de celles de notre Galaxie. Ces différences ont potentiel-

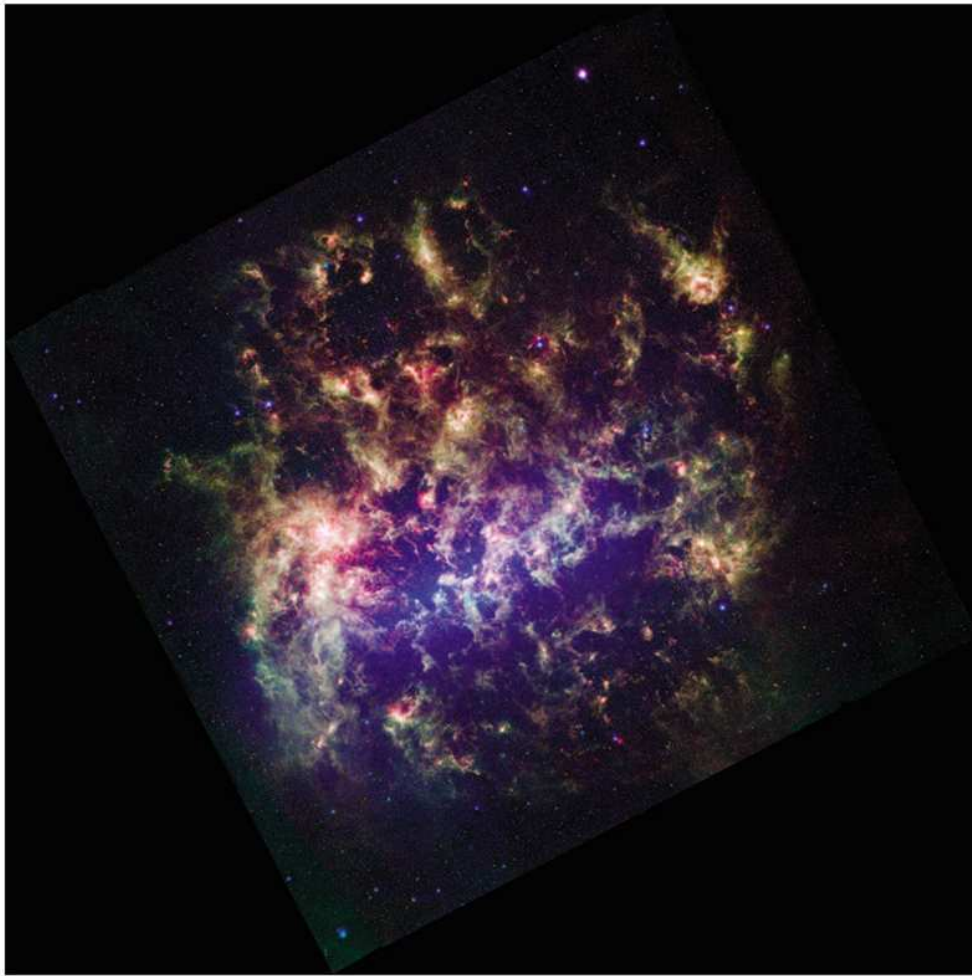


FIG. 5.1 – *Mosaïque complète du LMC obtenue avec le programme SAGE, à $3.6 \mu\text{m}$ en bleu, $8 \mu\text{m}$ en vert et $24 \mu\text{m}$ en rouge.*

lement une influence directe sur la composition du gaz et de la poussière interstellaire dans cette galaxie.

5.3 Observations du LMC

5.3.1 Les données SPITZER

5.3.1.1 Le satellite SPITZER

Le télescope spatial SPITZER (pour Space Infrared Telescope Facility) a été lancé par une fusée Delta, le 25 août 2003 du Cap Canaveral en Floride. Au cours de sa mission il a permis d'obtenir des images ou des spectres en détectant l'énergie IR émise par des objets à des longueurs d'onde comprises entre 3 et $180 \mu\text{m}$. Le télescope a un diamètre de 85 cm, et les détecteurs sont refroidis cryogéniquement afin de réduire leur

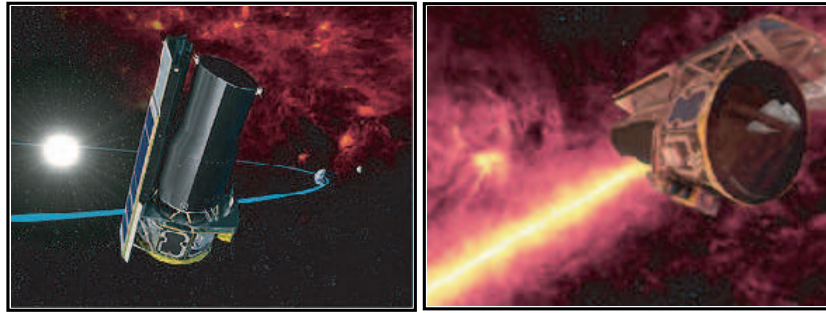


FIG. 5.2 – *Différentes vues d'artiste du télescope SPITZER.*

bruit et d'augmenter leur détectivité. Sa mission initialement prévue pour une durée de 2.5 années a été prolongée de 2.5 années. Le satellite SPITZER comporte trois instruments focaux :

- Une caméra IR (IRAC) qui fournit des images dans l'IR proche et moyen. Il s'agit d'une caméra à quatre canaux produisant simultanément des images de $5.2' \times 5.2'$ à $3.6, 4.5, 5.8$ et $8 \mu\text{m}$. Chaque matrice de la caméra comprend 256×256 pixels, et une taille de pixel d'environ $1.2'' \times 1.2''$.
- Un spectrographe IR (IRS) qui travaille aussi bien à haute et faible résolution spectrale, dans l'IR moyen. Cet instrument est constitué de quatre modes : un mode basse résolution couvrant le domaine $5.3 - 14 \mu\text{m}$; un mode haute résolution allant de 10 à $19.5 \mu\text{m}$; un mode basse résolution, à plus grandes longueurs d'onde : $14 - 40 \mu\text{m}$ et un mode haute résolution entre $19 - 37 \mu\text{m}$. Les détecteurs sont des matrices 128×128 .
- Un photomètre multibande (MIPS) qui cartographie le ciel et récolte des données spectroscopiques dans l'IR lointain. L'instrument MIPS travaille en photométrie et imagerie à trois longueurs d'onde : $24, 70$ et $160 \mu\text{m}$ et en mode spectroscopie à basse-résolution entre 55 et $95 \mu\text{m}$. L'instrument comporte trois matrices de détecteurs : une matrice 128×128 pour l'imagerie à $24 \mu\text{m}$, une matrice 32×32 pour l'imagerie à $70 \mu\text{m}$ et la spectroscopie entre 55 et $95 \mu\text{m}$, et une matrice 2×20 à $160 \mu\text{m}$. Le champ de vue de l'instrument varie entre $5' \times 5'$ à $24 \mu\text{m}$ et $0.5' \times 5'$ à plus grandes longueurs d'onde.

5.3.1.2 Le programme SAGE (Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution)

Le programme SAGE avait pour objectif d'observer le LMC ($7^\circ \times 7^\circ$) à l'aide des données IRAC et MIPS, avec une durée globale d'observation de 508 heures (291 h pour IRAC et 217 h pour MIPS) (voir table 1). Ce programme a permis d'obtenir une cartographie complète du LMC à différentes longueurs d'onde (voir fig. 5.1), et de détecter plus de 6 millions de sources ponctuelles, avec une sensibilité par source 1000 fois meilleure qu'avec MSX et IRAS, et une résolution angulaire 11 fois supérieure (voir tableau 5.2 pour plus de précisions sur le programme SAGE).

Caractéristiques	IRAC (3.6 à 8 μm)	MIPS (24 à 160 μm)
Coordonnées centrales	RA(2000) : 5h18min48s Dec(2000) :-68°34'12"	RA(2000) : 5h18min48s Dec(2000) :-68°34'12"
Surface d'observation	7.1°x7.1°	7.8°x7.8°
Taille de l'AOR/grille	1.1°x1.1°, 7x7	25'x4°, 19x2
Temps d'observation	290.65 h	216.84 h
Longueur d'onde μm	3.6,4.5, 5.8 and 8	24, 70 and 160
taille des pixels	1.2", 1.2", 1.2", 1.2"	2.5", 9.8", 15.9"
Résolution angulaire	1.7", 1.7", 1.9", 2"	6", 18", 40"
Temps d'exposition/pixel (s)	43, 43, 43, 43	60, 30, 6
Sensibilité prévue/source ponctuelle, 5 σ (mJy)	0.0051, 0.0072, 0.041, 0.044	0.5, 30, 275
Sensibilité prévue/source ponctuelle, 5 σ à (mag.)	19.3, 18.5, 16.1, 15.4	10.4, 3.5, -0.6
Limite de saturation (Jy)	1.1, 1.1, 7.4, 4.0	4.1, 23, 3
Limite de saturation (mag.)	6, 5.5, 3.0, 3.0	0.6, -3.7, -3.2
Limite de flux 5 σ (MJy/sr)	..., ..., 0.5, 1	1, 5, 10
Epoque 1	15 - 26 juil. 2005	27 juil. - 3 aout 2005
Epoque 2	26 oct. - 2 nov. 2005	2-9 nov. 2005

TAB. 5.2 – Principales caractéristiques du programme SAGE.

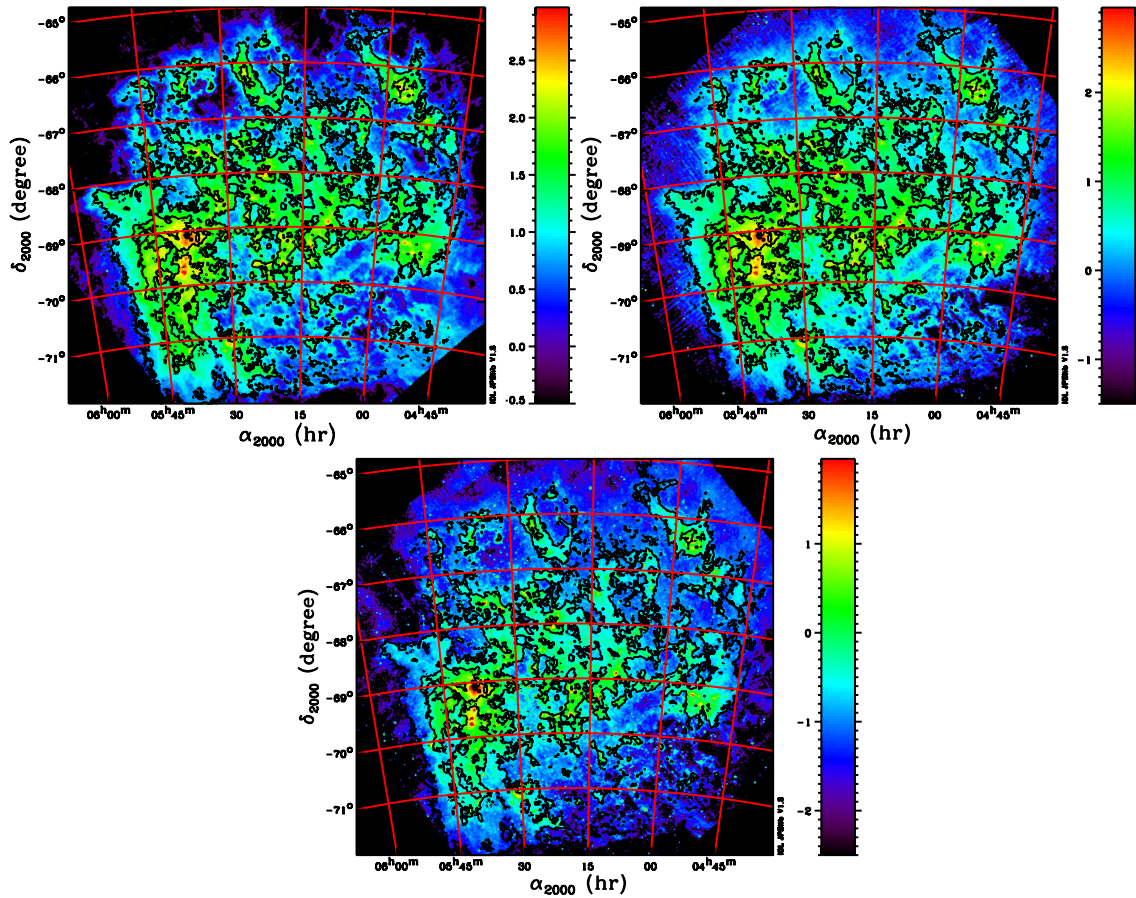


FIG. 5.3 – Cartes SPITZER/MIPS à 160 μm (en haut à gauche), 70 μm (en haut à droite) et 24 μm (en bas), après soustraction d'un fond. Les contours correspondent aux données HI (voir fig. 5.5 à gauche) dont les niveaux sont à 4000 et 12000 Jy par étendue de faisceau par km/s. Les échelles sont logarithmiques.

Concernant le MIS dans le LMC, le programme SAGE a pour principaux objectifs :

- d'étudier les variations spatiales des propriétés et de l'abondance de la poussière dans le LMC

- d'étudier la structure du milieu interstellaire dans le LMC

Pour plus de détails sur le programme SAGE se reporter à Meixner et al. (2006). Ma contribution dans ce programme porte sur le premier point des objectifs.

5.3.2 Les données HI

Afin d'étudier la corrélation entre le gaz et la poussière dans le LMC, j'ai utilisé la carte de densité de colonne HI de Kim et al. (2003) (cf. fig. 5.5, à gauche). La comparaison de ces données avec les données IR permet d'étudier l'abondance des grains par rapport à l'hydrogène neutre, composante majoritaire du gaz dans le milieu diffus. Ces données HI sont une combinaison de données interférométriques obtenues avec le télescope ATCA (pour « Australia Telescope Compact Array ») et l'antenne unique

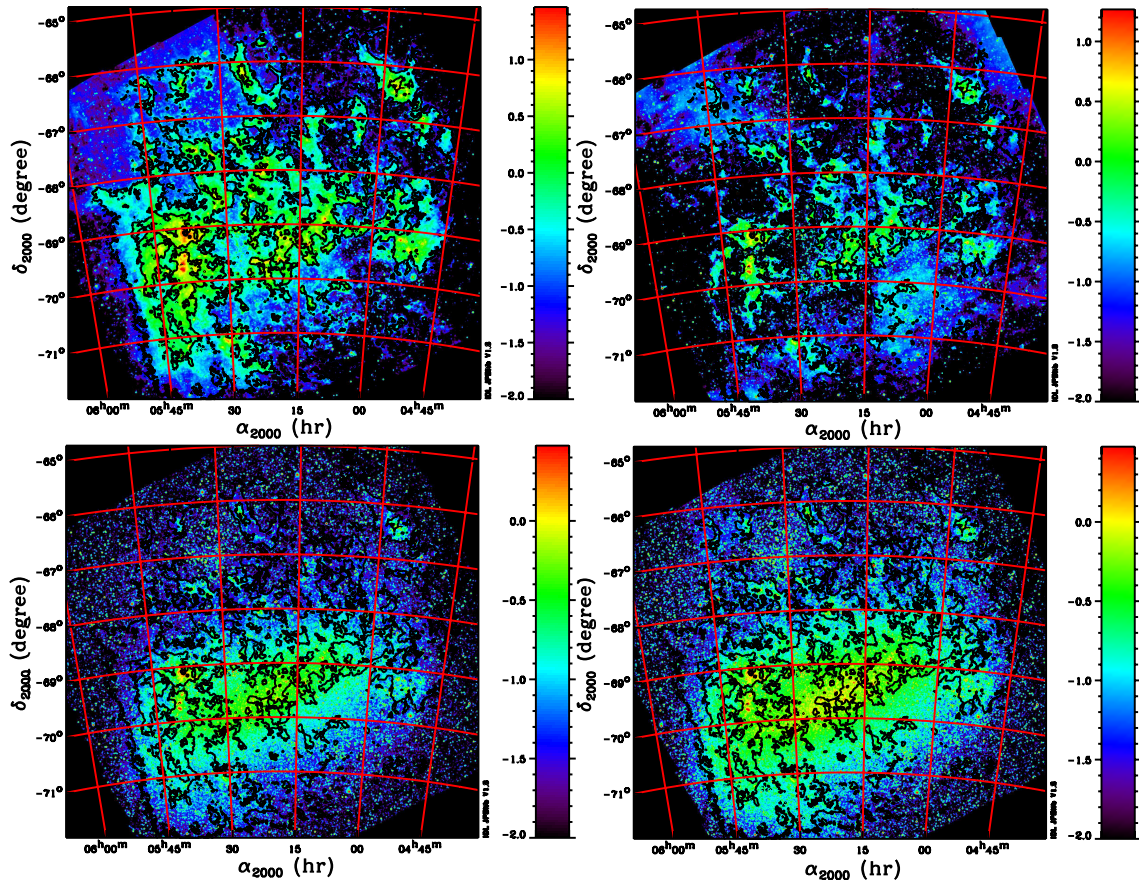


FIG. 5.4 – Cartes SPITZER/IRAC à 8, 5.8, 4.5 et 3.6 μm , après soustraction d'un fond (de haut en bas et de gauche à droite). Mêmes contours que sur la figure 5.3. Les échelles sont logarithmiques.

Parkes, permettant d'observer les petites structures d'une part (à la résolution de 1') et les grandes échelles (à la résolution de 4') d'autre part. Ces observations couvrent l'ensemble du LMC sur une région de 10° x 12°. La mosaïque HI du LMC a été obtenue par combinaison des données de 1344 pointages différents. La résolution spatiale des images de la mosaïque est de 1' (soit 15 pc). A partir de cette carte HI nous avons construit une carte d'intensité intégrée (W_{HI}), en intégrant le signal sur les vitesses allant de -33 à +627 km/s. Cette carte d'intensité intégrée a ensuite été transformée en unités de température d'antenne en utilisant la relation (Kim, communication privée) :

$$\frac{W_{HI}}{K \text{ km/s}} = 168.3 \times \frac{W_{HI}}{Jy/beam \text{ km/s}} \quad (5.1)$$

Les observations HI du LMC mettent en évidence une structure spirale à l'extérieur d'un disque de 8.4°. Le milieu interstellaire du LMC présente de nombreux filaments HI ainsi que de nombreuses boucles et trous (Kim et al. 1999). La formation de ces boucles et trous s'explique par l'évacuation du MIS froid par les vents des étoiles massives et supernovae dans les régions HII et les régions de formations d'étoiles.

5.3.3 Les données CO

J'ai utilisé des données moléculaires CO (J=1-0), afin de pouvoir tracer le gaz moléculaire, et comparer ces données CO avec les données IR. J'ai travaillé avec ces données (voir fig. 5.5 à droite) obtenues à l'aide du télescope NANTEN, télescope millimétrique et submillimétrique de 4 m, implanté à l'observatoire de Las Campanas au Chili (voir Fukui et al. 1999). L'étendue de la carte est de 6° x 6° et la résolution est de 2.6' (soit environ 40 pc à la distance du LMC). Les observations couvrent essentiellement des régions où des nuages moléculaires ont déjà été détectés lors du premier relevé NANTEN. Environ 26900 positions ont été observées. L'espacement entre les points de la grille d'observation est de 2' (correspondant à environ 30 pc, à la distance du LMC). Le bruit mesuré est d'environ 0.07 K à une résolution en vitesse de 0.065 km/s, avec environ 3 minutes de temps d'intégration par position. Le niveau de bruit à 3σ sur l'intensité intégrée est de l'ordre de 1.2 K km/s.

5.3.4 Les données IRIS

Les données IRIS sont un nouveau produit issu des images IRAS (Infrared Astronomical Satellite) (voir Miville-Deschênes & Lagache 2005). IRAS a observé 98% du ciel lors de ses deux premières observations puis 75% durant sa troisième, à 4 longueurs d'onde : 12, 25, 60 et 100 μm . Ces données IRIS ont subi un nouveau traitement afin d'obtenir une meilleure soustraction de la lumière zodiacale, une meilleure calibration et niveau de fond ainsi qu'un meilleur ajustement entre chaque passage de l'instrument. La résolution spatiale de cet instrument est proche de 4'.

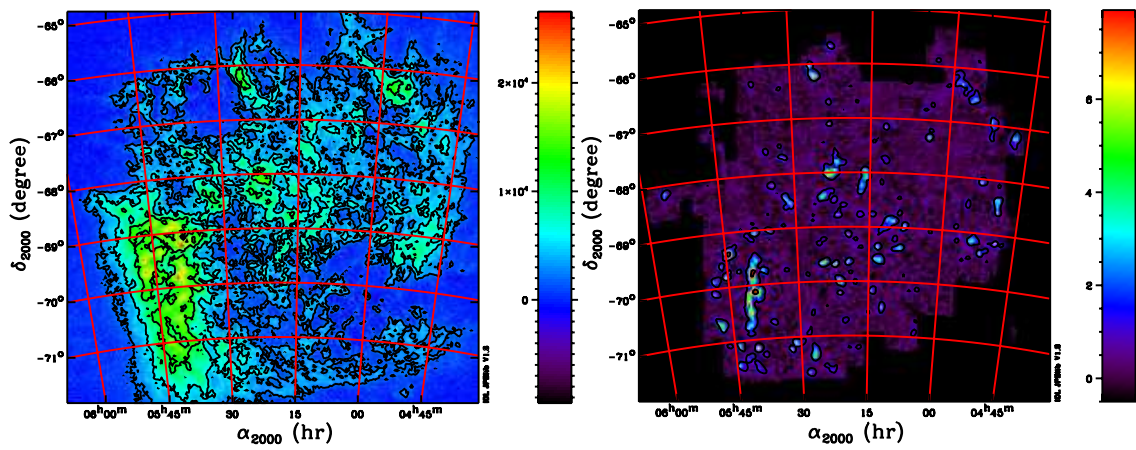


FIG. 5.5 – Cartes ATCA/Parkes de la densité de colonne HI (à gauche) (les contours sont à 2500, 6000 et 12000 Jy/étendue de faisceau par km/s) et NANTEN/CO($J=1-0$) (à droite) (les contours CO correspondent à 0.8 et 8 K km/s.)

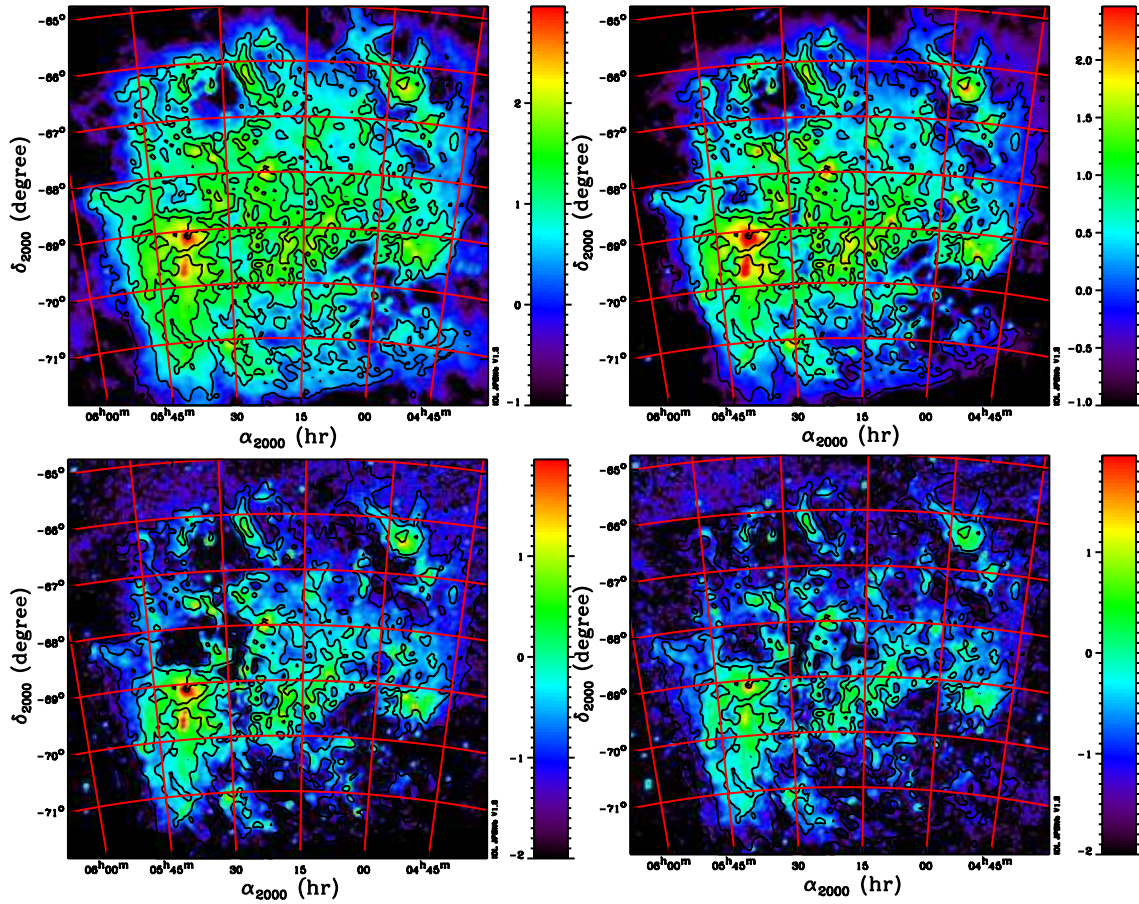


FIG. 5.6 – Carte IRIS à 100, 60, 25 et 12 μm , après soustraction d'un fond (de haut en bas et de gauche à droite), à la résolution initiale de $4''$. Les contours correspondent aux données HI (voir fig. 5.5 à gauche) dont les niveaux sont à 2500, 6000 et 12000 Jy par étendue de faisceau par km/s. Les échelles sont logarithmiques.

Chapitre 6

Etude de l'émission de la poussière

Si tu examines chaque grain de poussière,
mille Adam peuvent y être découverts ...
Mahmûd Shabestarî

6.1	Photométrie SPITZER	116
6.2	Traitement des images	117
6.2.1	Résolution et projection	117
6.2.2	Soustraction de l'avant-plan galactique	118
6.2.3	Soustraction d'un fond	119
6.2.4	Soustraction des sources ponctuelles	119
6.3	Obtention de cartes	120
6.3.1	Carte de température	120
6.3.2	Contribution des VSG à 70 μm	121
6.4	Corrélations IR/HI-CO	122
6.4.1	Procédure	122
6.4.2	Détermination des erreurs	123
6.4.3	Facteurs de conversion	123
6.4.4	Résultats	124
6.4.5	Emissivités à 160 μm	126
6.4.6	Modélisation des spectres	128
6.4.7	Discussion	138
6.5	Etudes de l'extinction	153
6.5.1	Cartes d'extinction	154
6.5.2	Procédure	154
6.5.3	Résultats et discussion	156
6.5.4	Comparaison émission / extinction	158
6.6	Bilan	160

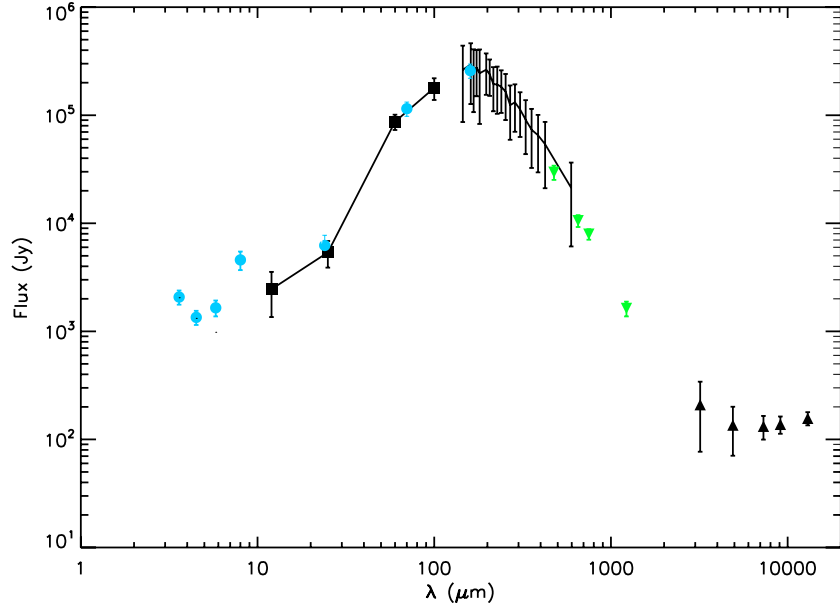


FIG. 6.1 – Spectre de l'émission intégrée du LMC incluant les données SPITZER (ronds bleus), IRIS (carrés), FIRAS (trait continu), TopHat (triangles verts à l'envers) et WMAP (triangles noirs). Les barres d'erreurs sont à 3σ .

6.1 Photométrie SPITZER

Dans un premier temps nous avons calculé l'émission intégrée de tout le LMC (après soustraction d'un fond) afin de vérifier la calibration à grande échelle des données SAGE. Pour cela nous avons calculé le flux (F) tel que :

$$F = \sum_{pix} I_{pix} \Omega_{pix} \quad (6.1)$$

où I_{pix} correspond à la brillance du pixel et Ω_{pix} à l'angle solide du pixel. Nous avons ainsi construit un spectre (cf. fig. 6.1) combinant les données SPITZER aux données FIRAS, IRIS (IRIS), TopHat (télescope embarqué sous un ballon stratosphérique) et WMAP. Nous avons utilisé l'outil PSD (voir section 3.4.1) pour les cartes FIRAS, IRIS et WMAP. Pour les données TopHat du LMC j'ai adopté les valeurs de flux et d'erreurs de Aguirre et al. (2003). Les données FIRAS, IRIS et WMAP ont été moyennées dans une région circulaire de 8° centrée sur le LMC (appelée région « in »), entourée d'une région de fond de 16° de rayon (appelée région « out »). Les erreurs tiennent compte des erreurs sur les données (erreurs absolues dues aux calibrations : ϵ_{abs} et erreurs par coups d'observations : ϵ_{hit}) :

$$err_{abs} = \epsilon_{abs} (I_{in} - I_{out}) N_{pix} \Omega_{pix} \quad (6.2)$$

$$err_{hit} = \sqrt{\left(\frac{1}{N_{pix_{in}}} \sqrt{\frac{\epsilon_{hit}^2}{N_{obs}(pix_{in})}} \right)^2 + \left(\frac{1}{N_{pix_{out}}} \sqrt{\frac{\epsilon_{hit}^2}{N_{obs}(pix_{out})}} \right)^2} N_{pix} \Omega_{pix} \quad (6.3)$$

avec N_{obs} le nombre d'observations par pixel. A cela s'ajoute les erreurs sur le fond (ϵ_{bkg}), calculées selon la déviation standard de 50 régions circulaires de 3° de rayon, prises au hasard dans la région de fond. Toutes ces erreurs sont alors sommées quadratiquement :

$$err_{\text{tot}} = \sqrt{err_{\text{abs}}^2 + err_{\text{hit}}^2 + err_{\text{bkg}}^2} \quad (6.4)$$

Les données FIRAS pour lesquelles le rapport signal/bruit est faible ont été enlevées du spectre pour une meilleure visibilité. Ne connaissant pas actuellement les erreurs sur les données SPITZER nous avons considéré arbitrairement une erreur correspondant à 10% de la valeur du flux.

Concernant les cartes SPITZER, le fond soustrait est la valeur médiane de la région située à une distance de plus de $4'$ des coordonnées centrales du LMC. Nous pouvons constater d'après la figure 6.1 que les données SAGE sont globalement bien calibrées par rapport aux autres instruments. Cependant une différence apparaît entre les données MIPS à $24 \mu\text{m}$ et IRIS à $25 \mu\text{m}$, de l'ordre de 10%. Mais le flux MIPS à $24 \mu\text{m}$ reste néanmoins dans la barre d'erreur à 3σ des données IRIS.

Afin étudier dans un deuxième temps l'émission diffuse totale de l'ensemble du LMC (voir section 6.4.6.5), nous avons soustrait du spectre du LMC, la contribution des sources ponctuelles (cf. section 6.2.4). Aux longueurs d'onde SPITZER nous avons calculé le flux intégré de chacun des catalogues de sources ponctuelles MIPS et IRAC. Ces différentes valeurs ont alors été interpolées aux longueurs d'onde IRIS. Pour les données FIRAS, nous avons supposé la même contribution relative des sources ponctuelles au flux total qu'à $160 \mu\text{m}$. A 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$, le flux est dominé par l'émission des sources ponctuelles (voir la distribution spectrale d'énergie (notée SED, et correspondant à νI_ν) du LMC présentée dans la figure 6.10).

6.2 Traitement des images

6.2.1 Résolution et projection

Au cours de mon étude j'ai utilisé les données IRIS afin d'obtenir une valeur à $100 \mu\text{m}$, valeur très importante pour la détermination de la température d'équilibre des gros grains. J'utilise également les valeurs IRIS à 60 , 25 et $12 \mu\text{m}$. Cependant les données IRIS ont une résolution de $4'$. Pour effectuer une comparaison entre les différentes données, il est donc nécessaire de dégrader toutes les cartes à la résolution IRIS. Ce changement de résolution se fait en convoluant la carte initiale par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est calculée de la manière suivante :

$$\theta_{fwhm} = \sqrt{\theta_1^2 - \theta_2^2} \quad (6.5)$$

avec θ_1 la résolution de la carte à laquelle on souhaite aboutir et θ_2 la résolution initiale. J'ai optimisé la routine permettant de faire ce calcul sur des cartes au format FITS (pour « Flexible Image Transport System ») en modifiant la pixelisation de la carte dégradée de manière à ce qu'elle ne soit pas sur-échantillonnée (ce qui faisait perdre un temps de calcul considérable et posait un problème de mémoire), sur la base du

théorème de Shannon. Toutes les cartes ont été projetées sur un même grille, centrée en $\alpha_{2000} = 05\text{h}18\text{min}48\text{s}$ et $\delta_{2000} = -68^\circ 42'00''$, avec une taille de pixel de $2'$.

6.2.2 Soustraction de l'avant-plan galactique

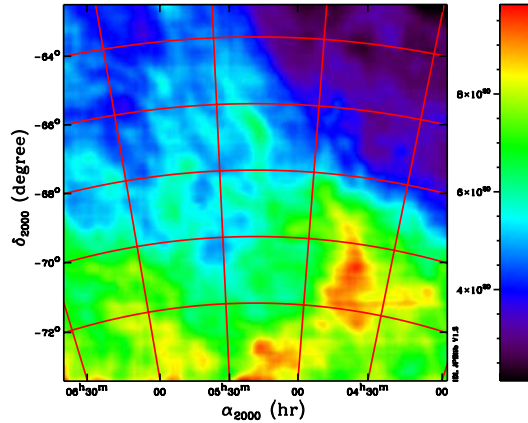


FIG. 6.2 – Carte Parkes de la densité de colonne HI de l'avant-plan galactique, projetée sur la grille d'étude du LMC.

Afin d'éviter toute confusion entre l'émission provenant du LMC et celle de notre Galaxie, il est nécessaire de soustraire la contribution provenant de l'avant-plan galactique. Il est possible de séparer très nettement la composante galactique de celle du LMC dans les données HI car le gaz du LMC couvre des vitesses supérieures à 100 km/s alors que la gamme pour le gaz galactique est inférieure à 100 km/s (Staveley-Smith et al. 2003). Pour soustraire cette composante galactique j'ai utilisé une carte de la densité de colonne de l'avant-plan galactique, obtenue avec les données Parkes, à une résolution d'environ $16'$. L'émission galactique en direction du LMC présente un gradient de la densité de colonne HI qui s'étend du nord-ouest au sud-est avec un filament qui va du nord ($\text{RA}_{2000} = 05\text{h}38\text{min}$, $\text{DEC}_{2000} = -62^\circ 26'$) au sud-est ($\text{RA}_{2000} = 04\text{h}39\text{min}$, $\text{DEC}_{2000} = -70^\circ 50'$).

Il faut de plus connaître l'émission galactique I_λ^{GAL} pour une certaine densité de colonne, aux longueurs d'onde IRAC, MIPS et IRAS afin d'en déduire une carte de l'émission de la poussière du LMC uniquement, $I_\lambda^{\text{LMC*}}$:

$$I_\lambda^{\text{LMC*}} (MJy/sr) = I_\lambda^{\text{LMC}} (MJy/sr) - I_\lambda^{\text{GAL}} \left(\frac{MJy/sr}{10^{20} H/cm^2} \right) \times \frac{N_H}{10^{20} H/cm^2} \quad (6.6)$$

J'ai pris comme référence galactique un spectre moyen du voisinage solaire obtenu par Dwek et al. (1997), que j'ai modélisé avec une nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990) (voir section 6.4.6.1) afin d'en déduire les valeurs de l'émission galactique moyennes I_λ^{GAL} aux longueurs d'onde souhaitées.

6.2.3 Soustraction d'un fond

Pour construire des cartes de couleur, telle une carte de température du LMC, j'ai soustrait un fond, afin d'éliminer la possible contamination due à l'émission zodiacale, ou à un résidu de l'émission du fond diffus cosmologique. Ce fond est calculé sur la base de la valeur médiane des brillances des cartes, dans une région située à une distance angulaire supérieure à 4° du centre des cartes.

Dans le cas de corrélations entre des données IR et ancillaires (HI-CO) j'ai utilisé les cartes d'origines auxquelles j'ai enlevé dans chaque région considérée une valeur seuil déterminée sur la base des 50% plus basses valeurs de la carte HI, sans émission CO.

6.2.4 Soustraction des sources ponctuelles

Je me suis intéressée à l'émission diffuse de la poussière, mais celle-ci est souvent affectée par la présence de sources ponctuelles. Donc afin d'étudier correctement cette émission des poussières, il est nécessaire d'identifier toutes les sources pour chacune des longueurs d'onde, afin de les masquer. Pour cela j'ai utilisé les catalogues SAGE regroupant les flux IRAC et MIPS. Ce travail de soustraction des étoiles a bien entendu été effectué sur les cartes à la meilleure résolution, donc avant d'être dégradées. J'ai considéré que les sources ponctuelles ont une PSF (pour « Point Spread Function ») gaussienne et j'ai masqué une région circulaire autour de chaque étoile dont le diamètre est donné par :

$$dx = \sqrt{\frac{\ln(\frac{F}{B_1\Omega})}{\ln(2)}} \theta_{fwhm} \quad (6.7)$$

où F représente le flux de la source ponctuelle, B_1 la brillance seuil au dessus de laquelle l'étoile est masquée, Ω et θ_{fwhm} l'angle solide et la résolution de l'instrument respectivement. Ces deux dernières quantités sont reliées par la relation suivante : $\Omega = \pi\theta_{fwhm}^2$. J'ai pris comme valeurs seuils B_1 la valeur médiane de l'émission du LMC aux longueurs d'onde MIPS et pour les longueurs d'onde IRAC, afin de considérer les sources dont le flux est assez faible, j'ai fixé la valeur seuil telle que $\ln(B_1) = \ln(\text{médiane}(F)) - 4$. Les valeurs de $\ln(B_1)$ sont présentées dans la table 6.1. Cependant certaines étoiles souvent

	$\ln(B_1)$ (MJy/sr)	Flux à 30σ (MJy/sr)	Flux à 500σ (MJy/sr)
160 μm	2.88	36.9	614.5
70 μm	0.053	22.9	381.0
24 μm	-3.12	10.0	166.8
8 μm	-5.03	2.4	40.5
5.8 μm	-4.21	4.3	71.7
4.5 μm	-7.29	1.8	29.7
3.6 μm	-6.95	2.3	38.7

TAB. 6.1 – Valeurs seuils des flux considérées pour la soustraction des sources ponctuelles.

très brillantes, ne sont pas bien prises en compte par les catalogues, soit parce que les

détecteurs ont saturé et les flux relevés sont alors sous-estimés (la source n'est alors pas suffisamment masquée), soit parce qu'elles ne sont pas du tout répertoriées dans le catalogue. Afin d'identifier ces étoiles restantes j'ai utilisé la procédure DAOPHOT « find ». J'ai dans un premier temps cherché les sources les plus brillantes restantes, pour lesquelles les flux sont supérieurs à 500σ (σ est la déviation standard d'une région du LMC vide d'émission), pour chaque longueur d'onde. J'ai masqué ces étoiles en augmentant la valeur de $\ln(B_1)$ d'un facteur 40, car les flux des sources des catalogues sont sous-estimés. Ensuite j'ai effectué un second passage pour les sources plus faibles non répertoriées dans les catalogues, dont le flux limite est égal à 30σ . Les valeurs de flux correspondant à 500σ et 30σ sont données dans le tableau 6.1.

Lors du changement de résolution des cartes, les pixels à valeur indéfinie (tels ceux correspondant à une source ponctuelle) sont mis à une valeur nulle avant d'être convolués par une gaussienne. J'ai réalisé un masque pour chacune des cartes, ne contenant que des 0 (pour des pixels affectés par la présence d'une étoile) ou des 1 (pixels purs), à la résolution initiale des cartes et sur la grille d'origine. Ces masques ont ensuite subi le même traitement que les cartes (changement de résolution puis projection sur la grille de référence) afin d'être utilisés par la suite (notamment lors du calcul des erreurs sur les données IR). Dans le cas des cartes IRIS, n'ayant pas de catalogue de sources ponctuelles pour cet instrument, j'ai multiplié chacune des cartes IRIS par le masque le plus approprié, c'est-à-dire :

- le masque à $160 \mu\text{m}$ pour la carte IRIS à $100 \mu\text{m}$
- le masque à $70 \mu\text{m}$ pour la carte IRIS à $60 \mu\text{m}$
- le masque à $24 \mu\text{m}$ pour la carte IRIS à $25 \mu\text{m}$
- le masque à $8 \mu\text{m}$ pour la carte IRIS à $12 \mu\text{m}$

Cette pratique ne permet pas d'enlever les sources ponctuelles mais seulement d'en diminuer le flux.

6.3 Obtention de cartes

6.3.1 Carte de température

A l'aide des données IRIS à $100 \mu\text{m}$ et MIPS à $160 \mu\text{m}$ j'ai établi la carte de température d'équilibre des BG (cf. fig. 6.3), considérant une émission IR lointaine assimilée à une émission de corps gris soit :

$$\frac{I_{\lambda_{160}}}{I_{\lambda_{100}}} = \left(\frac{160}{100}\right)^{-\beta} \frac{B_{\nu_{160}}(T)}{B_{\nu_{100}}(T)} \quad (6.8)$$

où I_λ est la brillance, B_ν la fonction de Planck et T la température d'équilibre des BG. Dans cette gamme de longueur d'onde, il est raisonnable de considérer un indice spectral égal à 2 (voir figure 3.15), d'après les prédictions de notre modèle d'émission submillimétrique des BG. 30-Doradus, région de formation stellaire correspond à la région la plus chaude du LMC, avec une température approchant les 34 K, alors que les régions éloignées des étoiles avoisinent plutôt les 15 K, avec des valeurs minimales de l'ordre de 12 K. Les températures médiane et moyenne de tout le LMC sont de 18.3 et

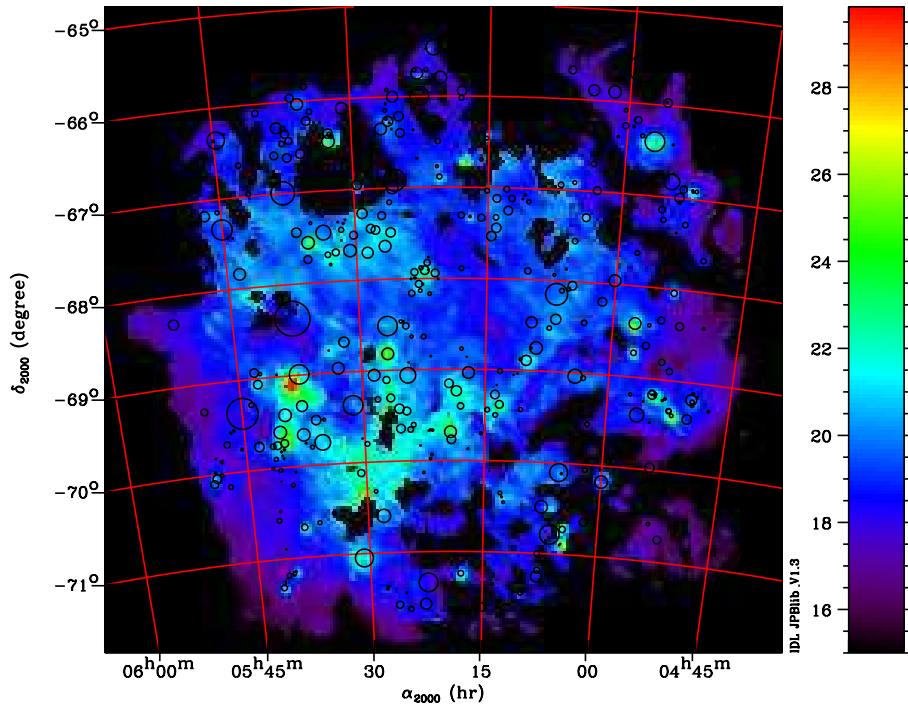


FIG. 6.3 – Carte de température déduite du rapport IRIS 100 μm /MIPS 160 μm en prenant un indice spectral égal à 2. Les cercles noirs représentent les régions HII dont le diamètre dépend de l'étendue de la région.

18.2 K respectivement. Nous pouvons constater que la distribution de température suit assez bien celle des régions HII, ainsi que la barre d'étoiles âgées (visible à 3.6 μm dans la figure 5.4). Cependant il n'y a pas de diminution systématique de la température dans les nuages moléculaires. Il semblerait donc qu'il n'y ait pas de grande différence entre la poussière associée au gaz atomique et moléculaire. Il est à remarquer qu'une région ($\alpha_{2000} = 5\text{h}30'$, $\delta_{2000} = -70^\circ$) ne correspondant ni à un site de formation d'étoiles massives, ni au centre de la barre d'étoiles présente des températures relativement chaudes, proches de 22 K. Les erreurs associées à la température sont autour de 20% dans cette région.

6.3.2 Contribution des VSG à 70 μm

Nous savons que dans l'environnement solaire où la température d'équilibre des BG est proche de 17 K, l'émission à 60 - 70 μm provient à la fois de l'émission des BG et des VSG avec une répartition égale. Il n'est donc pas possible de déterminer la température des BG avec le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{70}}$, à moins que la température ne soit nettement supérieure à 17 K, car dans ce cas l'émission à 60 - 70 μm devient dominée par l'émission des BG. La figure 6.4 représente l'excès d'émission E attribué aux VSG,

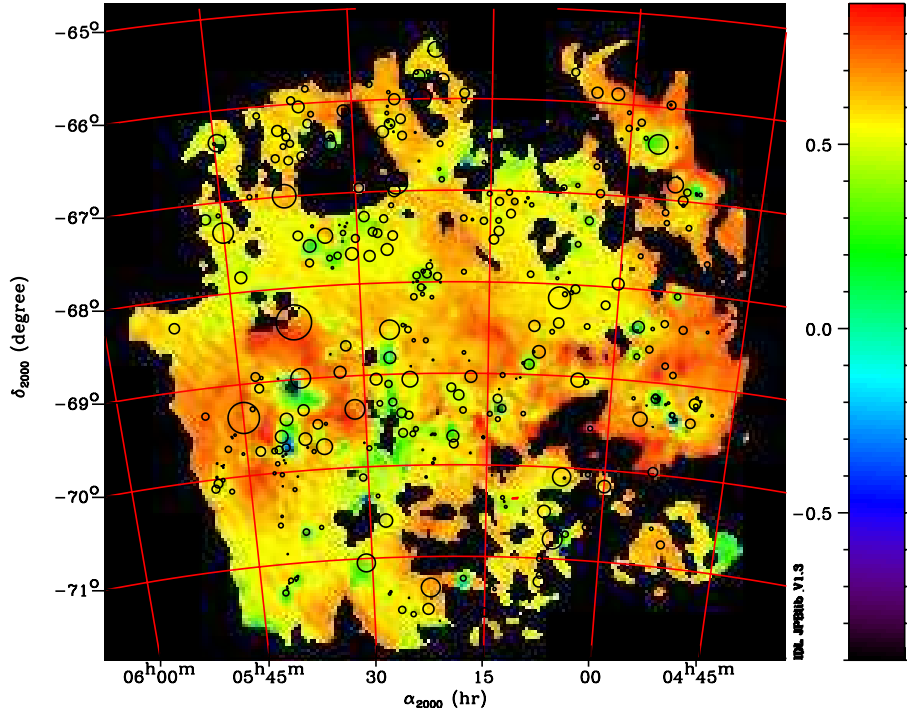


FIG. 6.4 – Carte d'excès E (cf. éq. 6.9) à $70 \mu\text{m}$. Les cercles noirs représentent les régions III, dont le diamètre dépend de l'étendue de la région.

normalisé à $100 \mu\text{m}$ et défini par :

$$E = \frac{I_{\lambda_{70}} - \left(\frac{\lambda_{70}}{\lambda_{100}}\right)^{-2} \frac{B_{\nu_{70}}(T)}{B_{\nu_{100}}(T)} I_{\lambda_{100}}}{I_{\lambda_{70}}} \quad (6.9)$$

correspondant à l'écart entre les données IR à $70 \mu\text{m}$ et une loi de corps gris normalisée à $100 \mu\text{m}$, à la température d'équilibre T , en supposant un indice spectral égal à 2. En analysant les résultats de la carte d'excès nous pouvons remarquer que l'excès est quasiment toujours positif ce qui signifie que l'émission des BG n'est pas suffisante pour expliquer les données IR. Donc dans le LMC, tout comme dans notre Galaxie, les BG ne sont pas les seuls responsables de l'émission à $70 \mu\text{m}$. Les rares valeurs de E proches de zéro correspondent à des régions chaudes, pour lesquelles l'émission des BG, cette fois, domine complètement l'émission totale. Donc nous pouvons en déduire que les données à $70 \mu\text{m}$ du LMC ne peuvent pas être utilisées afin de construire une carte de température d'équilibre des BG à la résolution Spitzer.

6.4 Corrélations IR/HI-CO

6.4.1 Procédure

J'ai effectué des corrélations par régressions linéaires, de tout le LMC, dans des régions d'environ $46'$ (Paradis et al. 2007), à chaque longueur d'onde SPITZER et

IRIS, de la manière suivante :

$$I_\lambda = a_\lambda W_{HI} + b_\lambda W_{CO} + c_\lambda \quad (6.10)$$

où W_{HI} et W_{CO} sont les intensités intégrées du gaz atomique et moléculaire respectivement, et c_λ une constante résiduelle à chaque longueur d'onde.

6.4.2 Détermination des erreurs

J'ai spécifié à la routine de régression, l'erreur globale sur les données, tenant compte à la fois des données IR, HI et CO. Mes erreurs sur chacune des cartes, ΔI_λ , ΔW_{HI} et ΔW_{CO} , sont déduites d'un calcul de déviation standard, dans une zone vide du LMC. Cependant, chaque pixel n'a pas été affecté de la même manière par la présence d'une source ponctuelle. Donc le flux dans chaque pixel doit être pondéré par la valeur déduite du masque pour chacune des cartes. L'erreur totale sur les données, pour le pixel p et la longueur d'onde λ est telle que :

$$\epsilon_p(I_\lambda) = \sqrt{(\Delta I_\lambda / \sqrt{m_{p,\lambda}})^2 + (a_\lambda \Delta W_{HI} / \sqrt{m_{p,\lambda}})^2 + (b_\lambda \Delta W_{CO} / \sqrt{m_{p,\lambda}})^2} \quad (6.11)$$

avec $m_{p,\lambda}$ la valeur du masque. La routine de régression minimise l'écart entre les données et le modèle, en tenant compte des erreurs sur les données et nous donne en sortie la meilleure valeur du χ^2 obtenue ($\sum \frac{(\text{donnees} - \text{modele})^2}{\text{erreurs}^2}$), ainsi que l'écart type sur chacun des paramètres a_λ et b_λ . Cependant le modèle n'étant pas parfait, il y a forcément une erreur dont il faut tenir compte dans la suite. Cette erreur sur le modèle se traduit par la valeur du χ^2 . Plus le χ^2 réduit est proche de 1, et plus le modèle est bon. Donc, pour quantifier l'erreur totale à la fois sur les données et le modèle, j'ai multiplié l'erreur précédente par un facteur permettant d'obtenir un χ^2 réduit de 1. Cette nouvelle erreur est celle que j'utilise dans la routine de régression.

6.4.3 Facteurs de conversion

Comme nous l'avons déjà vu dans la section 4.2.2 nous pouvons passer de l'intensité intégrée en densité de colonne N_H , connaissant le facteur de conversion. En faisant l'hypothèse que le gaz atomique est optiquement mince (comme dans notre Galaxie), nous appliquons la valeur galactique du facteur de conversion au LMC, soit :

$$N_{HI} = 1.82 \times 10^{18} W_{HI} \quad (6.12)$$

Cette hypothèse sera néanmoins discutée dans la section 6.4.7.5. L'application de la valeur galactique de X_{CO} de Strong et al. (1988) valable dans notre Galaxie n'est probablement pas valide pour des systèmes de faible métallicité. En effet si l'on adoptait cette valeur galactique pour le LMC, cela reviendrait à considérer des similitudes entre les nuages galactiques et extragalactiques, et à ne pas prendre en compte les différences de conditions physiques dans chaque environnement : métallicité, le champ de rayonnement pouvant dissocier les molécules CO, différences liées à l'efficacité de formation

de H₂ à la surface des grains.

Mizuno et al. (2001a), ont obtenu la valeur moyenne suivante :

$$N_{H_2} = (9 \pm 4) 10^{20} W_{CO} \quad (6.13)$$

en appliquant le théorème du Viriel¹ à 55 nuages moléculaires géants dans le LMC, supposés proches de l'équilibre gravitationnel. Dans ce cas, le facteur X_{CO} se déduit simplement de la relation :

$$X_{CO} = M_{vir}/L_{CO} \quad (6.14)$$

où M_{vir} est la masse virielle du nuage considéré et L_{CO} sa luminosité CO. La luminosité CO d'un nuage est déterminée à partir de l'intensité intégrée moyennée du nuage, multipliée par sa surface. La masse virielle est telle que :

$$\frac{M_{vir}}{M_{\odot}} = k(\Delta v)^2 R \quad (6.15)$$

où R est le rayon du nuage en pc, Δv (km/s) est la dispersion en vitesse, correspondant à la largeur à mi-hauteur du spectre moyen du nuage de rayon R (pc), obtenu par un ajustement Gaussien. k est une constante qui dépend du profil de densité ρ(r) : si ρ(r) ∝ r⁻¹ k=190 (valeur adoptée par Mizuno et al. (2001a), d'après MacLaren et al. (1988). Israel (1997) a déterminé la valeur de ce facteur sur un ensemble de nuages moléculaires du LMC, en estimant la densité de colonne H₂ pour chaque nuage, à partir de leur brillance de surface dans l'IR lointain et la densité de colonne HI. Il a obtenu une valeur moyenne de X_{CO} de 1.3 10²¹ H₂/cm²/(K km/s), excluant la région de 30-Doradus. Il a observé cependant de grandes variations du facteur entre 0.2 10²⁰ H₂/cm²/(K km/s) et 8.4 10²¹ H₂/cm²/(K km/s) (pour 30-Doradus). J'ai considéré pour mon étude, la valeur de Mizuno et al. (2001a) : X_{CO} = 9 10²⁰ H₂/cm²/(K km/s)

6.4.4 Résultats

Les corrélations à différentes longueurs d'onde sont utiles pour calculer les rapports médians des coefficients a_λ et b_λ en fonction de la valeur du coefficient à 160 μm, dans chaque phase du LMC, déduits d'un ajustement Gaussien des histogrammes des rapports. Les caractéristiques de ces ajustements sont présentées dans le tableau 6.2. Le rapport I_{λ₁₆₀}/I_{λ₁₀₀} permet de calculer la température des BG dans chacune des phases et nous avons T_{HI} = 19.3 ± 0.9 K et T_{CO} = 20.7 ± 2.8 K (voir le calcul de l'erreur sur la température section 6.4.5). L'examen des valeurs de la table 6.2 indique que l'émissivité dans l'IR moyen est plus forte dans les régions moléculaires, ce qui peut s'interpréter par une abondance relative plus importante des VSG et PAH dans cette phase.

¹Théorème du Viriel : dans un système en équilibre dynamique, l'énergie cinétique Ec est égale à l'opposé de la moitié de l'énergie potentielle Ep soit 2Ec+Ep=0

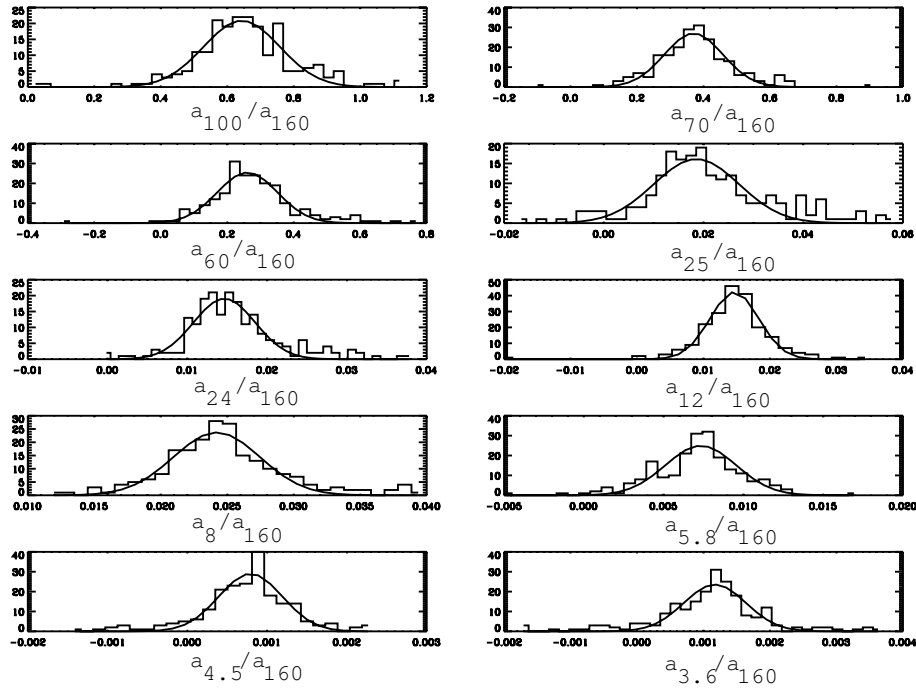


FIG. 6.5 – Histogrammes des rapports des résultats des corrélations a_λ/a_{160} pour la phase atomique. L'ajustement gaussien est présenté par la ligne continue.

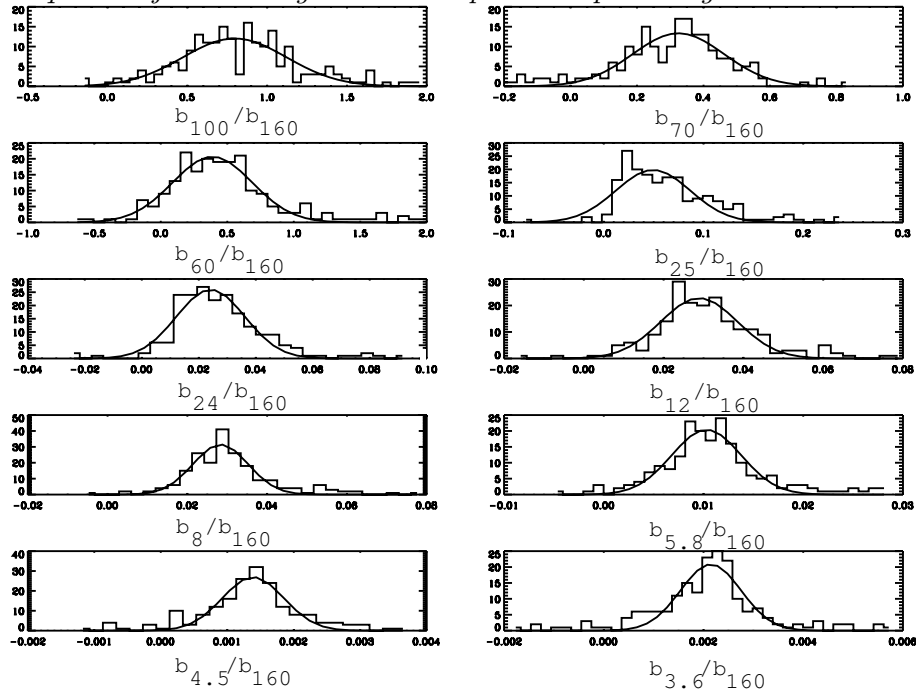


FIG. 6.6 – Histogrammes des rapports des résultats des corrélations b_λ/b_{160} pour la phase moléculaire. L'ajustement gaussien est présenté par la ligne continue.

Rapport	Phase atomique		Phase moléculaire	
	valeur centrale	σ (FWHM)	valeur centrale	σ (FWHM)
100/160	0.62	± 0.10	0.67	± 0.24
70/160	0.37	± 0.09	0.32	± 0.14
60/160	0.25	± 0.08	0.33	± 0.24
25/160	0.019	± 0.0008	0.049	± 0.034
24/160	0.014	± 0.004	0.024	± 0.012
12/160	0.014	± 0.003	0.024	± 0.006
8/160	0.024	± 0.003	0.028	± 0.007
5.8/160	0.007	± 0.002	0.010	± 0.003
4.5/160	0.0008	± 0.0004	0.0014	± 0.0005
3.6/160	0.0012	± 0.0005	0.0022	± 0.0006

TAB. 6.2 – *Rapports des résultats des corrélations a_λ/a_{160} pour la phase atomique, et b_λ/b_{160} pour la phase moléculaire, correspondant à la valeur centrale ainsi qu'à la largeur à mi-hauteur d'un ajustement Gaussien des histogrammes (voir fig. 6.5 et 6.6).*

6.4.5 Emissivités à 160 μm

Dans cette étude j'ai cherché à corréler directement le rapport $I_{\lambda_{160}}/B_{\nu_{160}}(T)$ avec les données HI et CO afin d'obtenir l'émissivité de la poussière à 160 μm . Nous avons :

$$I_\lambda = Q_{abs}(\lambda_0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-\beta} B_\nu(T) N_H \quad (6.16)$$

La température a été déduite du rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$ donc l'erreur sur la température se déduit facilement :

$$\frac{\Delta I_{\lambda_{160}}}{I_{\lambda_{160}}} + \frac{\Delta I_{\lambda_{100}}}{I_{\lambda_{100}}} = \frac{\Delta B_{\nu_{160}}(T)}{B_{\nu_{160}}(T)} + \frac{\Delta B_{\nu_{100}}(T)}{B_{\nu_{100}}(T)} \quad (6.17)$$

Connaissant la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (6.18)$$

Nous obtenons :

$$\frac{\Delta B_\nu(T)}{B_\nu(T)} = F_\nu(T) \Delta T \quad (6.19)$$

avec

$$F_\nu(T) = \frac{\frac{h\nu}{kT} e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (6.20)$$

Soit :

$$\Delta T = \frac{\Delta I_{\lambda_{100}}/I_{\lambda_{100}} + \Delta I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{160}}}{F_{\nu_{100}}(T) + F_{\nu_{160}}(T)} \quad (6.21)$$

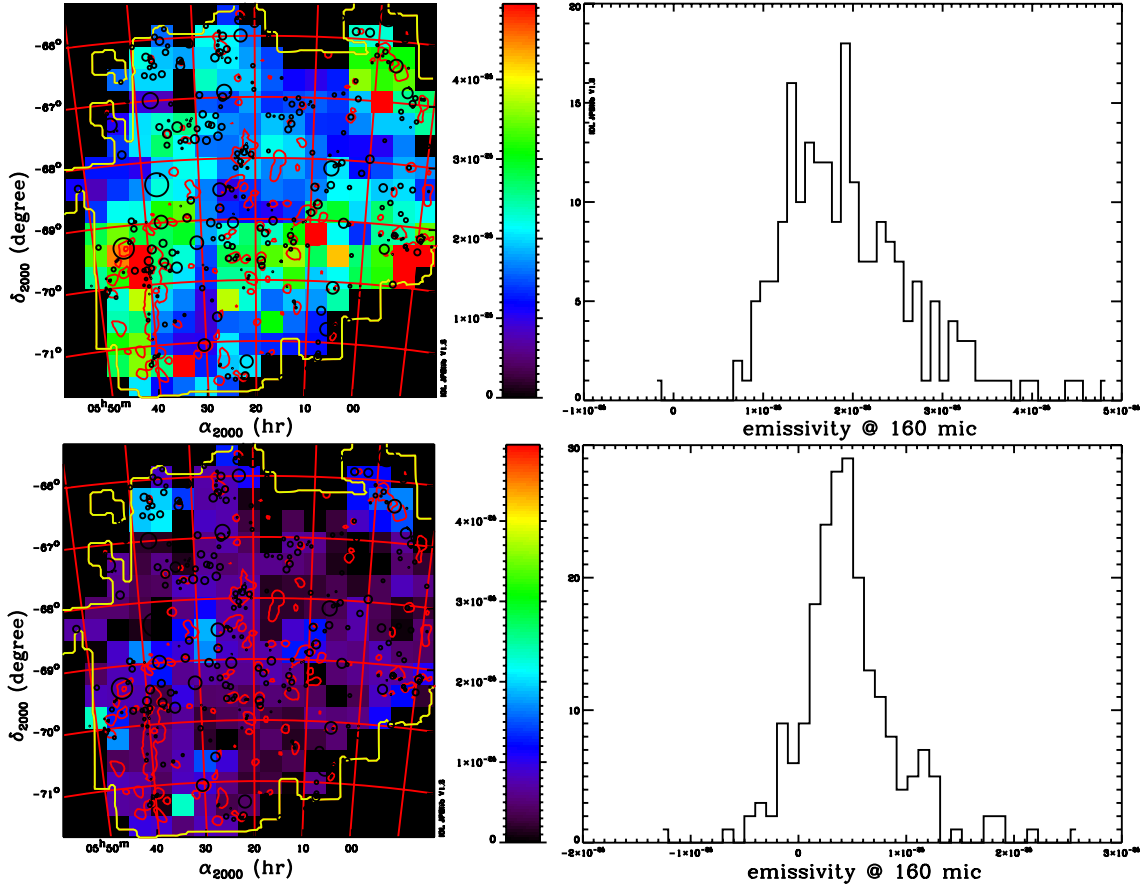


FIG. 6.7 – Carte et histogramme des émissivités à $160 \mu\text{m}$ pour la phase atomique (haut) et moléculaire (bas). Le profil de chacun des histogrammes est non Gaussien. Les régions HII sont représentées par des cercles noirs et les contours rouges correspondent aux nuages moléculaires dont les niveaux sont à 0.8 et 8 K km/s , et les contours jaunes aux limites du relevé systématique CO de NANTEN.

Dans notre Galaxie, des études effectuées dans le voisinage solaire ont conduit à une mesure de l'émissivité à $250 \mu\text{m}$ de $10^{-25} \text{ cm}^2/\text{H}$ (Boulanger et al. 1996). En considérant que l'émissivité suit une loi de puissance avec un indice spectral égal à 2, nous en déduisons comme valeur de référence à $160 \mu\text{m}$:

$$\frac{\tau_{160}}{N_H} = \frac{\tau_{250}}{N_H} (250/160)^2 = 2.44 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{H} \quad (6.22)$$

Dans la phase atomique, l'émissivité à $160 \mu\text{m}$ varie de $5 \cdot 10^{-26}$ à $3.4 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{H}$. La valeur médiane de l'émissivité est de $(1.95 \pm 0.06) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{H}$. Si nous comparons avec la valeur dans le voisinage solaire, nous avons :

$$\frac{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{\odot}}{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{LMC}} = 1.25 \quad (6.23)$$

Dans la région moléculaire l'émissivité évolue d'une valeur indéfinie (quand il n'y a pas d'émission CO) à $2.00 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{H}$, avec une valeur médiane de $(4 \pm 0.5) \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2/\text{H}$, ce qui correspond à un rapport :

$$\frac{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{\odot}}{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{LMC}} = 4.1 \quad (6.24)$$

Or la masse de la phase atomique est environ 10 fois celle de la phase moléculaire et la métallicité du LMC est 2 - 3 fois inférieure à celle de notre Galaxie donc nous pouvons nous attendre à ce que l'émissivité dans la région HI du LMC donne un rapport entre notre Galaxie et le LMC (GAL/LMC) de l'ordre de 2 - 3 du fait que l'émissivité est directement reliée à la masse de poussière et de gaz dans la galaxie :

$$\frac{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{GAL}}{\left(\frac{\tau}{N_H}\right)_{LMC}} = \frac{\left(\frac{M_{pouss}}{M_{gaz}}\right)_{GAL}}{\left(\frac{M_{pouss}}{M_{gaz}}\right)_{LMC}} \quad (6.25)$$

ce qui est loin du résultat obtenu, qui est de 1.25. Si l'on suppose que la valeur du facteur de conversion X_{CO} déduite de calculs du Viriel est fiable alors il semblerait qu'il y ait moins de poussière dans les nuages moléculaires que dans la région atomique. Cependant il est également envisageable que cet écart entre les résultats dans chacune des régions soit uniquement dû à une mauvaise estimation du facteur par la méthode du Viriel utilisée. Nous en discuterons plus en détail à la fin de ce chapitre.

6.4.6 Modélisation des spectres

6.4.6.1 Amélioration du modèle de Désert et al. (1990)

A l'origine du modèle, seules les bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μm étaient connues. Le modèle de Désert et al. (1990) a dans un premier temps été modifié (Compiegne 2007) suite aux observations du satellite ISO et des expériences de laboratoire, qui ont permis de mieux contraindre les propriétés des PAH. Ainsi, la largeur et la position des bandes d'émission IR des PAH (3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12,7 μm e.g. Verstraete et al., 2001) ont-elles été mieux caractérisées. De plus une bande à 16.4 μm a été détectée à partir des spectres obtenus par l'instrument SWS, du satellite ISO (Moutou et al. 2000; Van Kerckhoven et al. 2000), et a également été ajoutée au modèle. Les sections efficaces d'absorption IR des PAH ont de ce fait été mises à jour en tenant compte de toutes les bandes, et modélisées par des Lorentziennes.

Dans un deuxième temps, les résultats de Flagey et al. (2006), s'appuyant sur le travail de Rapacioli et al. (2005), qui ont permis d'obtenir des sections efficaces des PAH neutres et ionisés, ont été implémentés dans la nouvelle version du modèle. Nous avons de plus ajouté un continuum dans l'IR proche à une température de 1000 K afin d'expliquer les observations à 3.6 et 4.5 μm obtenues par SPITZER dans notre Galaxie (Flagey et al. 2006), également mis en évidence avec les données DIRBE (Bernard et al. 1994), et dont l'existence a aussi été montrée dans des galaxies externes (Lu et al. 2003; Lu 2004). Cette composante avait été détectée à initialement dans les nébuleuses

planétaires (Sellgren et al. 1983). Mais l'origine de ce continuum est pour le moment inconnue.

J'ai de plus travaillé sur une interface de minimisation du modèle, avec différentes données, par la méthode des gradients conjugués (voir annexe A), permettant de rendre libre un certain nombre de paramètres du modèle, et d'effectuer une correction de couleur sur chaque flux, en fonction de l'instrument considéré. La correction de couleur consiste à calculer la véritable densité de flux, différente de la densité de flux mesurée, quand le spectre a une forme qui n'est pas la même que celle qui a été considérée comme convention de flux. Par exemple, les densités de flux d'un certain nombre d'expériences comme IRAS, sont dérivées en adoptant la convention $\nu I_\nu = \text{constante}$. La correction de couleur dépend donc de la forme spectrale intrinsèque de la SED. Ainsi deux sources rayonnant la même puissance dans un domaine de longueur d'onde défini, mais avec des formes spectrales différentes, vont-elles produire deux signaux différents. C'est afin de corriger ce type d'effet qu'il est nécessaire de faire une correction de couleur.

6.4.6.2 Paramètres considérés

J'ai choisi de faire varier les trois abondances massique de la poussière de chaque famille (Ypah, Yvsg, Ybg), ainsi que l'intensité du continuum dans le proche IR (I_ν^{NIR}). L'ISRF est le même que dans le voisinage solaire, c'est-à-dire que j'ai adopté le champ de rayonnement d'origine du modèle de Désert et al. (1990) avec un facteur d'amplitude noté Xisrf. L'abondance des grains dérivée en utilisant le modèle est directement anti-corrélée au paramètre Xisrf (voir section 6.4.6.3). De plus le paramètre Xisrf dépend non linéairement de la température des grains, qui est elle-même anti-corrélée aux abondances des grains. Il faut de ce fait être prudent pour la détermination de Xisrf. Durant la majeure partie de mon travail j'ai considéré la même distribution de taille des VSG que celle de notre Galaxie avec $\alpha_{\text{vsg}} = 2.6$ ($\frac{dn_{\text{vsg}}}{da} = a^{\alpha_{\text{vsg}}}$) mais dans une analyse finale (voir section 6.4.7.4), j'ai dû modifier cette distribution de taille.

6.4.6.3 Abondances en fonction du champ de rayonnement interstellaire

Je prends comme spectre de référence le spectre représentatif d'une région HI du LMC, que j'ajuste avec le nouveau modèle de Désert et al. (1990). Les abondances ont été calculées de manière à avoir la même émission à 160, 24 et 5.8 μm , pour différentes valeurs de Xisrf. Je considère que la mesure de l'abondance déduite de l'émission à 160 μm représente l'abondance des BG, celle déduite de l'émission à 24 μm représente l'abondance des VSG et celle déduite de l'émission à 5.8 μm , celle des PAH. La figure 6.8 montre les abondances des différents types de grain en fonction de Xisrf. J'ai normalisé l'abondance des BG à 1 pour un Xisrf caractéristique du voisinage solaire, soit Xisrf = 1. D'une manière générale il est normal que les abondances diminuent à mesure que Xisrf augmente. Nous pouvons remarquer que la variation des abondances n'est pas linéaire avec la variation de l'ISRF. De plus l'ISRF n'agit pas de la même façon pour chacune des abondances. La diminution de l'abondance des BG est plus lente que celle des deux autres abondances. Toutes les variations d'abondance avec l'ISRF présentent un comportement linéaire avec l'ISRF, mais pas forcément dans le même domaine. Les relations entre les abondances et le Xisrf sont données dans les équations

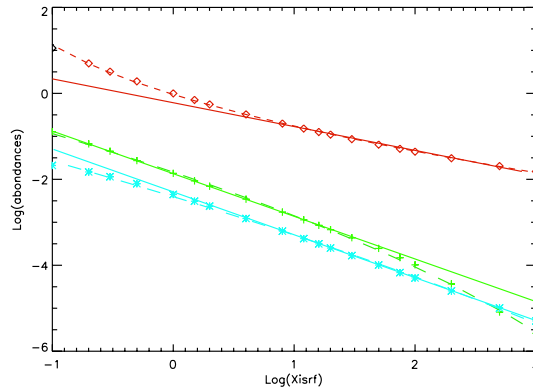


FIG. 6.8 – Abondances normalisées des BG (en rouge), des VSG (en vert) et des PAH (en bleu) en fonction de X_{isrf} . La courbe en pointillés correspond à un ajustement polynomial d'ordre 2, et en trait plein à un ajustement linéaire.

λ μm	Flux (MJy/sr pour $N_{\text{H}} = 1 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$)	Abondances déduites
160	0.876	$3.55 \cdot 10^{-3}$
24	0.012	$2.91 \cdot 10^{-4}$
5.8	0.004	$1.43 \cdot 10^{-4}$

TAB. 6.3 – Valeurs de référence déduites du modèle de Désert et al. (1990) dans le cas d'un ajustement d'un spectre caractéristique d'une région HI du LMC

6.26, 6.27 et 6.28 :

$$\log(Y_{bg}) = \begin{cases} -0.027 - 0.886\log(X_{isrf}) + 0.093\log^2(X_{isrf}) & \forall X_{isrf} \\ -0.243 - 0.536\log(X_{isrf}) & \text{pour } X_{isrf} > 4 \end{cases} \quad (6.26)$$

$$\log(Y_{vsg}) = \begin{cases} -1.804 - 0.924\log(X_{isrf}) - 0.108\log^2(X_{isrf}) & \forall X_{isrf} \\ -1.869 - 0.992\log(X_{isrf}) & \text{pour } X_{isrf} < 16 \end{cases} \quad (6.27)$$

$$\log(Y_{pah}) = \begin{cases} -2.400 - 0.854\log(X_{isrf}) - 0.039\log^2(X_{isrf}) & \forall X_{isrf} \\ -2.317 - 0.991\log(X_{isrf}) & \text{pour } X_{isrf} > 1.5 \end{cases} \quad (6.28)$$

Les valeurs d'abondance et de flux, de référence sont données dans le tableau 6.3. Une mauvaise détermination de X_{isrf} se répercute directement sur la température d'équilibre des grains car $X_{isrf} \propto T^{4+\beta}$. Et la moindre erreur sur la température se propage sur les abondances. Nous pouvons en conclure que la valeur du X_{isrf} doit être déterminée correctement car une légère augmentation de sa valeur peut amener une importante diminution de l'abondance des différents types de grains.

6.4.6.4 Spectre de notre Galaxie

Pour établir des comparaisons entre le LMC et notre Galaxie, il est nécessaire d'établir un spectre galactique de référence, et de chercher le meilleur ajustement des données avec le modèle amélioré de Désert et al. (1990). Nous avons donc construit un spectre du plan galactique à l'aide des données IRAC, IRIS, DIRBE et FIRAS. Après avoir re-pixélisé toutes ses données à la pixélisation HEALPix, elles ont été dégradées à 7° , à l'aide des routines HEALPix telles qu'implémentées dans l'outil PSD. Le même traitement a été effectué sur la carte HI de tout le ciel (voir fig. 4.3) de Hartmann et Burton (voir section 4.1.3). Pour obtenir le spectre du plan galactique nous avons considéré les régions pour lesquelles $W_{\text{HI}} > 500$ K km/s et soustrait un fond à toutes les longueurs d'onde, dans les régions où $500 < W_{\text{HI}} < 200$ K km/s, afin de soustraire toutes les émissions autres que l'émission des poussières.

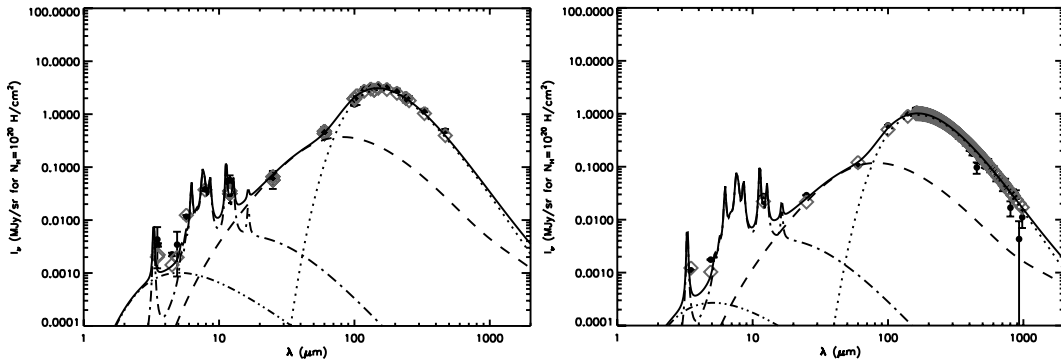


FIG. 6.9 – Spectres moyens du plan galactique (à gauche), du voisinage solaire (Dwek et al. 1997) (à droite), pour une densité de colonne HI de 10^{20} H/cm², modélisés par la nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990), en trait continu (BG en pointillés, VSG en tirets, PAH en tirets-pointillés, et un continuum infrarouge en double pointillés-tirets).

Le spectre représentatif de l'environnement solaire que nous avons utilisé est le spectre de Dwek et al. (1997), spectre moyen du milieu interstellaire diffus à hautes latitudes galactiques allant de $3.5 \mu\text{m}$ à 1 mm , combinant les données DIRBE, FIRAS à hautes latitudes galactiques. Le tableau 6.4 présente les valeurs de flux de chacun des spectres normalisés à $N_{\text{H}} = 1 \cdot 10^{20}$ H/cm², aux longueurs d'onde IRAC, IRIS et DIRBE.

Les résultats de la modélisation des ces spectres galactiques de référence sont donnés dans le tableau 6.5.

6.4.6.5 Spectres médians et total du LMC/excès d'émission à $70 \mu\text{m}$

Nous avons construit le spectre de l'émission intégrée totale du LMC ainsi que les spectres médians pour chacune des phases du LMC. Ces spectres présentent un excès d'émission à $70 \mu\text{m}$, ce qui a déjà été observé dans le Petit Nuage de Magellan (Bot et al. 2004) à $60 \mu\text{m}$. La figure 6.10 présente les SED totales du LMC, SMC et de

	Plan Gal.	Erreur 1 σ	Voisinage sol.	Erreur 1 σ
IRAC1	$3.40 \cdot 10^{-3}$	$3.42 \cdot 10^{-4}$	-	-
IRAC2	$2.25 \cdot 10^{-3}$	$2.23 \cdot 10^{-4}$	-	-
IRAC3	$1.16 \cdot 10^{-2}$	$1.16 \cdot 10^{-3}$	-	-
IRAC4	$3.81 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-3}$	-	-
DIRBE3	$4.30 \cdot 10^{-3}$	$4.09 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^{-3}$	$2.39 \cdot 10^{-5}$
DIRBE4	$3.44 \cdot 10^{-3}$	$3.44 \cdot 10^{-3}$	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$4.65 \cdot 10^{-5}$
DIRBE5	$5.09 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$2.79 \cdot 10^{-2}$	$5.10 \cdot 10^{-4}$
DIRBE6	$6.18 \cdot 10^{-2}$	$9.33 \cdot 10^{-3}$	$2.90 \cdot 10^{-2}$	$5.88 \cdot 10^{-4}$
DIRBE7	$4.84 \cdot 10^{-1}$	$2.47 \cdot 10^{-2}$	$1.03 \cdot 10^{-1}$	$1.85 \cdot 10^{-3}$
DIRBE8	1.53	$4.59 \cdot 10^{-2}$	$6.04 \cdot 10^{-1}$	$9.74 \cdot 10^{-3}$
DIRBE9	3.07	$9.51 \cdot 10^{-2}$	1.02	$2.14 \cdot 10^{-2}$
DIRBE10	2.12	$6.58 \cdot 10^{-2}$	$7.83 \cdot 10^{-1}$	$1.57 \cdot 10^{-2}$
IRIS1	$5.68 \cdot 10^{-2}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	-	-
IRIS2	$7.61 \cdot 10^{-2}$	$1.15 \cdot 10^{-2}$	-	-
IRIS3	$5.21 \cdot 10^{-1}$	$5.42 \cdot 10^{-2}$	-	-
IRIS4	1.61	$2.17 \cdot 10^{-1}$	-	-

TAB. 6.4 – Valeurs des flux (en MJy/sr) des spectres galactiques normalisés à $N_H = 1 \cdot 10^{20} H/cm^2$, dans les bandes IRAC, DIRBE et IRIS.

notre Galaxie et mettent en évidence cet excès d'émission dans le LMC et SMC, par comparaison avec notre Galaxie. Contrairement aux spectres galactiques pour lesquels le paramètre X_{isrf} est bien défini du fait d'un nombre suffisant de données près du pic d'émission des BG, bien distinct de l'émission des VSG à $70 \mu m$, il n'en est pas de même pour les spectres médians du LMC. En effet, ces derniers ne comportant que les données à 160 et $100 \mu m$ pour contraindre l'ISRF, et du fait de l'excès d'émission à $70 \mu m$, la modélisation a tendance à définir le paramètre X_{isrf} en utilisant les données à $70 \mu m$, imposant de ce fait une mauvaise évaluation de X_{isrf} ainsi qu'une sur-estimation du modèle à $100 \mu m$. Afin d'éviter ce problème j'ai effectué un deuxième ajustement dans lequel j'ai choisi d'imposer la valeur du paramètre X_{isrf} en fonction du rapport des intensités $R = I_{\lambda 160}/I_{\lambda 100}$. Pour ce faire, j'ai cherché la relation existant entre ces deux quantités R et X_{isrf} , en calculant, pour différentes valeurs de X_{isrf} , le rapport des intensités du modèle dont les paramètres ont été choisis pour représenter le spectre d'une région HI du LMC. J'ai alors ajusté la courbe obtenue par un polynôme d'ordre 5 :

$$\ln(X_{isrf}) = 1.610 - 2.989 \ln(R) + 0.546 \ln^2(R) - 0.308 \ln^3(R) + 0.331 \ln^4(R) - 0.200 \ln^5(R) \quad (6.29)$$

Dans ce cas l'écart à $70 \mu m$ est plus marqué mais n'affecte plus la valeur du paramètre X_{isrf} . Les spectres médians du LMC accompagnés de leurs ajustements sont montrés sur la figure 6.11. Le spectre de l'émission totale intégrée du LMC a également été ajusté par un modèle avec un X_{isrf} fixé. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans le tableau 6.5. Si nous regardons les résultats pour les régions CO, nous pouvons voir qu'il n'y a pas de grande différence dans les deux ajustements. Cependant dans le cas

Spectre	Ypah	Yvsg	Ybg	Ytot	Cont. NIR	Xisrf	$\chi^2_{\text{red.}}$	$\frac{Y_{\text{pah}}}{Y_{\text{bg}}}$	$\frac{Y_{\text{vsg}}}{Y_{\text{bg}}}$
Désert*	$4.30 \cdot 10^{-4}$	$4.70 \cdot 10^{-4}$	$6.40 \cdot 10^{-3}$	$7.30 \cdot 10^{-3}$	-	1.0	-	$6.72 \cdot 10^{-2}$	$7.34 \cdot 10^{-2}$
Plan galactique	$3.11 \cdot 10^{-4}$	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$8.42 \cdot 10^{-3}$	$9.82 \cdot 10^{-3}$	$1.01 \cdot 10^{-3}$	1.46	7.87	$3.69 \cdot 10^{-2}$	$1.30 \cdot 10^{-1}$
Voisinage solaire	$4.83 \cdot 10^{-4}$	$6.38 \cdot 10^{-4}$	$4.68 \cdot 10^{-3}$	$5.80 \cdot 10^{-3}$	$2.69 \cdot 10^{-4}$	0.80	12.87	$1.03 \cdot 10^{-1}$	$1.36 \cdot 10^{-1}$
LMC (spectre total) ¹	$7.28 \cdot 10^{-5}$	$3.70 \cdot 10^{-4}$	$2.50 \cdot 10^{-3}$	$2.94 \cdot 10^{-3}$	$9.68 \cdot 10^{-6}$	2.12	0.91	$2.92 \cdot 10^{-2}$	$1.48 \cdot 10^{-1}$
LMC (spectre total) ²	$9.07 \cdot 10^{-5}$	$4.20 \cdot 10^{-4}$	$2.92 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^{-3}$	$6.05 \cdot 10^{-6}$	1.80	0.95	$3.10 \cdot 10^{-2}$	$1.44 \cdot 10^{-1}$
LMC (spectre total) ³	$9.37 \cdot 10^{-5}$	$6.66 \cdot 10^{-4}$	$2.19 \cdot 10^{-3}$	$2.95 \cdot 10^{-3}$	$1.43 \cdot 10^{-5}$	1.87	0.45	$4.28 \cdot 10^{-2}$	$3.04 \cdot 10^{-1}$
LMC-HI (spectre médian) ¹	$1.02 \cdot 10^{-4}$	$1.94 \cdot 10^{-4}$	$2.12 \cdot 10^{-3}$	$2.42 \cdot 10^{-3}$	$9.03 \cdot 10^{-4}$	3.39	9.00	$4.81 \cdot 10^{-2}$	$9.15 \cdot 10^{-2}$
LMC-HI (spectre médian) ²	$2.80 \cdot 10^{-4}$	$6.33 \cdot 10^{-4}$	$5.59 \cdot 10^{-3}$	$6.50 \cdot 10^{-3}$	$8.57 \cdot 10^{-4}$	1.24	14.85	$5.01 \cdot 10^{-2}$	$1.10 \cdot 10^{-1}$
LMC-HI (spectre médian) ³	$1.63 \cdot 10^{-4}$	$5.57 \cdot 10^{-4}$	$2.60 \cdot 10^{-3}$	$3.32 \cdot 10^{-3}$	$8.14 \cdot 10^{-4}$	2.21	4.39	$6.27 \cdot 10^{-2}$	$2.14 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (spectre médian) ¹	$9.31 \cdot 10^{-5}$	$2.14 \cdot 10^{-4}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$4.72 \cdot 10^{-4}$	1.58	4.00	$8.70 \cdot 10^{-2}$	$2.00 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (spectre médian) ²	$1.02 \cdot 10^{-4}$	$2.36 \cdot 10^{-4}$	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$1.51 \cdot 10^{-3}$	$4.73 \cdot 10^{-4}$	1.45	3.44	$8.72 \cdot 10^{-2}$	$2.02 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (spectre médian) ³	$1.36 \cdot 10^{-4}$	$4.49 \cdot 10^{-4}$	$1.08 \cdot 10^{-3}$	$1.67 \cdot 10^{-3}$	$4.67 \cdot 10^{-4}$	1.14	1.18	$1.26 \cdot 10^{-1}$	$4.16 \cdot 10^{-1}$
LMC-HI (médiane spectre loc.) ¹	$1.09 \cdot 10^{-4}$	$2.71 \cdot 10^{-4}$	$2.13 \cdot 10^{-3}$	$2.51 \cdot 10^{-3}$	$9.04 \cdot 10^{-4}$	3.43	-	$5.12 \cdot 10^{-2}$	$1.27 \cdot 10^{-1}$
LMC-HI (médiane spectre loc.) ²	$2.50 \cdot 10^{-4}$	$6.92 \cdot 10^{-4}$	$5.04 \cdot 10^{-3}$	$6.11 \cdot 10^{-3}$	$1.02 \cdot 10^{-3}$	1.42	-	$4.96 \cdot 10^{-2}$	$1.37 \cdot 10^{-1}$
LMC-HI (médiane spectre loc.) ³	$1.50 \cdot 10^{-4}$	$6.45 \cdot 10^{-4}$	$2.23 \cdot 10^{-3}$	$3.03 \cdot 10^{-3}$	$9.73 \cdot 10^{-4}$	2.40	-	$6.73 \cdot 10^{-2}$	$2.89 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (médiane spectre loc.) ¹	$8.06 \cdot 10^{-5}$	$1.89 \cdot 10^{-4}$	$1.08 \cdot 10^{-3}$	$1.35 \cdot 10^{-3}$	$5.98 \cdot 10^{-4}$	1.95	-	$7.46 \cdot 10^{-2}$	$1.75 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (médiane spectre loc.) ²	$9.02 \cdot 10^{-5}$	$2.57 \cdot 10^{-4}$	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$1.73 \cdot 10^{-3}$	$6.67 \cdot 10^{-4}$	1.76	-	$6.54 \cdot 10^{-2}$	$1.86 \cdot 10^{-1}$
LMC-CO (médiane spectre loc.) ³	$1.27 \cdot 10^{-4}$	$5.61 \cdot 10^{-4}$	$1.31 \cdot 10^{-3}$	$2.00 \cdot 10^{-3}$	$6.57 \cdot 10^{-4}$	1.16	-	$9.69 \cdot 10^{-2}$	$4.28 \cdot 10^{-1}$

* Paramètres d'origine du modèle de Désert et al. (1990)

¹ Modélisation avec Xisrf variable

² Modélisation avec Xisrf fixé en fonction du rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$

³ Modélisation avec Xisrf variable et une nouvelle distribution de taille des VSG, $\alpha_{\text{vsg}}=1$, fixé

TAB. 6.5 – Paramètres du modèle amélioré de Désert et al. (1990), pour le plan galactique, le voisinage solaire et le LMC, comparés aux valeurs d'origine du modèle. La ligne LMC (spectre total) correspond à la modélisation du spectre de l'émission intégrée totale du LMC, LMC-HI/CO (spectre médian) à la modélisation du spectre médian du LMC dans chaque phase obtenue par corrélation IR/HI-CO, et LMC-HI/CO (médiane spectre loc.) à la modélisation de chaque spectre local dont j'ai déduit la médiane de tous les résultats.

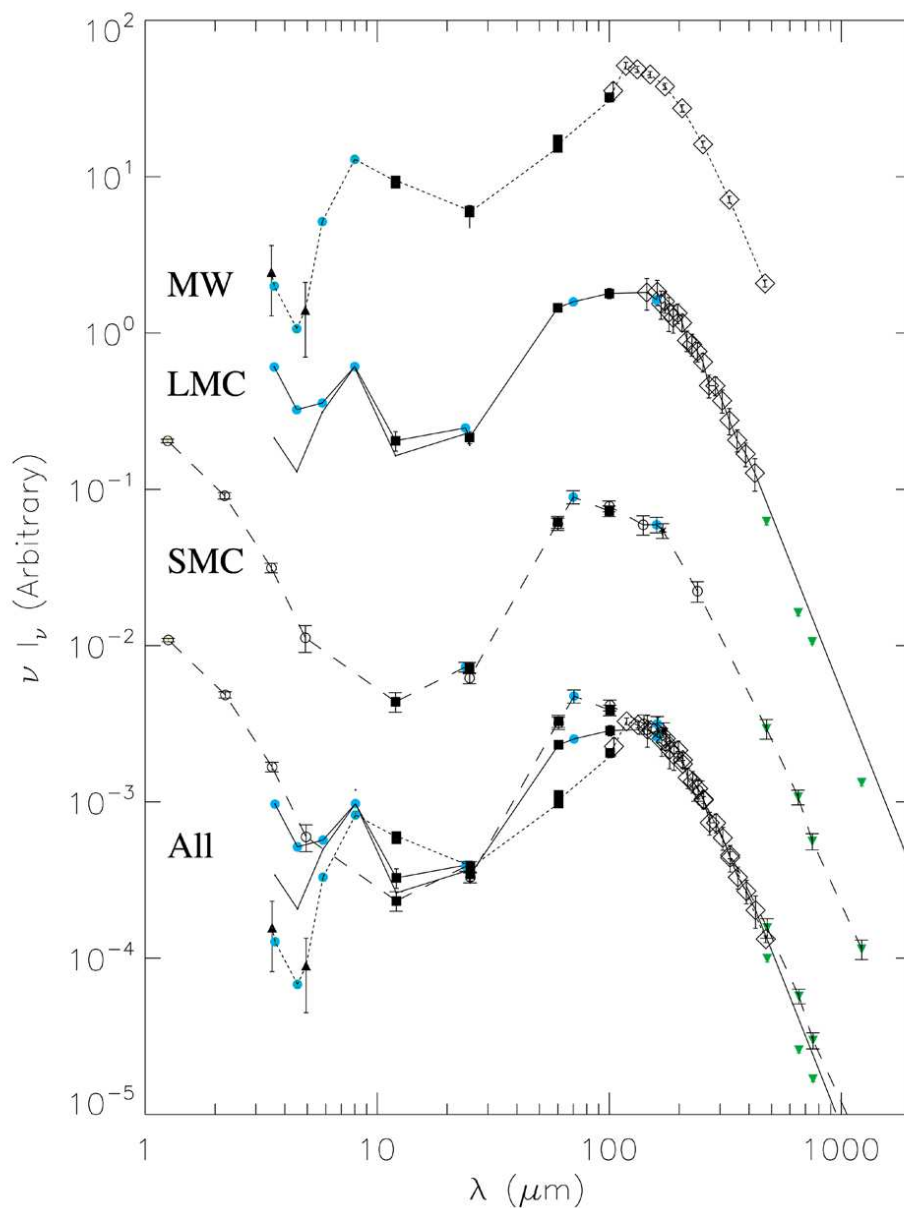


FIG. 6.10 – De haut en bas : SED de notre Galaxie (pointillés), du LMC (trait continu), du SMC (tirets), puis ces mêmes SED normalisées à $200 \mu\text{m}$, en unités arbitraires. La courbe du dessous pour le LMC correspond à la SED après soustraction de la contribution stellaire dans les bandes IRAC. Les données IRIS sont représentées par les carrés pleins, les données SPITZER par les rond bleus pleins, les données FIRAS par les losanges, les données DIRBE par les cercles et les données TOPHAT par les triangles inversés verts. Les barres d'erreurs sont données à 1σ .

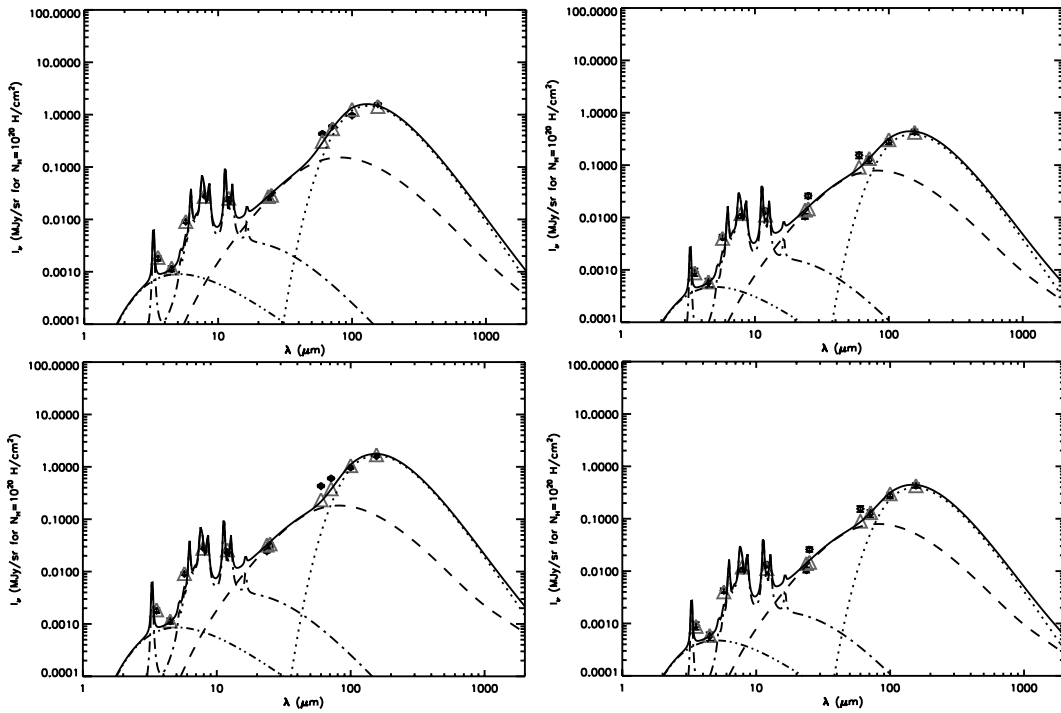


FIG. 6.11 – Spectres médians du LMC pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), pour une densité de colonne HI de 10^{20} H/cm², avec un modèle où le Xisrf est libre (en haut) ou fixé (en bas) (même description des courbes que celle de la fig. 6.9).

des spectres atomiques les résultats diffèrent dans la mesure où l'excès à $70 \mu\text{m}$ fausse la détermination du Xisrf, qui se trouve sur-estimé et les abondances en sont donc sous-estimés (voir section 6.4.6.3). En revanche les abondances relatives ($Y_{\text{pah}}/Y_{\text{bg}}$ et $Y_{\text{vsg}}/Y_{\text{bg}}$) ne connaissent pas de grandes variations. Il paraît raisonnable de considérer pour la suite de mon étude, la modélisation dans le cas où le paramètre Xisrf est fixé sur la base du rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$.

6.4.6.6 Résultats de l'ensemble du LMC avec Xisrf fixé

Les corrélations effectuées dans chacune des régions du LMC et à toutes les longueurs d'onde SPITZER et IRIS permettent d'obtenir des spectres locaux, aussi bien pour la phase atomique que moléculaire. J'ai alors ajusté chacun des spectres par le modèle, en fixant l'amplitude Xisrf. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 6.12 et 6.13 pour chacune des phases.

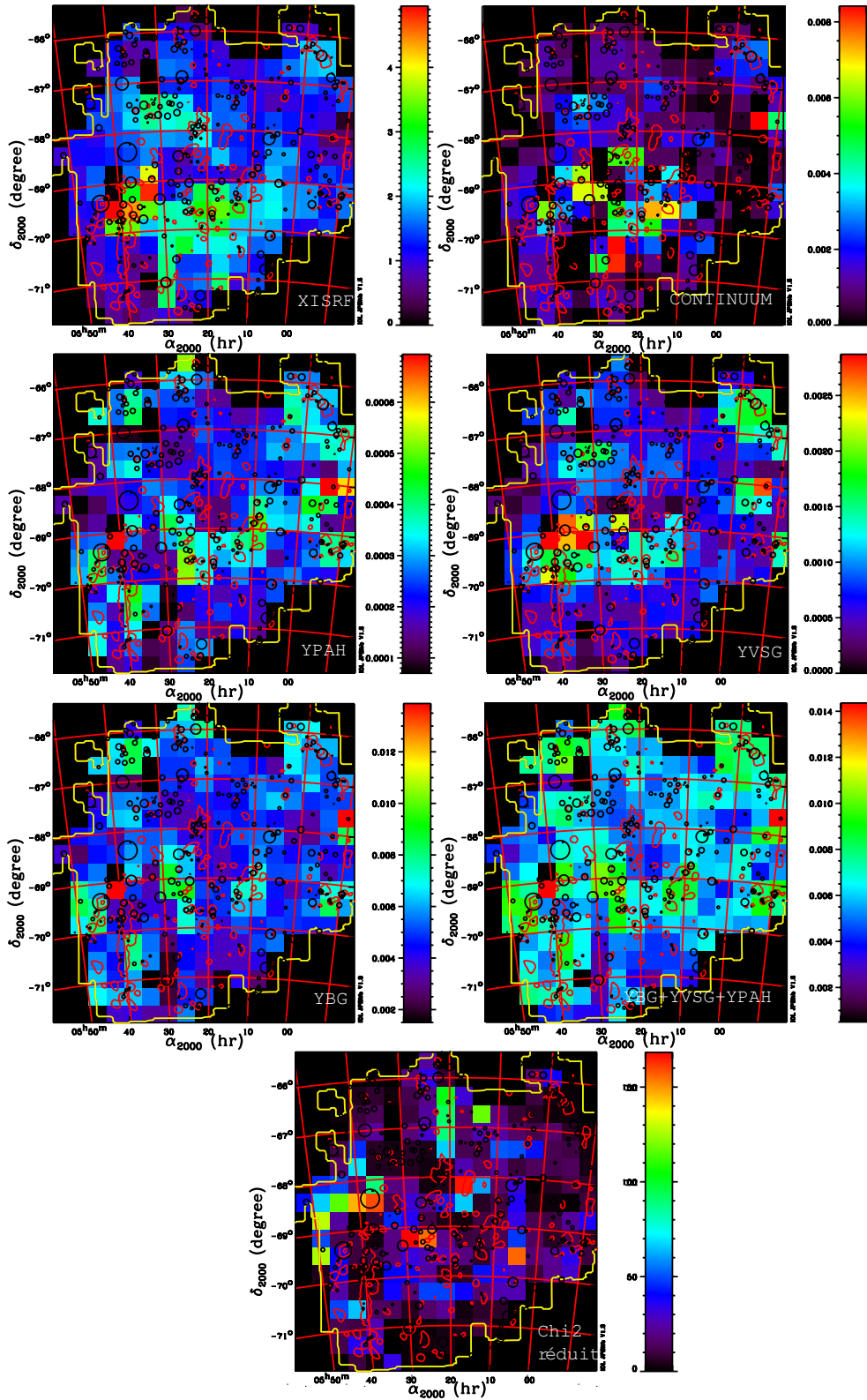


FIG. 6.12 – Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région atomique (HI), concernant le continuum IR proche, l'abondance des différents types de poussière (la somme totale des abondances est également présentée ainsi que les χ^2 réduits). Xisrf est un ici paramètre fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

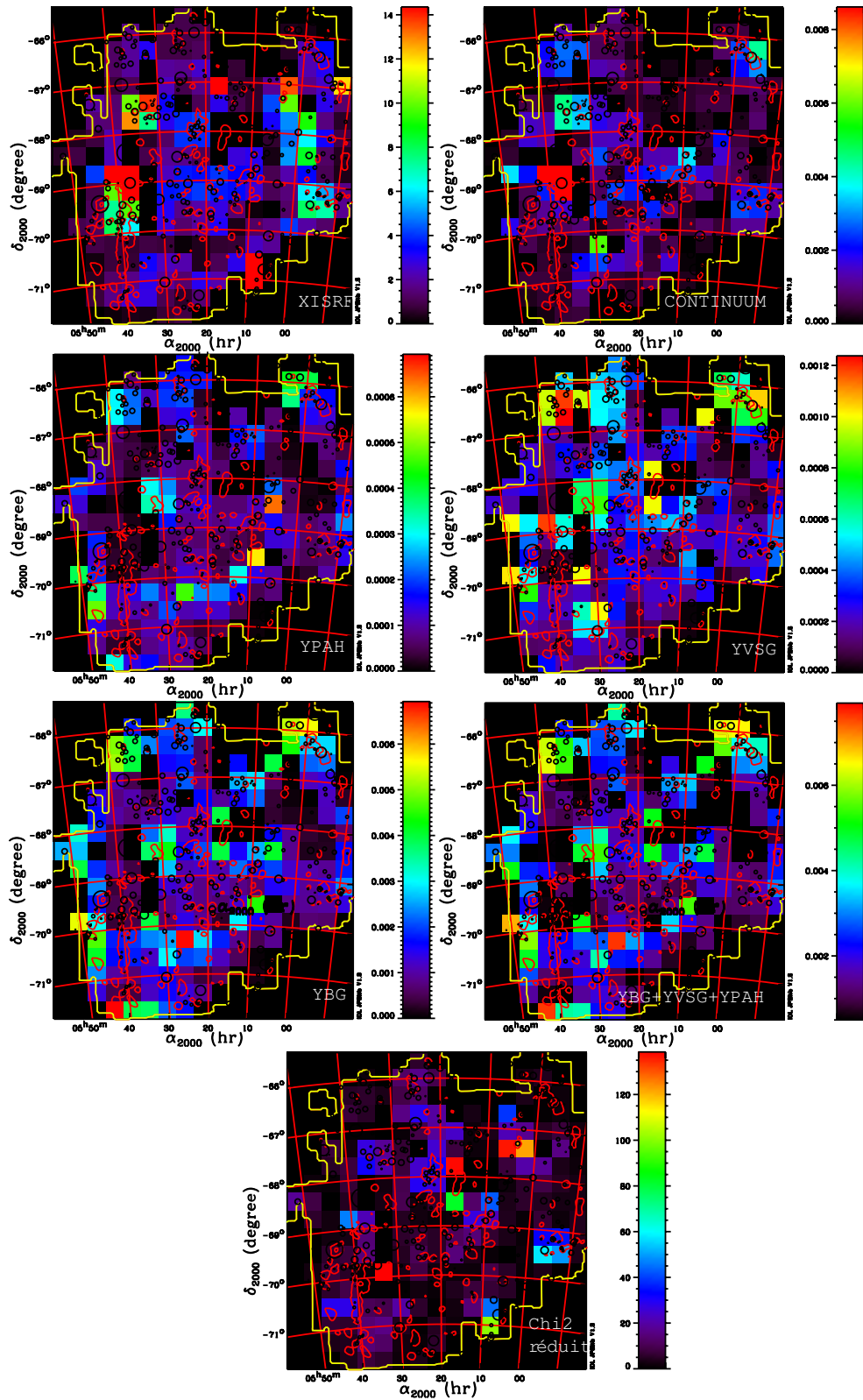


FIG. 6.13 – Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région moléculaire (CO), concernant le continuum IR proche, l'abondance des différents types de poussière (la somme totale des abondances est également présentée ainsi que les χ^2 réduits). Xisrf est ici un paramètre fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

6.4.7 Discussion

6.4.7.1 Comparaison générale de la poussière dans notre Galaxie et dans le LMC

Nous allons tout d'abord discuter les résultats de la modélisation du spectre de l'émission intégrée totale du LMC (que j'appellerai par la suite LMC total) ainsi que chacune de ses phases avant d'en étudier les variations spatiales. L'amplitude du champ de rayonnement interstellaire (X_{isrf}) est de 1.46 pour le plan galactique, 0.8 pour le voisinage solaire et 1.82 pour le LMC en moyenne. Cette augmentation de X_{isrf} dans le LMC doit être due à l'existence d'étoiles plus massives. Le X_{isrf} plus fort pourrait également être dû à la plus faible abondance des poussières dans le LMC. Ces valeurs de X_{isrf} dans les phases atomiques et moléculaires du LMC sont cependant proches de la valeur moyenne du plan galactique.

Intéressons-nous à l'abondance relative des PAH et des VSG (abondance de chaque type de grains en fonction de l'abondance des BG). Au premier ordre ces abondances relatives dépendent peu de X_{isrf} car elles varient de la même manière avec ce paramètre (voir fig. 6.8). L'abondance relative des PAH est quasiment identique dans le LMC total ($Y_{\text{pah}}/Y_{\text{bg}} = 3.10 \cdot 10^{-2}$) et dans le plan galactique ($3.69 \cdot 10^{-2}$), mais pas avec l'environnement solaire ($1.03 \cdot 10^{-1}$) (abondance relative dans le LMC 3 fois plus faible que dans l'environnement solaire). Une explication possible serait que le spectre total du LMC ne serait pas dominée par la composante HI. Mais la contribution de la poussière associée au milieu moléculaire et ionisé est nettement plus faible que la contribution de la poussière associée à la phase atomique. Cependant de la poussière associée aux régions HII pourrait contribuer de manière significative à l'émission totale du LMC.

Concernant l'abondance relative des VSG elle est comparable dans le LMC total et dans notre Galaxie, que ce soit dans l'environnement solaire ou dans le plan galactique ($Y_{\text{vsg}}/Y_{\text{bg}} \simeq 1.4 \cdot 10^{-1}$). Si l'on compare maintenant les phases atomiques et moléculaires du LMC on peut remarquer que les abondances relatives des PAH et des VSG semblent plus élevées dans la région moléculaire que dans la région HI. Nous verrons par la suite si cette constatation peut être généralisée à l'ensemble du LMC.

6.4.7.2 Variations spatiales de la poussière dans le LMC

Phase atomique

D'après la figure 6.12 nous pouvons remarquer que l'ISRF subit de nombreuses variations spatiales et semble suivre d'une part la barre d'étoiles âgées du LMC, et d'autre part les régions HII, qui sont des étoiles jeunes. Le paramètre X_{isrf} peut atteindre des valeurs proches de 5, dans la région à proximité de 30-Doradus, mais la valeur médiane obtenue dans toute la galaxie est de 1.42. La variation de l'abondance des PAH et des BG semble avoir le même comportement à première vue, et si l'on trace l'une en fonction de l'autre (voir 6.14) on s'aperçoit qu'effectivement les variations spatiales de l'abondance de ces deux types de grains sont corrélées. Les PAH et BG sont donc localisés dans les mêmes régions du LMC. Je n'ai tracé dans la figure 6.14 que les quantités qui montrent une corrélation significative. Il est peu probable que ce résultat

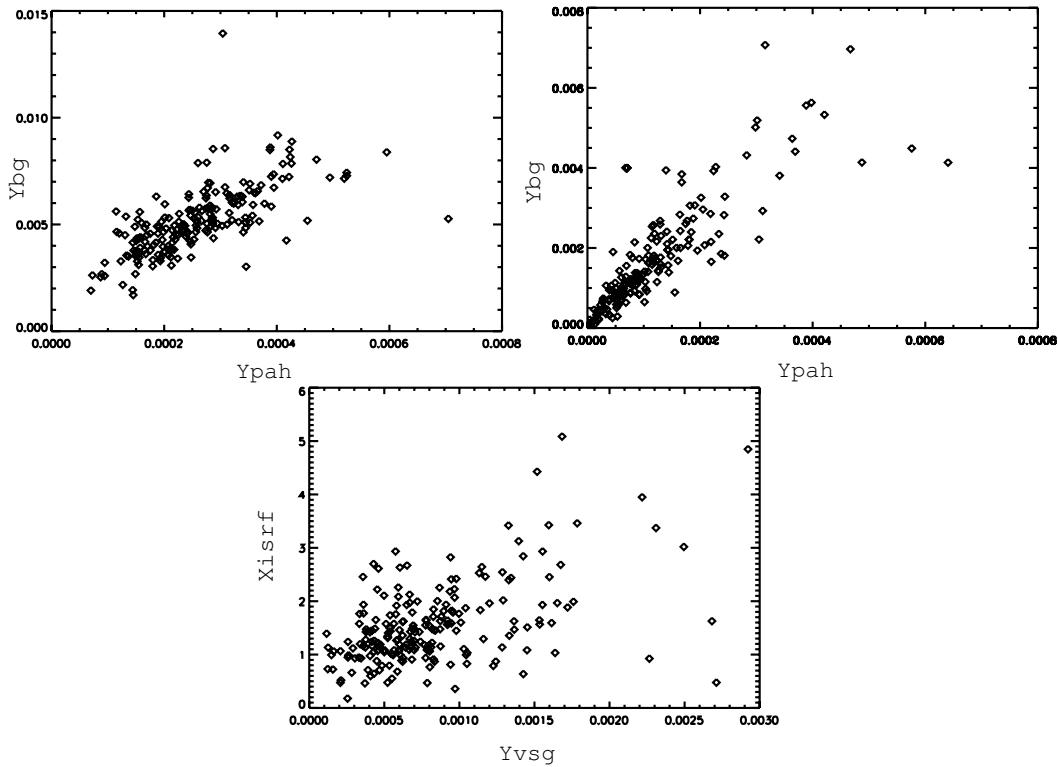


FIG. 6.14 – Abondance des BG en fonction de l’abondance des PAH pour la phase atomique (en haut à gauche) et pour la phase moléculaire (en haut à droite), abondance des VSG en fonction de Xisrf pour la phase atomique (en bas), dans le cas d’un modèle avec Xisrf fixé par le rapport $I_{\lambda 160}/I_{\lambda 100}$.

soit dû à un artefact de la routine de minimisation car dans ce cas l’abondance des VSG présenterait le même type de corrélation. La variation spatiale de l’abondance des VSG est assez proche de la variation spatiale de l’ISRF (fig. 6.14), ce qui pourrait signifier que l’abondance des VSG est directement liée à la formation des étoiles.

Les valeurs médianes pour chacune des abondances sont $2.50 \cdot 10^{-5}$, $6.9 \cdot 10^{-4}$ et $5 \cdot 10^{-3}$ pour les PAH, VSG et BG respectivement, ce qui correspond à des valeurs raisonnablement proches de celles obtenues pour le spectre médian de la phase atomique du LMC.

Le continuum dans l’IR peut dans certaines régions être inexistant, essentiellement loin des régions de formation stellaires. En revanche il semble prédominer dans la barre d’étoiles. Il n’existe cependant pas de relation directe entre les variations spatiales de Xisrf et du continuum.

Phase moléculaire

La variation spatiale du paramètre Xisrf dans la phase moléculaire n’est pas la même que celle dans la phase atomique. Ce paramètre ne semble pas varier dans la barre d’étoiles. Les valeurs maximales de ce paramètre sont nettement supérieures à celles obtenues dans la phase atomique, et correspondent à des régions où le χ^2 réduit a des

valeurs raisonnables. Donc ces fortes valeurs de X_{isrf} dans la phase moléculaire semblent réelles. La valeur médiane de X_{isrf} est de l'ordre de 1.76, plus forte que celle de la phase atomique. Les abondances avec des valeurs de $9.02 \cdot 10^{-5}$, $2.57 \cdot 10^{-4}$ et $1.38 \cdot 10^{-3}$ pour les PAH, VSG et BG respectivement, sont en accord avec celles obtenues pour le spectre médian de cette phase. De nouveau, les variations spatiales des abondances des PAH et des BG sont fortement corrélées (voir 6.14).

Si nous nous intéressons maintenant aux abondances relatives des PAH et des VSG (par rapport aux BG), dans chacune des phases, nous remarquons que l'abondance relative des PAH dans la région moléculaire est supérieure à celle dans la phase atomique, ce qui confirme ce qui a été déjà obtenu avec les spectres médians du LMC. Ceci pourrait s'expliquer par la présence de halos riches en PAH autour de certains nuages appelés nuages « translucents », similaires à ceux observés dans notre Galaxie. A la distance du LMC, l'émission de telles régions entourant les nuages moléculaires pourrait apparaître corrélée à la matière moléculaire, à la résolution des données CO utilisées dans les corrélations. Pour les VSG il semblerait que leur abondance relative connaisse également le même comportement que celle des PAH, mais de manière moins prononcée. En revanche dans notre Galaxie, il a été observé des déficits en VSG dans des nuages moléculaires (voir Laureijs et al. 1991, 1996; Abergel et al. 1994) par comparaison avec les régions atomiques (voir section 2.6). Il est envisageable que là aussi cet excès de VSG soit dû à la résolution angulaire limitée ($4'$ correspond à 60 pc à la distance du LMC).

Si nous comparons l'abondance de la poussière totale dans les deux phases ($6.11 \cdot 10^{-3}$ pour la phase atomique et $1.76 \cdot 10^{-3}$ pour la phase moléculaire), nous remarquons qu'il y a 3.5 fois moins de poussière dans la région moléculaire que dans la région atomique du LMC. La méthode du calcul des émissivités à $160 \mu\text{m}$ montrait un rapport entre ces deux phases égal à $4.2/1.2=3.5$, ce qui est en accord avec la valeur obtenue par calcul des abondances totales des différents types de poussière.

Concernant le continuum, les variations observées dans la barre d'étoiles pour la phase atomique ne sont plus aussi visibles dans la phase moléculaire. Pour le moment nous ne pouvons expliquer les raisons des variations du continuum.

6.4.7.3 Variations spatiales de l'excès d'émission à $70 \mu\text{m}$

Lors de la modélisation, j'ai considéré que la distribution de taille des grains est la même dans le LMC et dans notre Galaxie. Les cartes d'excès à $70 \mu\text{m}$ du LMC sont présentées dans la figure 6.16. Nous pouvons constater que dans la phase atomique l'excès est quasiment tout le temps positif, avec une valeur médiane de l'ordre de 0.15 MJy/sr et une erreur sur les données de 0.0509 MJy/sr à 3σ (en prenant l'erreur du spectre médian du LMC dans la région HI), ce qui signifie que le modèle sous-estime en permanence les données. L'excès est plus important au niveau de la barre d'étoiles avec une valeur maximale dans la région de 30-Doradus. Or dans cette région qui est la plus chaude du LMC, les BG devraient être responsables de l'essentiel de l'émission à $70 \mu\text{m}$ (cf fig. 6.4). Il semblerait donc qu'une fraction non négligeable des VSG soit nécessaire pour expliquer les données IR à $70 \mu\text{m}$, mais le modèle utilisé n'est pas capable de reproduire l'émission à cette longueur d'onde. Concernant la phase

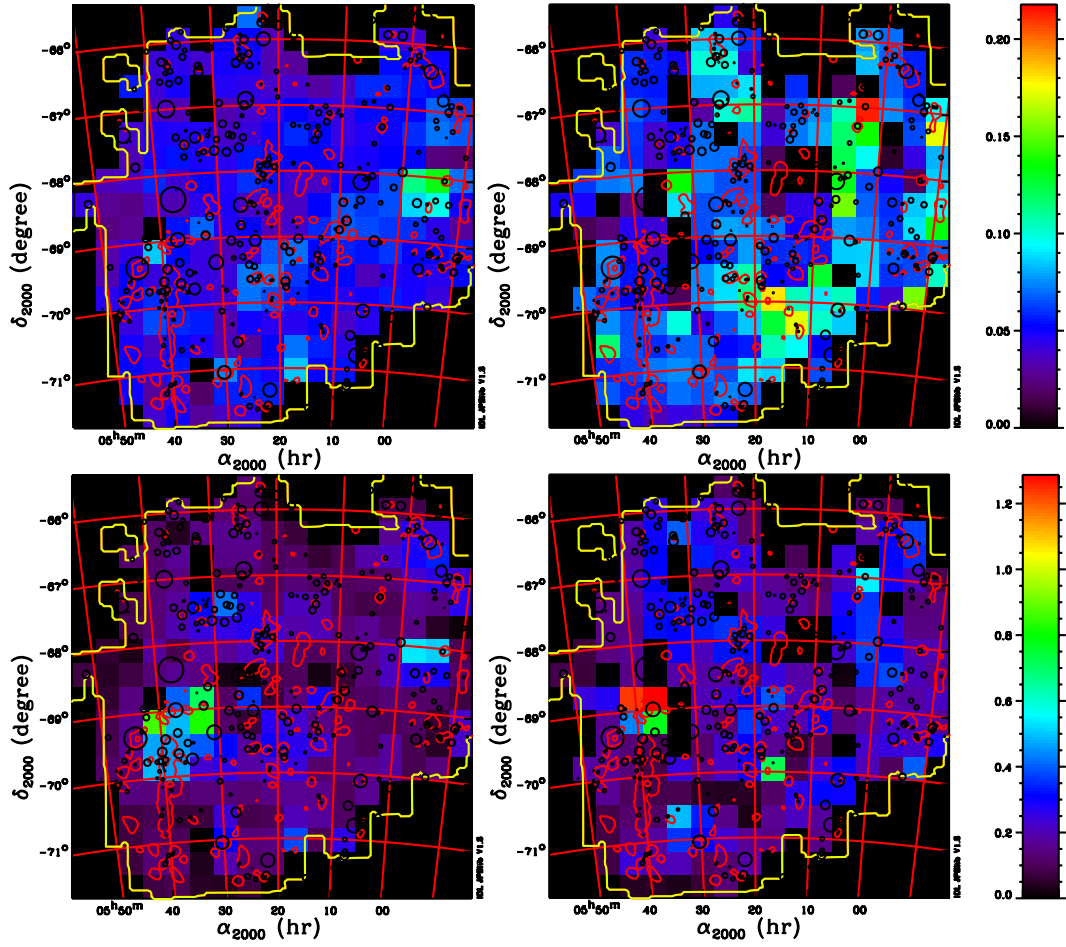


FIG. 6.15 – Abondances relatives des PAH (Y_{pah}/Y_{bg}) (en haut) et des VSG (Y_{vsg}/Y_{bg}) (en bas), pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), dans le cas d'un modèle avec X_{isrf} fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

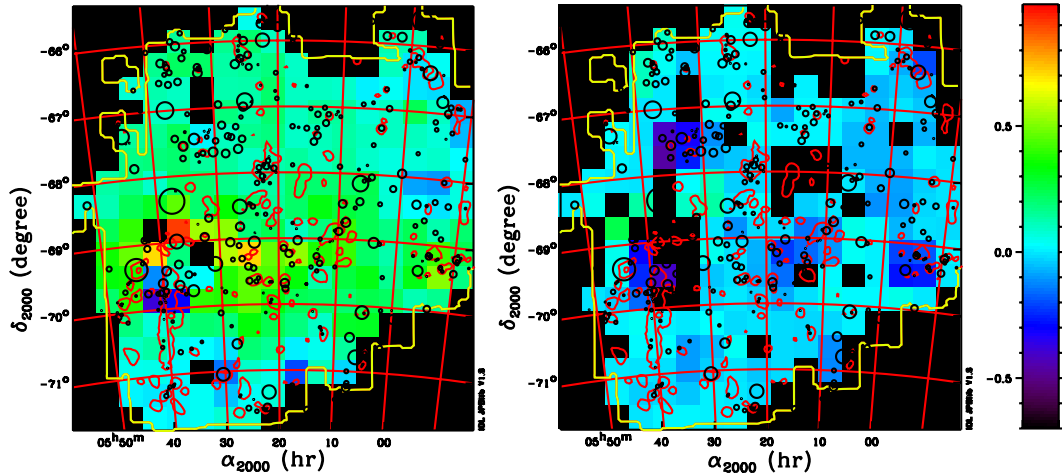


FIG. 6.16 – Carte d'excès à $70 \mu\text{m}$ (Données - modèle) pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), dans le cas d'un modèle avec X_{isrf} fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/\lambda_{100}$. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

moléculaire, la valeur médiane de l'excès est compatible avec zéro.

Nous nous sommes intéressés aux origines possibles d'un tel excès. Dans un premier temps on peut envisager que cet écart à $70 \mu\text{m}$ est dû à la raie à $63 \mu\text{m}$ de l'oxygène atomique (ou OIII à 58 et $88 \mu\text{m}$), qui devrait être extrêmement intense pour être visible à $70 \mu\text{m}$. Mais les raies de OI et CII à 145 et $158 \mu\text{m}$ respectivement, devraient également contribuer à la brillance dans la bande Spitzer correspondante, ce qui n'est pas le cas. Une autre explication possible est une variation de l'abondance des BG à travers le LMC. Mais les variations ne sont pas suffisamment importantes pour pouvoir être responsables des changements observés. D'autre part cet excès ne peut pas résulter des variations de température des BG car il n'y a pas de corrélation spatiale évidente entre ces dernières et l'excès, ni des variations du champ de rayonnement interstellaire car le modèle en tient compte. D'autre part le modèle utilisé ne considère qu'un seul type de BG, des silicates. Mais il est possible que les BG soient constitués d'un mélange de poussière carbonée (telle du graphite) et silicatée. On peut donc s'interroger si cet excès ne pourrait pas provenir tout simplement de cette composante carbonée, plus chaude, non prise en compte par le modèle. Cependant les données à 100 et $160 \mu\text{m}$ permettent de situer le pic d'émission des BG. Donc si l'on veut que ces BG graphitiques reproduisent les données à $70 \mu\text{m}$, il est nécessaire que cette nouvelle composante de grains soit plus chaude que la composante silicatée actuelle, mais sans pour autant déplacer le pic d'émission afin de ne pas sur-estimer les données à $100 \mu\text{m}$. Deux des spectres de la fig 6.17 présentent l'émission totale du LMC ainsi qu'un modèle d'émission des BG à deux composantes tel le modèle de Finkbeiner et al. (1999). Dans le premier cas, le rapport $\frac{q_{\text{silicate}}}{q_{\text{graphite}}}$ des opacités IR/optique (q) (voir section 3.2) est de 11.2 et l'indice spectral du spectre d'émission de l'espèce silicatée est de 1.5 (valeurs utilisées pour notre Galaxie) et dans l'autre cas, le rapport $\frac{q_{\text{silicate}}}{q_{\text{graphite}}}$ est égal à 300 et l'indice spectral est de 2.2 . Dans le premier cas la composante graphitique

est à 17 K alors que dans le second cas elle est à 22.5 K. Modifier le rapport $\frac{Q_{\text{silicate}}}{Q_{\text{graphite}}}$ revient tout simplement à changer les abondances de chaque type de grains. Si l'espèce graphitique domine l'émission en dessous de 100 μm et l'espèce silicatée celle au delà de 200 μm , nous pouvons voir qu'il est possible de reproduire l'excès d'émission à 70 μm . En revanche l'émission semble trop plate dans le domaine 100 - 200 μm pour reproduire correctement les données FIRAS dans ce domaine de longueur d'onde. De plus les valeurs pour reproduire le spectre HI du LMC ont considérablement varié par rapport aux valeurs galactiques. Notamment les différences d'indice spectral du spectre d'émission de chacune des espèces ont nettement diminué. Nous pouvons de plus supposer que cet excès à 70 μm provient non pas d'une variation de l'émission des BG mais de celle des VSG. Il suffit pour cela d'avoir une quantité plus importante de « gros » VSG, ce qui revient à changer leur distribution de taille. Nous pouvons voir sur la figure 6.17 que le modèle de Désert et al. (1990) est capable de reproduire l'excès d'émission dans le cas d'une distribution de taille des VSG $\frac{dn}{da} \propto a^{-\alpha_{\text{VSG}}}$ avec $\alpha_{\text{VSG}}=1$ (et non en 2.6 comme dans notre Galaxie). La qualité de l'ajustement près du pic d'émission paraît meilleure en changeant la distribution de taille des VSG qu'en ajoutant une composante de BG supplémentaire. Nous considérerons donc par la suite que cet excès est dû à un changement de distribution de taille des VSG.

6.4.7.4 Modification de la distribution de taille des VSG

Afin de représenter les données à 70 μm j'ai utilisé une distribution de taille des VSG en a^{-1} . Cette valeur est déduite de différents tests sur plusieurs spectres montrant un excès à 70 μm , et une loi en a^{-1} réduit considérablement cet excès entre les données et le modèle. Cette valeur a donc été fixée et dans ce cas il est raisonnable de laisser le paramètre Xisrf libre du fait que cette nouvelle distribution de taille permet de minimiser l'écart à 70 μm et donc l'ISRF n'a plus de raison d'être sous-estimé. La figure 6.18 met en évidence la capacité du modèle à expliquer les données à 70 μm dans le cas où $\alpha_{\text{vsg}}=1$, et pour une échelle identique à celle de la carte d'excès (cf. fig. 6.16). Avec un tel modèle l'excès dans la région HI a une valeur médiane proche de $3.6 \cdot 10^{-3}$ MJy/sr, nettement inférieure à la valeur obtenue avec un modèle sans modification de la distribution de taille des VSG, et compte tenu de l'erreur sur les données, cet écart est compatible avec zéro. Concernant la phase moléculaire, l'écart a légèrement augmenté mais correspond toujours à du bruit. Il semblerait cependant que dans certaines régions, le modèle sur-estime les données, dans les deux phases. Il est probable que la distribution de taille des VSG varie spatialement, ce qui devra être vérifié dans un travail ultérieur. Les ajustements du modèle aux spectres médians de la phase atomique et moléculaire du LMC sont présentés dans la figure 6.19. Les résultats des minimisations des spectres du LMC total, des spectres médians et des spectres locaux, sont regroupés dans le tableau 6.5. Les résultats des ajustements des spectres locaux pour chacune des phases sont présentés dans les figures 6.20 et 6.21.

Phase atomique

A 70 μm les VSG et les BG sont responsables de l'émission, donc les abondances de ces deux types de grains sont liées. De ce fait la modification de la forme spectrale

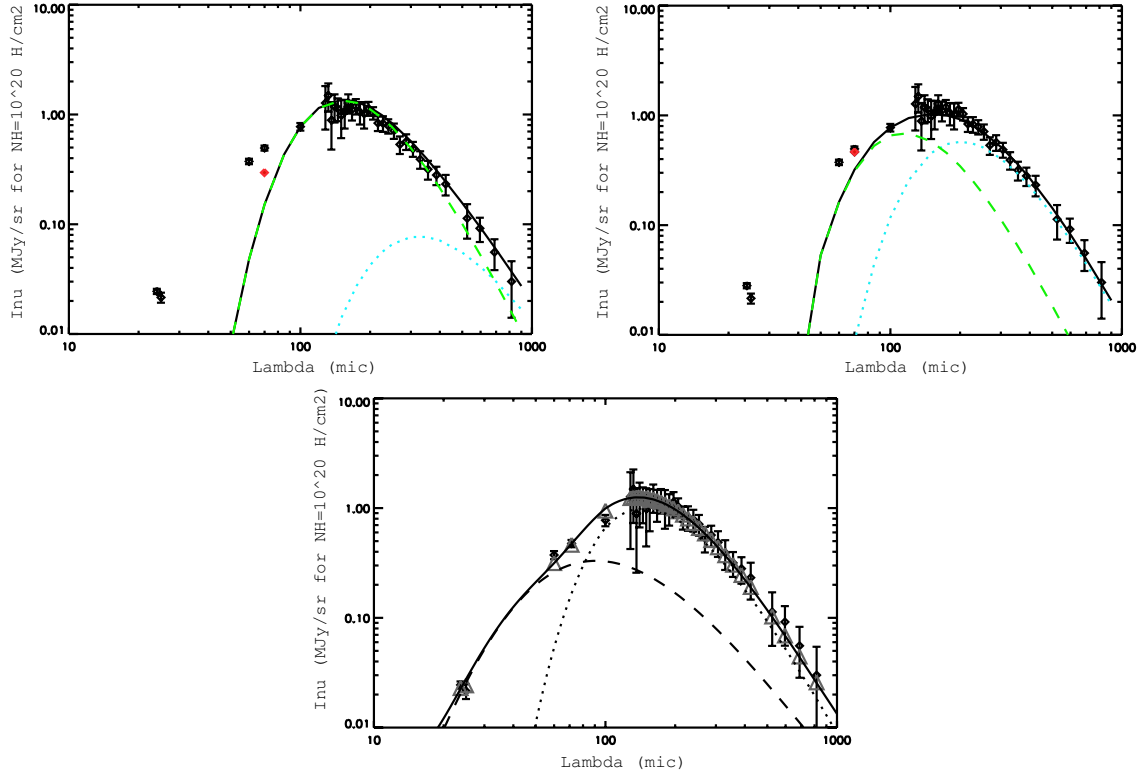


FIG. 6.17 – Spectre d'une région HI du LMC (losanges noirs), avec modèle d'émission des BG à deux composantes (Finkbeiner et al. 1999) (composante graphitique en tirets verts et silicatée en pointillés bleus) dans les figures du haut et modèle de Désert et al. (1990) (émission des BG en pointillés et des VSG en tirets dans le cas d'une distribution de taille en a^{-1}) dans la figure du bas. Figures du haut : modèle à deux composantes, pour un rapport $\frac{q_{\text{silicate}}}{q_{\text{graphite}}} = 11.2$, un indice spectral pour l'émission des silicates de 1.5 ($T_{\text{graphite}}=17$ K) à gauche et un rapport $\frac{q_{\text{silicate}}}{q_{\text{graphite}}} = 300$, un indice spectral pour l'émission des silicates de 2.2 ($T_{\text{graphite}}=22.5$ K) à droite. Le losange plein rouge représente l'émission totale à $70 \mu\text{m}$ (BG + VSG) dont la valeur de l'émission des VSG a été déduite du modèle de Désert et al. (1990).

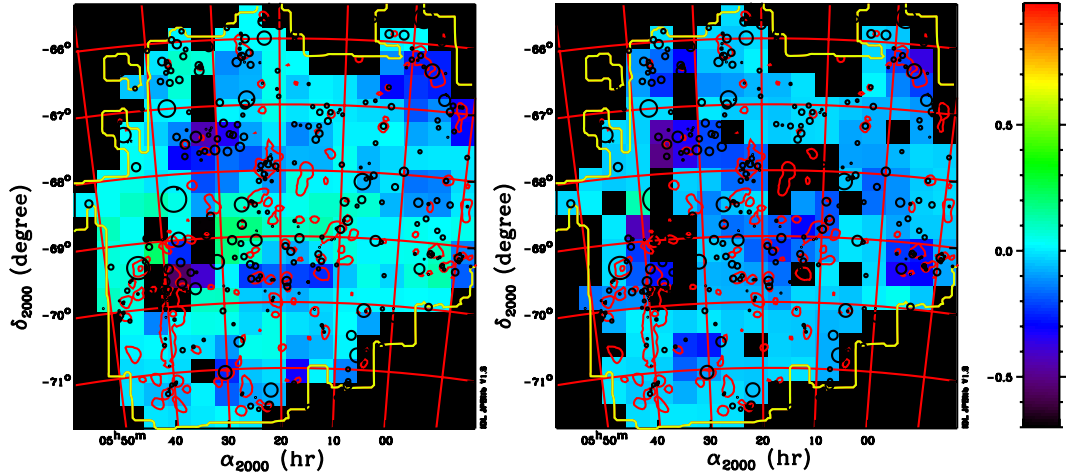


FIG. 6.18 – Carte d'excès à $70\ \mu\text{m}$ (Données - modèle) pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), dans le cas d'un modèle avec $\alpha_{vsg} = 1$ et X_{isrf} variable. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

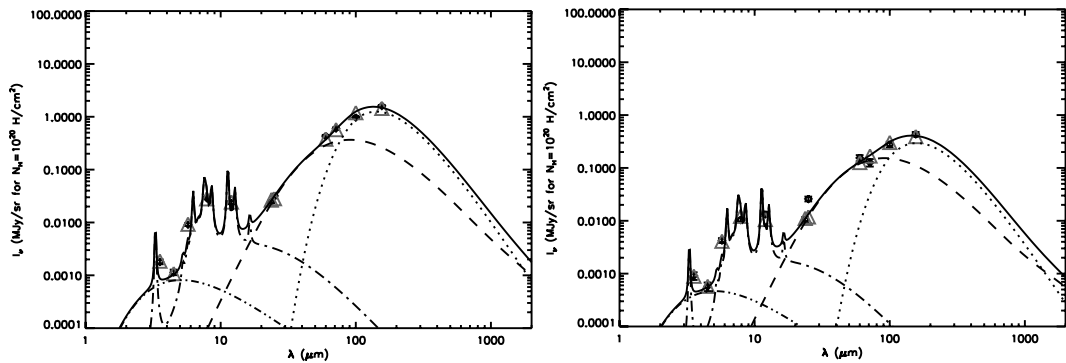


FIG. 6.19 – Spectres médians du LMC pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), pour une densité de colonne HI de $10^{20}\ \text{H}/\text{cm}^2$, avec un modèle où X_{isrf} est libre et $\alpha_{vsg} = 1$ (même description des courbes que celle de la fig. 6.9).

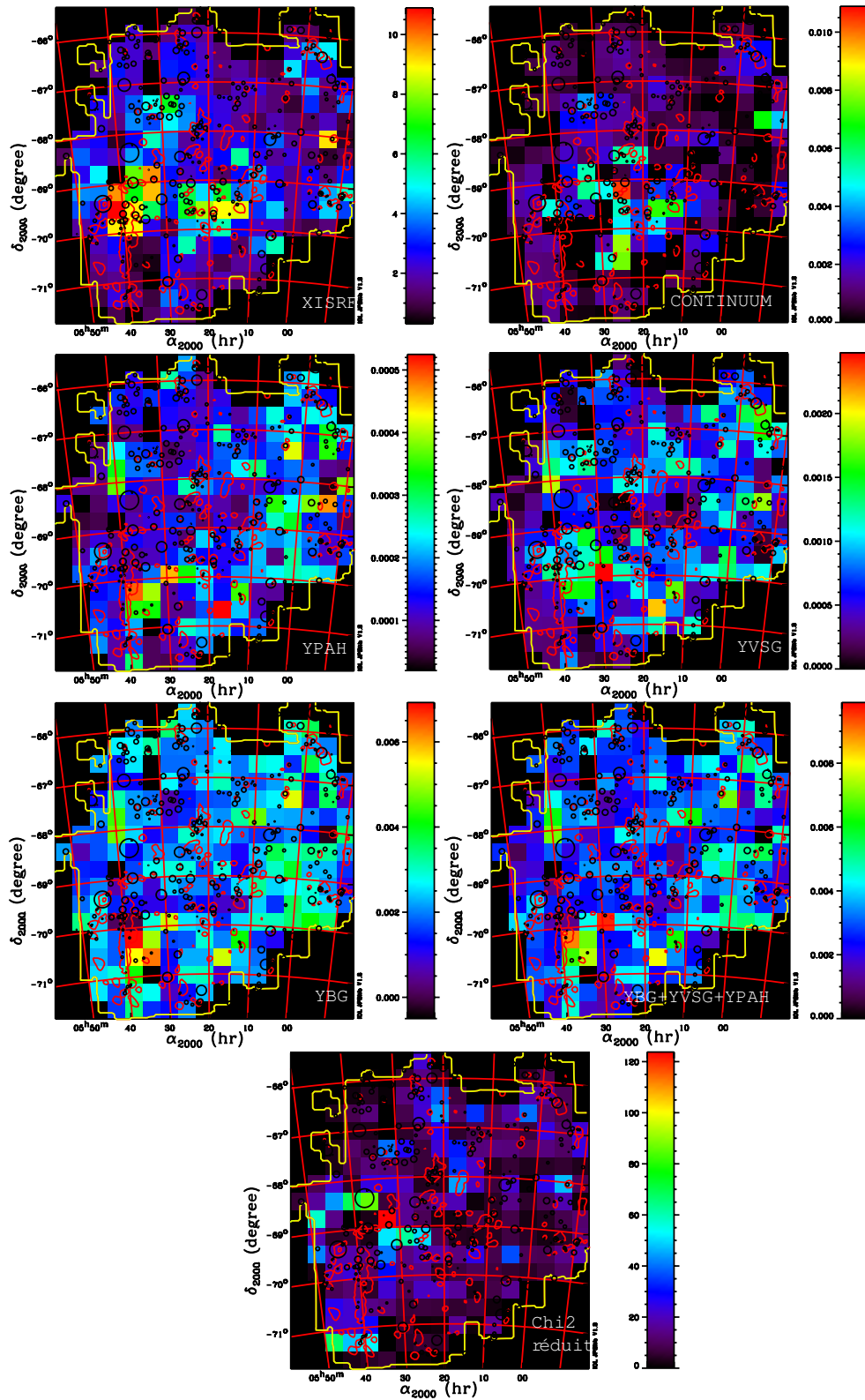


FIG. 6.20 – Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région atomique (HI), concernant le continuum IR proche, l'abondance des différents types de poussière (la somme totale des abondances est également présentée ainsi que les χ^2 réduits). La distribution de taille des VSG est telle que $\alpha_{vsg} = 1$ et le paramètre Xisrf est laissé libre. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

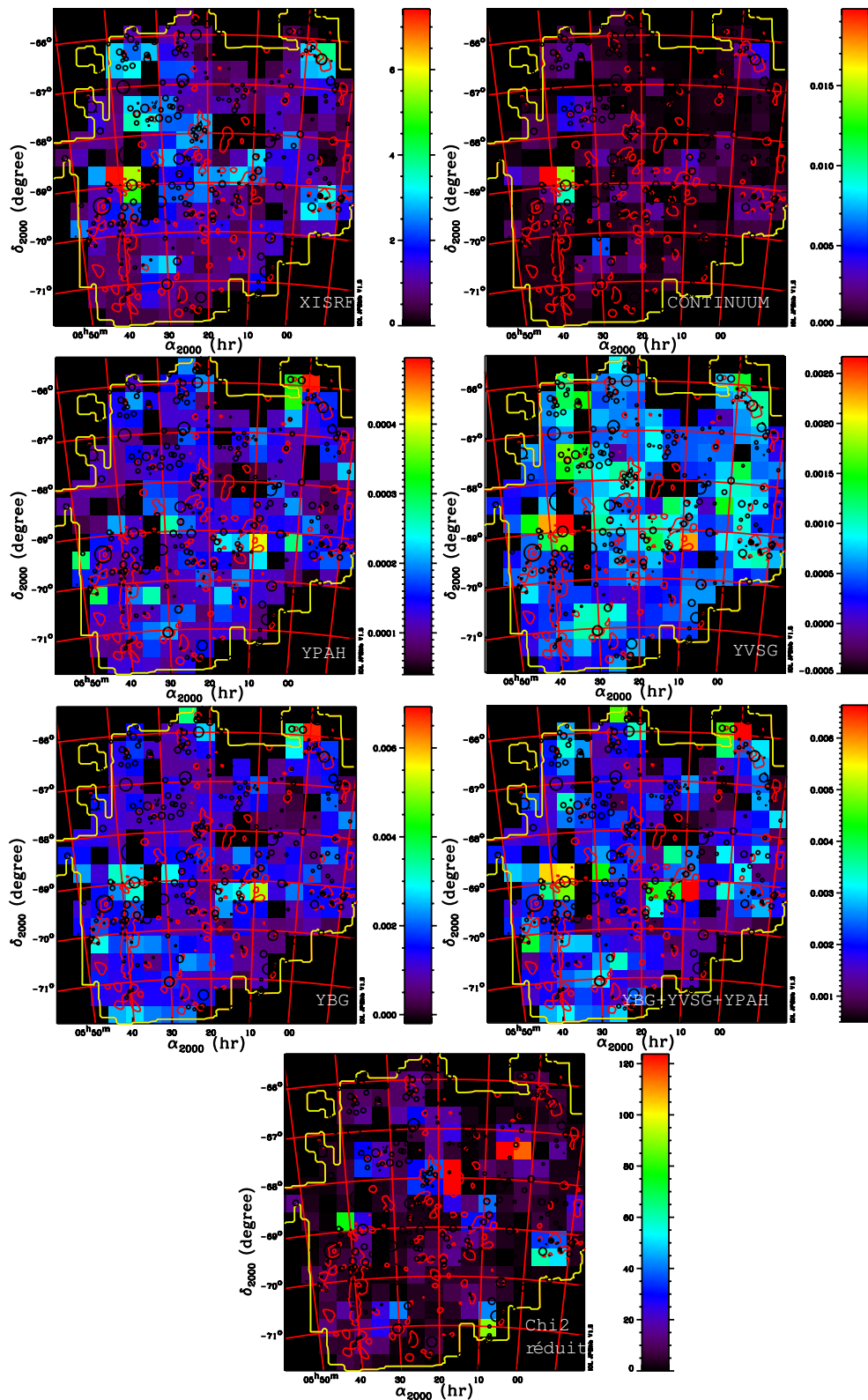


FIG. 6.21 – Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région moléculaire (CO), concernant le continuum IR proche, l'abondance des différents types de poussière (la somme totale des abondances est également présentée ainsi que les χ^2 réduits). La distribution de taille des VSG est telle que $\alpha_{vsg} = 1$ et le paramètre Xisrf est laissé libre. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

de l'émission des VSG a des conséquences sur l'abondance des BG, et la variation de l'abondance des BG devrait connaître des changements notables. Il en résulte alors des comportements différents du modèle précédent, auxquels on pouvait s'attendre :

- l'abondance relative des VSG a augmenté d'un facteur 2
- les variations spatiales de l'abondance des BG ont changé et les BG ne suivent plus les régions HII
- la distribution spatiale de l'abondance des VSG ne suit plus les variations du paramètre Xisrf

Cependant la répartition de l'abondance des PAH n'est plus la même, alors que rien ne laissait prévoir une telle modification.

Certains résultats en revanche restent inchangés :

- l'abondance relative des PAH est quasiment identique
- la distribution spatiale des PAH continue d'être corrélée à celle des BG
- le paramètre Xisrf a toujours des valeurs plus élevées dans la barre d'étoiles âgées, ainsi que dans les régions HII, que loin des régions de formation d'étoiles.
- le continuum IR connaît la même distribution spatiale.

Comparaison avec la phase moléculaire

Dans la phase moléculaire, mis à part une augmentation de l'abondance relative des VSG de plus d'un facteur 2 et des valeurs du Xisrf nettement inférieures, il y a de grandes similitudes entre les résultats obtenus avec ce modèle et le modèle précédent :

- l'abondance relative des PAH est du même ordre de grandeur
- les abondances relatives des PAH et des VSG sont plus élevées dans la phase moléculaire qu'atomique (cf. fig. 6.22), de manière bien prononcée, provenant certainement des halos des nuages (voir section 6.4.7.2)
- la répartition spatiale de l'abondance des PAH est corrélée à celle des BG.

Cependant contrairement à la phase atomique, la distribution spatiale de l'abondance des VSG est corrélée à celle du paramètre Xisrf, ce qui avait été observé dans la phase atomique dans le cas du modèle avec une distribution de taille des VSG identique à celle de notre Galaxie.

Donc nous pouvons constater qu'en dehors des quelques changements provoqués par la nouvelle distribution de taille des VSG, les principales conclusions, relatives à ce modèle restent similaires à celles du modèle précédent : le champ de rayonnement interstellaire est plus fort dans les régions de formation d'étoiles et d'étoiles âgées, les PAH et BG se rencontrent dans les mêmes régions, les abondances relatives des PAH et VSG sont toujours plus fortes dans la phase moléculaire et le continuum IR de la phase atomique a des valeurs plus élevées dans la barre d'étoiles.

6.4.7.5 Abondance totale de la poussière

Nous pouvons remarquer d'après le tableau 6.5 que les résultats diffèrent entre les modèles. Par exemple, l'abondance totale de la poussière peut changer d'un facteur 2 lors de l'ajustement du spectre médian de la région HI du LMC, suivant le modèle utilisé, de même que la valeur médiane des résultats, déduite des ajustements de chaque

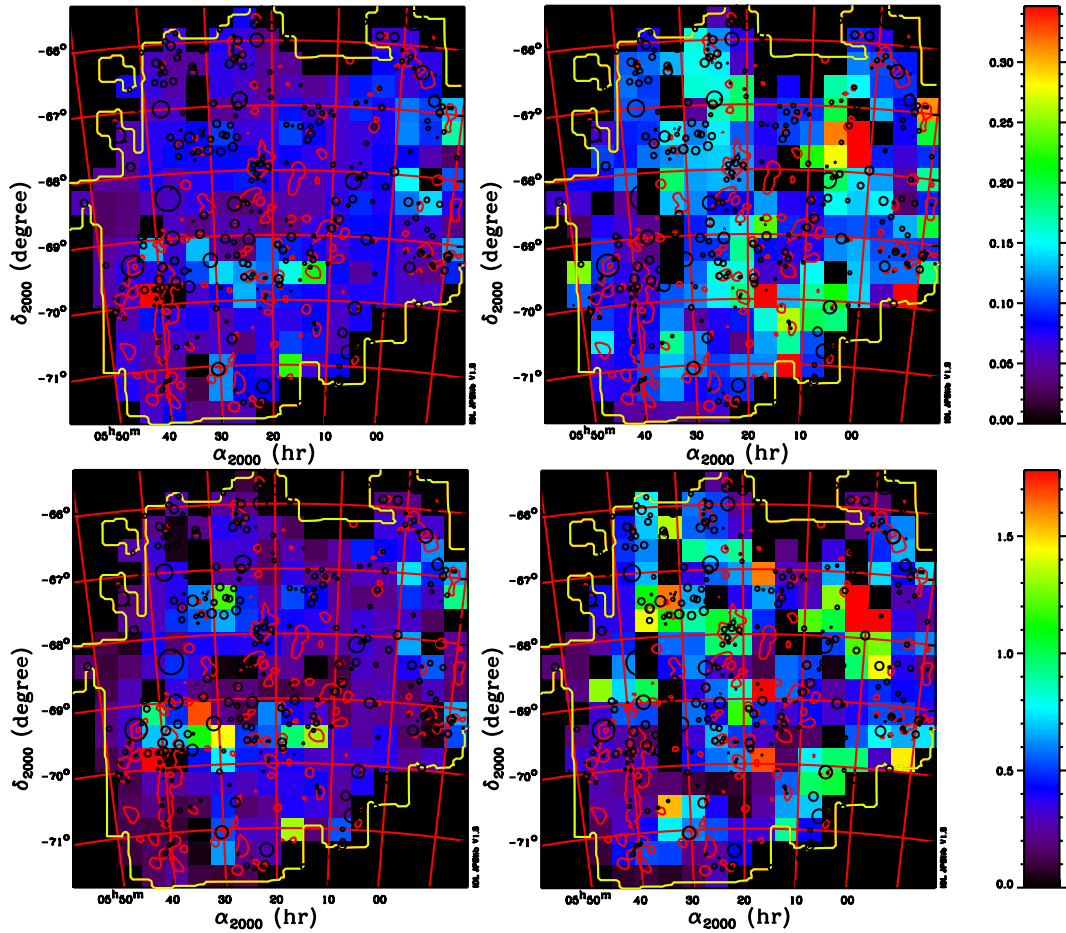


FIG. 6.22 – Abondances relatives des PAH (Y_{pah}/Y_{bg}) (en haut) et des VSG (Y_{vsg}/Y_{bg}) (en bas), pour la phase atomique (à gauche) et moléculaire (à droite), dans le cas d'un modèle avec $\alpha_{vsg} = 1$ et X_{isrf} libre. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

spectre local. Mais nous considérons par la suite le modèle avec la nouvelle distribution de taille des VSG et le paramètre Xisrf libre. L'abondance totale de la poussière dans le plan galactique est de $9.82 \cdot 10^{-3}$ et de $5.8 \cdot 10^{-3}$ dans le voisinage solaire. La valeur de l'abondance de la poussière pour le spectre total du LMC est de $2.95 \cdot 10^{-3}$, de $3.32 \cdot 10^{-3}$, et de $3.03 \cdot 10^{-3}$ pour le spectre médian de la région HI et la médiane des résultats des ajustements de chaque spectre local respectivement. Donc nous pouvons en déduire qu'il y a moins de poussière dans le LMC que dans notre Galaxie, que ce soit l'environnement solaire (d'environ un facteur compris entre 1.75 et 1.97) ou le plan galactique (d'environ un facteur compris entre 2.96 et 3.34) (voir tab. 6.6). Ces rapports entre les abondances de notre Galaxie et celles du LMC peuvent être interprétés comme une différence du rapport poussière/gaz entre les deux galaxies. Ce résultat semble être en accord avec la faible métallicité du LMC comparé à notre Galaxie, contrairement aux résultats obtenus par calcul des émissivités à $160 \mu\text{m}$, dans chacune des phases.

Spectre	$\frac{\text{Gal}_{\odot}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\text{plan}}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\odot}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\text{plan}}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\odot}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\text{plan}}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\odot}}{\text{LMC}}$	$\frac{\text{Gal}_{\text{plan}}}{\text{LMC}}$
	Ypah		Yvsg		Ybg		Ytot	
LMC (Spectre tot.)	5.15	3.32	0.96	1.64	2.14	3.84	1.97	3.34
LMC-HI (Spectre méd.)	2.96	1.91	1.15	1.96	1.8	3.24	1.75	2.96
LMC-CO (Spectre méd.)	3.55	2.29	1.42	0.24	4.33	7.80	3.47	5.88
LMC-HI (méd. $\sum_{\text{loc.}}$)	3.22	2.07	0.99	1.69	2.10	3.78	1.91	3.24
LMC-CO (méd. $\sum_{\text{loc.}}$)	3.80	2.45	1.14	1.94	3.57	6.43	2.9	4.91

TAB. 6.6 – *Rapport des abondances entre les valeurs galactiques et le LMC.*

De plus concernant la phase moléculaire nous pouvons voir des rapports Galaxie/LMC nettement plus élevés de l'abondance totale de la poussière dans cette phase, comparés à la phase atomique (avec des rapports de 2.9 et 3.47 dans l'environnement solaire et de 4.91 et 5.88 dans le plan galactique). Ces résultats indiquent qu'il y a encore moins de poussière dans la phase moléculaire que dans la phase atomique. Ce comportement général de l'abondance totale des poussières dans la région moléculaire se retrouve pour les différents types de poussières. En effet il y a nettement moins de PAH, de VSG et de BG dans la phase moléculaire qu'atomique. Cependant il ne faut pas oublier que l'incertitude sur le facteur de conversion X_{CO} n'est pas négligeable. Si l'on considère qu'en l'absence de variations des propriétés optiques intrinsèques, l'abondance totale de la poussière devrait être identique dans les deux phases, il en résulterait un X_{CO} de l'ordre de $4.5 \cdot 10^{20} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$, ce qui est loin des différentes valeurs qui ont été obtenues par une analyse du Viriel (Mizuno et al. 2001a) dont la valeur moyenne pour le LMC est $9 \cdot 10^{20} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$. Cependant Fukui et al. (2007) ont réévalué cette dernière et ont convergé vers une valeur de $7 \cdot 10^{20} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$. En considérant que l'abondance des BG (car ce sont eux qui dominent la masse totale de la poussière) est identique dans chacune des phases ($Y_{\text{bg}}^{\text{HI}} = Y_{\text{bg}}^{\text{CO}}$), il est alors possible de représenter les variations spatiales du facteur de conversion X_{CO} permettant d'expliquer les observations :

$$X_{\text{CO}} = \frac{Y_{\text{bg}}^{\text{CO}}}{Y_{\text{bg}}^{\text{HI}}} 9 \cdot 10^{20} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s}) \quad (6.30)$$

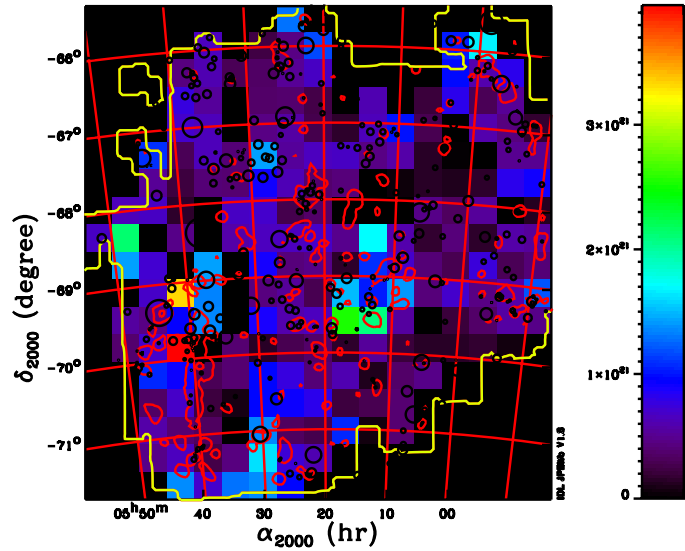


FIG. 6.23 – Facteur de conversion X_{CO} obtenu en considérant une abondance des BG identique dans les phases atomique et moléculaire. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

Les résultats sont présentés dans la figure 6.23. On peut constater que le facteur X_{CO} est très variable à travers le LMC, mais une grande majorité des valeurs est comprise entre $1 \cdot 10^{20}$ et $1 \cdot 10^{21} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$. Quelques valeurs sont comprises entre $1 \cdot 10^{21}$ et $3.7 \cdot 10^{21} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$. Faut-il considérer cette variation spatiale du facteur X_{CO} et supposer une abondance identique dans chacune des phases ou alors émettre l’hypothèse qu’il y ait moins de poussière dans la phase moléculaire que dans la phase atomique ? De telles variations spatiales de la valeur de X_{CO} de plus d’un facteur 10 ont également été observées par Israel (1997), avec une estimation des densités de colonne H_2 à partir de la brillance des nuages, déduites de données IRAS dans l’IR lointain . Les variations de X_{CO} pourraient être réelles, et il n’est certainement pas raisonnable de considérer une valeur unique pour l’ensemble du LMC. Nous pouvons comparer les valeurs de X_{CO} établies par Israel (1997) avec celles que j’ai obtenues, par interpolation bi-linéaire des valeurs de la figure 6.23, aux coordonnées des nuages moléculaires utilisés par Israel (1997), en supposant l’abondance des BG identique dans chacune des phases (voir fig. 6.24). On remarque qu’il n’y a pas une bonne concordance entre les valeurs de X_{CO} obtenues par les deux méthodes différentes, ni de relation linéaire. La moitié des valeurs obtenues par Israel (1997) sont supérieures à mes valeurs d’une part, mais également supérieures à la valeur de Mizuno et al. (2001a), ce qui impliquerait un écart entre l’abondance de la poussière dans la phase moléculaire et dans la phase atomique encore plus important que ce qui avait été trouvé précédemment. Cependant quand j’ai effectué des corrélations locales, les nuages qui nous intéressent ne sont pas forcément dans une même région d’étude. De plus l’interpolation bi-linéaire peut dans certains cas tomber dans la région voisine. Donc il faut être prudent quant à la comparaison de mes résultats avec ceux d’autres études. Les valeurs obtenues par Israel (1997) sont discutables dans la mesure où les températures de la poussière dans les nuages CO ont

été calculées à partir du rapport $I_{\lambda_{60}}/I_{\lambda_{100}}$ des données IRAS, et comme nous l'avons vu dans une section précédente, l'émission à 60 μm ne provient pas uniquement de l'émission des BG mais également d'une fraction non négligeable de VSG. Donc la température n'étant pas correcte, les valeurs de X_{CO} ne le sont pas non plus. Mais il est difficile d'en estimer l'erreur.

Si les valeurs de X_{CO} provenant de l'analyse du Viriel sont correctes, alors il y a un déficit de poussière dans la phase moléculaire. Cette diminution ne pourrait a priori s'expliquer que par la coagulation des grains, dans le milieu moléculaire (voir chap. 4). Mais dans ce cas, nous devrions observer une augmentation de l'émissivité des grains dans la phase moléculaire et non pas une diminution comme c'est le cas (voir figure 6.7). La méthode du Viriel nécessite de déterminer correctement le rayon et la dispersion en vitesse des nuages observés, ce qui est délicat, et c'est pour cela que le facteur numérique considéré dans la méthode du Viriel, permettant de passer des paramètres observés à la masse, peut varier d'un facteur 4, selon les conditions physiques considérées pour le nuage (MacLaren et al. 1988). On peut s'interroger sur la validité de l'hypothèse utilisée, considérant les nuages à l'équilibre gravitationnel. En effet mes valeurs (fig. 6.23) sous-estiment celles dérivées de la méthode du Viriel, donc nous sommes conduits à penser que les nuages étudiés ne sont pas à l'équilibre du Viriel. La masse totale de gaz moléculaire serait de ce fait sur-estimée. De plus, si le diamètre du faisceau d'observations des données moléculaires est grand, il est fort probable qu'il y ait des confusions dans les vitesses et c'est pourquoi des nuages indépendants peuvent être vus comme appartenant à un même complexe et donnent ainsi des valeurs de dispersion en vitesse erronées. Donc la méthode du Viriel n'est pas très fiable. Selon Israel (1997) l'incertitude sur les valeurs de X_{CO} obtenues par sa méthode est d'environ un facteur 2. Donc quelle que soit la méthode considérée, compte tenu de l'importance des incertitudes sur les valeurs de X_{CO} , nous ne pouvons pas conclure quant à l'éventualité d'une sous-abondance de la poussière dans la région moléculaire, mais le fait de ne pas observer d'augmentation d'émissivité dans la phase CO laisse à penser qu'il n'y a pas de changement de propriétés des grains et que l'abondance de la poussière est identique dans les deux phases.

Cependant durant mon étude je n'ai effectué que des corrélations avec les données HI et CO et il est possible qu'une autre composante puisse exister, telle la matière sombre détectée dans notre Galaxie, par une comparaison de l'émission IR avec l'émission γ (Grenier et al. 2005). Si cette matière est corrélée à la composante HI à la résolution des analyses effectuées, alors les valeurs obtenues par régression linéaire pour la phase atomique ont pu être sur-estimées, expliquant les écarts observés entre les deux phases du LMC. Nous avons estimé la masse totale de cette composante supplémentaire dans l'hypothèse d'une émissivité identique dans chacune des phases du LMC (Bernard et al. 2007). Il faudrait une masse égale à 2 fois la masse de HI (en supposant le gaz optiquement mince), ce qui correspond à 20 fois la masse mesurée par CO. Dans notre Galaxie la composante sombre aurait une masse similaire à la masse de la phase CO (Grenier et al. 2005). Il pourrait s'agir d'une phase moléculaire (H_2), avec peu ou pas de molécules CO (CO photodissocié par les photons UV lointain des étoiles jeunes massives, du fait d'une abondance de poussière réduite dans le LMC), que j'appellerai « H_2 pur ». Une telle phase a également été avancée dans diverses galaxies de faible

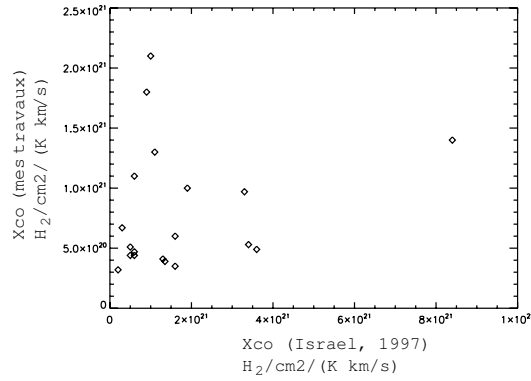


FIG. 6.24 – Comparaison des valeurs de X_{CO} obtenues d'après mon étude en supposant l'abondance des BG identique dans les deux phases du LMC, en fonction de celles tirées des travaux de Israel, 1997.

métallicité, comme la galaxie IC10 (Madden et al. 1997) ou le SMC (Leroy et al. 2007) pour lesquelles la masse de cette composante serait respectivement d'environ 100 fois et entre 3 et 10 fois la masse déduite de CO.

Mais au cours de ce travail j'ai supposé que l'émission HI à 21 cm était un bon traceur de la densité de colonne de gaz HI, c'est-à-dire que j'ai pris comme hypothèse que le gaz était optiquement mince. Si cette hypothèse n'est pas valable, la densité de colonne HI déduite de la relation 6.12 (que l'on notera $N_H^{HI,thin}$) doit être corrigée d'un facteur tel que :

$$\frac{N_H^{HI}}{N_H^{HI,thin}} = \frac{\int T_b \tau (1 - e^{-\tau})^{-1} dv}{\int T_b dv} \quad (6.31)$$

où v est la vitesse, T_b la température de brillance et τ l'épaisseur optique. Pour un gaz avec une seule température de spin T_s la température de brillance est donnée par :

$$T_b = T_s (1 - e^{-\tau}) \quad (6.32)$$

Pour des densités de colonne supérieures à 10^{21} H/cm² et pour un gaz avec une température de spin $T_s = 60$ K la densité de colonne peut être 3 fois plus élevée que celle déduite dans le cas d'un gaz supposé optiquement mince. Pour des valeurs de $T_s > 200$ K, le gaz est optiquement mince mais pour des températures froides telles T_s de l'ordre de 30 K (soit encore plus froide que dans notre Galaxie) il faut s'interroger sur la validité de l'hypothèse utilisée. Donc il est tout à fait possible que la densité de colonne N_H de la phase atomique ait été sous-estimée. Il en résulterait alors une diminution du rapport poussière sur gaz dans la phase atomique, qui pourrait amener à une valeur proche de celle obtenue dans la phase moléculaire.

6.5 Etudes de l'extinction

Les gros grains de poussière qui émettent dans l'IR lointain sont également responsables de l'essentiel de l'extinction dans le visible et l'IR proche. L'objectif de cette

étude est de mesurer le rapport poussière/gaz dans le LMC à partir de cartes d'extinction.

6.5.1 Cartes d'extinction

Deux méthodes permettent en principe d'obtenir une carte d'extinction : soit à partir de la mesure du rougissement des étoiles (ou galaxies), soit à partir du comptage des étoiles (ou galaxies).

La carte d'extinction que j'utilise (cf. fig. 6.25) a été obtenue à partir du catalogue de sources ponctuelles du relevé 2MASS (2 Micron All-Sky Survey). Nous avons utilisé une méthode dérivée de la méthode NICE (Near-Infrared Color Excess), introduite par Lada et al. (1994). Cette méthode mesure la différence entre la couleur « typique » des étoiles situées en direction du nuage et celle dans un champ de référence. Cette valeur de couleur typique correspond à la valeur moyenne ou médiane de la couleur des étoiles dans chacune des boîtes considérées. A la différence des méthodes classiques, la méthode utilisée ici ne considère pas la valeur moyenne ou médiane de la couleur mais la couleur des X pourcents des étoiles les plus rouges de chaque boîte d'analyse. Les cartes d'excès de couleur dans les bandes J-H et H-K ont été converties en cartes d'extinction dans le visible d'après les valeurs de Cardelli et al. (1989) avec $R_v=3.1$:

$$A_v^{JH} = 10.9E(J - H) \quad (6.33)$$

et

$$A_v^{HK} = 13.2E(H - K) \quad (6.34)$$

Afin d'augmenter le rapport signal/bruit de la carte d'extinction, une combinaison des cartes A_v dans les bandes J-H (A_v^{JH}) et H-K (A_v^{HK}) a été utilisée, moyennant les deux cartes à l'aide d'un poids dépendant de leur niveau de bruit (ΔA_v^{JH} et ΔA_v^{HK}) :

$$A_v = \left[\frac{A_v^{JH}}{(\Delta A_v^{JH})^2} + \frac{A_v^{HK}}{(\Delta A_v^{HK})^2} \right] \left[\frac{1}{(\Delta A_v^{JH})^2} + \frac{1}{(\Delta A_v^{HK})^2} \right]^{-1}. \quad (6.35)$$

Les niveaux de bruit ont été estimés par une simulation de Monte-Carlo (tirage aléatoire d'étoiles). Le bruit total de la carte d'extinction finale est tel que :

$$\Delta A_v = \frac{\Delta A_v^{JH} \Delta A_v^{HK}}{\sqrt{(\Delta A_v^{JH})^2 + (\Delta A_v^{HK})^2}}. \quad (6.36)$$

Un filtre médian de taille $1^\circ \times 1^\circ$ a été appliqué sur toutes les cartes, dont la valeur résultante est soustraite des cartes d'origine. Ce filtrage permet d'éliminer les variations de la distribution spatiale des couleurs intrinsèques des étoiles, qui est inconnue a priori. Les autres cartes utilisées dans l'analyse qui suit ont été filtrées de la même manière.

6.5.2 Procédure

Nous avons analysé les corrélations entre la carte d'extinction (A_v) et les données atomiques et moléculaires (Dobashi et al. 2007), en supposant que l'extinction totale

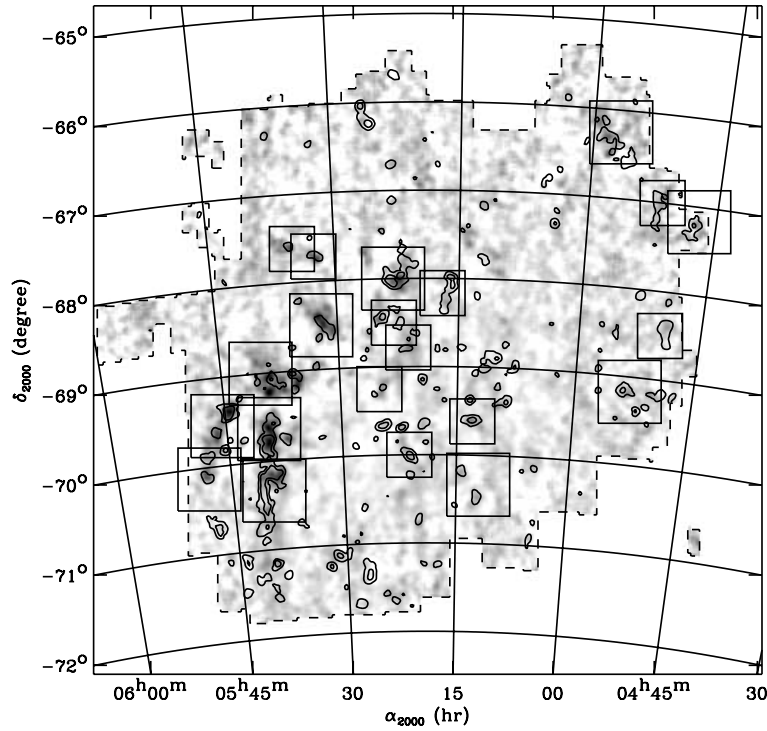


FIG. 6.25 – Carte d'extinction A_v obtenue par Dobashi et al. (2007). Les contours montrent l'émission intégrée $^{12}\text{CO}(J=1-0)$. Les carrés correspondent aux régions d'étude.

dans le visible est causée par la poussière de la phase atomique et moléculaire. Nous avons effectué une régression linéaire telle que :

$$A_v = \alpha W_{\text{HI}} + \beta W_{\text{CO}} + A_v^0 \quad (6.37)$$

où α et β sont des paramètres libres, W_{HI} et W_{CO} les intensités intégrées du gaz atomique et moléculaire, et A_v^0 l'extinction résiduelle.

L'analyse en corrélation a été effectuée sur certains nuages moléculaires, sélectionnés sur leur détection dans la carte d'extinction et la présence d'émission CO. Il faut noter que la majorité des nuages moléculaires sont détectés en extinction, alors que certains ne le sont pas. Ceci indique probablement que les nuages non détectés sont situés à l'arrière de la distribution des étoiles du LMC, rendant impossible une mesure d'extinction sur ces étoiles. 21 nuages ont été retenus pour l'étude. Le facteur de conversion permettant de passer des intensités intégrées W_{HI} en densité de colonne N_{H} pour la phase atomique est $X_{\text{HI}} = 1.82 \cdot 10^{18} \text{ H}_2/\text{cm}^2/(\text{K km/s})$. Nous en déduisons le facteur de conversion pour la phase moléculaire en considérant les mêmes abondances et propriétés de la poussière dans l'IR, dans les deux phases, soit :

$$\left(\frac{A_v}{N_{\text{H}}}\right)_{\text{HI}} = \left(\frac{A_v}{N_{\text{H}}}\right)_{\text{CO}} = \left(\frac{A_v}{N_{\text{H}}}\right) \quad (6.38)$$

L'équation 6.37 devient alors :

$$Av = \left(\frac{Av}{N_H} \right) (X_{HI}W_{HI} + 2X_{CO}W_{CO}) \quad (6.39)$$

Les paramètres α et β sont dans ce cas : $\alpha = \frac{Av}{N_H} \times X_{HI}$, $\beta = \frac{Av}{N_H} \times 2X_{CO}$. Comme pour les corrélations IR/HI-CO nous avons soustrait un fond basé sur les 50% plus basses valeurs de la carte HI, sans émission CO. Connaissant les erreurs sur les données (ΔAv , ΔW_{HI} et ΔW_{CO}), l'écart type sur chacun des paramètres est déterminé par la routine de régression, $\Delta\alpha$ et $\Delta\beta$. Nous en déduisons l'erreur sur $\frac{Av}{N_H}$ et X_{CO} :

$$\Delta \left(\frac{Av}{N_H} \right)_{HI} = \frac{\Delta\alpha}{X_{HI}} \quad (6.40)$$

$$\Delta X_{CO} = \frac{X_{HI}}{2} \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \right) \quad (6.41)$$

6.5.3 Résultats et discussion

Les résultats déduits des corrélations pour les 21 nuages étudiés sont présentés dans le tableau 6.7. A l'exception de deux valeurs extrêmes, les rapports de la quantité $\left(\frac{Av}{N_H} \right)_{HI}$ entre notre Galaxie et le LMC varient entre 1.7 et 4.0, démontrant qu'il y a moins de poussière dans le LMC que dans notre Galaxie. La valeur moyenne, pour l'ensemble du LMC, du rapport de $\left(\frac{Av}{N_H} \right)_{HI}$ de notre Galaxie sur le LMC est 3.14., en accord avec les résultats obtenus par corrélations IR/HI-CO, discutés dans la section 6.4.7.

Concernant les valeurs du facteur X_{CO} , nous constatons qu'elles sont comprises entre 0.49 et 5.12 $10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} (\text{Kkm/s})^{-1}$, ce qui est nettement inférieur aux valeurs obtenues par la méthode du Viriel (cf. tableau 6.7), d'après Fukui et al. (2007). Donc une fois de plus nous pouvons penser que les nuages étudiés ne sont pas à l'équilibre gravitationnel (pas suffisamment massif donc en expansion), ou alors maintenus à l'équilibre par une pression externe considérable.

Cependant il faut rester prudent face à ces valeurs de X_{CO} car il est possible qu'une composante H_2 (ou autre) soit corrélée à HI, entraînant de ce fait une sur-estimation du rapport $\frac{Av}{N_H}$ et donc une sous-estimation du facteur X_{CO} . De plus nous avons fait l'hypothèse que le rapport $\frac{Av}{N_H}$ ne varie pas à l'intérieur du LMC, mais il est envisageable que ce rapport change entre les régions HI et CO : si les grains sont fractals dans la phase moléculaire et ne le sont pas dans la phase atomique, leur absorptivité IR devrait être plus grande (Stepnik et al. 2001b). Dans ce cas il faudrait diminuer considérablement le facteur X_{CO} afin d'observer une augmentation de l'émissivité, ce qui rendrait un écart avec les valeurs du Viriel encore plus prononcé. Donc nos résultats ne peuvent pas être dus à des variations des propriétés optiques liées à l'agrégation des grains. En traçant les valeurs de $\left(\frac{Av}{N_H} \right)_{HI}$ de chacun des nuages en fonction de leur distance à 30-Doradus, puis des régions comprises à l'intérieur d'anneaux concentriques autour de 30-Doradus (cf. fig. 6.26), nous pouvons constater que $\left(\frac{Av}{N_H} \right)_{HI}$ a tendance à décroître à mesure que

Nuage	α_{2000}	δ_{2000}	$\frac{A_V}{N_H}$ $10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$	X_{CO}^{AV} $10^{20} \text{ H}_2\text{cm}^{-2}(\text{Kkm/s})^{-1}$	$\langle X_{CO}^{vir} \rangle$	χ^2	$\frac{A_V^*}{N_H}$ (GAL/LMC)	X_{CO}^{**} (LMC/GAL)
LMC	5h21m15s	-68°47' 0"	1.7 ± 0.01	2.26 ± 0.05	-	0.93	3.14	0.98
1	5h40m00s	-69°00' 0"	2.71 ± 0.09	3.39 ± 0.46	11.9	1.41	2.37	1.15
2	5h39m30s	-69°38'0"	3.08 ± 0.08	1.34 ± 0.13	9.6	1.58	2.08	0.45
3	5h45m30s	-69°33'0"	2.68 ± 0.07	3.03 ± 0.14	6.9	1.43	2.38	1.03
4	5h32m00s	-68°30'0"	3.42 ± 0.11	4.67 ± 0.34	8.0	1.03	1.87	1.59
5	5h25m00s	-69°15'0"	2.51 ± 0.15	3.62 ± 0.58	8.8	1.23	2.55	1.57
6	5h39m30s	-70°20'0"	2.96 ± 0.07	0.92 ± 0.07	-	2.01	2.17	0.40
7	5h48m00s	-70°08'0"	2.0 ± 0.15	2.03 ± 0.43	6.6	0.74	3.19	0.88
9	5h32m30s	-67°43'0"	1.97 ± 0.23	5.12 ± 1.47	6.5	0.56	3.24	2.22
10	5h35m00s	-67°37'0"	2.60 ± 0.24	2.04 ± 1.07	9.7	0.78	2.46	0.88
8	5h23m00s	-68°30'0"	2.04 ± 0.12	2.19 ± 0.40	-	1.61	3.14	0.95
11	5h21m15s	-68°47'0"	2.48 ± 0.14	1.83 ± 0.39	7.6	1.16	2.58	0.79
12	5h21m15s	-70°00'0"	3.63 ± 0.13	0.49 ± 0.11	-	1.27	1.76	0.21
13	5h23m00s	-68°00'0"	2.87 ± 0.10	1.81 ± 0.22	-	0.94	2.23	0.78
14	5h17m00s	-68°10'0"	2.16 ± 0.17	2.19 ± 0.33	-	1.39	2.97	0.95
15	5h13m00s	-69°37'0"	1.58 ± 0.14	2.99 ± 0.51	5.0	0.93	4.06	1.30
16	5h12m00s	-70°20'0"	2.22 ± 0.16	1.42 ± 0.40	-	0.71	2.89	0.62
17	4h53m00s	-69°10'0"	0.51 ± 0.13	2.54 ± 1.91	-	0.73	12.55	1.10
18	4h50m00s	-68°30'0"	2.05 ± 0.45	1.37 ± 0.73	-	0.58	3.12	0.59
19	4h57m00s	-66°15'0"	0.43 ± 0.13	7.53 ± 4.56	-	0.97	14.89	3.27
20	4h51m30s	-67°00'0"	2.42 ± 0.28	1.17 ± 0.69	5.8	0.71	2.64	0.51
21	4h47m00s	-67°10'0"	3.76 ± 0.48	1.22 ± 0.42	13.7	0.79	1.70	0.53

* Avec comme référence galactique $\left(\frac{A_V}{N_H}\right)^{GAL} = 5.34 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/\text{H cm}^{-2}$ d'après Bohlin et al. (1978).

** Avec comme référence galactique $X_{CO} = 2.3 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ d'après Strong et al. (1988).

TAB. 6.7 – Résultats des corrélations A_V/N_H pour les nuages moléculaires étudiés. Les erreurs sont données à 1σ . $\langle X_{CO} \rangle$ correspond au X_{CO} obtenu par la méthode de Viriel sur la région étudiée, déduit des travaux de Fukui *et al.* (2007).

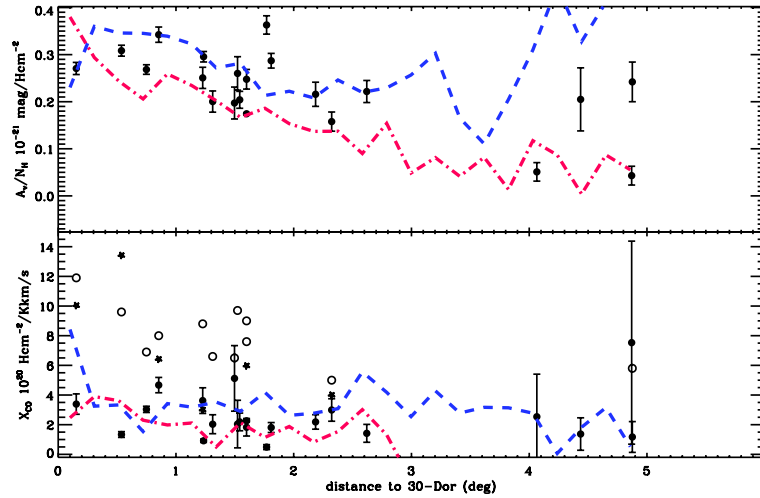


FIG. 6.26 – $\frac{A_v}{N_H}$ et X_{CO} pour chaque nuage étudié (ronds fermés), en fonction de leur distance à 30-Doradus, avec des barres d'erreur à 3σ . Les courbes en tirets-pointillés (en rouge) et en tirets (en bleu) correspondent respectivement aux valeurs de $\frac{A_v}{N_H}$ déduites d'une analyse en extinction et en IR (normalisées d'après le rapport $\frac{A_v}{\tau}$ galactique), obtenues dans des régions comprises dans des anneaux concentriques autour de 30-Doradus. Les cercles et étoiles représentent les valeurs déduites d'une analyse du Viriel à l'aide des données NANTEN et MOPRA respectivement.

la distance à 30-Doradus augmente. Plusieurs hypothèses sont envisageables :

- soit il y a plus de poussière à mesure que l'on se rapproche des régions de formation d'étoiles
- soit il y a une composante de gaz non détectée, telle une phase de H_2 pur, corrélée aux données HI, et l'émission HI à 21 cm pourrait ne pas être optiquement mince (voir section 6.4.7.5), entraînant une sous-estimation de la valeur de X_{HI} . En revanche la valeur de X_{CO} n'a pas de tendance systématique avec la distance à laquelle se trouve le nuage. Sa valeur moyenne est proche de celle de notre Galaxie ($2.26 \cdot 10^{20} H_2 \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ pour le LMC et $2.3 \cdot 10^{20} H_2 \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ pour notre Galaxie).

6.5.4 Comparaison émission / extinction

Les deux quantités $\frac{A_v}{N_H}$ et $\frac{\tau}{N_H}$ sont en principe proportionnelles donc il est intéressant de comparer ces deux rapports. Cela nous permettra de voir si la tendance observée de $\frac{A_v}{N_H}$ avec la distance à 30-Doradus est confirmée par l'analyse de la carte de τ , et de comparer les valeurs de X_{CO} . La figure 6.27 montre la carte d'émissivité $\frac{\tau}{N_H}$ obtenue par le rapport $\frac{I_{\lambda 160}}{B_\nu(T)}$, en utilisant la carte de température présentée dans la section 6.3.1, et avec $N_H = N_H^{HI} + N_H^{CO}$. La valeur de N_H^{CO} est déterminée dans le cas d'un facteur de conversion $X_{CO} = 9 \cdot 10^{20} H_2 \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$. Nous pouvons constater qu'il y a quelques variations de l'émissivité à travers le LMC, avec l'hypothèse d'un X_{CO} constant.

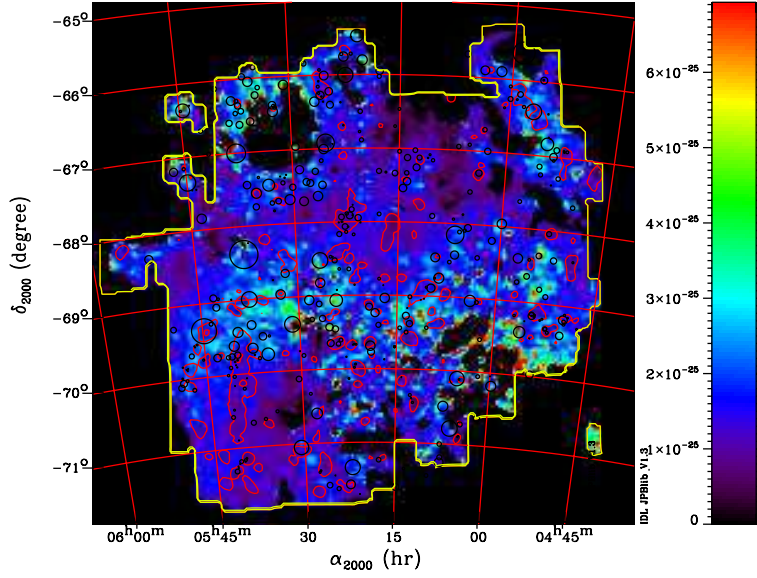


FIG. 6.27 – Carte de l'émissivité ($\frac{\tau}{N_H}$), déduite des données IR à $160 \mu\text{m}$. La signification des cercles et contours est décrite dans la figure 6.7.

Par comparaison avec la relation 6.38 nous avons :

$$\tau = \frac{\tau}{N_H} (X_{HI} W_{HI} + 2X_{CO} W_{CO}) \quad (6.42)$$

Nous avons donc effectué une étude similaire à celle menée sur la carte d'extinction, en corrélant la carte de τ avec les émissions intégrées de HI et CO, avec comme paramètres libres le rapport $\frac{\tau}{N_H} \times X_{HI}$ et $\frac{\tau}{N_H} \times 2X_{CO}$, dans des régions concentriques autour de 30-Doradus. Les résultats sont présentés dans la figure 6.26. La courbe $\frac{\tau}{N_H}$ a été ramenée dans le visible à partir du rapport $\frac{A_V}{\tau} = 2.188 \cdot 10^3$ déduit des valeurs galactiques :

- $\frac{\tau}{N_H} = 2.44 \cdot 10^{-25} \text{ H cm}^{-2}$ à $160 \mu\text{m}$
- $\frac{A_V}{N_H} = 5.34 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{H cm}^{-2})$ (en supposant $R_V = 3.1$).

Nous obtenons ainsi $(\frac{A_V}{\tau})_{LMC} \simeq (\frac{A_V}{\tau})_{GAL}$ à 20% près. Les valeurs de $\frac{A_V}{N_H}$ provenant de l'analyse des données en extinction sont systématiquement plus faibles que celles déduites de l'analyse des données dans l'IR. Cet écart pourrait provenir d'une sous-estimation des valeurs de A_V lors de la construction de la carte (en passant des cartes d'excès de couleur dans les bandes J-H et H-K en carte d'extinction dans le visible), ou d'un effet systématique (nuages non détectés en extinction s'ils se trouvent derrière les étoiles).

Le rapport $\frac{A_V}{\tau}$ est relativement constant à mesure que la distance à 30-Doradus augmente, jusqu'à environ 3.5 degré de 30-Doradus, correspondant à un comportement identique des rapports $\frac{\tau}{N_H}$ et $\frac{A_V}{N_H}$ (diminution progressive des rapports avec la distance). Nous observons également une diminution conséquente de $\frac{A_V}{\tau}$ dans les régions externes du LMC, en raison d'une remontée des valeurs de τ à l'extrémité du LMC. D'ailleurs les résultats d'inversion galactique de Paladini et al. (2007) montrent un comportement qui pourrait être similaire : dans notre Galaxie il semble qu'on voit l'émissivité à

grandes longueurs d'onde remonter vers les régions externes. La poussière pourrait être plus amorphe dans les régions externes de notre Galaxie. Il est donc possible que les variations du rapport $\frac{A_V}{\tau}$ traduisent un changement des propriétés optiques des grains. Les valeurs de X_{CO} déduites des données dans l'IR sont relativement constantes dans les régions internes du LMC, ce qui est en accord avec l'analyse des données en extinction. Pour obtenir un facteur X_{CO} de l'ordre de celui obtenu par la méthode du Viriel, il faudrait qu'une composante, non prise en considération dans les corrélations, soit deux fois plus massive que la composante HI (voir section 6.4.7.5). Or le champ de rayonnement dans le LMC n'est pas beaucoup plus fort que dans le plan galactique. Il n'y a donc pas de raison que la composante supplémentaire y soit beaucoup plus massive que dans notre Galaxie (dont la masse est de l'ordre de la masse de la phase CO, et non la masse de la phase HI comme ce qui serait nécessaire dans le LMC).

6.6 Bilan

Les spectres locaux du milieu atomique du LMC mettent en évidence un excès d'émission à 70 μm , qui peut s'expliquer par une distribution de taille des VSG dans le LMC ($\frac{dn}{da} \propto a^{-1}$) différente de celle de notre Galaxie ($\frac{dn}{da} \propto a^{-2.6}$). Pour simplifier mon étude j'ai considéré une distribution de taille constante sur l'ensemble du LMC, mais les différences de comportements dans les spectres laissent apparaître des changements de distribution.

J'ai mis en évidence une sous-abondance de la poussière dans le LMC par rapport à notre Galaxie, en accord avec sa faible métallicité, autant par des corrélations IR/HI-CO que des corrélations A_V /HI-CO. De plus l'émissivité et l'absorptivité apparente augmentent des régions périphériques vers le centre du LMC (30-Doradus). L'émissivité et l'absorptivité dans les régions moléculaires sont environ 3-4 fois plus faibles que celles de la phase atomique.

Plusieurs hypothèses ont été mises en avant afin d'expliquer les différences d'abondances observées entre les deux phases du LMC. Tout d'abord cette importante diminution de l'émissivité des poussières dans la phase moléculaire pourrait provenir des incertitudes sur la détermination du facteur de conversion X_{CO} . En effet les valeurs de X_{CO} dérivées des corrélations IR et A_V , en supposant une abondance des poussières identique dans les deux phases du LMC, sont systématiquement plus faibles que celles obtenues par la méthode du Viriel. Cependant il est possible qu'une autre composante, non prise en compte lors des corrélations, soit présente et corrélée aux données HI. Il pourrait s'agir d'une phase de « H₂ pur » ou matière sombre (Grenier et al. 2005). Nous avons également discuté le fait que l'émission à 21 cm pourrait ne pas être optiquement mince. Cette composante supplémentaire devrait avoir une masse totale égale à deux fois celle de la masse atomique.

Les abondances relatives des VSG et des PAH dans la phase moléculaire sont supérieures à celles de la phase atomique. Des halos riches en PAH autour de certains nuages ont déjà été observés dans notre Galaxie, et à la résolution des données moléculaires, l'émission provenant de ces halos pourrait apparaître corrélée à l'émission moléculaire. Les variations spatiales des abondances des BG et des PAH sont corrélées

dans chacune des phases. L'ISRF semble augmenter dans la barre d'étoiles mais suit également les régions HII, donc les étoiles aussi bien âgées que jeunes chauffent le LMC. En effet, si nous regardons la carte de température déduite du rapport MIPS à 160 μm sur IRIS à 100 μm nous constatons une température proche de 15 K dans les régions éloignées des étoiles et une augmentation de la température en accord avec les variations spatiales de l'ISRF. Cependant il n'y a pas de diminution évidente de la température dans les nuages moléculaires. S'il existe une distribution de température d'équilibre des BG sur la ligne de visée alors la forme du spectre dans l'IR lointain en sera affectée. Cependant la dispersion en température des BG sur une même région du LMC ne varie pas de plus de quelques Kelvins donc on ne s'attend pas à avoir des modifications notables concernant la forme des spectres.

Des observations des nuages moléculaires du LMC, auxquelles je viens de participer, à l'aide du télescope MOPRA permettront peut-être de répondre à nos interrogations concernant la validité de l'analyse du Viriel. En effet ce télescope opère à une résolution nettement supérieure à celle du télescope NANTEN, permettant une analyse des structures à petites échelles.

Conclusions et perspectives

Après avoir cherché sans trouver,
il arrive qu'on trouve sans chercher
Jérôme K. Jérôme

Au cours de ma thèse je me suis intéressée aux propriétés d'émission des grains dans l'infrarouge, d'une part, concernant essentiellement leur émission dans l'infrarouge lointain, à partir d'un modèle que nous avons développé au CESR, et d'autre part, par comparaison de leur émissivité dans différents environnements galactiques. Pour finir je me suis concentrée sur les différents types de poussière dans le Grand Nuage de Magellan, en étudiant les variations spatiales de leurs abondances et leurs propriétés.

Contrairement à ce qui a toujours été considéré l'indice spectral du spectre d'émission des gros grains à l'équilibre thermique est loin d'être constant, ce qui a été mis en évidence observationnellement, non seulement par l'expérience ballon PRONAOS (Dupac et al. 2003) mais aussi par différents travaux effectués en laboratoire. Durant mon étude j'ai montré que le modèle DCD/TLS que nous proposons aujourd'hui est capable d'expliquer l'excès millimétrique, mis en avant par l'instrument FIRAS du satellite COBE. De plus il reproduit les variations de l'indice spectral avec la température, contrairement aux modèles proposés jusque là. Ces derniers considéraient deux composantes deux grains, dont une, de poussière très froide, difficilement réaliste. Après avoir extrait un spectre caractéristique de la région atomique HI de notre Galaxie, mon travail a permis d'identifier les paramètres du modèle afin d'expliquer les observations, par une minimisation de χ^2 réalisée par la méthode des gradients conjugués, mais également d'estimer les incertitudes sur chacun de ses paramètres par la méthode de bootstrap. Le modèle DCD/TLS est capable de prédire la forme spectrale du spectre d'émission en fonction de la température d'équilibre des gros grains. En opposition avec les précédents modèles, il prend en compte la nature amorphe des particules de poussière, et ne demande pas deux types de grains en équilibre thermique dans le milieu interstellaire. De plus, les anciens modèles, en supposant un indice spectral indépendant de la température et de la longueur d'onde, prédisaient des densités de colonne N_{H} erronées, nécessaire pour connaître la masse des objets. Notre modèle, en revanche est capable de prévoir des densités de colonnes, quelle que soit la température et pour toutes longueurs d'onde.

Cependant afin de mieux comprendre les propriétés d'émission des grains interstellaires et d'expliquer les données observationnelles, il est important d'étudier leurs propriétés optiques en laboratoire. Un travail expérimental va être accompli, afin de

rechercher des corrélations directes entre la caractérisation fine du désordre et des défauts dans un matériau donné, et les profils d'absorption mesurés, ainsi que leur dépendance en température. Il faudra de plus établir des liens entre les paramètres du modèle qui permettront de reproduire les spectres d'absorption expérimentaux avec l'analyse précise des échantillons. Les bandes dans l'infrarouge moyen sont les signatures du matériau, et le comportement des spectres dans l'infrarouge lointain et le millimétrique sont les signatures de défauts spécifiques ou désordre dans le matériau. Les défauts et le désordre sont directement reliés à la formation des grains, donc comprendre l'émission submillimétrique des grains apportera des informations relatives à l'histoire et la formation de la poussière.

Cependant le modèle va nécessiter des améliorations comme l'inclusion des niveaux excités dans les systèmes à deux niveaux. Pour le moment seul le niveau fondamental est pris en compte et à haute température les niveaux excités sont également peuplés. Donc pour étudier des environnements chauds il est nécessaire d'effectuer cette amélioration du modèle.

Je me suis ensuite intéressée à l'émissivité des grains dans différentes phases du milieu interstellaire. Une étude précédente (Stepnik et al. 2001b) a montré que le processus d'agglomération des grains entraîne une augmentation de l'émissivité des gros grains d'un facteur 3-4 dans les nuages moléculaires denses, d'après des observations effectuées à petite échelle. J'ai donc étudié des régions atomiques (HI) et des régions moléculaires (CO) pour des longueurs d'onde allant de 100 μm à 3 mm, à l'aide des données DIRBE, ARCHEOPS et WMAP. J'ai travaillé sur des régions comprises entre -30° et $+30^\circ$ de latitude galactique, et où le flux est suffisamment important pour chacune des cartes. Les résultats des corrélations effectuées sur des régions de 6° en longitude et 4° en latitude ont montré que l'indice spectral des émissivités des grains augmente dans les environnements denses. Mon étude a de plus mis en évidence un accroissement de l'émissivité des gros grains dans de tels environnements (dans la mesure où la valeur moyenne « standard » du X_{CO} galactique est applicable à l'ensemble des régions étudiées, hypothèse néanmoins justifiée), résultat maintenant généralisé à grande échelle. Le modèle d'émission submillimétrique des grains que nous avons développé pourrait expliquer les effets de l'agglomération de grains entre eux.

Quand j'ai commencé mon étude sur le Grand Nuage de Magellan, seules les données de la première époque d'observation obtenues avec le satellite SPITZER étaient disponibles. Il a fallu attendre un certain temps avant d'avoir les données complètes et surtout d'avoir des cartes plus ou moins définitives (du fait d'une amélioration progressive du pré-traitement et du mosaïquage des données). J'ai ensuite fait un traitement de chacune des cartes, notamment en enlevant un avant-plan galactique, puis un fond d'émission, ainsi qu'une soustraction des sources ponctuelles et une projection sur une grille commune.

La comparaison des données dans l'infrarouge (SPITZER et IRAS) avec les données ATCA / Parkes dans la raie de l'atome d'hydrogène et les données CO (J=1-0) obtenues à l'aide du télescope NANTEN, a permis la détermination de l'émissivité des gros grains de poussière. Cette émissivité semble légèrement plus faible dans les régions atomiques

du LMC que dans notre Galaxie. Concernant la région moléculaire les conclusions sont assez difficiles du fait de l'incertitude sur le facteur de conversion X_{CO} . Soit il y a moins de poussière dans cet environnement, ce qui pourrait s'expliquer par le processus d'agglomération des grains. Mais c'est en contradiction directe avec nos résultats sur l'émissivité, qui devrait augmenter d'un facteur non négligeable et non diminuer. Une autre possibilité est que le facteur X_{CO} est sur-estimé par la méthode du Viriel, pouvant amener à une abondance de la poussière du même ordre dans les deux phases du LMC. Une autre possibilité serait l'existence d'une composante supplémentaire, telle de la matière sombre, détectée dans notre Galaxie (Grenier et al. 2005), ou une phase de H_2 pur (sans CO), qui aurait pu fausser les résultats des corrélations. Une dernière alternative est que l'hypothèse d'un gaz optiquement mince n'est pas valable ce qui entraînerait une sous-estimation de la densité de colonne HI dans la phase atomique, et qui expliquerait la présence d'une phase supplémentaire. Après avoir obtenu des spectres locaux, dans la phase atomique et moléculaire du LMC, je les ai modélisés à l'aide d'une interface de minimisation que j'ai réalisée, utilisant une nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990). Mon étude a permis de rendre compte de la variation spatiale de la poussière à travers le LMC. De plus les résultats concernant les abondances massiques des différents types de poussière ont mis en évidence le fait qu'il y a moins de poussière dans le LMC que dans notre Galaxie. Ce résultat a été confirmé par l'étude de données en extinction sur 21 nuages moléculaires, par corrélation avec les données HI et CO. De plus nous avons montré une diminution de l'absorptivité par unité de colonne de densité et de l'émissivité, à mesure que l'on s'éloigne de 30-Doradus (région de formation d'étoiles). La carte de température obtenue par combinaison des données IRAS à 100 μm et MIPS à 160 μm permet d'étudier les variations du champ de rayonnement interstellaire (à 4'). C'est la première fois qu'il est possible d'étudier une galaxie à une telle résolution et à ces longueurs d'onde.

Dans un futur proche les deux instruments Herschel et Planck permettront de contribuer fortement à l'analyse de l'émission submillimétrique et millimétrique du milieu interstellaire. Les observations effectuées à l'aide de Planck permettront d'obtenir un relevé sur l'ensemble du ciel dans 10 bandes photométriques de 350 à 10000 μm , à la résolution angulaire de 5' à 33'. Il permettra d'étudier à la fois des régions très diffuses du MIS ainsi que les régions les plus denses où se forment les étoiles.

Herschel quant à lui aura une couverture spatiale plus restreinte, mais une meilleure résolution angulaire que Planck. Il travaillera dans le domaine 40 - 600 μm . Il pourra résoudre spatialement les régions de transitions entre les milieux diffus et denses qui n'ont pas été identifiées par PRONAOS, apportant de nombreuses informations sur l'évolution des grains (formation de manteaux de gaz, processus d'agglomération des grains, changement de leur émissivité ...) dans les nuages moléculaires. Cet instrument permettra également de mieux appréhender l'émission des VSG, très peu connue à ce jour.

De nouvelles données du LMC obtenues par le télescope japonais AKARI complèteront la couverture en longueurs d'onde des études effectuées jusque-là. De plus j'ai participé cet été à un grand programme d'observations afin d'obtenir des données moléculaires des principaux nuages moléculaires du LMC avec le télescope australien

MOPRA, à une meilleure résolution que le relevé NANTEN, qui permettra d'étudier les structures à petite échelle et ainsi les régions de formation d'étoiles. Une étude similaire à celle du LMC sera réalisée sur le Petit Nuage de Magellan (SMC). Cette galaxie, très riche en gaz, présente une métallicité encore plus faible que celle du LMC ($Z_{\text{SMC}} = Z_{\text{LMC}}/3$). Cette étude sera effectuée dans le cadre d'un autre programme SAGE. Cette cartographie du SMC permettra d'analyser une galaxie essentiellement constituée d'étoiles jeunes, et peu évoluée, contrairement à notre Galaxie.

Annexe A

Méthode des gradients conjugués

La méthode des gradients conjugués est l'une des méthodes de minimisation, non stationnaires les plus connues. Il s'agit d'une méthode itérative de résolution de systèmes d'équations généralement linéaires $A\vec{x} = \vec{b}$, avec A définie symétrique et positive. Une méthode itérative consiste en une première estimation de la solution du système, puis en une recherche d'amélioration de cette solution. De ce fait cette méthode aboutit à une série de vecteurs, chacun étant une approximation de la solution finale du système. Les deux méthodes des gradients conjugués les plus renommées sont celles de Fletcher-Reeves et de Polack-Ribière (méthodes qui s'étendent à des fonctions non linéaires).

A.1 Motivations

L'utilisation d'une telle méthode suscite des intérêts multiples, dont quelques avantages sont listés ci-après :

- cette méthode permet de résoudre des problèmes quadratiques en n (taille de la matrice A supposée carrée) itérations au maximum, sachant que le nombre de paramètres à minimiser correspond au nombre de paramètres libres dans A et b, soit $\frac{1}{2}n(n+1) \approx n^2$. Le nombre d'itérations est souvent inférieur à n, notamment quand n est grand.
- cette méthode est parfaitement adaptée aux problèmes de grande taille
- le taux de convergence de la méthode de plus forte pente est accéléré
- le nombre de calculs reste raisonnable
- cette méthode va plus loin que pour la simple utilisation de fonctions quadratiques car elle peut être adaptée pour des fonctions non quadratiques ainsi que pour les régions de confiance.

A.2 Rappels mathématiques

Une matrice $n \times n$

$$A = [A_{ij}] = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

est symétrique si $\forall i, j = 1, \dots, n, a_{ij} = a_{ji}$, et positive si $\forall \vec{x}$ non nul $\vec{x}^T A \vec{x} > 0$.

Définition : Soit $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_s$ un ensemble de vecteurs de $\mathbb{R}^{n \times n}$. Cet ensemble de vecteurs est conjugué par rapport à la matrice A positive si :

$$\vec{q}_i^T A \vec{q}_j = 0 \quad \forall i \neq j \quad (\text{A.2})$$

Propriété : Si $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_s$ sont conjugués, alors ils sont linéairement indépendants.

Démonstration (raisonnement par l'absurde) :

Supposons $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_s$ linéairement liés c'est-à-dire :

$$\vec{q}_s = \alpha_1 \vec{q}_1 + \alpha_2 \vec{q}_2 + \dots + \alpha_{s-1} \vec{q}_{s-1} \quad (\text{A.3})$$

et $\alpha_1, \dots, \alpha_{s-1}$ non tous nuls.

Alors,

$$\vec{q}_s^T A \vec{q}_s = \alpha_1 \vec{q}_s^T A \vec{q}_1 + \alpha_2 \vec{q}_s^T A \vec{q}_2 + \dots + \alpha_{s-1} \vec{q}_s^T A \vec{q}_{s-1} \quad (\text{A.4})$$

Or $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_s$ sont conjugués donc $\vec{q}_s^T A \vec{q}_s = 0$, ce qui est impossible car \vec{q}_s est non nul et A est positive.

A.3 Description de la méthode

Cette méthode principalement utilisée dans le cas de fonctions quadratiques (ce qui équivaut à résoudre un système linéaire lors du calcul des gradients), peut être généralisée à des fonctions non quadratiques (soit des systèmes non linéaires). Elle n'est applicable que pour une matrice A symétrique et positive.

A.3.1 Méthode linéaire

La plupart des fonctions peuvent être développées en série de Taylor :

$$F(\vec{x}) = F(\vec{P}) + \sum_i \frac{\partial F}{\partial x_i} x_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2 F}{\partial x_i \partial x_j} x_i x_j + \dots \quad (\text{A.5})$$

que l'on peut écrire,

$$F(\vec{x}) = c - \vec{b}^T \vec{x} + \frac{1}{2} \vec{x}^T A \vec{x} \quad (\text{A.6})$$

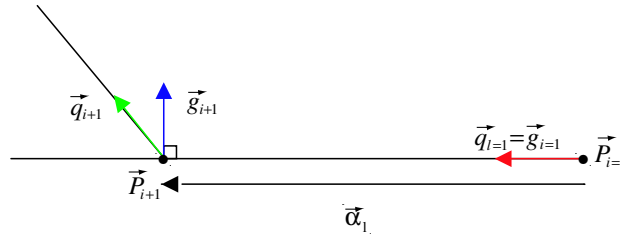


FIG. A.1 – Schéma représentatif de la méthode des gradients conjugués à deux dimensions.

avec $c \equiv F(\vec{P})$, $b \equiv -\nabla F|_P$ et $[A]_{ij} \equiv \frac{\partial^2 F}{\partial x_i \partial x_j}|_P$.

Minimiser cette équation revient à trouver \vec{x} tel que $\nabla F(\vec{x}) = \vec{0}$, soit résoudre le système :

$$A\vec{x} - \vec{b} = \vec{0} \quad (\text{A.7})$$

car $\nabla F(\vec{x}) = \frac{1}{2}A^T\vec{x} + \frac{1}{2}A\vec{x} - \vec{b}$, A étant symétrique.

On cherche alors à minimiser cette fonction en minimisant les différentes directions d'un ensemble d'au moins n vecteurs, conjugués par rapport à A . C'est ce que l'on appelle la méthode des « directions conjuguées ». Ainsi, à partir d'un vecteur arbitraire $\vec{x}_1 \in \mathbb{R}^{n \times n}$ et un ensemble de vecteurs conjugués $\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_s$, obtient-on une suite $(x_l)_l$ telle que :

$$\vec{x}_{l+1} = \vec{x}_l + \alpha_l \vec{q}_l \quad (\text{A.8})$$

avec α_l le pas de plus profonde descente de la fonction à minimiser, le long de la direction \vec{q}_l . α_l est obtenu par la règle de minimisation $\alpha_l = \operatorname{argmin} F(\vec{x}_l + \alpha \vec{q}_l)$. La méthode des gradients conjugués est une méthode des directions conjuguées particulière, pour laquelle chaque nouvelle direction conjuguée est calculée à partir de la direction précédente \vec{q}_{l-1} (voir fig. A.1). Cette méthode amène rapidement la convergence vers la solution, d'autant plus vite que la première itération en est proche. On a :

$$\vec{q}_l = \begin{cases} \vec{g}_l & l=1 \\ \vec{g}_l - \beta_l \vec{q}_{l-1} & l \geq 1 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

avec $\vec{g}_l = -\nabla(F(\vec{x}_l))|_P$ et β_l un paramètre à calculer. Si \vec{x}_l est une des estimations de la solution, alors, le gradient de la fonction, pour chaque itération, est donné par :

$$\vec{g}_l = \vec{b} - A\vec{P}_l, \quad (\text{A.10})$$

ce qui revient à écrire en combinant les équations A.8 et A.10 :

$$\vec{g}_{l+1} = \vec{b} - A(\vec{P}_l + \alpha_l \vec{q}_l) = \vec{g}_l - \alpha_l A\vec{q}_l \quad (\text{A.11})$$

Le choix

$$\alpha_l = \frac{\vec{g}_l^T \vec{g}_l}{\vec{q}_l^T A \vec{q}_l} \quad (\text{A.12})$$

minimise la quantité $\vec{g}_l^T A^{-1} \vec{g}_l$ sur toutes les autres possibilités.

Les directions sont alors :

$$\vec{q}_{l+1} = \vec{g}_{l+1} - \beta_{l+1} \vec{q}_l \quad (\text{A.13})$$

avec

$$\beta_{l+1} = \frac{\vec{g}_{l+1}^T (\vec{g}_{l+1} - \vec{q}_l)}{\vec{q}_l^T \vec{q}_l} = \frac{\vec{g}_{l+1}^T \vec{g}_{l+1}}{\vec{q}_l^T \vec{q}_l} \quad (\text{A.14})$$

de sorte que \vec{q}_{l+1} et $A \vec{q}_l$ (soit \vec{g}_{l+1} et \vec{q}_l) soient orthogonaux.

A.3.2 Méthode non linéaire

Dans le cas d'une fonction non-quadratique, les termes non-quadratiques provoquent une perte de conjugaison des directions, et ces dernières peuvent devenir mauvaises, notamment si elles deviennent orthogonales au gradient. Dans ce cas, on a $\nabla F(\vec{x}_l) \approx \nabla F(\vec{x}_{l+1})$ et la méthode n'avance plus. Pour remédier à ce problème on peut utiliser la formule bien connue de Polak-Ribiere-Polyak, pour calculer le paramètre β_l :

$$\beta_{l+1}^{PRP} = \frac{\vec{g}_{l+1}^T (\vec{g}_{l+1} - \vec{q}_l)}{\vec{q}_l^T \vec{q}_l} \quad (\text{Polak} - \text{Ribiere} - \text{Polyak}) \quad (\text{A.15})$$

On peut cependant travailler avec la formule de Fletcher-Reeves, correspondant à celle utilisée dans le cas d'un système linéaire :

$$\beta_{l+1}^{FR} = \frac{\vec{g}_{l+1}^T \vec{g}_{l+1}}{\vec{q}_l^T \vec{q}_l} \quad (\text{Fletcher} - \text{Reeves}) \quad (\text{A.16})$$

Pour dériver une méthode non linéaire, les choses s'avèrent donc plus compliquées, d'autant plus que le pas α devient très difficile à calculer.

Avec cette dernière méthode, $\beta_l \approx 0$, et ainsi $\vec{q}_l = \vec{g}_l - \beta_l \vec{q}_{l-1} \approx \vec{g}_l$, ce qui correspond à la direction de plus forte pente. Cependant, cette méthode n'empêche pas pour autant la perte de conjugaison, et c'est donc pour cela qu'il est conseillé de redémarrer la méthode de temps en temps par le biais d'une direction de plus forte pente. Chacun de ces choix a son intérêt mais peut aussi apporter certains inconvénients. Par exemple la méthode de Fletcher-Reeve converge si le point de départ est suffisamment proche du minimum. La méthode de Polak-Ribière-Polyak est quant à elle beaucoup plus rapide à converger mais peut cependant, dans certains cas, ne jamais converger et effectuer des calculs indéfiniment. En effet, les directions obtenues peuvent être non descendantes, et afin d'éviter ce problème et trouver une convergence, il faut prendre $\beta = \max\{\beta^{\text{PRP}}, 0\}$. Ceci revient à redémarrer la méthode des gradients conjugués si $\beta^{\text{PRP}} < 0$.

Remarque : *une fonction générale peut avoir plusieurs minima locaux et la méthode des gradients conjugués ne garantit pas de trouver le minimum global. Pour obtenir un résultat satisfaisant et efficace, il est conseillé de relancer la minimisation en changeant de point de départ.*

Annexe B

Méthode du Bootstrap

Le mot *Bootstrap* vient de l'expression anglaise « to pull oneself up by one's bootstrap » (Efron, Tibshirani, 1993) qui signifie littéralement « se soulever en tirant sur la languette de ses bottes ». Cette expression se traduit plutôt par « se tirer d'un mauvais pas ». Cette méthode est récente (1979) car elle repose sur l'usage de calculateurs puissants. Cette technique est destinée à faciliter l'inférence dans les situations complexes où les méthodes analytiques ne suffisent pas.

B.1 Méthodes d'échantillonnage

Suivant le cas, il existe deux méthodes d'échantillonnage : le bootstrap des individus et le bootstrap des résidus. Dans le premier cas on considère un échantillon initial de n observations : $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n$, et on prélève une série d'échantillons aléatoires et simples avec remise des n observations dans cet échantillon original, considéré comme une population. Ainsi, les valeurs issues du tirage aléatoire ont des fréquences potentiellement différentes. Cette technique de rééchantillonnage est la plus simple et la plus courante. Cependant, l'utilisation d'une telle méthode n'est pas tout le temps justifiée, notamment dans le cas où les données sont structurées. En effet, dans ce cas, les valeurs de l'échantillon observé ne sont pas indépendantes et l'ordre des valeurs dans l'échantillon est important (exemple : série temporelle ou chronologique, image). Dans mon étude, les données utilisées sont structurées et il est donc indispensable de remplacer la méthode de bootstrap des individus par celle des résidus. Cette technique consiste à générer des données fictives, tout en évitant d'avoir à estimer la loi du bruit à partir des résidus. En effet, elle suppose que les erreurs appartiennent à une séquence de variables aléatoires de même distribution. Il n'est pas nécessaire de connaître la nature de cette distribution. On considère :

$$y(t_i) = y_m(t_i, p^*) + b_i, \quad i = 1, \dots, n_t \quad (\text{B.1})$$

avec y les données observées, t_i , une variable indépendante, y_m le modèle, p^* la vraie valeur des paramètres, et b_i le résidu, appartenant à une suite de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées. On peut donc estimer chaque résidu :

$$\hat{b}_i = y(t_i) - y_m(t_i, \hat{p}), \quad i = 1, \dots, n_t \quad (\text{B.2})$$

où \hat{b}_i est l'estimée de b_i et \hat{p} celui de p^* .

On obtient un jeu de données fictives $y^f(t_i)$ en posant :

$$y^f(t_i) = y_m(t_i, \hat{p}) + \hat{b}_i, \quad i = 1, \dots, n_t \quad (\text{B.3})$$

\hat{b}_i est tiré au hasard parmi tous les résidus pour chaque t_i .

B.2 Estimation des paramètres

Les résidus sont considérés comme équiprobables, ce qui revient à confondre la distribution des b_i avec la distribution empirique des résidus. A partir du jeu de données fictives, on minimise le modèle par rapport aux données et on en déduit une population d'estimées. On réalise cette procédure un grand nombre de fois afin de pouvoir étudier les caractéristiques statistiques de cette population, telles que la moyenne, la médiane, la variance, ... :

$$\text{moyenne : } \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

$$\text{médiane : } \tilde{x} = \frac{1}{2}(x_i + x_{i+1})$$

$$\text{variance : } \sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$$

Annexe C

Liste de publications et communications

C.1 Articles en préparation/soumis à comité de lecture

- Mény, C., Gromov, V., Boudet, N., Bernard, J.-Ph., **Paradis, D.**, Nayral, C., *Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission I : A model based on physical properties of amorphous solids*, 2007, A&A 468, 171
- **Paradis, D.**, Bernard, J.-Ph., Reach, W. T. and the SAGE team, *Spatial Variation of the HI-CO/Infrared correlation across the Large Magellanic Cloud*, ApJ, 2007, en préparation
- Bernard, J.-Ph, Reach, W. T., **Paradis, D.**, and the SAGE team, *Spitzer survey of the Large Magellanic Cloud, Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (SAGE) III : Dust properties in the Interstellar Medium*, ApJ, 2007, soumis
- Dobashi, K., Bernard, J.-Ph., **Paradis, D.**, Reach, W. T., Kawamura, A., *Extinction and dust/gas ratio in LMC-CO27, Deriving dust/gas ratio from Av in the LMC*, A&A, 2007, soumis
- Bernard, J.-Ph., **Paradis, D.**, Mény, C., Gromov, V., *Explaining the FIR to millimeter dust emission. II On the origin of the millimeter excess*, A&A, 2007, en préparation

C.2 Autres articles

- Bernard, J.-Ph, **Paradis, D.**, Mény, C., Boudet, N. and the Archeops team, *Pronaos / Archeops balloon experiments : a preview of dust emission with Planck and Herschel*, Planck Newsletter, 2004

C.3 Conférences internationales

- 3ème forum JSPS : *The universe, evolution, future*, Strasbourg, France, 19 novembre 2004

- Réalisation et présentation d'un poster : *Statistical study of dust emission in molecular clouds, A Sakura PAI/JSPS program*, Y. Fukui, A. Kawamura, A. Mizuno, N. Mizuno, T. Onishi, H. Sasago, H. Shibai, K. Dobashi, J.P. Bernard, C. Joblin, C. Mény, R. Paladini, **D. Paradis**, I. Ristorcelli, A. Abergel, F. Boulanger, G. Lagache, N. Bot, L. Cambresy, A. Coulais, Statistical study of dust emission in molecular clouds - A Sakura PAI CNRS/JSPS program
- Sky polarisation 2005, Orsay, France, 12-16 septembre 2005
- Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission : a model based on intrinsic properties of grains*, Mény, C., Gromov, V., Boudet, N., Bernard, J.-Ph, **Paradis, D.** and Nayral, C.
- Planck WG7, Catane, Sicile, 15-17 janvier 2007
- TLS Dust model*, **Paradis, D.**, Bernard, J.-Ph, Mény, C. and Gromov, V.
- Conference on the Magellanic System, Sydney, Australie, 16-17 juillet 2007
- Interstellar medium in the LMC, from SAGE and extinction data*, Bernard, J. P., **Paradis, D.**, Reach, W. T. and et al.

C.4 Séminaires scientifiques

- Spectroscopie submillimétrique, CESR, Toulouse, 14 juin 2005
- Etude d'un nouveau modèle de poussière : confrontation aux données astrophysiques / minimisation de χ^2* , **Paradis, D.** et Bernard, J.-Ph.
- Sakura meeting, CESR, Toulouse, 22 février 2006
- Sage (Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution) data of the LMC*, **Paradis, D.** et Bernard, J.-Ph
- Séminaire d'équipe, Nagoya, Japon, 7 mars 2007
- TLS Dust model / Large Magellanic Cloud and the SAGE program*, **Paradis, D.**

C.5 Autres

- Journée des thèses, CESR, Toulouse, avril 2005
- Nouveau modèle de poussières interstellaires*, **Paradis, D.**
- Ecole de Physique, Les Houches, 30 avril-5 mai 2006
- Physics of FIR/mm dust emission*, Mény, C., Gromov, V., Boudet, N., Bernard, J. P. and **Paradis, D.**
- Poster : *Modelling long wavelengths dust emission*, **Paradis, D.**, Bernard, J. P., Mény, C. and Gromov, V.
- Journée des thèses, CESR, Toulouse, 11 mai 2006
- Nouveau modèle de poussières interstellaires*, **Paradis, D.**
- Réunion de groupe, CESR, Toulouse, 13 juillet 2006
- Le Grand Nuage de Magellan, quelques résultats*, **Paradis, D.**
- Réunion de groupe, CESR, Toulouse, 14 mai 2007
- Modèle TLS / Corrélation IR/HI-CO dans le Grand Nuage de Magellan*, **Paradis, D.**

Annexe D

**Article 1 : Emission des poussières
astrophysiques de l’Infrarouge
lointain au millimétrique : I - Un
modèle basé sur les propriétés
physiques des solides amorphes**

A&A 468, 171–188 (2007)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20065771
 © ESO 2007

**Astronomy
&
Astrophysics**

Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission[★]

I. A model based on physical properties of amorphous solids

C. Meny¹, V. Gromov^{1,2}, N. Boudet¹, J.-Ph. Bernard¹, D. Paradis¹, and C. Nayral¹

¹ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France
 e-mail: meny@cesr.fr; vgromov@iki.rssi.ru

² Space Research Institute, RAS, 84/32 Profsoyuznaya, 117810 Moscow, Russia

Received 7 June 2006 / Accepted 11 December 2006

ABSTRACT

Aims. We propose a new description of astronomical dust emission in the spectral region from the far-infrared to millimeter wavelengths.

Methods. Unlike previous classical models, this description explicitly incorporates the effect of the disordered internal structure of amorphous dust grains. Our model is based on results from solid state physics used to interpret laboratory data. The model takes into account the effect of absorption by disordered charge distribution, as well as the effect of absorption by localized two level systems.

Results. We review constraints on the various free parameters of the model from theory and laboratory experimental data. We show that, for realistic values of the free parameters, the shape of the emission spectrum will exhibit very broad structures whose shape will change in a non trivial way with the temperature of dust grains. The spectral shape also depends upon the parameters describing the internal structure of the grains. This opens new perspectives for identifying the nature of astronomical dust from the observed shape of the FIR/mm emission spectrum. A companion paper will provide an explicit comparison of the model with astronomical data.

Key words. dust, extinction – diffuse radiation – infrared: ISM – radio continuum: ISM – scattering – radiation mechanisms: thermal

1. Introduction

It is now well established that the spectral energy distribution (SED) from the inter-stellar medium (ISM) emission from our Galaxy and most external galaxies is dominated by thermal emission from dust grains that spans over almost 3 orders of magnitude in wavelengths, from the near infra-red (NIR) to the millimeter wavelength range. Several dust models have been proposed to explain the observations. Recent dust models share many common characteristics (e.g. Mathis et al. 1977; Draine & Lee 1984; Draine & Anderson 1985; Weiland et al. 1986; Désert et al. 1990; Li & Greenberg 1997; Dwek et al. 1997; Draine & Li 2001). Most of them require a wide range in dust grain sizes spanning almost 3 orders of magnitude, from sub-nanometer dimensions to fractions of a micron. They also require a minimum of three components with different chemical compositions in order to explain the ultraviolet and optical extinction, along with infrared emission.

The smallest component is needed to explain the “aromatic” emission features at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm . It is now routinely assigned to large aromatic molecules or polycyclic aromatic hydrocarbons (PAH) (Leger & Puget 1984; Allamandola et al. 1985; Désert et al. 1990). These PAH are transiently heated after absorbing single UV and far-UV photons, and cool down emitting NIR photons in vibrational transitions representative of their aromatic structure.

A second component, composed of very small grains (VSG) is required to explain the continuum emission in the mid infrared (MIR). Emission in this range still requires significant temperature fluctuations of the grains, which necessitates grain sizes

in the nanometer range under conditions prevailing in the inter-stellar medium (ISM). The VSGs could be composed of carbonaceous material whose absorption could also explain the 2200 Å UV bump in the extinction curve (see for instance Désert et al. 1990).

A third component, composed of big grains (BG) with sizes from 10–20 nm to about 100 nm, is necessary to account for the long wavelength emission (in particular as observed in the IRAS 100 μm band and above). The BG component dominates the total dust mass and the absorption in the visible and the NIR. Observations of the “silicate” absorption feature near 10 μm indicate that their mass is dominated by amorphous silicates (see Kemper et al. 2004). This sort of amorphous structure for these dust grains is expected from the interaction with cosmic rays that should alter the nature of the solid (Brucato et al. 2004; Jäger et al. 2003), but also from the formation processes of these BGs by aggregation of sub-sized particles.

Recent studies attempting to explain the submillimeter observations have revealed the need for either the existence of an additional very massive component of very cold dust (e.g. Reach et al. 1995; Finkbeiner et al. 1999; Galliano et al. 2003) or for substantial modifications of dust properties in the submillimeter with respect to predictions of standard dust models (e.g. Ristorcelli et al. 1998; Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003a; Dupac et al. 2001; Dupac et al. 2002, 2003a).

Similarly, laboratory spectroscopic measurements of interstellar-grain analogs reveal that noticeable variations in their optical properties in the far infra-red (FIR) and millimeter (mm) wavelength range can occur (Agladze et al. 1994; Agladze et al. 1996; Mennella et al. 1998; Boudet et al. 2005). They point out the possible role of two phonon-difference processes, disorder-induced one-phonon processes, resonant or

[★] Appendices A, B, C and D are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

relaxation processes in the presence of two-level systems (TLS) in amorphous dust (see Sect. 4.3). The influence of such TLS on interstellar grain absorption and emission properties was first proposed to the astronomy community by Agladze et al. (1994). More recently, a preliminary investigation by Boudet et al. (2002) has shown that optical resonant and relaxation transitions in a distribution of TLS could qualitatively explain the anticorrelation between the temperature and the spectral index of dust as observed by the PRONAOS balloon experiment (e.g. Dupac et al. 2003a).

A precise modeling of the long wavelength dust emission is important in order to accurately subtract foreground emission in the cosmological background anisotropy measurements, especially for future missions for space CMB measurements (Lamarre et al. 2003) and for surveys of foreground compact sources (see Gromov et al. 2002). A number of comprehensive foreground analysis papers (Bouchet & Gispert 1999; Tegmark et al. 2000; Bennett et al. 2003; Barreiro et al. 2006; Naselsky et al. 2005, and other) did not pay attention to dust emissivity model accuracy. In addition, precise modeling of the FIR/mm dust emission is also important to derive reliable estimates of the dust mass and to trace the structure and density of pre-stellar cold cores in molecular clouds. Indeed the dust governs the cloud opacity and influences the size of the cloud fragments. In addition, the efficiency of star formation should be related to the dust properties, which are expected to vary between the diffuse medium and the denser cold cores. It is thus important to know how some physical or chemical properties of dust can influence their FIR/mm emission.

For models of the submillimeter electromagnetic dust emission, considering the intrinsic mechanical vibrations of the grain structure is natural since they fall in the right frequency range (typically in the frequency range $\nu \sim 10^{11} - 10^{13}$ Hz, i.e. $\lambda \sim 30 \mu\text{m} - 3 \text{mm}$). Observations in this spectral region potentially provide new tools for investigating the internal structure of dust grain material. The internal mechanics of grains is also important for chemistry in the ISM. The dust vibrations supply an energy sink for newly-formed molecules that are usually formed in unstable excited states. Understanding the grain structure and intrinsic movements is necessary for considerations of grain collisions, destruction, and agglomeration, including preplanetary bodies formation in circumstellar disks.

In Sect. 2, we first recall some basics regarding the FIR/mm dust emission and the semi-classical model of light interaction with matter. In Sect. 3, we gather evidence for spectral variations in astronomical and laboratory measurements. Then, we present a model in Sect. 4, based on the intrinsic properties of amorphous materials, taking absorption by disordered charge distribution into account as well as the effect of absorption by a distribution of TLS. In Sect. 5, we propose a new model for the submillimeter and millimeter grain absorption and discuss the range of plausible values for the free parameters based on existing laboratory data. In Sect. 5.4, we discuss the implications of the model, in particular regarding the expected variations of the FIR/mm emission spectra with the dust temperature. Section 6 is devoted to conclusions. The determination of the model parameters applicable to astronomical data will be addressed in a companion paper.

2. Basic knowledge of the FIR/mm dust emission

Basic knowledge of the FIR/mm dust emission is based on the well known semi-classical models of the interaction of light with matter. We first show that in the FIR/mm wavelength range,

the intensity of interstellar thermal emission from spherical dust grains can be related in a simple way to the optical constants which characterize the dust material. Then we recapitulate these classical models for the interaction between an electromagnetic wave and the bound or free charges in the material, respectively the Lorentz and Drude models. Both models, applied to the thermal dust emission, lead to an asymptotic behavior in the long-wavelength range described by a simple power law whose exponent, named spectral index, equals 2. Thus the FIR/mm interstellar dust emission is up to now generally expected to be fully characterized by a constant and temperature-independent spectral index around 2.

2.1. Interstellar dust emission and extinction

The intensity of thermal emission from interstellar dust at temperature T_d is

$$I_\omega(\omega, T) = \epsilon_\epsilon(\omega) \cdot B_\omega(\omega, T_d) \quad (1)$$

where I_ω is the energy flux density per unit area, angular frequency, and solid angle (or specific intensity), ϵ_ϵ the dust emissivity, and B_ω the Planck function at angular frequency ω .

According to the Kirchhoff law, the emissivity ϵ_ϵ is equal to the absorptivity

$$\epsilon_\epsilon(\omega) = 1 - e^{-\tau(\omega)}, \quad (2)$$

where the optical depth τ is related to the dust-mass column density on the line of sight M_d and the dust mass opacity κ as

$$\tau(\omega) = \kappa(\omega) \cdot M_d. \quad (3)$$

For spherical grains of radius a and density ρ , the dust opacity (effective area per mass) is given by

$$\kappa(\omega) = \frac{3}{4\rho} \frac{Q(\omega)}{a}, \quad (4)$$

where the absorption efficiency $Q(\omega) = \sigma(\omega)/(\pi a^2)$ is the ratio of the absorption cross section $\sigma(\omega)$ to the geometrical cross section of the grain πa^2 . The grain equilibrium temperature T_d is deduced from the balance between the emitted and absorbed radiation from the inter-stellar radiation field (ISRF)

$$\int_0^\infty B_\omega(\omega, T_d) Q(\omega) d\omega = \int_0^\infty I_\omega^{\text{ISRF}} Q(\omega) d\omega. \quad (5)$$

The Mie theory, using the Maxwell equations of the electromagnetic theory, leads to an exact solution for the absorption and scattering processes by a homogeneous spherical particle of radius whose material is characterized by its complex dielectric constant $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$. In that case, the absorption coefficient $Q(\omega)$ is written as an infinite series of terms related to the complex dielectric constant. For small particles compared to the wavelength such as $|\sqrt{\epsilon(\omega)}| \cdot 2\pi a/\lambda \ll 1$ (where $\lambda = 2\pi c/\omega$ is the wavelength and c the speed of light in vacuum), the absorption coefficient can be approximated by

$$Q(\omega) = \frac{8\pi a}{\lambda} \cdot \text{Im} \left[\frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 2} \right]. \quad (6)$$

In the FIR/mm wavelength range, the condition $\epsilon'' \ll \epsilon'$ is generally satisfied for non-conducting materials like astronomical silicate-based particles, and in this case the absorption coefficient reduces to

$$\frac{Q(\omega)}{a} = \frac{\omega}{c} \frac{12}{(\epsilon' + 2)^2} \epsilon''. \quad (7)$$

As a consequence, following Eq. (7) the dust opacity rewrites as

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{9}{(\epsilon' + 2)^2} \frac{\epsilon''}{\rho}. \quad (8)$$

2.2. Assumption of a λ -independent emissivity spectral index

In the absence of specific knowledge about realistic dependencies for $\epsilon(\omega)$, a simple power law approximation for FIR/mm dust emission is often assumed:

$$\kappa(\omega) = \kappa(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^\beta, \quad (9)$$

where β is referred to as the emissivity spectral index. The intensity of thermal emission from interstellar dust, assuming an optically thin medium, at a given wavelength $\lambda = 2\pi/\omega$ located in the FIR/mm range is

$$I_\omega(\omega, T) = \epsilon_c(\lambda_0) \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^\beta \cdot B_\omega(\omega, T_d) \quad (10)$$

where $\epsilon_c(\lambda_0)$ is the dust emissivity at a reference wavelength $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$.

Simple semi-classical models of absorption, such as the Lorentz model for damping oscillators and the Drude model for free charge carriers (Sect. 2.4), provide an asymptotic value $\beta = 2$ when $\omega \rightarrow 0$. This value of the spectral index was in satisfactory agreement with the earliest observations of the FIR/mm SED of interstellar dust emission, but not necessarily with the most recent ones.

The emissivity spectral index β is equal to the slope of a plot of the dust opacity versus wavelength in logarithmic scale. In the general case, the power-law assumption is not valid, and the spectral index has to be considered as a wavelength and temperature-dependent parameter. Similarly, $\epsilon_c(\lambda_0)$ in Eq. (10) should be considered a function of T .

2.3. Relations between absorption properties of bulk material and dust

The absorption coefficient defined as the optical depth in the bulk material per unit length is

$$\alpha = 2\text{Im}(k), \quad (11)$$

where k is the complex value of the wave number $k = \omega \sqrt{\epsilon}/c$ and ϵ the complex dielectric constant. Therefore for $\epsilon'' \ll \epsilon'$,

$$\alpha = \frac{\omega \epsilon''}{c \sqrt{\epsilon'}}. \quad (12)$$

In dust and porous material measurements, a mass absorption coefficient α/ρ is also often used.

In the following analysis (Sect. 2.4 and other) we link the macroscopic value ϵ to the value of the local susceptibility $\chi_0 = \chi'_0 + i\chi''_0$ defined on a microscopic scale. Because small astronomical particles cannot always be considered as a continuous medium, the electrodynamic equations of continuous media must be applied with care. So we explain the equations used in the following and discuss their range of application.

The equations of motion describes the response of charges to a local electric field \mathbf{E}_0 , which permits a dipole moment per unit volume to be determined as $\mathbf{P} = \chi_0 \mathbf{E}_0$. It should be taken into account that the local electric field \mathbf{E}_0 differs from an external

field \mathbf{E} due to an additional field produced by other parts of the dielectric. In the case of isotropic dielectric materials,

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P}.$$

The dielectric constant ϵ links the external field \mathbf{E} and the electric inductance $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ through $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$. In this case, ϵ can be derived from the susceptibility χ_0 , using the so-called Clausius-Mossotti equation

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi\chi_0}{1 - \frac{4}{3}\pi\chi_0}. \quad (13)$$

When $\epsilon'' \ll \epsilon'$, we have

$$\epsilon'' \approx \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} 4\pi\chi''_0, \quad (14)$$

which leads to

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c \sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \chi''_0(\omega), \quad (15)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{4\pi\chi''_0}{\rho}. \quad (16)$$

In Eq. (15), the term $(\epsilon' + 2)^2/9$ is the local field correction factor, and the term $\sqrt{\epsilon'}$ is the refraction index.

Thus, the relation between the absorption coefficient α deduced from transmission measurements in the laboratory and the absorption efficiency Q or opacity κ , for small spherical grains of radius a and density ρ can be obtained from Eqs. (7) and (12):

$$\frac{Q(\omega)}{\alpha(\omega)} = \frac{12a \cdot \sqrt{\epsilon'}}{(\epsilon' + 2)^2} \quad (17)$$

and, as a consequence,

$$\frac{\kappa(\omega)}{\alpha(\omega)} = \frac{9 \cdot \sqrt{\epsilon'}}{\rho \cdot (\epsilon' + 2)^2}. \quad (18)$$

The condition $\epsilon'' \ll \epsilon'$ is valid for dust materials in the FIR/mm wavelength range, implying that the real part of the dielectric constant ϵ' can be considered to the first order as a constant, leading to $d\epsilon'/d\omega = 0$. This comes from the coupling between the real part ϵ' and the imaginary part ϵ'' through the Kramers-Kronig relations discussed in Sect. 3.2. This implies that the absorption coefficient α , the absorption efficiency Q and the opacity κ are simply proportional in that spectral range. Thus the slopes of $\alpha(\omega)$, $Q(\omega)$, and $\kappa(\omega)$ are the same. As for the emissivity, an absorptivity spectral index can then be defined by the slope of the spectral plot of the absorption $\alpha(\omega)$ on a logarithmic scale. This absorptivity spectral index deduced from laboratory transmission measurements can be directly compared to the emissivity spectral index deduced from astrophysical measurements.

2.4. The semi-classical models

The well-known semi-classical model of light interaction with charge carriers in matter (electrons and ions) considers the motion of charged particles driven by the time-dependent electric field of a monochromatic plane wave, with magnetic forces being neglected compared with electrical forces.

The equations of motion of interacting charge carriers are

$$m_j \ddot{u}_j^\xi + \sum_{j' \xi'} K_{jj'}^{\xi\xi'} u_{j'}^{\xi'} + \sum_{j' \xi'} b_{jj'}^{\xi\xi'} \dot{u}_{j'}^{\xi'} = q_j E^\xi(t), \quad (19)$$

where m_j , q_j are masses and charges of particles, $K_{jj'}^{\xi\xi'}$ are constants of elastic interaction, E^ξ is ξ th component of electrical field vector \mathbf{E} , u_j^ξ are components of the 3-dimensional vector of j th ion displacement. Damping parameters b_j describes dissipation of energy. Force constants K are the coefficients of power expansion of the potential energy U :

$$U = \frac{1}{2} \sum_{j' \xi'} K_{jj'}^{\xi\xi'} u_{j'}^{\xi'} u_j^\xi + \dots \quad (20)$$

where $U(\dots u_j^\xi \dots)$ depends only on relative deviations ($u_j^\xi - u_{j'}^{\xi'}$) with corresponding symmetry of $K_{jj'}^{\xi\xi'}$, particularly

$$K_{jj'}^{\xi\xi'} = K_{j'j}^{\xi'\xi}, \quad \sum_{j' \xi'} K_{jj'}^{\xi\xi'} = 0. \quad (21)$$

Linear Eq. (19) with $\mathbf{E} = 0$ has solutions in the form of a sum of damping oscillations

$$\mathbf{u} = \sum a_k \mathbf{e}_k \cdot \exp(-\gamma_k t + i\omega_k t), \quad (22)$$

where $\mathbf{u} = (\dots u_{kj}^\xi \dots)$ is the multidimensional deviation vector, a_k are constants, $\mathbf{e}_k = (\dots e_{kj}^\xi \dots)$ are eigenvectors, and $\gamma_k - i\omega_k$ are eigenvalues of matrix

$$\| -m_j \delta_{jj'} \ddot{\delta}^{\xi\xi'} + K_{jj'}^{\xi\xi'} + i b_{jj'}^{\xi\xi'} \|. \quad (23)$$

A solution to Eq. (19) with $\mathbf{E}(t) = \hat{\mathbf{E}} e^{-i\omega t}$ is $\mathbf{u} = \hat{\mathbf{u}} e^{-i\omega t}$,

$$\hat{\mathbf{u}} = \sum_{k,j} \frac{q_j \hat{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{e}_{kj}^* \omega_k^2}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\gamma_k \omega}. \quad (24)$$

Dielectric properties of a substance can be described by a susceptibility χ_0 , which is the dipole moment per unit volume generated by a unity local strength $|\hat{\mathbf{E}}| = 1$ electrical field,

$$\chi_0 = \sum_k \frac{\rho_k \omega_k^2}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\gamma_k \omega}. \quad (25)$$

For isotropic materials, constants

$$\rho_k = \left| \sum_{j,j'} q_j q_{j'} \mathbf{e}_{kj} (\hat{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{e}_{kj}^*) \right| \quad (26)$$

do not depend upon the direction of $\hat{\mathbf{E}}$. In the extreme case where $\omega_k \gg \gamma_k$ the spectrum of the dielectric absorption can be described as a collection of non-overlapping resonant Lorentz profiles

$$\chi_0' = \frac{\rho_k \omega_k^2 \gamma_k \omega}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (\gamma_k \omega)^2}. \quad (27)$$

This is the case for infrared absorption bands, especially in ionic crystals ("reststrahlen" bands). This corresponds to the third term of Eq. (19) being small. In the opposite case ($\omega_k \ll \gamma_k$) this leads to a Debye relaxation spectrum when $\omega \ll \omega_k$:

$$\chi_0' = \frac{\rho_k (\omega \tau_k)}{1 + (\omega \tau_k)^2}, \quad (28)$$

where $\tau_k = \gamma_k / \omega_k^2$ is a relaxation constant. This is usually the case for polar dielectric liquids. It corresponds to the first term of Eq. (19) being negligible.

This spectrum corresponds to situations where the inertial effects (first term in Eq. (19)) are comparatively small. If this condition is satisfied, the time constant in Eq. (28) can usually be determined by measuring or calculating the timescale of energy dissipation during return to the equilibrium state, without solving Eq. (19).

A third extreme case, corresponding to the second term of Eq. (28) being negligible, is usually referred to as the *Drude* approximation. It applies to free carriers and is considered in Sect. 2.6.

2.5. The Lorentz model for crystalline insulators

The Lorentz model applies to those crystalline insulators with an ionic character and describes the resonant interaction of an electromagnetic wave with the vibrations of ions that act like bound charges. Such an interaction is caused by the electric dipoles that arise when positive, and negative ions move in opposite directions in their local electric field. This kind of dust absorption can be clearly identified in astrophysical observations as emission or absorption bands. Indeed, the optical depth τ is proportional to opacity κ (Eq. (16)):

$$\kappa(\omega) = \frac{4\pi}{c\rho} \sum_k \frac{\rho_k \omega_k^2 \gamma_k \omega^2}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (\gamma_k \omega)^2}. \quad (29)$$

The maximum number of optically active vibrational modes in a crystal is $n_{\text{opt}} = 3(s - 1)$, where s is the number of atoms in an elementary cell of the lattice. They are usually classified as branches in dispersion dependence of the oscillation frequency $\omega(k)$ on wave number k . All these branches are restricted by relatively high $\omega(k)$ in the infrared region. Another 3 branches with $\omega(k) \rightarrow 0$ when $k \rightarrow 0$ are acoustic modes. They are optically inactive in crystal because the total cell charge is zero. Another situation for amorphous matter is considered in Sect. 4.2.

For substances of astrophysical interest, the characteristic band frequencies fall in region $\lambda \lesssim 50 \mu\text{m}$. Therefore, in the FIR/mm wavelength range, the asymptotic $\omega \rightarrow 0$ of Eq. (29) can be used:

$$\kappa(\omega) = \omega^2 \frac{4\pi}{c\rho} \sum_k \frac{\rho_k \gamma_k}{\omega_k^2}. \quad (30)$$

Thus, the Lorentz model formally applied to dust in the FIR/mm wavelength range gives a spectral index $\beta = 2$, a value often used in "standard" dust models.

Many dust models have related the long wavelength absorption by interstellar silicates and ices ($\lambda > 100 \mu\text{m}$) to the damping wing of the infrared-active fundamental vibrational bands, visible at shorter waves (see for example Andriess et al. 1974, and references therein).

Laboratory infrared data are satisfactorily described (see for example Rast 1968) by a sum of resonant Lorentz profiles (or reststrahlen bands) as described by Eqs. (25) and (29), in which the various constants ρ_k , ω_k , γ_k are determined from spectroscopic measurements. This model gives a satisfactory approximation for the infrared region, not only for ionic crystals, but also for covalent ones and for their amorphous counterparts with an appropriate choice of ρ_k , ω_k , γ_k .

The situation is more complicated for the low-frequency region, where absorption is defined by damping constant γ , in contrast to IR bands, where absorption depends weakly on γ . The damping constants b_j introduced in the semi-classical model (Eq. (19)) and therefore γ_k in Eq. (29) have no simple microscopic explanation. The damping is linked to heating or distribution of energy to all modes of grain vibrations, so γ characterizes intermode interactions, which are generally frequency and temperature dependent. In contrast to single phonon absorption of resonant IR photons, a wing absorption is a 2-phonon difference process. Due to the conservation of energy, the energy of the absorbed low-frequency photon is equal to the energy difference of the two phonons in the fundamental vibrational bands (Rubens & Hertz 1912; Ewald 1922). In fact in crystals, any combination of acoustical and optical phonons that satisfies the energy and momentum conservation rules can take part in this absorption. This is the main source of infrared absorption in homoatomic crystals. In the FIR wavelength range, the two-phonon difference processes are responsible for the absorption in ionic crystals. Because the efficiency of these processes is entirely determined by the difference between the phonon occupation numbers of the 2 involved phonons, the corresponding absorption decreases drastically at decreasing temperatures (Hadni 1970).

However, the optical behavior of amorphous materials is different. The disorder of the atomic arrangement leads to a breakdown in the selection rules for the wavenumber. The absorption spectra thus reflects the whole density of vibrational states. This induces a broad absorption band in the longest wavelength range due to single phonon processes, which completely dominates the multiphonon absorption (Henning & Mutschke 1997). As a consequence, lattice absorption does not vanish at low temperatures for the amorphous solids, in contrast to the crystalline ones.

2.6. The Drude model for conducting materials

For free charge carriers, the previous semi-classical equation of motion (Eq. (19)) can still be used, setting all restoring force coefficients K to zero, equaling all the masses m_j to the effective mass of the free carriers m_c ($m_j = m_c$), and using a constant value for the damping parameters $b_j/m_j = \text{const.} = \gamma_c$. Therefore Eq. (25) for the susceptibility simplifies as $\chi_0 = -\omega_p^2 (\omega^2 - i\gamma_c\omega)^{-1}$, where ω_p is the so-called plasma frequency $\omega_p^2 = N_c q_c^2 / m_c$, and N_c the number of free carriers per unit volume.

In metals, the number of free electrons per unit volume is independent of temperature, and is within the same order of magnitude as the number of atoms ($N_c \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). This leads to a frequency $\omega_p \sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$, located in ultraviolet or in the visible, and to correspondingly high conductivity $\sigma = \omega_p^2 / \gamma_c$.

In the long wavelength range, far from the plasma frequency ($\omega \ll \omega_p$) and when the modulus of ϵ is large compare to 1, the asymptotic behavior of the opacity is given by

$$\kappa(\omega) = \omega^2 \frac{9\gamma_c^2}{c\rho \omega_p^4}, \quad (31)$$

which also gives a spectral index $\beta = 2$. Metallic materials and high-conductivity semiconductors are expected to follow this model. Possible dust absorbers of this type are graphite and metallic iron. Therefore, both the Lorentz and the Drude models in the low frequency limit yield $\beta = 2$ in Eq. (9). These very different models have common features. Their characteristic times (ω_k^{-1} , ω_p^{-1}) are far from the FIR/mm region. In this case a good approximation is obtained by asymptotic expansion of

the absorption coefficient $\alpha(\omega)$ on even powers of frequency ω^{2n} , $n > 0$. In the general case, the first term dominates ($n = 1$) and then we have $\beta = 2$.

Other values (e.g. $n = 2$, $\beta = 4$) are possible if physical mechanisms suppressing the $n = 1$ term are present, as in the case of screening considered in Sect. 4.2. Intermediate values of β provide clear evidence of specific processes whose time constants are on the order of ω^{-1} .

3. Temperature and spectral variations of the optical properties of dust

Recent astronomical observations or laboratory experiments seem to give some clues that the basic knowledge of the FIR/mm optical properties fails to give a satisfactory understanding of all data. We first review in this chapter the astronomical evidence that the FIR/mm thermal dust emission can not simply be described by a wavelength and temperature-independent spectral index. Second, we review some laboratory work carried out on analogs of interstellar grains, which clearly shows unexpected behaviour of the optical properties with wavelength and temperature that are not compatible with the classical models.

3.1. Astronomical evidence

Analyses of millimeter and submillimeter emission from molecular clouds have found spectral indices between $\beta = 1.5$ (Walker et al. 1990) and $\beta = 2$ (Gordon 1988; Wright et al. 1992). However some values in excess of 2 can also be found in the literature (Schwartz 1982; Gordon 1990). A few studies of dense clouds have yielded spectral indices around 1 (Gordon 1988; Woody et al. 1989; Oldham et al. 1994), but observations of the disks of gas and dust around young stars can indicate values sometimes less than 1 (Chandler et al. 1995). A submillimeter continuum study of the Oph 1 cloud (Andre et al. 1993) found a typical value of β equal to 1.5 but attributed changes in observed ratios to temperature variations. Without appropriate temperature data, the authors could not be conclusive on this issue.

More recent observations have shown that the actual spectral energy distribution of dust emission could be significantly more complicated than described above. Analysis of the FIRAS results have shown that the emission spectrum is significantly flatter than expected along the galactic plane, with a slope roughly compatible with $\beta = 1$ (see Reach et al. 1995, in particular their Fig. 7). They attributed the flattening compared to the $\beta = 2$ canonical value to an additional component peaking in the millimeter range and favored the millimeter excess being due to the existence of very cold dust at $T_d = 5\text{--}7 \text{ K}$ in our Galaxy. However, the origin of such very cold dust remained unexplained, and the poor angular resolution of the FIRAS data ($\approx 7^\circ$) did not allow further investigation.

Finkbeiner et al. (1999) later adopted a similar model. They showed that a good fit of the overall FIRAS data could be obtained using a mixture of warm dust at $T_d \approx 16 \text{ K}$ and very cold dust at $T_d \approx 9 \text{ K}$. The temperature of the warm component was set using a fit to the DIRBE data near $\lambda = 200 \mu\text{m}$, while the temperature of the very-cold component was set assuming an independent dust component immersed in the same radiation field but with different absorption properties. They implied that these two components could be graphite (warm) and silicates (very cold). However, they gave no quantitative argument to support this hypothesis.

PRONAOS was a French balloon-borne experiment designed to determine both the FIR dust emissivity spectral index and temperatures, by measuring the dust emission in four broad spectral bands centered at 200, 260, 360, and 580 μm (see Lamarre et al. 1994; Serra et al. 2002; Pajot et al. 2006). The analysis of the PRONAOS observations toward several regions of the sky, ranging from diffuse molecular clouds to star-forming regions such as Orion or M 17, have shown an anti-correlation between the dust temperature and the emissivity spectral index (see Dupac et al. 2003a). The dust emissivity spectral index varies smoothly from high values ($\beta \approx 2.5$) for cold dust at $T_d \approx 12$ K to much lower values ($\beta = 1$) for dust at higher temperatures (up to $T_d \approx 80$ K) in star-forming regions like Orion. Dupac et al. (2003a) shows that these variations were not caused by the fit procedure used and were unlikely to be due to the presence of very cold dust. They conclude that these variations may be intrinsic properties of the dust.

Extragalactic observations have also revealed unexpected behavior of dust emission at long wavelengths. For instance, by combining JCMT data at 450 and 850 μm , IRAM 30 m data at 1.2 mm with ISO and IRAS measurements in the IR and FIR, Galliano et al. (2003, 2005) prove a strong millimeter excess towards a set of four blue-compact galaxies (NGC1569, II Zw40, He 2-10, and NGC 1140). They attribute this excess to the presence of very cold dust ($T_d = 5\text{--}7$ K) with a very flat emissivity index ($\beta = 1$), which would have to be concentrating into very dense clumps spread over the whole galaxy. This very cold dust would then account for about half or more of the total dust mass of those galaxies.

3.2. Laboratory evidence

3.2.1. Comparing laboratory and astronomical data

As shown in Sect. 2.3, laboratory data on absorption spectral index could be used for interpreting astronomical observations, taking the quantitative limitations considered here into account. Some other limitations should also be considered.

First, there is a difference between bulk laboratory samples and the cosmic dust grains. The latter probably has a high surface-to-volume ratio, and surface effects are as important for spectroscopy just as for the physics and the chemistry of dust. Second, samples used for laboratory measurements are generally synthesized in very small amounts. Along with the low values of the absorption coefficients, it requires high-sensitivity dedicated instruments, such as ^3He -cooled bolometers or/and high-power sources of radiation.

In the laboratory, indirect IR/FIR/mm spectroscopy methods are also used, such as Kramers-Kronig spectroscopy. The dielectric constant counterparts ($\epsilon' - 1$) and ϵ'' are Hilbert transforms of each other and are related through the Kramers-Kronig relations (see Landau & Lifshits 1982) by

$$\epsilon'(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon''(x)}{x - \omega} dx + 1, \quad (32)$$

$$\epsilon''(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon'(x)}{x - \omega} dx,$$

where both integrals are the main Cauchy values. A simple form of Eq. (32) uses $\omega = 0$:

$$\epsilon'(0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \epsilon''(x) d \ln x + 1. \quad (33)$$

These relations, together with reflection measurements $R(\omega) = |(\sqrt{\epsilon} - 1)/(\sqrt{\epsilon} + 1)|^2$, allows us to resolve the system of equation with respect to $\epsilon'(\omega)$ and $\epsilon''(\omega)$ and therefore to calculate an absorption spectrum. Possible method inaccuracies due to inverse problem solution should be considered carefully. In particular, it is sometimes assumed as a prior condition that the solution takes the form of a power spectrum. In practice, the most reliable approach should be to use the same model for interpreting both the astrophysical and laboratory data.

3.2.2. Spectral index variations in disordered solids

It has been known for more than 25 years that disordered solids (glasses and mixed crystals) have significantly higher submillimeter absorption than perfect crystals of similar chemical nature.

Mon et al. (1975) performed first absorption measurements on various amorphous dielectric materials in the millimeter wavelength range (1 mm–5 mm) and at low temperatures (in the range 0.5 K–10 K). A strong temperature-dependence of the absorption was observed, leading to a millimeter absorption excess at low temperatures. They already attributed this effect to the presence of a distribution of TLS in the studied materials.

Other experimental results with bulk materials at frequencies $\omega/2\pi c$ between 0.1 and 150 cm^{-1} and T between 10 K and 300 K were discussed by Strom & Taylor (1977). The spectra follow a general empirical relation $\alpha = K\omega^2$ between 15 and 150 cm^{-1} , where the temperature-independent constant K depends on the material considered and its internal structure. At lower frequencies $\omega/2\pi < 15 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda > 700 \mu\text{m}$), the slopes of the spectra are variable (β between 0 and 3) and temperature-dependent, as shown in Strom & Taylor (1977).

Bösch (1978) performed absorption measurements for temperatures between 300 K and 1.6 K in the FIR/mm range (500 μm –10 mm) on amorphous silicates mainly composed of SiO_2 . The studied silicate is not a typical grain analog. However, measurements performed over such a wide spectral and temperature range are particularly appropriate for studying the physics governing absorption processes. Bösch found a strong temperature and frequency dependency of the absorption coefficient in the millimeter range ($\lambda > 500 \mu\text{m}$). The absorption coefficient was characterized by an increase in the spectral index with temperature from $\beta = 1.6$ at 300 K to $\beta = 3$ at 10 K and by a strong temperature dependence. To describe this temperature and frequency behavior, Bösch also referred to the existence of TLS in the material.

Therefore, laboratory spectroscopy shows deviation in the absorption spectral index from the canonical $\beta = 2$ in the FIR/mm. The temperature-independent absorption process that provides $\beta = 2$ in the spectral region $\lambda < 700 \mu\text{m}$ does not seem to dominate the absorption at longer wavelengths. We will see in Sect. 4 that the model proposed here includes this phenomenon in a natural manner.

3.2.3. Spectral variations in dust analogues

FIR/mm optical properties of solids with chemical composition and structure considered as analogues of interstellar dust have been investigated in a few laboratory studies (for example Koike et al. 1980; Agladze 1996; Henning & Mutschke 1997; Mennella et al. 1998; Boudet et al. 2005). Particular interest has been given to low-temperature investigations of amorphous or other disordered materials, which reveal systematic deviations from the

phonon theory of crystal solids and was interpreted using the TLS theory (see Bösch 1978; Phillips 1987; Kühn 2003).

A few laboratory measurements have been performed on amorphous solids in the FIR/mm range at low temperature. However, some of these studies were performed over a wide range of temperatures and revealed a variation in the spectral behavior of the absorption coefficient with temperature.

Agladze et al. (1996) performed absorption measurements on typical interstellar analog grains (crystalline and amorphous silicate grains) at low temperatures (1.2–30 K) in the millimeter range (700 μm –2.9 mm). They found an unusual behavior by the millimeter absorption of amorphous silicates: the absorption coefficient decreases with temperature down to about 20 K and then increases again with decreasing temperature. They described the frequency dependence of the absorption coefficient using a temperature-dependent spectral index. Depending on the samples, the spectral index can decrease from $\beta = 2.6$ at 10 K down to $\beta = 1.8$ near 30 K. They referred to the tunneling effect in the two levels systems to explain this behavior.

Mennella et al. (1998) measured the temperature dependence of the absorption coefficients between 295 K and 24 K and for wavelengths between 20 μm and 2 mm on different kinds of cosmic grain analogs (amorphous carbon grains, amorphous, and crystalline silicates). They reported a significant temperature dependence of the spectral index of the absorption coefficient, which was particularly strong for their amorphous iron-silicate sample. Their measurements showed a systematic decrease in the spectral index with increasing temperature.

Boudet et al. (2005) performed measurements on different types of amorphous silicates (typical analog grains and SiO_2 samples) for temperatures between 10 K and 300 K and wavelength from 100 μm to 2 mm. They found a strong temperature and frequency dependency of the absorption coefficient. They defined spectral indexes depending on the wavelength range considered. For wavelengths between 500 μm and 1 mm they found a pronounced decrease in the spectral index with increasing temperature whereas the spectral index was found to be constant with temperature for wavelengths between 100 μm and 200 μm . They put some SiO_2 samples through a strong thermal treatment to remove most SiOH groups, and observed that the temperature-dependent absorption disappears totally. They thus identified the silanol groups as the defects that, in their silicate sample, are at the origin of the behavior. Considering that the OH groups cannot simply increase the coupling between the photon and the bulk phonons, they assumed it was reasonable that the defects induce closely-spaced local energy minima, which correspond to the dynamics of a “particle” in an asymmetric double-well potential.

These laboratory studies strongly indicate that the absorption coefficients of amorphous grain analog materials vary substantially both with temperature and frequency.

4. A model to explain temperature and spectral variation of dust optical properties

We present in this chapter our model for the FIR/mm dust emission. It takes into account some characteristics specific to the amorphous state in general. We first introduce the way we model the disordered structure of the amorphous state; the disorder is described at two levels, using the DCD theory and the TLS theory, both coming from solid state physics and presenting a large degree of universality. Both theories are then explained in detail, and the non trivial wavelength and temperature dependence of the absorption is discussed.

4.1. Modeling disordered structure

Two mechanisms have to be considered when dealing with amorphous materials, in order to take disorder into account.

First, one should consider the acoustic oscillation excitation based upon the interaction of solids with electromagnetic waves due to disordered charge distribution (DCD, see Schlömann 1964). This effect takes place not only in amorphous media, but also in disordered crystals like mixed and polycrystals, and in some monocystals with an inverse spinel structure, for example. This absorption is independent of temperature. The DCD model introduces a correlation length l_c that quantifies the scale over which the atomic structure of the material realizes charge neutrality. The absorption spectrum of such a structure presents two asymptotic behaviors. Towards short wavelengths, the absorption is characterized by a spectral index $\beta = 2$, and in the longest wavelength range, the spectral index tends towards $\beta = 4$. The location of the spectral range in which the transition between those two regimes occurs is directly related to the correlation length. The DCD model is described in Sect. 4.2.

The second mechanism describes the disorder on an atomic scale as a distribution of tunneling states, which leads to a temperature-dependent optical absorption and enables to be explained the temperature dependence of the spectral index observed in laboratory experiment. This model was originally developed to explain the unusual thermal and optical properties of amorphous material at low temperatures, and it has been described in detail by Phillips (1972), Anderson et al. (1972; see also Phillips 1987, for a review). In particular, the TLS model was developed to explain the fact that, at low temperatures, the specific heat of amorphous solids exceeds what is expected from the Debye theory for solids. This anomalous behavior is common to all amorphous materials and therefore appears independent of their detailed chemical composition and structure. The existence of these TLS has been pointed out by means of microwave and submillimeter spectroscopy experiments (e.g. Agladze et al. 1996; Bösch 1978, and references therein). The TLS model is described in Sect. 4.3.

The two mechanisms considered here for the absorption by interstellar dust probably dominate in the FIR/mm and longer wavelength domain. Both have a large degree of universality without specific signatures characterizing the chemical nature of the absorbing substance. On the other hand, they are sensitive to the internal structure of the solids, in particular, to their degree of ordering and to mechanical properties such as density and elasticity.

4.2. DCD absorption

4.2.1. DCD Theory

In amorphous materials, the lack of long-range order permits single phonon/photon interactions with excitation of any modes of mechanical vibrations. Low-frequency vibrations are not linked to molecular vibrational bands, which is the case for ice or silicate bands. In infinite media they correspond to traveling acoustic waves. In finite bodies like interstellar dust grains, these modes can be described as standing waves, we use the term phonon here for the quantum of vibrational motion and do not restrict it (if not stated otherwise) to periodic lattice or infinite media.

The concept of phonon quasiparticles (Tamm 1930) arises as the result of quantizing the vibrational motion in the harmonic approximation, which takes into account only the quadratic

terms (on atom displacements) of energy in Eq. (20). It corresponds to Eq. (19) with $b_j = 0$. Dissipation effects arise in the phonon concept as the result of phonon interaction, taking into account anharmonic terms in Eq. (20). Their role was first pointed out by Debye (1914).

For harmonic oscillations, $u = \hat{u}e^{-i\omega t}$ with electrical field $E(t) = \hat{E}e^{-i\omega t}$, Eq. (19) takes the form

$$-\omega^2 \hat{u}_j + \sum_{j' \neq j} D_{jj'}^{\xi\xi'} \hat{u}_{j'}^{\xi'} = \frac{q_j}{m_j} \hat{E}^\xi, \quad (34)$$

where the coefficients of the dynamics matrix are

$$D_{jj'}^{\xi\xi'} = K_{jj'}^{\xi\xi'} / m_j.$$

The solution of the dispersion equation

$$-\omega^2 e_j^\xi + D_{jj'}^{\xi\xi'} e_{j'}^{\xi'} = 0 \quad (35)$$

leads to resonant frequencies ω_k and corresponding eigenvectors $e_k = (\dots e_{kj}^\xi \dots)$. In an orthonormal basis of vectors e_k , when

$$\sum_{\xi, j} e_{kj}^\xi e_{k'j}^{\xi*} = \delta_{kk'}, \quad (36)$$

Eq. (34) takes a simple form

$$(\omega_k^2 - \omega^2) \hat{u}_k = g_k \cdot \hat{E}, \quad (37)$$

where \hat{u}_k are amplitudes of normal oscillation,

$$g_k^\xi = \sum_j q_j m_j^{-1} e_{kj}^{\xi*},$$

and * denotes complex conjugates.

The susceptibility corresponding to Eq. (37) is given by the tensor

$$\chi_0^{\xi\xi'} = \sum_{kj} \frac{q_j q_j m_j^{-1} e_{kj}^{\xi*} e_{kj}^{\xi'}}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_k}, \quad (38)$$

or in the macroscopically isotropic case, by the scalar

$$\chi_0 = (\chi_0^{xx} + \chi_0^{yy} + \chi_0^{zz})/3;$$

therefore,

$$\chi_0'' = \text{Im } \chi_0 = \frac{1}{3} \sum_{kj'j\xi} \frac{\omega\gamma_k q_j q_j m_j^{-1} e_{kj}^{\xi*} e_{kj'}^\xi}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma_k)^2}. \quad (39)$$

Damping factors γ_k were introduced here to get a stationary solution. The γ_k values depend on phonon interactions, as discussed above. In the FIR/mm region, overlapping resonance curves produces a quasi continuous absorption spectrum. The integrated spectrum in Eq. (39) can be simplified by replacing the integral of the sum of weak individual profiles by the sum of their integrated values:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im} \frac{d\omega}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_k} = \frac{\pi/2}{\sqrt{\omega_k^2 - \gamma_k^2}}. \quad (40)$$

This leads to:

$$\langle \chi_0''(\omega) \rangle = \frac{\pi}{6\omega} \sum_{|\omega - \omega_k| < \Delta\omega/2} \frac{q_j q_j m_j^{-1} e_{kj}^{\xi*} e_{kj'}^\xi}{\Delta\omega}, \quad (41)$$

where $\Delta\omega$ is an averaging interval satisfying

$$\omega \gg \Delta\omega \gg \gamma_k. \quad (42)$$

A number of states is proportional to $\Delta\omega$; therefore, the result does not depend on $\Delta\omega$ and γ_k when condition in Eq. (42) is satisfied, which also defines the validity region of the results of Vinogradov (1960) and Schlömann (1964). In macroscopically uniform and isotropic cases, the eigenvectors of Eq. (35) in the form of plane waves are

$$e_{kj}^\xi = \tilde{e}_{k\eta}^\xi \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j). \quad (43)$$

The manifold of solutions of the dispersion equation is ordered here in accordance with vector $|\mathbf{k}|$ and splits into several branches labeled here by index η . Each branch has a different dispersion curve $\omega = \omega_\eta(|\mathbf{k}|)$. Most branches are restricted to high frequencies (infrared), and only three branches extend down to the FIR/mm region. They are so-called ‘‘acoustical’’ modes. For such low frequencies, these have a linear dispersion dependence

$$\omega_\eta = v_\eta k, \quad (44)$$

where $k = |\mathbf{k}|$, and v_η is the speed of sound. One branch corresponds to longitudinal propagation ($\eta = l$), the two others to 2 polarizations of transverse propagation ($\eta = t$). Numerically, $v_l < v_t$. Displacements of neighbor ions in sound oscillations are synchronous, and $\tilde{e}_{k\eta}^\xi$ does not depend on j . The vectors of displacements $e_{k\eta} = [\tilde{e}_{k\eta}^x, \tilde{e}_{k\eta}^y, \tilde{e}_{k\eta}^z]$ are oriented such that $e_{kl} \parallel \mathbf{k}$, $e_{kt} \perp \mathbf{k}$. Their absolute values are defined by the normalization equation, Eq. (36). The number of normal oscillations per unit volume in the frequency interval $\Delta\omega$ is $N_\omega \Delta\omega$, where

$$N_\omega = \frac{\omega^2}{4\pi^2 v_\eta^3} \quad (45)$$

and therefore

$$\chi_0''(\omega) = \frac{\omega N}{24\pi} \left(\frac{2}{v_l^2} \left\langle \frac{q^2}{m} \right\rangle_{\omega/v_l} + \frac{1}{v_t^2} \left\langle \frac{q^2}{m} \right\rangle_{\omega/v_t} \right), \quad (46)$$

where N is number of ions per unit volume and

$$\left\langle \frac{q^2}{m} \right\rangle_k = \frac{1}{N^2} \sum_{j,j'=1}^N \frac{q_j q_{j'}}{m_j} \exp(i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})). \quad (47)$$

The equation derived here is a generalization of the Schlömann's (1964) expression for one type of disordered ion in a perfect crystal $\langle q^2 \rangle_k m^{-1}$, which was defined only by a spatial power spectrum of charge distribution $\langle q^2 \rangle_k$.

4.2.2. Spectrum of DCD absorption

The absorption spectrum corresponding to Eq. (47) can be calculated using correlation functions. It is a cross-correlation function for the general case

$$\phi_c(\Delta\mathbf{r}) = \left\langle \frac{q_j q_{j'}}{m_j} \right\rangle (\overline{q_m^2})^{-1}. \quad (48)$$

Here $\langle \rangle$ designates an ensemble average, $\Delta\mathbf{r} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'}$. Parameters $\overline{q_1^2}$, $\overline{q_m^2}$ are described below and do not depend on $\Delta\mathbf{r}$.

The correlation function can be determined from a physical model of considered material. The first, simplest model has an

uncorrelated charge distribution and therefore a delta-function correlation

$$\phi(\Delta\mathbf{r}) = \delta(\Delta\mathbf{r}) = \delta(\Delta x)\delta(\Delta y)\delta(\Delta z). \quad (49)$$

In the general case, a cross-correlation function, Eq. (49) gives a flat spatial spectrum with intensity not depending on k :

$$\left\langle \frac{q^2}{m} \right\rangle_k = \overline{q_m^2}, \quad (50)$$

and therefore

$$\chi_0''(\omega) = \frac{\omega}{12\pi v_l^3} \overline{q_m^2}. \quad (51)$$

Here, we omitted the second term in Eq. (46) since $v_l^{-3} \ll 2v_l^{-3}$. An autocorrelation function should be used for $m = \text{const}$.

$$\phi_a(\Delta\mathbf{r}) = \langle q(\mathbf{r}_j)q(\mathbf{r}_i) \rangle \left(\overline{q_1^2} \right)^{-1}, \quad (52)$$

with a flat spatial spectrum $\langle q^2 \rangle_k = \overline{q_1^2}$ for the δ correlation (Eq. (49)) leading to Eq. (51) with a constant $\overline{q_m^2} = \overline{q_1^2}/m$.

In perfect crystals the charge distribution is entirely correlated for long distances (long-range order) and the absorption mechanism described by Eqs. (46) and (51) does not take place. Nevertheless, even for crystals with a perfect lattice, a disordered charge distribution is possible if the lattice permits a non unique configuration of the charges in an elementary cell, as is the case, for example, for the cubic lattice of salt (NaCl). In such cases, only stochastically distributed charges should be included in the calculation of $\overline{q_1^2}$, which can then be defined as

$$\overline{q_1^2} = \frac{1}{N_1} \sum_{j=1}^{N_1} (\Delta q_j)^2 < \frac{1}{N_1} \sum_{j=1}^{N_1} q_j^2, \quad (53)$$

where summing is to be done only for ions involved in the disordered distribution and Δq denotes deviations from the mean charge value, which is different for different nodes of the crystal lattice. The ordered part of the charge distribution is linked only to the spectral components with $\omega \gg v_l/d$, where d is the lattice period. This frequency range corresponds to mid-infrared absorption bands and are not considered here.

In amorphous media, the corresponding coefficient $\overline{q_m^2}$ should also exclude the regular part of the charge distribution produced by the short-range order in the medium. An equation similar to Eq. (53) cannot be written in the general case. The effect of this short range screening can be expressed by the inequality

$$\overline{q_m^2} < \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{q_j^2}{m_j}.$$

The second model of Schlömann (1964) can be interpreted as screening over large scales. Large-scale electrical neutrality of crystals and glasses could be the result of high charge mobility in solutions or melts from which the corresponding materials were manufactured. The corresponding correlation function should be written in generalized case as

$$\phi(\Delta\mathbf{r}) = \delta(\Delta\mathbf{r}) - \frac{1}{8\pi l_c^3} \exp(-|\Delta\mathbf{r}|/l_c), \quad (54)$$

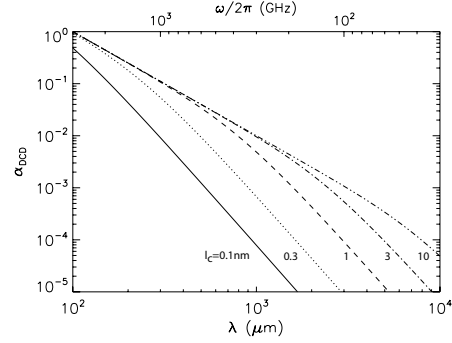


Fig. 1. Absorption spectrum due to a DCD. The absorption coefficient α_{DCD} is given in arbitrary units, normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $l_c = 10 \text{ nm}$. The solid, dot, dash, dash-dot, and dash-dot-dot lines correspond to $l_c = 0.1, 0.3, 1, 3,$ and 10 nm , respectively, assuming a transverse sound velocity $v_t = 3 \times 10^5 \text{ cm/s}$.

where l_c defines the correlation length. The corresponding spectra are given by

$$\langle q^2 \rangle_k = \overline{q_1^2} g(kl_c), \quad (55)$$

where

$$g(x) = 1 - (1 + x^2)^{-2} \quad (56)$$

and

$$\chi_0''(\omega) = \frac{\omega}{12\pi v_l^3} \overline{q_m^2} g(\omega/\omega_c), \quad (57)$$

where

$$\omega_c = v_l/l_c.$$

The spectral dependence of Eq. (56) is

$$g\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \begin{cases} \sim \omega^2/\omega_c^2 & \text{for } \omega \ll \omega_c \\ \approx 1 & \text{for } \omega \gg \omega_c. \end{cases} \quad (58)$$

This is also true of other often-used correlation function shapes, such as step correlation functions:

$$\phi(\mathbf{r}) = \begin{cases} \delta(\mathbf{r}) - 3/(4\pi l_c^3) & \text{for } |\mathbf{r}| < l_c, \\ 0 & \text{for } |\mathbf{r}| \geq l_c. \end{cases} \quad (59)$$

The spectral dependence in Eq. (58) is common for charge distributions, which are uncorrelated over short distances and respect neutrality on larger scales.

The DCD absorption is independent of temperature. The corresponding absorption coefficient $\alpha(\omega) \sim \omega \chi_0''$ (Eq. (15)) presents two asymptotic behaviors on both sides of ω_c that depends on the correlation length. In the high-frequency range, the spectral index takes the value $\beta = 2$, and the spectral index is equal to $\beta = 4$ for the lower frequency range. This frequency dependence absorption is shown in Fig. 1 for various values of l_c .

4.3. TLS absorption

4.3.1. Phenomenological TLS theory

At low temperatures, the thermal and dielectric properties of disordered solids (e.g. glasses and mixed crystals) show definite deviations from the predictions of the phonon theory developed for perfectly ordered crystals. Most of these phenomena can be described in the formalism of the TLS, which is the

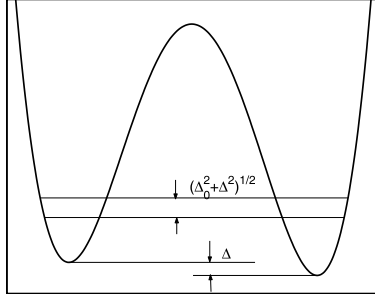


Fig. 2. Asymmetric double-well potential (DWP). The ordinate is the potential energy. Abscissa is a coordinate in configuration space, in the simple case of a rotation angle or a linear displacement of groups of atoms in the lattice. Δ is the value of potential asymmetry. The difference in energies of the lowest levels results from the asymmetry Δ and tunnel splitting Δ_0 .

simplest model of tunneling states. In comparison to DCD, it could be considered as a second approximation for the description of the electromagnetic properties of solids linked to disordering. Vacancies that are unavoidable in disordered lattices produce, in first approximation, a possibility of chaotic distribution of some charges, which was considered in the previous section. This distribution is considered as frozen in the lattice due to the large height of barrier-dividing vacancies in comparison with the available thermal energy. The TLS theory takes into account transitions of charges due to quantum tunneling possible at any temperature.

The TLS theory is the result of a macroscopic analysis of phenomena as opposed to an exact microscopic description. It is based on the hypothesis of a flat distribution of tunneling states with energy-level differences that are sufficiently low compared to the usual vibrational energy. The temperature dependence of TLS properties results from deviations from the model of harmonic oscillator, which is a good approximation of the description of crystal lattice vibrations. The origin of TLS is vacancies in the lattice, which gives the possibility of having different equilibrium spatial configurations for atoms or groups of atoms. As a result, the potential curve has at least a double-well form (DWP, see Fig. 2), in contrast to the single-well potential (SWP) of harmonic oscillators in crystal without vacancies.

In the TLS model described e.g. by Phillips (1987), the energy distribution of states is defined with the assumptions that the asymmetry Δ of DWP and the height V of the DWP potential barrier are stochastic values and that their probability distribution can be assumed constant over a certain range of V and Δ values. As for the well-known tunneling probability, the energy-splitting Δ_0 has an exponential dependence with barrier width d :

$$\Delta_0 = \hbar\Omega \exp[-d(2mV)^{1/2}/\hbar], \quad (60)$$

where $\hbar\Omega = (E_1 + E_2)/2$ is the average energy of levels and m the effective mass. This exponential dependence, along with the flat probability distributions of Δ and V , leads to the 2-dimensional distribution

$$P(\Delta_0, \Delta) = \bar{P}/\Delta_0, \quad (61)$$

where \bar{P} is a constant. The integral of P over Δ_0 does not diverge because the lowest Δ_0 values are limited by the highest energy V through Eq. (60).

The exact form of $P(\Delta_0)$ in the vicinity of Δ_0^{\min} is not important in most cases because the corresponding energy ($\Delta_0^{\min}/k_B \ll 0.01$ K) is very far from the values under consideration. A value of constant \bar{P} is not defined by the TLS theory, because it varies from one material to another and can be regarded as a free parameter to be determined from experiments or observations.

In order to better understand the TLS *phenomenological* approach, Kühn (2003) built a *microscopic* model using the translational invariant Hamiltonian

$$H = \sum_j \frac{p_j^2}{2m} + U(\{u_j\}), \quad (62)$$

$$U = \frac{1}{4} \sum_{ij} J_{ij}(u_i - u_j)^2 + \frac{g}{2N} \sum_{ij} (u_i - u_j)^4,$$

where p_j are impulses, and u_j are displacements of the j th atom from some reference points. The first term is a quadratic potential with random coefficients J_{ij} . The second term is a stabilizing quartic potential (not random) with a constant $g > 0$ coefficient. The stochastically simulated coefficients J_{ij} lead to a disordered equilibrium arrangement of atoms. Disordered potential relief (Eq. (62)) reproduces an ensemble of states both SWP and DWP, with a broad spectrum of barrier heights V and asymmetries Δ .

Some TLS effects associated with excited-state transitions of TLS could be brought to the fore in some laboratory experiments (FitzGerald et al. 1994; Sievers et al. 1998) on a number of mixed fluorite crystals and soda-lime silica glass. However, these effects can only be seen in a narrow temperature range, roughly below 15 K, before relaxation processes dominate at higher temperatures. These effects will be incorporated into our model in a forthcoming paper. In the following, we restrict our consideration to the two lowest levels with energy difference $E = E_2 - E_1 = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2}$.

As opposed to thermal properties, the TLS absorption spectrum depends not only on the TLS density-of-state distribution P over energies Δ_0, Δ , but also on the values of the matrix elements of the dipole transitions between levels

$$\langle 1|\mu|2\rangle = \mu_b \frac{\Delta_0}{E}, \quad (63)$$

where μ is an electric dipole moment,

$$\mu_b = \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial \xi}, \quad (64)$$

where ξ is the value of the electrical field.

The dipole moment μ_b is the second TLS parameter, which characterizes its interaction with the electromagnetic field. For isotropic materials, the square of dipole moment should be averaged over all directions as $\langle \mu_b^2 \rangle = \mu_b^2/3$. Like the parameter \bar{P} discussed above, parameter μ_b varies from one material to another and can be regarded as a free parameter to be determined by experiments or observations. In some experimental publications, values of the dipole moment are given, which are not corrected for the local field and orientation averaging, $\mu' = \mu_b(\epsilon' + 2)/3\sqrt{3}$.

The TLS absorption spectrum shape can be obtained by solving the Bloch equations that describe the interaction of TLS with electromagnetic wave and lattice oscillations. The latter interaction is described by the third material dependent parameter of the TLS theory, i.e. the elastic dipole moment given by

$$\gamma_e = \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial e}, \quad (65)$$

Table 1. Parameters of disordered solids.

Material	ρ g/cm ³	ϵ	v_t cm/s	l_c nm	$\langle q^2 \rangle / e^2$	μ_b D	$\bar{P}\mu_b^2$	γ_c eV	Refs.
Silica Glass (SiO ₂)	2.2	3.8	4.1×10^5	1–4	1.1	0.18 ^a	1×10^{-5}	1.5	1, 2, 3
Soda-silica glass ^b (Na ₂ O·3SiO ₂)	2.9	2.6	3×10^5	3	1		1.4×10^{-3}	0.5	4
Chalogenic glasses				1–4	0.1–1	0.5–5			2
Inverse spinel crystals			4×10^5		1/14				5

^a A previously reported value of dipole moment 0.6 D was overestimated due to the absence of local field correction.

^b Barrier heights' distribution parameters: maximum at $V_m/k_B = 550$ K, width $V_0/k_B = 410$ K, $V_{\min}/k_B = 50$ K.

References: 1: Hubbard et al. (2003); 2: Strom & Taylor (1977); 3: Phillips (1987); 4: Bösch (1978); 5: Schlömann (1964).

where e is the value of the strain field. The order of magnitude of μ_b and γ_c is about 1 D and 1 eV, respectively.

The solution of general equations for the TLS absorption can be described as the result of two different contributions: an absorption that has a resonant character and an attenuation that has the typical form of a relaxation. In practice it is convenient to treat these processes separately. Bösch (1978) explained his experimental results considering three processes: resonant tunneling, relaxation due to phonon-assisted tunneling, relaxation due to phonon-assisted hopping over the potential barrier. In the next sections, we will discuss each of them in more detail.

4.3.2. Resonant absorption

The resonant absorption of a photon of energy $\hbar\omega$ concerns only those TLS characterized by the splitting energy $E_2 - E_1 = \hbar\omega$. Let $N(\omega)$ be the density per unit frequency of those TLS, and $N_1(\omega)$ and $N_2(\omega)$ the densities per unit frequency of those TLS that are in the states of energy E_1 and E_2 , respectively. Of course these densities are strongly temperature dependent, but only the two lower levels are considered in the TLS model and it is assumed that $N = N_1 + N_2$.

The resonant tunneling absorption then takes the form

$$\alpha_{\text{res}} = \frac{\hbar\omega}{c\sqrt{\epsilon'}} B_{12} \left(\frac{\epsilon' + 2}{3} \right)^2 (N_1 - N_2), \quad (66)$$

where B_{12} is the Einstein coefficient for absorption,

$$B_{12} = \frac{4\pi^2 \langle 1|\mu|2 \rangle^2}{3\hbar^2}.$$

The population of the levels under the thermal equilibrium hypothesis gives

$$N_1 - N_2 = N(\omega) \tanh(\hbar\omega/2k_B T),$$

and taking into account that $E = \hbar\omega$,

$$\alpha_{\text{res}} = \frac{4\pi^2 \omega}{3c\sqrt{\epsilon'}} \left(\frac{\epsilon' + 2}{3} \right)^2 \tanh(\hbar\omega/2k_B T) G(\omega), \quad (67)$$

where

$$G(\omega) = \frac{\bar{P}\mu_b^2}{(\hbar\omega)^2} \int_0^{\hbar\omega} \frac{p_G(\Delta_0)\Delta_0 d\Delta_0}{\sqrt{1 - (\Delta_0/\hbar\omega)^2}}. \quad (68)$$

Equation (67) was derived in the work of Hubbard et al. (2003), the term $G(\omega)$ is the so-called Optical Density Of States (ODOS), which can be determined from laboratory spectroscopy. We introduced the coefficient $p_G(\Delta_0) \leq 1$ into Eq. (68) to describe deviation of $P(\Delta_0)$ from Eq. (61) at large Δ_0 . To avoid

confusion in this work, we do not change the definitions of variables where it is possible, preferring transformation of the original equations taken from different sources.

In the TLS theory, confirmed by low-temperature measurements of thermal properties, $p_G = 1$ for energies lower than 10^{-3} eV. If $p_G = 1$ for all Δ_0 , Eq. (68) gives $G(\omega) = \bar{P}\mu_b^2 = \text{const}$. The expression for the TLS resonant-tunneling absorption, corresponding to $p_G = 1$, was used by Bösch (1978) and Schickfus et al. (1975, 1976):

$$\alpha_{\text{res}} = \frac{4\pi^2 \bar{P}\mu_b^2}{c\sqrt{\epsilon'}} \omega \tanh(\hbar\omega/2k_B T). \quad (69)$$

The frequency-independent ODOS was found to be in satisfactory agreement with experiments for wavenumbers $\omega/2\pi c < 12 \text{ cm}^{-1}$. Its measured values ($\bar{P}\mu_b^2$) are given in Table 1. Assuming $\mu' = 1D$, the density of states is $\bar{P} = 0.9 \times 10^{33} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ for soda-lime-silica glass.

More accurate spectroscopic measurements in wide spectral regions show a definite drop in $G(\omega)$ to zero within the error level; and for ω higher than some frequency ω_m . Agladze & Sievers (1998) measured a profile with a cut-off at 20 cm^{-1} in high-density amorphous phase ices of H₂O and D₂O. Fitzgerald et al. (2001a) detected a sharp cut-off in fluoride-mixed crystal spectra, with wavenumber $\omega_m/2\pi c = 13 \text{ cm}^{-1}$. Hubbard et al. (2003) observed a shallow cut-off at $\omega_m/2\pi c = 15 \text{ cm}^{-1}$, 9 cm^{-1} , and 6 cm^{-1} for the soda lime silica, the SiO₂, and the germanium glasses, respectively.

Hubbard et al. (2003) suggests that the distribution $P(\Delta_0, \Delta)$ (Eq. (61)) has a cut-off at energy $E_m = \hbar\omega_m$. In our Eq. (68) it corresponds to $p_G(\Delta_0)$ in the form of a step function

$$p_G(\Delta_0) = \begin{cases} 1 & \text{for } \Delta_0 < E_m \\ 0 & \text{for } \Delta_0 > E_m. \end{cases} \quad (70)$$

Under this assumption, Hubbard et al. (2003) calculates a frequency-dependent expression for the ODOS by integrating the distribution function equivalent to Eq. (68). For our consideration it is convenient to write it in the form

$$G(\omega) = g(\omega/\omega_m) \bar{P}\mu_b^2. \quad (71)$$

The ODOS of (Hubbard et al. 2003) is described by the following function:

$$g(\omega/\omega_m) = \begin{cases} 1 & \text{for } \omega/\omega_m \leq 1 \\ 1 - \sqrt{1 - (\omega/\omega_m)^{-2}} & \text{for } \omega/\omega_m > 1. \end{cases} \quad (72)$$

However, the spectra corresponding to the ODOS that they propose (Eq. (72)) exhibits a prominent break that was not observed in laboratory spectra of noncrystalline materials and has not been observed in the spectra of astronomical dust emission.

We suggest that the cut-off of the distribution function should be complemented by a continuity condition and therefore continuity of $p_G(\Delta_0)$. The simplest form of continuous function for $p_G(\Delta_0)$ is considered in Appendix A and leads to the following a shape of the ODOS:

$$g(x) = \begin{cases} 1 + x^2 g_1(x) & \text{for } x < 1, \\ 1 + x^2 g_1(x) - g_2(x) \sqrt{1 - x^2} & \text{for } x > 1, \end{cases} \quad (73)$$

where $x = \omega/\omega_m$, polynoms $g_1(x)$, $g_2(x)$ are defined in Appendix A by Eqs. (A.3) and (A.4).

This ODOS function has no break at $\omega = \omega_m$, and it is in better agreement with laboratory measurements of amorphous materials. It also fully agrees with TLS theory at $\omega \ll \omega_m$. For this reason it will be used in the calculations of Sect. 5.

4.4. Relaxation processes

Direct consideration of the relaxation processes permits the non-resonant part of TLS absorption spectra to be evaluated through analyzing the mechanism of the TLS-level population relaxations after some deviation from equilibrium. The relaxation time constant τ is determined by the rate (τ^{-1}) of transitions between levels, in which transitions due to intensive interactions with the lattice thermal oscillations (phonons) dominate.

The rate of the TLS transitions as a result of strain field generated by thermal fluctuations in a lattice was evaluated by Phillips (1972) as

$$\tau(\Delta_0, E)^{-1} = \tau_1^{-1} \Delta_0^2 E^{-2}, \quad (74)$$

where

$$\tau_1 = a E^{-3} \tanh(E/2k_B T); \quad (75)$$

and

$$a = \pi v_l^5 \rho \hbar^4 \gamma_c^2 \quad (76)$$

is a material constant. Parameters included in Eq. (76) have already been described above.

Phillips (1972) also calculated an equilibrium value of the TLS dipole moment $\bar{\mu}$ and therefore the resulting susceptibility $\chi(\omega)$ in the form of a Debye spectrum (Eq. (28)):

$$\chi_0''(\omega) = \frac{\mu_b^2 \Delta^2}{3k_B T E^2} \text{sech}^2\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}. \quad (77)$$

The rate of *tunneling relaxation* (Eq. (74)) is proportional to the tunneling probability, so it does not take into account direct transitions in TLS whose energy is higher than the barrier height. This transition rate is proportional to the number of phonons with such energy, which should follow a Boltzman distribution and depends both on temperature and on the energy barrier height V . In glasses with $V/k_B \gtrsim 500$ K, the time of *hopping relaxation* τ varies with $T < 100$ K in accordance with the Arrhenius relation (Hunklinger & Schickfus 1981):

$$\tau = \tau_0 \exp(V/k_B T) \quad (78)$$

with $\tau_0 \approx 10^{-13}$ s (fused silica).

Experimental values of V and τ_0 were determined using the temperature dependence of the position of the spectrum maximum ($\omega = \tau^{-1}$, see Eq. (77)). The distribution of TLS on V leads to the broadening of the corresponding spectrum, sometimes preventing definite detection of its maximum. The measurement of the spectrum broadening permits evaluation of the

width and shape of the TLS distribution on V . In practice, experimentalists often use the shape of a truncated Gaussian probability distribution to fit the energy distribution of TLS:

$$P(V) = C_V p_V(V), \quad (79)$$

where

$$p_V(V) = \begin{cases} \exp(-(V - V_m)^2/V_0^2) & \text{for } V > V_{\min}, \\ 0 & \text{for } V < V_{\min}, \end{cases} \quad (80)$$

where C_V is the usual normalization coefficient (Eq. (D.2)) depending on V_m , V_0 , V_{\min} , which are parameters of the distribution shape. An example of the measured numerical values of these parameters is given in Table 1.

Starting from a known distribution of TLS on energies E , Δ_0 , V , and spectrum (Eq. (77)) for fixed values of E , Δ_0 , V , one can synthesize a final relaxation spectrum. The integrated spectra are considered in the following sections.

4.4.1. Tunneling relaxation

The absorption spectrum due to phonon-assisted tunneling relaxation can be obtained by integration of Eq. (77) on E and Δ_0 . The expression for this was provided by Fitzgerald et al. (2001b) as

$$\alpha_{\text{phon}} = A \cdot \omega \cdot F(\omega, T), \quad (81)$$

where

$$A = \frac{\bar{\mu}_b^2}{3c \sqrt{\epsilon}} \left(\frac{\epsilon' + 2}{3} \right)^2 \quad (82)$$

is a material constant and

$$F(\omega, T) = \frac{1}{2k_B T} \int_0^\infty \int_{\tau_1}^\infty \sqrt{1 - \frac{\tau_1}{\tau}} \text{sech}^2\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \frac{\omega \, d\tau \, dE}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

with τ_1 given by Eq. (75). A change of variables made using relation between Δ_0 and τ for integral calculation.

Another, simplified equation describing tunneling relaxation absorption was used by Jackle (1972) and by Bösch (1978)

$$\alpha_{\text{phon}} = A \int_0^\infty \frac{dE}{2k_B T} \text{sech}^2\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \frac{\omega^2 \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2}, \quad (83)$$

where τ_1 is given by Eq. (75), and where parameters A and a (in Eq. (75)) are to be defined from experiments. The use of Eq. (83) is equivalent to evaluating the integral in Eq. (77), substituting values by that for a symmetric DWP $\Delta = 0$. Formally it is equivalent to replacing $\sqrt{1 - \tau_1/\tau}$ by $\tau_1 \delta(\tau - \tau_1)$. Our evaluation shows large inaccuracy in this procedure for values of absorption. For details see Appendix B.

However, this approach does give satisfactory accuracy for time-constant evaluation linked to parameter a . For soda-silica glass (Bösch 1978) $a = 4.2 \times 10^{-56}$ erg³ s. It corresponds to $\gamma_c = 0.5$ eV (see Table 1).

The full Eq. (83) for calculation of phonon-relaxation spectra can be simplified without loss of accuracy. We made it using a function of one argument $F_{\text{phon}}(p)$ instead of a function of two arguments $F(\omega, T)$ in Eq. (81). We introduce the intermediate parameter $p(\omega, T) = a\omega/(2k_B T)^3$. This permits us to use a one-dimensional grid of argument, efficiently reducing computing time. Interpolation in precalculated values (Table C.1 in Appendix C) makes use of this function as fast as a standard one.

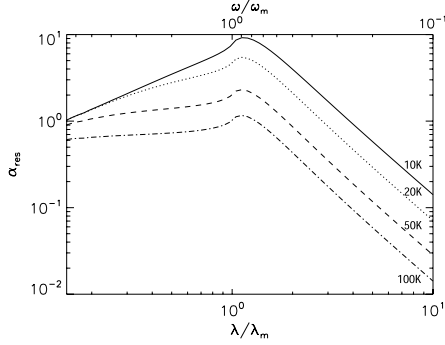


Fig. 3. Absorption spectrum due to resonant tunneling in TLS. The absorption coefficient is given in relative units normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $T = 10 \text{ K}$. The abscissa axis is normalized to the cut-off wavelength of the ODOS $\lambda_m = 700 \mu\text{m}$ (see text). The solid, dot, dash and dash-dot lines correspond to $T = 10, 20, 50$ and 100 K respectively. The various curves can be scaled using the simple relation $\lambda_m T = \text{const}$. In the low frequency wings, curves scale as $\alpha \sim \omega^2/T$.

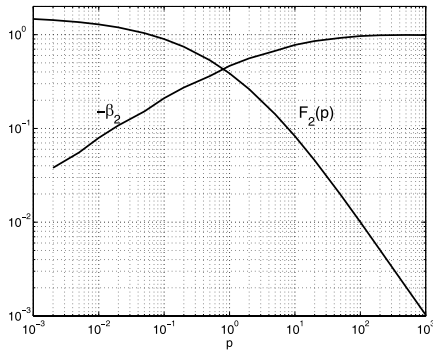


Fig. 4. The function $F_{\text{phon}}(p)$ (solid line) and the exponent of its slope $\beta_2 = d \ln F_{\text{phon}} / d \ln p$ (dotted line) plotted as a function of the parameter $p = a_{\text{phon}} \omega / (2k_B T)^3$ (see text). The spectral index of phonon absorption β_{phon} is related to β_2 as $\beta = 1 + \beta_2$ and ranges from $\beta_{\text{phon}} = 1$ at low frequencies (low p values) to $\beta_{\text{phon}} = 2$ at high frequencies (high p values). The temperature dependence $p(T)$ generates a shift in the absorption spectra along the frequency axis.

Therefore an accurate and relatively simple equation for the tunneling-relaxation spectrum is

$$\alpha_{\text{phon}} = A \cdot \omega \cdot F_{\text{phon}} \left(a \omega (2k_B T)^{-3} \right), \quad (84)$$

where A (Eq. (82)) is a material constant and the function F_{phon} is given by

$$F_{\text{phon}}(p) = \int_0^1 \int_{x_1}^{\pi/2} \sqrt{1 - \frac{\tan x_1}{\tan x}} dx dy, \quad (85)$$

$$x_1 = \arctan(p y \operatorname{arctch}^{-3} y). \quad (86)$$

A plot of function $F_{\text{phon}}(p)$ is shown in Fig. 4.

The absorption spectrum for tunneling relaxation is temperature dependent in accordance with Eq. (81). As opposed to resonant absorption, the tunneling relaxation absorption increases with temperature, as shown in Fig. 5.

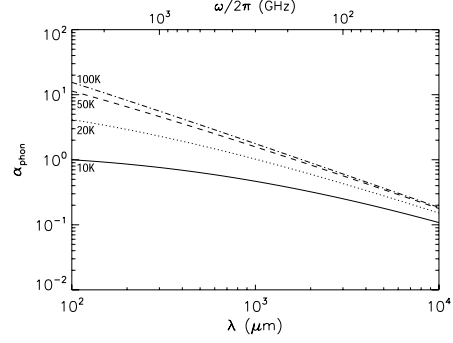


Fig. 5. Spectra of absorption due to tunneling relaxation α_{phon} in the FIR/mm. The absorption coefficient is given in arbitrary units, normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $T = 10 \text{ K}$. Line styles are the same as in Fig. 3.

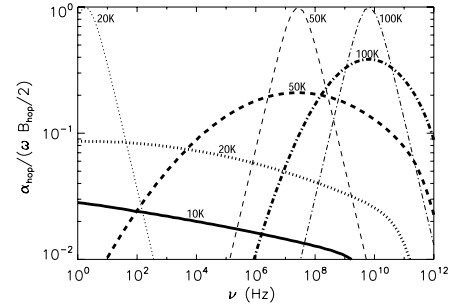


Fig. 6. Hopping-relaxation absorption spectra in the frequency range from 1 Hz to 1 THz. The ratio of the absorption coefficient α_{hop} to the parameter $\omega B_{\text{hop}}/2$ is plotted to show the whole spectrum on comparable scales and to show variations in the peak position with temperature. The curves are computed using a barrier height of $V_m/k_B = 550 \text{ K}$ (see Table 1). Line styles are the same as in Fig. 3. Thin curves correspond to unbroadened spectra with $V_0 \ll V_m$. Thick curves correspond to $V_0/k_B = 410 \text{ K}$.

4.4.2. Hopping relaxation

The expression for the absorption spectrum due to the hopping relaxation can be obtained by integrating Phillip's Eq. (77) over a Gaussian distribution of barrier height $p_V(V)$ given in Eq. (80):

$$\alpha_{\text{hop}} = B_{\text{hop}}(T) \omega \int_0^{\infty} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} P(V) dV, \quad (87)$$

where $\tau = \tau_0 \exp(V/k_B T)$ and the coefficient $B_{\text{hop}}(T)$ does not depend on ω .

Examples of spectra described by Eq. (87) are shown in Fig. 6. It is known from general principles that the asymptotic behavior of $\epsilon(\omega)$ when $\omega \rightarrow 0$ leads to $\alpha(\omega) \sim \omega^2$ (spectral index $\beta = 2$). Figure 6 shows that this region begins at $f < 10 \text{ MHz}$ for $T = 100 \text{ K}$ and at $f < 100 \text{ Hz}$ for $T < 50 \text{ K}$.

At high frequencies (beginning from the mm-wave region), the spectra shown in Fig. 7 are determined by the low-energy part of the barrier height distribution. It can be approximated by

$$\alpha_{\text{hop}} \approx B_{\text{hop}}(T) \omega P_{\text{min}} \int_{V_{\text{min}}}^{\infty} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} dV, \quad (88)$$

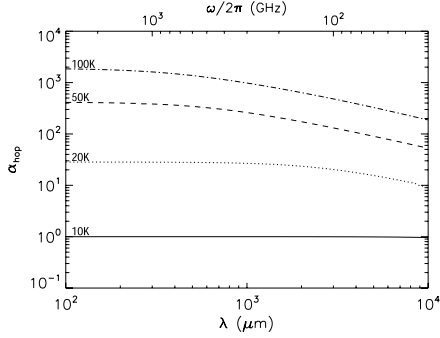


Fig. 7. Spectra of absorption due to hopping relaxation α_{hop} in the FIR/mm. The absorption coefficient is given in arbitrary units, normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $T = 10 \text{ K}$. Line styles are the same as in Fig. 3. In this relatively narrow spectral region, the behavior of the curves agrees with the approximation of Eq. (89).

where $P_{\text{min}} = P(V_{\text{min}})$, and therefore

$$\alpha_{\text{hop}} \approx B_{\text{hop}}(T) \omega P_{\text{min}} k_{\text{B}} T \arctan\left(\frac{e^{-V_{\text{min}}/k_{\text{B}}T}}{\omega \tau_0}\right). \quad (89)$$

For spectra in Fig. 7, a value of P_{min} corresponds to $P_{\text{min}} k_{\text{B}} = \exp[-(V_{\text{min}} - V_{\text{m}})^2/V_0^2]/V_0 \sqrt{\pi} = 3.11 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.

Bösch (1978) used an approximated expression $B_{\text{hop}} = h_r/T$, where h_r is a constant. The approximation used by Fitzgerald et al. (2001b) gives $B_{\text{hop}} = 2\pi\mu^2/3c\sqrt{\epsilon'}$ which is a material constant. In Annex D, we derive a more accurate approximation, which gives

$$B_{\text{hop}}(T) = \frac{8\pi}{3c\sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \bar{P} \mu_{\text{B}}^2 (c_{\Delta} + \ln T), \quad (90)$$

where T is in Kelvin and material constant c_{Δ} is given by

$$c_{\Delta} = \ln \frac{k_{\text{B}}}{\Delta_0^{\text{min}}} + \ln 4 - 1 + \int_0^1 \ln \text{arctanh } x \, dx \quad (91)$$

in accordance with Eq. (90) and (D.4). Therefore c_{Δ} is an additional parameter of tunneling states. Its value corresponds to tunnel splitting in low Δ region where tunneling state density distribution becomes significantly less than that of Eq. (61). The TLS theory has proved to apply in low-temperature experiments at T down to 2 mK (Phillips 1987), therefore $\Delta_0^{\text{min}}/k_{\text{B}} < 2 \times 10^{-3} \text{ K}$ and c_{Δ} should verify $c_{\Delta} \gtrsim 5.8$. The dependence of $B_{\text{hop}}(T)$ is relatively weak and a tenfold variation in T from 10 K to 100 K leads to a variation in $B_{\text{hop}}(T)$ less than 30%.

A difference in temperature dependence of considered approximations is significant, especially for absorption calculations over a wide range of temperatures. It does not manifest itself when fitting laboratory data over a limited region of temperature, leading only to a biased value of a parameter A . The main temperature dependence of α_{hop} is defined by the exponential dependence of τ on T (Eq. (78)).

In the work of Bösch (1978), Fitzgerald et al. (2001b) and others, a comparison between experimental and calculated temperature dependencies was performed. It showed that relaxation processes should be taken into account for temperatures $T \gtrsim 10 \text{ K}$. At these temperatures, relaxation dominates resonant tunneling. Hopping relaxation becomes significant at T about

25 K and dominates at higher temperatures. This tendency has a general character and shows a similar behavior for substances as different as fluoride mixed crystals and silica glasses.

5. Model of the dust FIR/mm emission

The theoretical considerations given in Sect. 4 provide the formalism for calculations of dust emissivity in the far-infrared and millimeter-wave regions and can be gathered into a new model for explaining the astronomical emission in this spectral range. So far, modeling the astronomical dust-emission spectra in this spectral range has been performed on purely phenomenological grounds with little connection to solid state physics. Unlike previous models, the new approach proposed here does not assume that dust is composed of crystalline material, but instead for the first time uses theoretical results applicable to disordered materials that are likely to compose astronomical dust particles.

5.1. Model description

The mass absorption coefficient of dust entering Eq. (1) can be expressed as

$$\kappa_{\text{dust}} = \kappa_{\text{IR}} + \kappa_{\text{DCD}} + \kappa_{\text{TLS}}. \quad (92)$$

The first term κ_{IR} includes the opacity in infrared bands and other relatively short-wave absorption processes. References to dust models describing κ_{IR} are given in Sect. 1. The IR bands in the dust spectrum are linked to the optical modes of lattice oscillations, like bending vibration bands of interatomic bonds such as O-Si-O or H-O-H. As shown in the previous sections, the long-wavelength wing of infrared bands is relatively weak in the FIR/mm. Our model does not provide a new description of these processes and is complementary to IR models. While κ_{IR} depends mainly on the chemical composition of dust, the following terms κ_{DCD} and κ_{TLS} are linked to the disordered structure of the grain material and are largely independent of the dust chemical composition.

As described in Sect. 4, κ_{DCD} and κ_{TLS} are linked to the existence of disorder in the structure of the grain material. Given the fast decrease in κ_{IR} with wavelength, these effects are likely to dominate absorption in the FIR/mm. Disordered media absorption takes place in all substances excluding perfect crystals. Amorphous dust, as well as partially ordered or dirty crystalline dust, can therefore be described by the model.

The first term, κ_{DCD} , corresponds to the disordered charge absorption described in Sect. 4.2. It is temperature independent. The second term, κ_{TLS} is connected to the transition of charges in a lattice between vacant potential minima due to tunneling or thermal activation (Sect. 4.3). This term displays a specific spectrum of absorption over a wide range of frequencies $\omega/2\pi$, from about 1 Hz to about 1 THz. It includes three components designated in the model as resonant (κ_{res}), tunneling relaxation (κ_{phon}), and hopping relaxation (κ_{hop}):

$$\kappa_{\text{TLS}}(\omega, T) = \kappa_{\text{res}}(\omega, T) + \kappa_{\text{phon}}(\omega, T) + \kappa_{\text{hop}}(\omega, T). \quad (93)$$

The spectral index of κ_{TLS} significantly deviates from $\beta = 2$ and depends on temperature. Resonant opacity κ_{res} decreases with T , relaxation opacity κ_{phon} and κ_{hop} rises with T . The various opacities of the model can be summarized as,

$$\kappa_{\text{DCD}}(\omega) = K_{\text{DCD}} \omega^2 \left[1 - \left(1 + \omega^2/\omega_c^2 \right)^{-2} \right], \quad (94)$$

$$\kappa_{\text{res}}(\omega, T) = K_{\text{TLS}} \omega g_{\text{res}} \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{m}}} \right) \tanh \left(\frac{\hbar \omega}{2kT} \right), \quad (95)$$

Table 2. Parameter values.

Parameter	Value	Unit
K_{DCD}^\dagger	1.2×10^{-24}	$\text{cm}^2 \text{g}^{-1} \text{s}^2$
K_{TLS}^\dagger	1.5×10^{-13}	$\text{cm}^2 \text{g}^{-1} \text{s}$
ω_c^\ddagger	3×10^{12}	s^{-1}
ω_m^\flat	2.7×10^{12}	s^{-1}
a_{phon}^\dagger	5.3×10^{-10}	$\text{K}^3 \text{s}$
τ_o^{**}	10^{-13}	s
V_m°	7.6×10^{-14}	erg
V_0°	5.7×10^{-14}	erg
V_{min}°	6.9×10^{-15}	erg
c_Δ^*	5.8	

[†] Values calculated using Eqs. (98)–(100) and the following approximate mean values: $v_i = 3 \times 10^5 \text{ cm/s}$, $\rho = 3 \text{ g/cm}^3$, $\bar{P}\mu_b^2 = 10^{-3}$, $\gamma_e = 1 \text{ eV}$, $q_m^\ddagger = e^2/m_o$, where e is the electron charge and m_o is the mass of the oxygen atom. [‡] Using $l_c = v_i/\omega_c = 1 \text{ nm}$ (see Table 1). [♭] Corresponds to $2\pi c/\omega_m = 0.7 \text{ mm}$ (see Sect. 4.3.2). [◦] From Table 1. ^{**} τ_o from Sect. 4.4. ^{*} Evaluated from Sect. 4.4.2.

$$\kappa_{\text{phon}}(\omega, T) = \frac{1}{4\pi^2} K_{\text{TLS}} \omega F_{\text{phon}}(a_{\text{phon}}\omega T^{-3}), \quad (96)$$

$$\kappa_{\text{hop}}(\omega, T) = \frac{2}{\pi} K_{\text{TLS}} \omega (c_\Delta + \ln T) \int_{V_{\text{min}}}^{\infty} \frac{\omega \tau(V, T) P(V) dV}{1 + \omega^2 \tau^2(V, T)}, \quad (97)$$

where $\tau(V, T) = \tau_o \exp(V/k_B T)$.

The amplitude factors for the DCD and TLS terms can be expressed with respect to material properties as follows:

$$K_{\text{DCD}} = \frac{1}{q_m^2} (3v_i^3 c\rho)^{-1}, \quad (98)$$

$$K_{\text{TLS}} = \frac{4}{3} \pi^2 \bar{P}\mu_b^2 (c\rho)^{-1}, \quad (99)$$

$$a_{\text{phon}} = \pi \gamma_e^{-2} v_i^5 \rho h^4 (2k_B)^{-3}. \quad (100)$$

The function g_{res} is the normalized ODOS spectrum given by Eq. (73). The function F_{rel} is defined by Eq. (C.1) and can be calculated by interpolating Eq. (C.3) using precalculated values in Table C.1 of the Appendix. The Gaussian probability distribution function of the TLS potential barrier height $P(V)$ is defined by Eq. (80) with parameters V_m , V_0 , and V_{min} . K_{DCD} and K_{TLS} define the amplitude scale of κ_{DCD} and κ_{TLS} . Parameters ω_c , ω_m , a_{phon} , τ_o define the scale of κ_{DCD} , κ_{res} , κ_{phon} , κ_{hop} , respectively, along the ω axis. The numerical values and units of the various parameters entering the model are given in Table 2. They set the frequency and temperature dependence of the model.

It is important to note that the values proposed here only give an order of magnitude for the parameters and are derived only from laboratory measurements (Sects. 3.2.3 and 4) or theoretical expectations. They only provide reference values, so are not tuned to reproduce observed astronomical spectra. Derivation in the parameter values to be used for astronomical purposes will be derived in a forthcoming paper.

5.2. Model applicability

5.2.1. Wavelength range of validity

The model presented here applies to the FIR to millimeter emission from amorphous materials. In the astronomical context, it should be used to describe the emission of large dust grains that usually dominate the observed spectra in the FIR/mm. In principle, it should also apply to the emission from amorphous very small 3-D particles whose emission usually dominates the mid-IR region of astronomical spectra.

The DCD component is valid only in the frequency range dominated by acoustic oscillations. Towards high frequencies the corresponding limit is set where the sound wavelength is on the order of the interatomic distances d . For silicates this corresponds to an electromagnetic wavelength $\lambda_d \approx 10 \mu\text{m}$. At shorter wavelengths, IR models should be used. Towards the long wavelengths, the validity is limited to $\omega \leq \omega_d$ with

$$\omega_d \approx \pi v_i/a, \quad (101)$$

where v_i is the transverse sound velocity and a is the grain size. The DCD model should therefore be valid for all wavelengths below $\lambda_d = 3 \text{ mm}$ for the range of sizes usually assumed for the BG component (e.g. 15–110 nm in Désert et al. 1990), using $v_i = 3 \times 10^5 \text{ cm/s}$. Application of this part of the model to small transiently-heated dust particles in the long wavelength range should therefore be handled with care.

The TLS part of the model is in principle not limited to a given spectral range.

5.2.2. Applicability in dust models

In general, modeling FIR/mm dust emission from an interstellar source can be seen as a three-step process. The first step is to select the materials that constitute the grains and to specify the optical properties (complex dielectric constants or refractive index, or opacities) of the selected materials. The second step is to choose, for each dust component, a distribution of size, shape, composite structure, orientation with respect to the direction of the incoming radiation field, in order to calculate extinction, absorption, and diffusion using Mie or some multipole approximation method. The third step is to specify the dust density and radiation field distributions and to include radiative transfer to calculate the dust emission on a given line of sight. The model presented here only concerns the first step in this dust emission modeling.

The equations proposed in Sect. 5 do not include the local field correction factor given in Eq. (15). They are valid for spherical or quasi-spherical particles. Any possible effect due to anisotropic shapes, such as a polarized emission by grains, for example, is beyond the scope of this paper and refers to the second step of modeling.

The model equations do not depend on macroscopic values of the dielectric constant and average density. All the parameters involved in the model have a local, microscopic meaning. Therefore the derived emissivities are defined by the total mass of dust, and do not depend on the porosity of the grains. The model should therefore be equally valid for fluffy and for bulk grains.

It is important to note that, unlike standard modeling, our model shows that it is not sufficient for the first modeling step to select some complex dielectric constants $\epsilon(\omega, T)$ from the databank obtained for bulk mineral samples of chemical composition corresponding to interstellar element abundancies. First, the particle size should be taken into account. Indeed, if the opacity (mass emissivity) of dust (Eq. (8)) does not depend on particle size for a given dielectric constant $\epsilon(\omega)$, the dielectric constant $\epsilon(\omega)$ itself is size dependent, as shown in Sect. 5.1. Second, both DCD and TLS processes are more sensitive to the degree and the type of disorder in a given material than to the exact chemical composition of the grain.

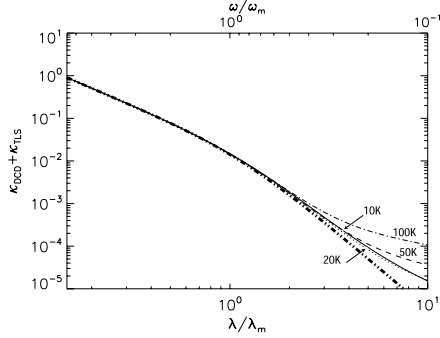


Fig. 8. Total dust opacity spectra $\kappa_{\text{DCD}} + \kappa_{\text{TLS}}$. The spectra are given in arbitrary units, normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $T = 10 \text{ K}$. The dash-dot-dot line shows the temperature-independent DCD dust opacity alone computed for $l_c = 1 \text{ nm}$. Line styles for the temperature dependent total effect are the same as in Fig. 3.

5.3. Temperature and frequency dust-opacity behavior

In the general case, the model can produce a wide variety of spectral shapes, ranging from a “classical” spectrum $\beta = 2$ when only DCD is taken into account ($\kappa_{\text{TLS}} = 0$) and the correlation length characterizing DCD is assumed infinite ($\omega_c = 0$) to spectra with much flatter behaviors when TLS effects are included, with mean spectral index values β over the whole FIR/mm range close to one at high dust temperatures. Some extreme cases even include the possibility of having $\beta < 0$ or $\beta > 2$ over some limited regions of the spectrum, due to the influence of the resonant TLS absorption and to the DCD cut-off, respectively.

However, the model generates a “typical emission profile” when a correlation length of nanometric scale is assumed and when the TLS effects are expected and taken into account. This emission profile presents some interesting characteristic deviations compared to the commonly adopted profile (a modified black-body type emission characterized by a constant spectral index $\beta = 2$). To illustrate this fact, we show in Fig. 8 the dust opacity spectrum including both the DCD and TLS components ($\kappa_{\text{dust}} = \kappa_{\text{DCD}} + \kappa_{\text{TLS}}$), calculated using Eqs. (94)–(97)) and adopting the parameter values given in Table 2. First, the slope of the dust opacity versus wavelength, consequently the spectral index, is no longer constant over the whole FIR/mm spectral range. As the temperature increases, it begins to deviate in the longest wavelength range, starting from a local spectral index value higher than $\beta = 2$ around $T = 10 \text{ K}$, towards lower values down to around $\beta = 1$. Second, as the temperature increases more, this spectral behavior propagates towards the short wavelengths of the FIR/mm range. It is remarkable that only with model parameter values referenced in the solid state physics literature, the temperature-dependent spectral behavior of the modeled dust opacity is in qualitative agreement with laboratory data in that temperature range (Sects. 3.2.2 and 3.2.3).

The temperature and frequency behaviors have been described in Sect. 4 for each individual components of the model. The DCD opacity is independent of temperature and shows a quadratic frequency behavior ($\kappa_{\text{DCD}} \sim \omega^2$) for high frequencies and drops dramatically ($\omega < \omega_c$) at lower frequencies. The transition between the two regimes is set by the value of the correlation frequency (ω_c) or, equivalently, by the correlation length of the charge distribution in the grain material. We point out

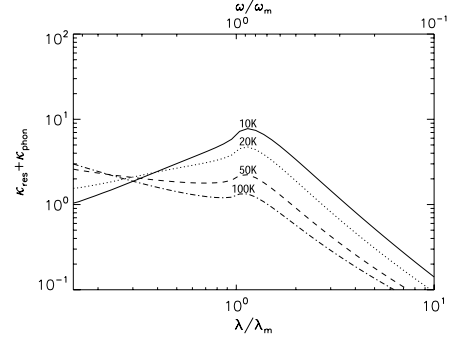


Fig. 9. Temperature dependence of the resonant tunneling and phonon-induced tunneling relaxation opacity (see Fig. 3 for comparison). The spectra are given in arbitrary units, normalized at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ and $T = 10 \text{ K}$. Line styles are the same as in Fig. 3.

that, although the transition between these two regimes is very smooth, this distinctive behavior opens the possibility of measuring the correlation length from astronomical emission spectra. Note that the DCD effect is the only one with such a rapid fall-off in the absorption with wavelength, which seems to be measured toward some astronomical sources that exhibit high β values, including those higher than 2.

Resonant tunneling opacity takes place around $\omega < \omega_m$ and dominates at low temperatures since $\kappa_{\text{res}} \sim \omega^2/T$ (Fig. 3). As shown in Sect. 4.2, the wavelength $\lambda_m = 2\pi c/\omega_m$ is in the spectral range from $500 \mu\text{m}$ to 1 mm for silicates. The tunneling relaxation spectrum is closely linked to the resonant tunneling. Their added effect is shown in Fig. 9. The amplitude of the resonant feature decreases with rising temperature, while the amplitude of the relaxation wings increases.

The hopping relaxation behaves as a distinct spectral feature in the case of narrow barrier-height distributions (Sect. 4.4.2, Fig. 6). The amplitude of the effect rises with frequency as $\kappa_{\text{hop}} \sim \omega^2$, until it reaches a maximum at $\omega = \tau_0^{-1} \exp(-V_0/k_B T)$. At low temperatures the location of the maximum is shifted to MHz frequencies. It reaches the FIR/mm region at $T \approx 100 \text{ K}$, a value that depends upon V_0 . The hopping relaxation in the case of wide barrier-height distribution, creates a very wide spectral distribution (Fig. 6). The behavior is then $\kappa_{\text{hop}} \sim T\omega^\beta$ with a frequency-dependent slope value, usually $\beta < 1$ (Eq. (89), Fig. 7).

At a given temperature and wavelength, the relative efficiency of the TLS effects compared to the underlying DCD effect is governed by the density and efficiency of the optically active TLS in the material, hence by the value of the parameter $\bar{P}\mu_b$. This value should be related to the fluffiness of the material and to the types and densities of defects in its structure.

Generally, the resonant part of the TLS effects is expected to dominate the other relaxation processes at temperatures below 10 K , while the TLS hopping mechanism should fully dominate above 30 K .

5.4. Model relevance

Recent astronomical observations of the interstellar dust emission in the FIR/mm wavelength range show some unexpected features that can only be related with difficulty to previous

knowledge about dust optical properties in that range (Sect. 3.1). All data have to be explained with a blackbody emission modified by a frequency power law, whose exponent is constant over that FIR/mm range, with a temperature-independent asymptotic value equal to 2. Indeed, very little is known about the optical properties of the dust's amorphous state in that range. Often standard synthetic dust permittivities or opacities are used, which perfectly fit the near and mid-infrared observed features on the basis of a sum of Lorentz-type resonant profiles. But in the absence of reliable data and knowledge, the FIR/mm behavior is often modeled only by the vanishing long-wavelength wings of those infrared resonances. Some laboratory data on various silicates reveal additional absorption features that are strongly temperature-dependent in the FIR/mm range.

It is clear that only specific processes with characteristic frequencies located in the FIR/mm region are needed to explain non-pure asymptotic features in this spectral domain. Two phenomena satisfying these requirements are known in solid state physics. First, acoustic oscillations with acoustic wavelengths less than grain size have frequencies in the range $3 \times 10^{10} - 3 \times 10^{12}$ Hz (Sect. 5.1). These acoustic oscillations are "optically" active (interact with electromagnetic field) in disordered media (Sect. 4.2). Second, tunneling states in the disordered solids have frequencies Δ_0/h falling in the frequency range $5 \times 10^6 - 5 \times 10^{11}$ Hz (Sect. 4.4.2).

These two phenomena are linked to disordered material composing amorphous solids and dirty crystalline compounds. This is also the case for interstellar grains, which dominate the FIR/mm emission of the highly amorphous interstellar dust (Sect. 2.5).

The transverse sound oscillations and tunneling between the potential minima in a disorder lattice includes rotation of groups of atoms, limited and influenced by interactions with their neighboring atoms. In the classification of motion into the electronic, vibrational, and rotational states used in fundamental quantum mechanics, this model refers to rotational motions, when the former dust-emissivity models used only asymptotic behavior of electronic and vibrational processes. In that sense, the model proposed here does not replace the former ones, but complements them by taking into account the physical phenomena that are efficient in the low frequency range.

Both processes are sensitive to the degree and the type of disorder, rather than to the exact chemical composition of the material. As a consequence, the FIR/mm emission profile is governed by a few key parameters that characterize the disorder. There is no contradiction between this and laboratory results of FIR/mm dust absorption. It is important to investigate the variations in the model parameters in laboratory measurements of various duly characterized samples. For this purpose, the model gives new avenues for such simulations, and disorder characterization. It is likely that the FIR/mm properties will be influenced more by the type and degree of disorder than by the chemical composition.

It is important to note that the parameter values adopted in this paper were chosen on purely theoretical grounds or from laboratory results obtained on materials that may not be exactly representative of ISM dust particles. We make no attempt to model the actual astronomical observations, but it will be performed in a companion paper.

It is important that only the parameters considered in that companion paper be used for astronomical purposes. As the type and degree of disorder in interstellar dust should be representative of the amorphous dust formation itself, we hope that this model will open the way to new insights into interstellar medium dust.

6. Conclusion

The continuum FIR/mm emission is generally attributed to an interstellar dust component of amorphous grains that are silicate-based and large enough ($\approx 15-100$ nm) to radiate at thermal equilibrium. So far, the conception of FIR/mm dust emissivity has been built on the semi-classical Lorentz or Drude models. They lead in the long wavelength limit to a dust emissivity obeying a frequency power law whose exponent (the spectral index) equals 2 and is usually considered as temperature independent. However a growing volume of FIR/mm observational data induces some doubts about the applicability of such models in that wavelength range.

In this context we present a new model for FIR/mm dust emission based on physical properties of the disordered matter. We consider the interaction between the electromagnetic field and the acoustic oscillations in a disordered charge distribution and a distribution of low-energy two level tunneling states. Both mechanisms apply to the amorphous materials with a large degree of universality, independent of the exact chemical nature of the dust.

The proposed model predicts a disordered induced FIR/mm dust emission that dominates over the weak long-wavelength wings of the infrared resonances. This emission depends strongly on temperature and leads to a millimeter emission enhancement relative to predications from classical models. The FIR/mm emission spectra can no longer be characterized by a constant spectral index over that range. The detailed shape of the emission spectra is governed by a few key parameters that characterize disorder. The exact values of these parameters for interstellar dust should be determined from observations.

Our model is complementary to the classical models, which are reliable in the infrared, and it adds emission processes due to disorder induced features.

Acknowledgements. Part of this work was supported by Egide and RFBR-CNES grant 05-02-19650, and the French national program PCMI. The Ph.D. Thesis work of D. Paradis was supported by the "Fond Social Europeen" European grant and the Noveltis company.

References

- Agladze, N. I., & Sievers, A. J. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 4209
- Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., Burlitch, J. M., & Beckwith, S. V. W. 1994, *Nature*, 372, 243
- Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., et al. 1996, *ApJ*, 462, 1026
- Allamandola, L. J., Tielens, A., & Barker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
- Anderson, P. W., Halperin, B. I., & Varma, C. M. 1972, *Phil. Mag.*, 25, 1
- Andre, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., et al. 1993, *ApJ*, 406, 122A
- Andriess, C. D. 1974, *A&A*, 37, 257
- Barreiro, R. B., et al., 2006, *MNRAS*, in press
- Bennett, C. L., Hill, R. S., Hinshaw, G., et al. 2003, *ApJS*, 148, 97
- Bernard, J.-P., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 1999, *A&A*, 347, 640
- Bösch, M. A. 1978, *Phys. Rev.*, 40, 879
- Bosomworth, D. R. 1967, *Phys. Rev.*, 157, 709
- Boudet, N., et al. 2002, in *Chemistry as a Diagnostic of Star Formation*, ed. C. Curry, & M. Fich (Ottawa, Canada: NRC Press), 257
- Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., et al. 2005, *ApJ*, 633, 272
- Bouchet, F. R., & Gispert, R. 1999, *New A*, 4, 443
- Brucato, J. R., Strazzulla, G., Baratta, G., et al. 2004, *A&A*, 413, 395
- Chandler, C. J., Koerner, D. W., Sargent, A. I., et al. 1995, *ApJ*, 455L, 93
- Debye, P. 1914, *Ann. Physique*, 43, 49
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Draine, B. T., & Anderson, N. 1985, *ApJ*, 292, 494
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Draine, B. T., & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., et al. 2001, *ApJ*, 553, 604
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J.-P., et al. 2002, *A&A*, 392, 691
- Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., et al. 2003a, *A&A*, 404, L11

- Dupac, X., del Burgo, C., Bernard, J.-P., et al. 2003b, *MNRAS*, 344, 105
- Dwek, E., Arendt, R. G., Fixsen, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 475, 565
- Ewald, P. P. 1922, *Naturwiss.*, 10, 1057
- Finkbeiner, D. P., Davis, M., & Schlegel, D. J. 1999, *ApJ*, 524, 867
- Fitzgerald, S. A., Campbell, J. A., & Sievers, A. J. 1994, *Phys. Rev. Lett.*, 73, 3105
- Fitzgerald, S. A., Sievers, A. J., & Campbell, J. A. 2001a, *J. Phys. Condens. Matter*, 13, 2177
- Fitzgerald, S. A., Campbell, J. A., & Sievers, A. J. 2001b, *J. Phys. Condens. Matter*, 13, 2095
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., et al. 2003, *A&A*, 407, 159
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., & Bernard, J.-P. 2005, *A&A*, 434, 867
- Gordon, M. A. 1988, *ApJ*, 331, 509
- Gordon, M. A. 1990, *ApJ*, 352, 636
- Gromov, V. D., Kardashev, N. S., Kuzmin, L. S., et al. 2002, in *Experimental Cosmology at mm-waves*, ed. M. De Petris, & M. Gervasi, *Amer. Inst. Phys. Conf. Proc. Ser.*, 616, 205
- Hadni, A. 1970, in ed. S.S. Mitra, & S. Nudelman (New York: Plenum Press), 561
- Henning, T., & Mutschke, H. 1997, *A&A*, 327, 743
- Heuer, A. 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 4051
- Hubbard, B. E., et al. 2003, *Phys. Rev. B*, 67, 144201
- Hunklinger, S., & Schickfus, M. V. 1981, in *Amorphous Solids: Low Temperature properties*, ed. W. A. Phillips (Springer-Verlag), 81
- Jäckle, J. 1972, *Z. Physik A*, 257, 212
- Jäger, C. D., Fabian, D., Schrempel, F., et al. 2003, *A&A*, 401, 57
- Kemper, F., Vriend, W. J., Tielens, A. G. G. M., et al. 2004, *ApJ*, 609, 826
- Koike, C., Hasegawa, H., & Manabe, A. 1980, *Ap&SS*, 67, 495
- Kühn, R. 2003, *Europhys. Lett.*, 62, 313
- Lamarre, J.-M. 1994, *Infrared Phys. and Techn.*, 35, 277
- Lamarre, J. M., Puget, J. L., Bouchet, F., et al. 2003, *New Astron. Rev.*, 47, 1017
- Landau, L. D., & Lifshits, E. M. 1982, *Course of Theoretical Physics*, Vol. VIII (Moscow: Nauka)
- Leger, A., & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Li, A., & Greenberg, J. M. 1997, *A&A*, 323, 566
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Mennella, V., Brucato, J. R., Colangeli, L., et al. 1998, *ApJ*, 496, 1058
- Mon, K. K., Chabal, Y. J., & Sievers, A. J. 1975, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 1352
- Naselsky, P. D., Chiang, L.-Y., Novikov, I. D., et al. 2005, *Int. J. Mod. Phys. D*, 14, 1273
- Oldham, P., et al. 1994, *A&A*, 284, 5590
- Pajot, F. 2006, *A&A*, 447, 769
- Phillips, W. 1972, *J. Low Temp. Phys.*, 11, 757
- Phillips, W. 1987, *Rep. Prog. Phys.*, 50, 1657
- Rast, H. E., Caspers, H. H., & Miller, S. A. 1968, *Phys. Rev.*, 171, 1051
- Reach, W. T., Dwek, E., Fixsen, D. J., et al. 1995, *ApJ*, 451, 188
- Ristorcelli, I., Serra, G., Lamarre, J. M., et al. 1998, *ApJ*, 496, 267
- Rubens, H., & Hertz, G. 1912, *Berlin. Ber.*, 14, 256
- Schlömann, E. 1964, *Phys. Rev. A*, 135, 413
- Schwartz, P. 1982, *ApJ*, 252, 589
- Serra, G., Giard, M., Bouchou, F., et al. 2002, *Adv. Space Res.*, 30, 1297
- Sievers, A. J., Tu, J., Agladze, N., FitzGerald, S. A., & Campbell, J. A. 1998, *Physica B*, 244, 159
- Stepnik, B., et al. 2003, *Clim. Conf.*, 187, Cross-Calibration of PRONAOS & ISO in The Calibration Legacy of the ISO Mission, ESA SP-481
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Strom, U., & Taylor, P. C. 1977, *Phys. Rev.*, 16, 5512
- von Schickfus, M., & Hunklinger, S. 1976, *J. Phys. C, Solid State Phys.*, 9, L439
- von Schickfus, M., Hunklinger, S., & Pich, L. 1975, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 876
- Tamm, I. E. 1930, *Z. Physik*, 60, 345
- Tegmark, M., Eisenstein, D. J., Hu, W., & de Oliveira-Costa, A. 2000, *ApJ*, 530, 133
- Vinogradov, V. S. 1960, *Fiz. Tverd. Tela*, 2, 2622 (English transl. 1961, *Sov. Phys. - Solid St.* 2, 2338)
- Walker, C., Adams, F. C., Lada, C. J., et al. 1990, *ApJ*, 349, 515
- Weiland, J. L., Blitz, L., Dwek, E., et al. 1986, *ApJ*, 306, L101
- Woody, D., Scott, S. L., Scoville, N. Z., et al. 1989, *ApJ*, 337, 41
- Wright, E., Meyer, S. S., Bennett, C. L., et al. 1992, *ApJ*, 396, L13

C. Meny et al.: Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. I., *Online Material p 1*

Online Material

Appendix A: TLS optical density of states

The ODOS spectrum for continuous distribution of DOS is calculated by integration of Eq. (68) over the energy plitting Δ_0 . We use the following polynomial form of the distribution function $p_G(x)$, with $x = \Delta_0/\hbar\omega_m$

$$p_G(x) = \begin{cases} \frac{7}{8}(1 + 3x^2)(1 - x^2) & \text{for } x < 1, \\ 0 & \text{for } x > 1. \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Equation (A.1) is a least square polynomial fit to Eq. (70), removing the discontinuity at $x = 1$. A similar result is obtained using the first Fourier harmonics of Eq. (70). The calculated ODOS spectrum is given by $G(\omega) = \overline{P}\mu_b^2 g(x)$ with $x = \omega/\omega_m$ and

$$g(x) = \begin{cases} 1 + x^2 g_1(x) & \text{for } x < 1, \\ 1 + x^2 g_1(x) - g_2(x) \sqrt{1 - x^2} & \text{for } x > 1, \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

with

$$g_1(x) = 4(5 - 6x^2)/15, \quad (\text{A.3})$$

$$g_2(x) = 8(1 - x^2)(2 + 3x^2)/15. \quad (\text{A.4})$$

In the low-frequency approximation ($\omega \ll \omega_m$) we have $p_G \approx 1$ and the ODOS function $G(\omega)$ does not depend on ω , in agreement with previous results of the TLS theory.

Appendix B: Evaluation of a simplified equation for tunneling relaxation calculation

Using simplified single-integral expression of Bösch (Eq. (83)) instead of the full double-integral equation used here (Eq. (81)) is based on that assumption that input from asymmetric states is negligible. This approach gives the correct result for resonant absorption (Eq. (68)) where the integrand term $(1 - \Delta_0/\hbar\omega)^{-1/2}$ amplifies the weight of symmetric states $\Delta_0 \approx \hbar\omega$. Another situation takes place for relaxation absorption (Eq. (81)) where the integrand term $(1 - \tau_1/\tau)^{1/2}$ emphasize the weight of asymmetric states $\tau \gg \tau_1$. Direct calculations give the discrepancy of results more than a hundred times. Without detailed calculations, a comparison can be simply made by considering the terms that, within the integral over E , differ between (Eq. (83)) and (Eq. (81)). In case of (Eq. (83)) it is $f_1(\omega, \tau) = \omega^2 \tau_1 / (1 + \omega^2 \tau_1^2)$. In the case of (Eq. (81)) it is

$$f_2(\omega, \tau) = \int_{\tau_1}^{\infty} \sqrt{1 - \frac{\tau_1}{\tau}} \frac{\omega^2 d\tau}{\tau (1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (\text{B.1})$$

It is not difficult to define the asymptotics of both functions:

$$f_1(\omega, \tau_1) \approx \begin{cases} \omega^2 \tau_1 & \text{for } \omega \tau_1 \ll 1 \\ \tau_1^{-1} & \text{for } \omega \tau_1 \gg 1 \end{cases}$$

$$f_2(\omega, \tau_1) \approx \begin{cases} \omega \pi / 2 & \text{for } \omega \tau_1 \ll 1 \\ (2/3) \tau_1^{-1} & \text{for } \omega \tau_1 \gg 1. \end{cases}$$

The asymptotic behaviors of f_1 and f_2 are different, and the simplified equation is also not accurate for a wide range of parameters values.

Appendix C: Calculation of the integral for the tunneling relaxation spectrum

The function $F_{\text{phon}}(\omega, T)$ (Eq. (83)) can be simplified into a function of a single parameter $F_{\text{phon}}(p)$ with $p = a\omega/(2k_B T)^3$

Table C.1. Values of $F_{\text{phon}}(p_i)$ and $\beta_2(p_i)$ entering the interpolated form of $F_{\text{phon}}(p)$ in Eq. (C.3).

p_i	$F_{\text{phon}}(p_i)$	$\beta_2(p_i)$
0.001	1.4696	-0.0321
0.002	1.4313	-0.0446
0.005	1.3604	-0.0678
0.01	1.2875	-0.0924
0.02	1.1948	-0.1248
0.05	1.0393	-0.1826
0.1	0.8984	-0.2397
0.2	0.7433	-0.3090
0.5	0.5334	-0.4185
1	0.3866	-0.5114
2	0.2623	-0.6084
5	0.1417	-0.7343
10	0.0826	-0.8208
20	0.0455	-0.8950
50	0.0194	-0.9659
100	0.0098	-0.9897
200	0.0049	-0.9969
500	0.0020	-1.0000
1000	0.0010	...

through a change in variables to the dimensionless variables $x = \arctan(\omega\tau)$ and $y = \tanh(E/2k_B T)$. Equation (83) then writes as

$$F_{\text{phon}}(p) = \int_0^1 \int_{x_1}^{\pi/2} \sqrt{1 - \frac{\tan x_1}{\tan x}} dx dy, \quad (\text{C.1})$$

where

$$x_1 = \arctan(p y \operatorname{arctanh}^{-3} y). \quad (\text{C.2})$$

The function $F_{\text{phon}}(p)$ can be further approximated using a fit of the form,

$$F_{\text{phon}}(p) = F_{\text{phon}}(p_i) \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\beta_{2i}}, \quad p_i < p < p_{i+1}. \quad (\text{C.3})$$

Precalculated values of function F_{phon} and coefficients β_2 entering the interpolated form are given in Table C.1.

Appendix D: Calculations of the integral for hopping relaxation

Following the TLS formalism, the hopping relaxation spectrum can be computed as the integral of Eq. (77) over a distribution of TLS and barrier heights, considering that, in contrast to tunneling relaxation, the time constant τ depends on barrier height V according to Eq. (87) and does not depend directly on TLS parameters Δ_0 and Δ :

$$\chi_0''(\omega) = \frac{\mu_b^2}{3k_B T} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} \frac{\overline{P}}{\Delta_0} P(V) \times \frac{\Delta^2}{E^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} d\Delta_0 d\Delta dV. \quad (\text{D.1})$$

For calculating this expression, the convention of Hunklinger & Schickfus (1981) is used, which allows reduction of the triple integral to a single integration over distribution $P(V)dV$, where $P(V)$ is taken to be Gaussian. This convention suggests the independence of the distribution $P(\Delta_0, \Delta)$ and $P(V)$, which permits the integrals to be separated and transforms Eq. (D.1) into

C. Meny et al.: Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. I., *Online Material p 3*

Eq. (87), in a form similar to that of Fitzgerald et al. (2001b). In this case $P(V)$ is an independent Gauss probability distribution following the standard normalization

$$\int_0^{\infty} P(V) dV = 1,$$

which defines the normalization coefficient C_V in Eq. (79) as

$$C_V = \frac{1}{V_0 \sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{2} \operatorname{Erf} \left(\frac{V_m - V_{\min}}{V_0} \right) + \frac{1}{2} \right]^{-1}, \quad (\text{D.2})$$

where the term in brackets is usually about unity.

The coefficient $B_{\text{hop}}(T)$ in Eq. (87) is equal to

$$\begin{aligned} B_{\text{hop}}(T) &= \frac{4\pi}{c \sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \frac{2}{3} \bar{P} \mu_b^2 \\ &\times \int_{\Delta_0^{\min}}^{\infty} \int_{\Delta_0^{\min}}^E \operatorname{sech}^2 \left(\frac{E}{2k_B T} \right) \sqrt{1 - \frac{\Delta_0^2}{E^2}} \frac{d\Delta_0}{\Delta_0} \frac{dE}{k_B T} = \\ &= \frac{4\pi}{c \sqrt{\epsilon'}} \frac{(\epsilon' + 2)^2}{9} \frac{2}{3} \bar{P} \mu_b^2 \left(\ln \frac{k_B T}{\Delta_0^{\min}} + C_1 \right), \quad (\text{D.3}) \end{aligned}$$

where the constant C_1 is given by

$$C_1 = \ln 4 - 1 + \int_0^1 \ln \operatorname{arctanh} x dx = -0.441. \quad (\text{D.4})$$

The integral (D.3) over $d\Delta_0$ has been determined precisely. Integrating over dE was performed assuming that terms of order $\Delta_0^{\min}/k_B T$ and higher orders could be neglected, taking into account that $\Delta_0^{\min}/k_B T \ll 1$.

Annexe E

Article 2 : Relevé SPITZER du
Grand Nuage de Magellan,
(programme SAGE) IV : Propriétés
des poussières dans le Milieu
Interstellaire

Spitzer Survey of the Large Magellanic Cloud, Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (SAGE) IV: Dust Properties in the Interstellar Medium

Jean-Philippe Bernard¹, William T. Reach², Deborah Paradis¹, Margaret Meixner³, Roberta Paladini², Akiko Kawamura⁴, Toshikazu Onishi⁴, Uma Viji³, Karl Gordon⁵, Remy Indebetouw⁶, Joseph L. Hora⁷, Barbara Whitney⁸, Robert Blum⁹, Marilyn Meade¹⁰, Brian Babler¹⁰, Ed B. Churchwell¹⁰, Charles W. Engelbracht¹¹, Bi-Qing For¹¹, Karl Misselt¹¹, Claus Leitherer³, Martin Cohen¹², François Boulanger¹³, Jay A. Frogel¹⁴, Yasuo Fukui⁴, Jay Gallagher⁸, Varoujan Gorjian¹⁵, Jason Harris¹¹, Douglas Kelly¹¹, William B. Latter², Suzanne Madden¹⁷, Ciska Markwick-Kemper⁶, Akira Mizuno⁴, Norikazu Mizuno⁴, Jeremy Mould¹⁸, Antonella Nota³, M.S. Oey¹⁹, Knut Olsen¹¹, Nino Panagia³, Pablo Perez-Gonzalez¹¹, Hiroshi Shibai⁴, Shuji Sato⁴, Linda Smith²⁰, Lister Staveley-Smith²¹, A.G.G.M. Tielens²², Toshiya Ueta²², Schuyler Van Dyk², Kevin Volk²³, Michael Werner¹⁵, Dennis Zaritsky¹¹

ABSTRACT

The goal of this paper is to present the results of a preliminary analysis of the IR dust extended emission originated in the ISM of the LMC. We combine Spitzer SAGE and IRAS data and correlate the IR emission with gas tracers such as HI, CO and H_{α} . We present a global analysis of the IR emission as well as detailed modeling of the SED of a few selected regions.

Extended emission of the dust associated with the neutral, molecular and diffuse ionized phases of the ISM is detected at all IR bands from $3.6 \mu\text{m}$ to $160 \mu\text{m}$. The relative abundance of the various dust species appears quite similar to those in the MW in all the regions we have modeled. We construct maps of the temperature of large dust grains. The temperature map shows variations in the range $12.1 < T_d < 34.7 \text{ K}$ and a systematic gradient from inner to outer regions, tracing the general distribution of massive stars and individual HII regions but also exhibits unexpected warm dust emission in the stellar bar. This map is used to derive the FIR optical depth of large dust grains.

We evidence two main departures in the LMC with respect to MW expectations: 1/ the existence of MIR excess emission near $70 \mu\text{m}$, referred to as the $70 \mu\text{m}$ excess and 2/ departures from linear correlation between the FIR optical depth and measured gas column density, which we refer to as FIR excess emission.

The $70 \mu\text{m}$ excess is shown to grow gradually from the MW to the LMC to the SMC suggesting evolution with decreasing metallicity. The excess is essentially associated with the neutral and diffuse ionized medium with the strongest excess region located in a loop structure next to 30-Dor. We show that the $70 \mu\text{m}$ excess can be explained by a modification of the size distribution of very small grains with respect to MW standards and a corresponding mass increase of $\simeq 13\%$ of the total dust mass in selected regions. The most likely explanation is that the $70 \mu\text{m}$ excess is due to the production of large VSGs through erosion of larger grains in the diffuse medium.

This FIR excess emission could be due to intrinsic variations of the dust/gas ratio, which would then vary from 4.6 to 2.3 times lower than the MW values across the LMC, but X_{CO} values derived from the IR emission would then be about 3 times lower than those derived from the Virial analysis of the CO data. We also investigate the possibility that the FIR excess is associated with an additional gas component undetected in the available gas tracers. Assuming a constant dust abundance in all ISM phases, the additional gas component would have to be 2 times more massive than the total HI mass. We show it is plausible that the FIR excess is due to self-absorption of the HI emission, while contribution by a pure H_2 phase with no CO emission remains a possible explanation.

Subject headings: surveys: infrared; ISM: general and dust; galaxies: Large Magellanic Cloud

1. Introduction

The Large Magellanic Cloud (LMC) is among the nearest external galaxy to our own ($\simeq 50$ kpc, Keller et al. 2006; Feast 1999) after the Sagittarius and Canis Major dwarf galaxies which lie close to the MW plane. It is also conveniently oriented almost face-on (viewing angle of 35° , Van der Marel & Cioni 2001), which should allow the study of the ISM emission with almost no con-

fusion along the line-of-sight. The LMC is also known for its low metallicity ($Z \simeq 0.3 - 0.5 Z_\odot$, Westerlund (1997), $Z \simeq 1/4$, Dufour (1984)), similar to that prevailing in early star-forming galaxies (Pei et al. 1999).

There are indications that dust in low metallicity galaxies is globally different than in the metal-rich galaxies. For instance, from the modeling of the UV to mm SED of a sample of low metallicity galaxies, (Galliano et al. 2003, 2005) inferred PAH relative abundances much lower than in the MW, but also found that the global SED from the MIR to the FIR is dominated by emission from much smaller dust grain sizes (3-4 nm) than in the MW. They argued that dust grains emitting at wavelengths as long as $100 \mu\text{m}$ were stochastically heated, in contrast to the larger dust grains dominating the diffuse emission in the MW. They also presented evidence for the presence of very cold ($T_d < 9$ K) dust to explain the observed submm/mm excess observed.

In the LMC, detailed studies of the extinction curve (e.g. Misselt et al. 1999; Clayton & Martin 1985; Gordon et al. 2003) have shown that the majority of the extinction curves measured in the LMC are significantly different than those in the MW, with a smaller UV bump and a steeper FUV rise, while some are similar. On the other hand, the shape of the LMC extinction curve is similar to that in the MW in the Visible and NIR (e.g. Clayton & Martin 1985). Also, bump size and FUV rise are anticorrelated, both in the LMC and in the MW (Massa & Savage 1984).

Although it is difficult to disentangle from selection effects, it is likely that there is a continuum of dust properties from SMC to our own MW, as well as within the LMC. Gordon et al. (2003) argued that these changes could be linked to variations of the dust properties while going from quiescent to active regions of the LMC. These studies also measured the N_H/A_V ratio along line of sights towards the stars where the extinction curve is measured. The average value for the LMC is $N_{HI}/A_V = 3.25 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Compared to the average galactic value of $N_{HI}/A_V = 1.55 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Bohlin et al. 1978; Diplas et al. 1994). This indicates an average dust content in the LMC about 2.6 times lower than in the MW, somewhat consistent with its lower metallicity. However, large variations of this ratio seem to exist. For instance,

¹CESR, Toulouse, France

²Spitzer Science Center, Caltech, MS 220-6, Pasadena, CA 91125

³Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218

⁴Nagoya University, Dept. of Astrophysics, Chikusa-Ku, Nagoya, 464-01, Japan

⁵Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Ave., Tucson, AZ 85721

⁶Department of Astronomy, University of Virginia, Astronomy Department, P.O. Box 3818, Charlottesville, VA 22903-0818

⁷Harvard-Smithsonian, CfA, 60 Garden St., MS 65, Cambridge, MA, 02138-1516

⁸Space Science Institute, 4750 Walnut St., Suite 205, Boulder, CO 80301

⁹Cerro Tololo Interamerican Observatory, Casilla 603, la Serena, Chile

¹⁰Department of Astronomy, University of Wisconsin, Madison, 475 N. Charter St., Madison, WI 53706

¹¹Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Ave., Tucson, AZ 85721

¹²University of California, Berkeley, Radio Astronomy Lab., 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720-3411

¹³Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, Orsay, France

¹⁴AURA, Inc., 1200 New York Avenue, NW, Suite 350, Washington, DC, 20005

¹⁵Jet Propulsion Laboratory, 4800 Oak Grove Blvd., MS 169-327, Pasadena, CA 91109

¹⁷Service d'Astrophysique, CEA, Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex

¹⁸National Optical Astronomy Observatory, 950 N. Cherry Ave., Tucson, AZ 85726-6732

¹⁹University of Michigan, Dept. of Astronomy, 830 Denison Bldg., Ann Arbor, MI 48109

²⁰University of College, London, Dept. of Physics and Astronomy, Gower St., London, WC1E 6BT

²¹Commonwealth Science and Industrial Research Organization (CSIRO), Head Office, GPO Box 4908, Melbourne, VIC, 3001 Australia

²²NASA Ames Research Center, Mail Stop 211-3, SOFIA, Moffett Field, CA 94035

²³Gemini Observatory, Northern Operations Center, 670 N. A ohuku Place, Hilo, HI, 96720

the LMC2 super shell (corresponding to SGS19 in the nomenclature of Kim et al. (2003)) next to 30-Dor has an average $N_{HI}/A_V = 6.97 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (5.6 times lower dust abundance than the MW) according to Gordon et al. (2003). Similarly, Clayton & Martin (1985) suggested that the steep FUV rise and lower bump may be a characteristic specific to stars close to the 30-Dor region, while stars away from it seemed to have less extreme and more similar to MW extinction curves. However, this effect was of marginal significance in their data, given the estimated error bars.

Polarization of the extinction also indicates a similar behavior as in our Galaxy, in particular with a similar value of the maximum polarization parameter $p_{max}/E(B - V)$ of about $5\%/mag^{-1}$, but also regarding the relationship between p_{max} and reddening and the relationship between the wavelength of maximum polarization λ_{max} and the ratio of total to selective extinction R (Clayton et al. 1983). This indicates that the variations observed in the UV absorption curve are probably related to changes of the dust composition, which do not affect the polarization nor the shape of the visible extinction. This picture is consistent with dust models where the UV bump and FUV rise are produced by small dust particles, while visible extinction is produced by a different dust population with larger sizes (see Désert et al. 1990) and where the smallest dust particles do not contribute significantly to the observed polarization.

Given the paucity of IR data with the appropriate sky coverage and angular resolution towards the LMC prior to the SAGE data, very few studies have undertaken large-scale analysis of the dust emission over the LMC. Aguirre et al. (2003) obtained sub-millimeter measurements of the LMC emission from $470 \mu\text{m}$ to 1.2 mm with the Top-Hat balloon-borne experiment. Applying a single temperature grey body fit to their data and DIRBE data at 100, 140 and $240 \mu\text{m}$ to the LMC SED with the 30-Dor contribution subtracted, they derived an average dust temperature of in the ISM of $T = 25.0 \pm 1.8 \text{ K}$ and a dust emissivity power-law index of $\beta = 1.3$. Sauvage et al. (1990) analyzed the LMC extended emission using the IRAS data and noticed that regions with high I_{60}/I_{100} and low I_{12}/I_{25} correspond to star forming regions. They concluded that the decrease in I_{12}/I_{25} was due to a lack of PAH emission which dominates

in the $12 \mu\text{m}$ band, which is now seen to be characteristic of low metallicity environments. Sakon et al. (2006) analyzed the DIRBE data towards the LMC. They found that dust in the LMC is generally significantly warmer (in the range 21 to 27 K) than in the MW. They noticed the existence of some DIRBE pixels which are unusually bright at $240 \mu\text{m}$, in particular in the surrounding of HI Super Giant Shell SGS11 (see Kim et al. 2003), but are also distributed somewhat more randomly within the LMC. They interpreted these pixels as the presence of cold dust ($T < 9 \text{ K}$). Comparing the emission in excess to the FIR emission in the DIRBE bands at 12, 25 and $60 \mu\text{m}$ with that for the inner regions of the MW, they showed that the LMC has proportionally less $12 \mu\text{m}$ and $25 \mu\text{m}$ and more $60 \mu\text{m}$ emission than the MW. They interpreted this as an indication that the size spectrum of small particles is different in both galaxies with the LMC having a distribution skewed towards larger particles. However, they noticed that because of the uncertainties in modeling the FIR component, in particular their working hypothesis of a single dust temperature and spectral emissivity index over a DIRBE pixel, that conclusion at $60 \mu\text{m}$ may only be marginal. Note that their results about the size distribution required is in apparent contradiction with the results on more distant low metallicity galaxies by Galliano et al. (2005), which may indicate less extreme size distribution variations in the case of the LMC.

At FIR wavelengths, IRAS observations have revealed that the peak of the emission associated with HII regions is located around $\sim 60 \mu\text{m}$, corresponding to a temperature for the BGs of $T \sim 30 \text{ K}$ (DeGioia-Eastwood 1992). However, lower or higher temperature, depending on the evolutionary stage of the HII region, will move the peak at longer/shorter wavelengths, as observed by Peeters et al. (2002) for Galactic HII regions. Focused studies of HII regions in the LMC have also been carried out with ISO (e.g. Vermeij et al. 2002; Li & Draine 2002; Madden et al. 2006), which also find PAH abundances lower in the LMC than in the MW. Vermeij et al. (2002) found clear correlations between the relative strengths of PAH features, such as the $I_{7.7}/I_{11.2}$ and $I_{8.6}/I_{11.2}$ with respect to $I_{6.2}/I_{11.2}$. These correlations appear to follow a sequence from MW values with high ratio to low metallicity environments such as LMC

and SMC with low ratios, a trend similar to that of the strength of the UV bump, indicating that some link may exist between the PAH emission and the 2200 Å bump. Within the LMC, they noticed a strong segregation of the feature ratios between the vicinity of 30-Dor and non 30-Dor environments, with 30-Dor exhibiting SMC-like colors and other regions being more MW-like. They interpreted their results as an effect of the molecular structure of the PAH molecules being more compact in the SMC and 30-Dor and more open and uneven in the rest of the LMC and the MW. Vermeij et al. also report no evidence of PAH abundance variations in their sample of HII regions. In addition, as for our Galaxy, HII regions in the LMC seem to be deficient in PAH emission, as illustrated by the low $12\mu/100\mu$ IRAS ratio found by (DeGioia-Eastwood 1992): while for HII regions the average value is 0.03, for the global LMC SED, this is of order of 0.03, i.e. a factor 10 smaller.

Previous studies of the ISM in the LMC have suffered from the lack of angular resolution of the FIR data (e.g. DIRBE, FIRAS) and/or the lack of spatial and wavelength coverage (e.g. ISO). The availability of the Spitzer SAGE data now opens the possibility to carry large-scale studies of the dust emission in the LMC on much firmer grounds. In particular, the angular resolution of the SAGE data (from about 2" at $3.6\mu\text{m}$ to 40" at $160\mu\text{m}$) now allows us to separate the extended emission from the stellar contribution which is dominant in the NIR, in order to reveal the structure of the extended emission in the NIR, to perform spatial correlations of the emission with gas tracers in order to separate the contribution from the various phases of the ISM, and to derive the FIR dust properties, such as the equilibrium temperature of the largest grains (and therefore the radiation field intensity) at the IRAS scale of a few arcminutes (instead of 40' with DIRBE FIR bands). This is an important improvement since, judging from the sizes of nearby MW Giant Molecular Clouds (GMC), the resolution of a few arcminutes corresponds to the expected size of GMCs with a mass of a few $10^5 M_{\odot}$ at the distance of the LMC.

The goal of this paper is to explore and exemplify such studies using the SAGE data. We first describe the SAGE IR data in Sect. 2, focusing on the features which are important in the frame-

work of analysing the extended emission. We also present in Sect. 3 the ancillary data that we use for such studies, in order to trace the gas distributions in the LMC. In Sect. 4, we describe the additional data processing performed on both the SAGE and ancillary data which is specific to the study of the extended emission presented in this paper, as well as the dust model used in the analysis. In Sect. 5, we compare the Spectral Energy Distribution (SED) of the integrated LMC ISM emission with a reference SED of the MW plane and the integrated SED of the SMC, in the wavelength range from $3.6\mu\text{m}$ to $500\mu\text{m}$. We show evidence for the existence of a MIR excess emission near $70\mu\text{m}$. In Sect. 6, we construct temperature and optical depth maps of the LMC using the FIR data and show evidence for the existence of a FIR excess emission with respect to gas tracers. In Sect. 7, we select a few representative regions of the LMC and derive the SED of the dust associated with the neutral and molecular phases of the ISM for these regions. Sect. 8 describes the procedure used to fit all SEDs analyzed in this paper and discusses the quality of the fits. Sect. 9 discusses the results in terms of the dust abundance and composition in the various phases of the ISM, both for the global analysis and for the selected regions. Sect. 10 is devoted to conclusions.

2. SAGE Observations

The infrared images were generated as part of the 'Surveying the Agents of Galaxy Evolution' (SAGE) project (see Meixner et al. 2006), using the imaging instruments on the *Spitzer Space Telescope* (Werner et al. 2004). The Infrared Array Camera (IRAC) generates images in four mid-infrared wavebands with central wavelengths 3.6, 4.5, 5.8, and $8\mu\text{m}$ (Fazio et al. 2004). The Multi-band Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) generates images in three far-infrared wavebands 24, 70, and $160\mu\text{m}$ (Rieke et al. 2004). The observing strategy and data analysis procedures are described by (Meixner et al. 2006).

Figures 1, 2, 3 and 4 show the overall Spitzer IR emission of the LMC at 160, 24, 8 and $3.6\mu\text{m}$. The IR emission is overlaid on the HI and CO integrated intensity contours. The positions of the areas studied in more details in this paper are shown by the squares. It can be seen that the distribu-

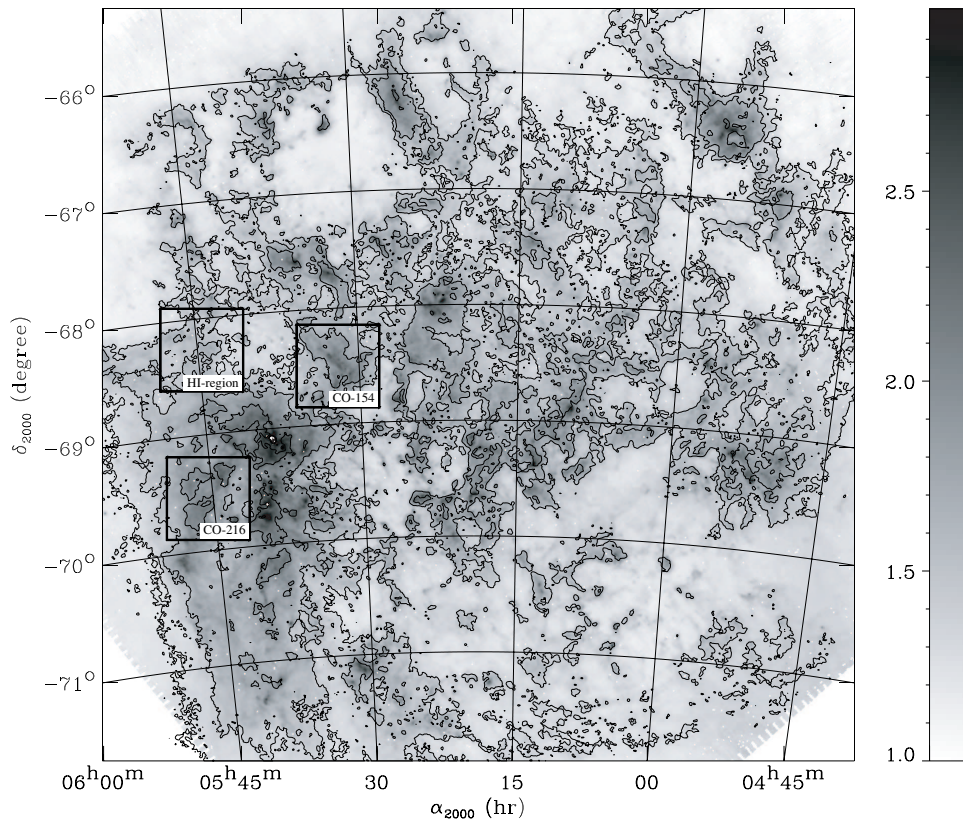


Fig. 1.— SAGE map of the full LMC at 160 μm , overlaid with the HI integrated intensity contours at 0.7, 1.4 and 2.8 10^3 Kkm/s (corresponding to HI column densities of 1.2, 2.4 and 4.8 10^{21} Hcm $^{-2}$ respectively). The gray scale is $\log_{10}(I_\nu/(\text{MJy/sr}))$. The squares show the positions of the HI region (North-East region) and the CO regions (CO-154: North-West area, CO-216: South-East area) analyzed in Sect. 7.

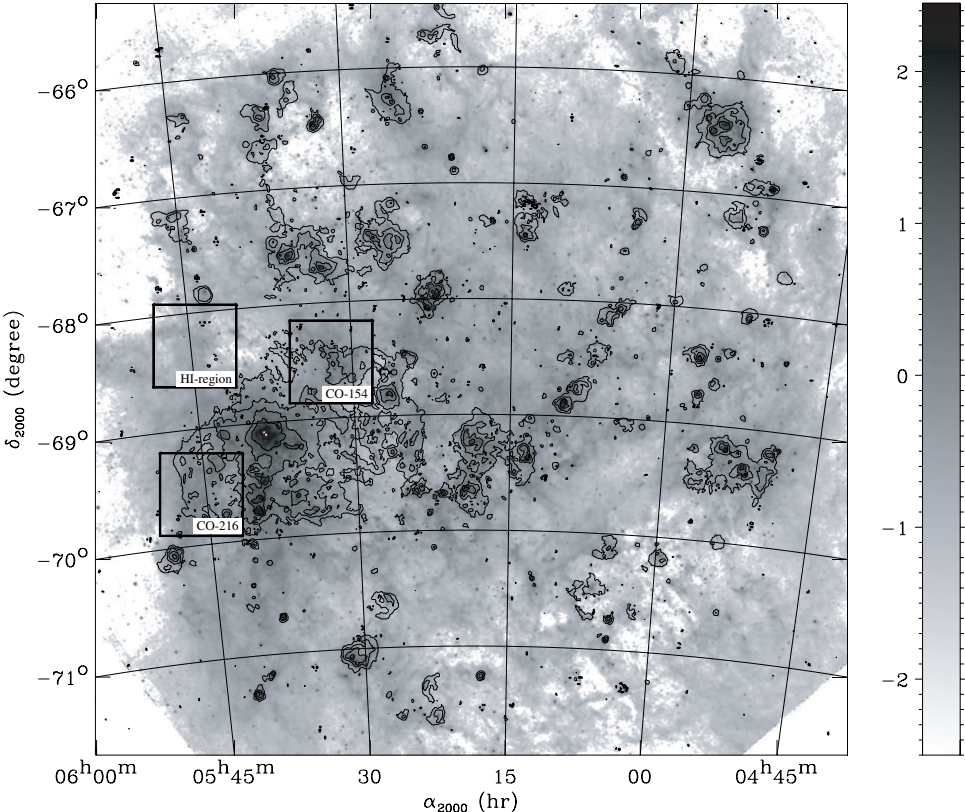


Fig. 2.— SAGE map of the full LMC at $24\ \mu\text{m}$, overlaid with the H_α emission with contours at 40, 120, 360 and 1080 Rayleighs. The gray scale is $\log_{10}(I_\nu/(\text{MJy/sr}))$. The squares show the positions of the selected regions (see Fig. 1).

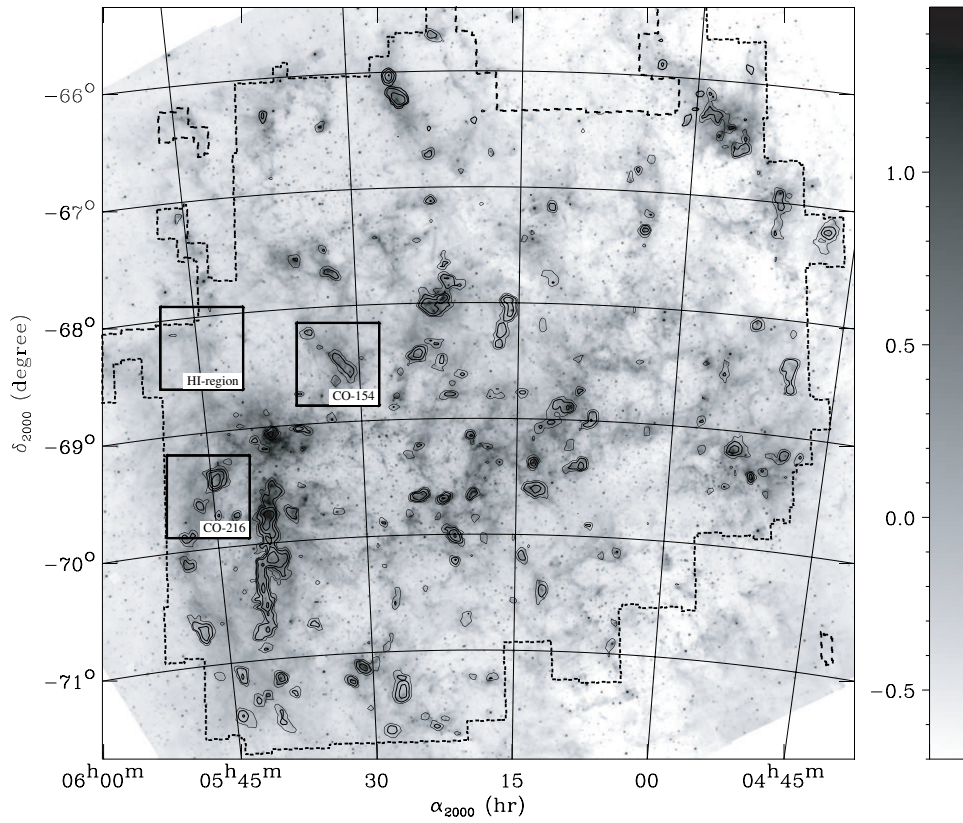


Fig. 3.— SAGE map of the full LMC at $8\mu\text{m}$, overlaid with the NANTEN $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ integrated intensity contours at 1, 2, 4 and 8 Kkm/s. The dashed contours shows the limits of the NANTEN survey. The gray scale is $\log_{10}(I_{\nu}/(\text{MJy}/\text{sr}))$. The squares show the positions of the selected regions (see Fig. 1).

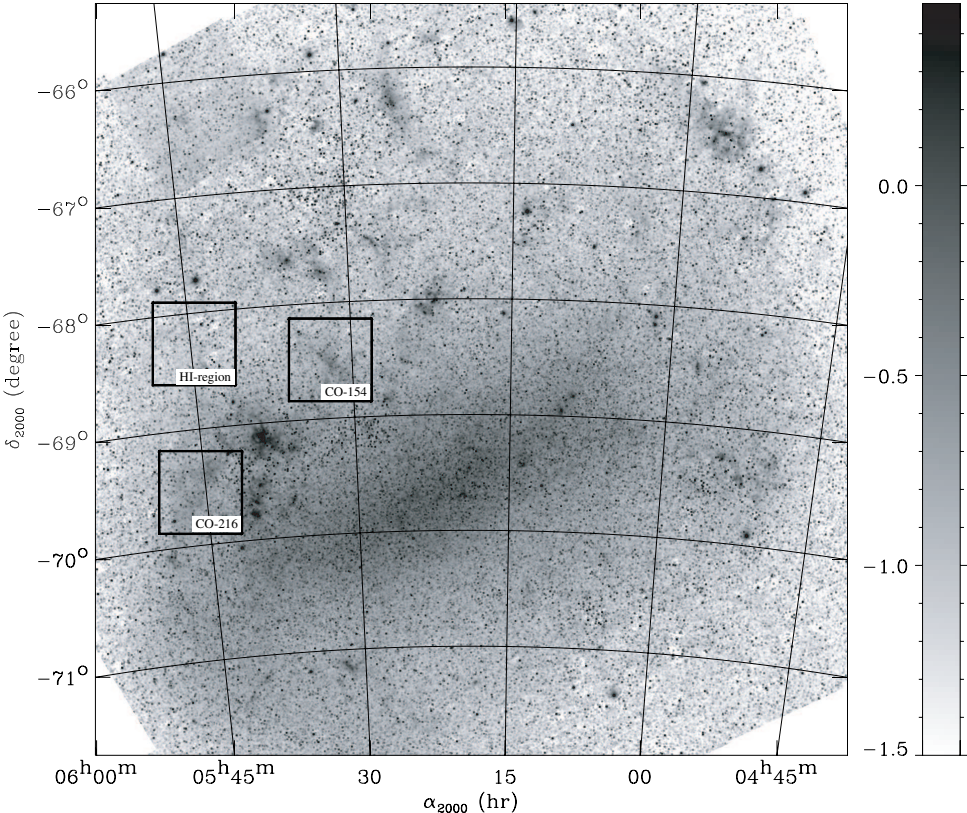


Fig. 4.— SAGE map of the full LMC at 3.6 μm . The gray scale is $\log_{10}(I_{\nu}/(\text{MJy}/\text{sr}))$. The squares show the positions of the selected regions (see Fig. 1).

tion of the FIR emission closely follows that of HI. Slight departures from the overall correlation are apparent in Fig. 1, which can be interpreted as the existence of molecular material, or to some variations of the temperature. At the shortest wavelengths, emission is dominated by stellar emission mostly concentrated in the stellar bar.

Among the most relevant contributors to the observed IR emission are discrete HII regions. In particular, the LMC hosts the 30 Doradus complex, the brightest HII region in the Local Group which is thought to account for about 20% of the total FIR emission of the LMC (Aguirre et al. 2003). An accurate estimate of the HII regions contribution to the total emission of the LMC is made complicated by the large variations in the physical properties (evolutionary stage, radiation field, etc.) of different objects as well as by crowding of the sources. In addition, understanding the dust emission in HII regions is generally made complicated by the uncertainties on the rapidly changing physical conditions within any given object. Such estimates and detailed studies are therefore beyond the goals of the present analysis and will be investigated in a forthcoming paper dedicated to HII region emission in the SAGE data.

3. Ancillary Data

In order to correlate the dust emission properties with the gas emission, we use the ancillary data-sets described below.

3.1. HI emission

To trace the atomic gas, we use the HI map of the LMC obtained by Kim et al. (2003), combining data from the Australia Telescope Compact Array (ATCA) interferometer (Kim et al. 2003) and Parkes single dish telescope (Staveley-Smith et al. 2003) covering $11.1^\circ \times 12.4^\circ$ on the sky. The spatial resolution of the data available is $1'$ corresponding to a physical resolution of ~ 14.5 pc at the distance of the LMC. The coverage of the heliocentric velocity is $-33 < v_{\text{hel}} < 627$ km s^{-1} with a velocity resolution of 1.649 km s^{-1} . The RMS noise level of the final cube is 2.5 K. The large-scale HI distribution is characterized by a spiral structure which, with respect to optical images, does not present a bar. The most prominent con-

centration of HI is found in correspondence of the 30Dor complex and extends 2° south. On small scales, the distribution is dominated by a complex system of filaments, shells and holes. Kim et al. (1999) have identified 23 supergiant shells and 103 giant shells and most of these appear to be correlated with similar structures observed in H_{α} .

We integrated in the HI data cube over the range $190 < v_{\text{hel}} < 386$ km s^{-1} to construct the integrated intensity map, W_{HI} . The integrated intensity map was transformed to K km s^{-1} units using (Kim, private communication).

$$\frac{W_{\text{HI}}}{\text{K km/s}} = 168.3 \times \frac{W_{\text{HI}}}{\text{mJy/beam km/s}}. \quad (1)$$

In the limit where the 21-cm line is optically thin, the column density is

$$\frac{N_{\text{H}}^{\text{HI,thin}}}{\text{H cm}^{-2}} = 1.82 \times 10^{18} \frac{W_{\text{HI}}}{\text{K km/s}}. \quad (2)$$

In fact it is known that the 21-cm line in the LMC is at least moderately optically thick, based on the absorption spectra of background radio continuum sources (Marx-Zimmer et al. 2000). Half of the 20 radio sources had some 21-cm line absorption, with optical depths of 0.5 not uncommon. These radio sources are not completely randomly distributed, being biased toward 30 Dor, the LMC 4 supergiant shell, and the HI ‘edge’, E of 30 Dor. The correction to the column density for optical depth effects is

$$\frac{N_{\text{H}}^{\text{HI}}}{N_{\text{H}}^{\text{HI,thin}}} = \frac{\int T_b \tau (1 - e^{-\tau})^{-1} dv}{\int T_b dv} \quad (3)$$

where v is the velocity and T_b is the brightness temperature. We do not know the optical depth at each velocity and position for the LMC. We only know the observed brightness temperature. For gas with a single spin temperature T_s , the brightness temperature is $T_b = T_s(1 - e^{-\tau})$. If we assume T_s , then we can infer the optical depth from the observed brightness, and calculate the corrected column densities. If the emission arises from warm gas, i.e. with temperature is $T_s > 200$ K, then the 21-cm line is always optically thin, since the maximum observed brightness temperature is only 140 K. But 21-cm absorption studies in the Milky Way find cold atomic gas temperatures of 60 K, and in the LMC either the cold

atomic gas is much colder ($T_s \simeq 30$ K) or is much more abundant (Marx-Zimmer et al. 2000). We therefore must anticipate some optical depth effects in the 21-cm observations of the LMC, possibly at a level more severe than the Milky Way and the SMC (Dickey et al. 2000). To illustrate the effect of cold, optically thick atomic gas, we assume $T_s = 60$ K, solve for the optical depth at each velocity, and recompute the column density at each pixel, $N_H^{HI, T_s=60}$. In regions of low column density, the brightness temperature is low enough that the 21-cm line is optically thin. However, toward most of the regions with noticeable structure, at $N_H^{HI, thin} > 10^{21}$ cm $^{-2}$, the column density is increased significantly. The total HI mass of the LMC, assuming the 21-cm line is optically thin everywhere, is $4 \times 10^8 M_\odot$, while using the $T_s = 60$ K assumption, the total HI mass is 3.3 times larger. The column density correction factor,

$$f_{T_s=60} = \frac{N_H^{HI, T_s=60}}{N_H^{HI, thin}} \quad (4)$$

ranges from 1-8 over nearly all of the LMC, with a median of 1.2. For $N_H^{HI, thin} = 10^{21}$ and $2 \cdot 10^{21}$ Hcm $^{-2}$, typical of the lines of sight where we could measure the dust temperature with the Spitzer data, the median correction $f_{T_s=60} = 1.3$ and 3.9, respectively. In these regions, we expect the column density inferred assuming the 21-cm line is optically thin to be too low by these factors.

The LMC being located at galactic latitude $b = -34^\circ$, it is subject to significant contamination by galactic foreground emission which has to be removed from the IR data. In order to account for the galactic foreground toward the LMC, we used a galactic HI column density map constructed by Staveley-Smith et al. (2003) by integrating the Parkes HI data in the velocity range from $-64 < v_{hel} < 100$ km/s, which excludes all LMC associated gas ($v > 100$ km/s) but includes essentially all galactic emission. This map shows that the galactic foreground across the LMC is as strong as $N_H = 1.3 \cdot 10^{21}$ Hcm $^{-2}$, with significant variation across the LMC, in particular a wide filamentary structure oriented SW to NE. We use the optically-thin limit for the galactic HI in front of the LMC, assuming most of the 21-cm line emission on these lines of sight is from warm gas or diffuse cold gas. This foreground map was used to subtract the foreground IR emission

from the IR maps, using the solar neighborhood SED described in Sect. 5.2. The lack of galactic-velocity CO shows that there are no strong condensations of galactic ISM toward the LMC. The average corresponding extinction over the LMC extent is about $E_{B-V} \simeq 0.06$ corresponding to $A_V \simeq 0.2$ mag assuming a ratio of total to selective extinction $R_V = 3.1$.

3.2. CO emission

The CO ($J=1-0$) molecular data used in this work was obtained using the NANTEN telescope, a 4-m radio telescope of Nagoya University at Las Campanas Observatory, Chile (see Fukui et al. 2007). The observed region covers about 30 square degrees where CO clouds were detected in the NANTEN first survey (e.g. Fukui et al. 1999; Mizuno et al. 2001). The observed grid spacing was $2'$, corresponding to about 30 pc at a distance of the LMC, while the half-power beam width was $2.6'$ at 115 GHz. The typical $3 - \sigma$ noise level of the velocity-integrated intensity is about 1.2 Kkms $^{-1}$. This corresponds to $N(H_2) = 8 \times 10^{20}$ cm $^{-2}$, using a CO-to- H_2 conversion factor of $X_{CO} = 7 \times 10^{20}$ H $_2$ cm $^{-2}$ /(Kkm/s). The total mass of the molecular gas in the LMC is about $5 \cdot 10^7 M_\odot$ using the same X_{CO} factor, about 10 times less than the HI mass derived under the assumption of thin HI emission. The CO distribution of the LMC is found to be clumpy with some large molecular cloud complexes, contrary to the filamentary and shell like structures of HI gas distribution. Fukui et al. (2007) identified 272 molecular clouds, about 1/4 of which were associated with optically identified young clusters by Bica et al. (1996) (Type III), about half with optically identified HII regions (Type II), and the rest not associated with any indicator of massive star formation in optical data (Type I).

We used the CO map to construct an integrated intensity map (W_{CO}), integrating over the full v_{lsr} range of the data ($100 < v_{lsr} < 400$ km/s for about 80 % of the data, while the 20 % had a velocity range of about 100 km/s $^{-1}$ covering the HI emitting regions.)

In this paper, we derived molecular column densities using

$$\frac{N_H^{CO}}{H \text{ cm}^{-2}} = 2X_{CO} \times \frac{W_{CO}}{K \text{ km/s}}, \quad (5)$$

and assuming the average X_{CO} factor derived from the Virial analysis of the CO emission in Fukui et al. (2007), $X_{\text{CO}} = 7.10^{20} \text{ H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm/s})$.

3.3. H_α emission

The ionized gas component is taken into account through H_α emission with the Southern H Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA, Gaustad et al. 2001) covering the southern sky with a field of view of 13° . The survey has been carried out with a narrowband imaging system consisting of an H_α filter of 3.2 nm bandwidth and a dual-band notch filter which excludes H_α but transmits a 6.1 nm band of continuum radiation on either side of H_α , centered at 644 and 677 nm. For the analysis presented here, the continuum-subtracted map has been used. The survey angular resolution is 0.8 arcmin which corresponds to a linear resolution of 11.6 pc. The sensitivity reaches 2 Rayleighs (1 Rayleigh = $10^6 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ corresponding to $2.41 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) and it is mainly limited by geocoronal contamination. In fact, with respect to Febyr-Perot surveys, narrowband imaging observations do not provide velocity information and therefore do not allow separation of the interstellar H_α with respect to the Earth's geocorona.

The intensity map was transformed into electron column density by using the relation:

$$\frac{N_{\text{H}}^{H^+}}{H \text{ cm}^{-2}} = 1.37 \times 10^{18} \frac{I_{\text{H}_\alpha}}{R} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (6)$$

given the assumption that 1 Rayleigh corresponds to an emission measure of $2.25 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$, assuming a gas temperature of $T_e = 8000 \text{ K}$ (see, for instance, Dickinson et al. 2003). Note that the above relation is valid only where a constant density can be assumed, which is probably an acceptable approximation in the diffuse ionised medium, but would lead to erroneous results where large values of I_{H_α} are observed. In the present analysis, we use it only at low emission measures ($\text{H}_\alpha < 200\text{R}$). Note also that no correction for extinction in the H_α data is applied in the present analysis.

4. Data Handling

In addition to the processing of the SAGE data presented in Meixner et al. (2006), the following

treatment, necessary to the analysis of the extended emission, was applied to the SAGE maps.

4.1. Point source blanking

At IRAC frequencies, pixels affected by stellar emission were removed by blanking a circular region around each star detected in the SAGE point-source catalog (we used Epoch1+2 catalog 20060511), with a diameter ϕ_{blank} proportional to the flux source F , using

$$\phi_{\text{blank}}^2 = \left(\ln\left(\frac{F}{\Omega}\right) - \ln(B_l) \right) \frac{\theta_{fwhm}^2}{\ln(2)} \quad (7)$$

where θ_{fwhm} the PSF FWHM size, F is the point source flux in Jy, B_l is a threshold brightness and Ω is the PSF solid angle ($\Omega = \pi\theta_{fwhm}^2$). For the faintest sources for which Eq.7 leads to masking less than one pixel of the image, the mask is set to one pixel. The parameters used for the various Spitzer channels are given in Tab. 1.

Although the above procedure masks most stars, a few bright point sources remain which are not well accounted for in the catalog. Those are identified using two successive calls to the DAOPHOT “find” procedure with a detection threshold set to $500 - \sigma$ for the brightest sources and then a detection threshold set to $30 - \sigma$ for the remaining sources, where σ is the image rms in an empty region. Sources found in this way are also masked using Eq.7 but using a value of $\ln(B_l)$ 40 times larger than given in Tab. 1 for the brightest sources (detected at $500 - \sigma$).

Table 1: Parameters used for star masking

Band	$\ln(B_l)$ (MJy/sr)	θ_{fwhm} (")
IRAC 3.6	-6.95	4.72
IRAC 4.5	-7.29	4.76
IRAC 5.8	-4.21	5.31
IRAC 8.0	-5.03	5.61
MIPS 24	-3.12	6.00
MIPS 70	0.053	18.0
MIPS 160	2.88	40.0

4.2. Photometry correction for extended sources

IRAC was calibrated for a finite aperture; for this paper we are interested only in the extended emission so we correct the images by multiplying by empirically-derived factors 0.944, 0.937, 0.772, and 0.737 to account for light lost from the stellar calibration aperture (Reach et al. 2005).

4.3. Convolution to common resolution

All maps were convolved to a common resolution σ_c through convolution by a Gaussian kernel with FWHM $\sigma_k^2 = \sigma_c^2 - \sigma_d^2$, where σ_d is the original resolution of the maps. Masks identifying the pixels of the original images which were blanked due to PS subtraction were also convolved in the same way, and processed as the rest of the data. They are used at weighting the data in the correlation analysis presented in Sect. 8. Note that these masks are also applied to non-SAGE data such as IRIS images used in the study (we used the 8 and 24, 70 and 70 μm masks for the IRIS 12, 25, 60 and 100 μm bands respectively), in order to penalize IRIS pixels affected by significant contribution from point sources in the correlations.

In this paper, we use essentially data at the resolution of the IRAS 100 μm band, ie $\sigma_c = 4'$, since combining the IRAS and Spitzer data-sets is required for an accurate determination of the dust temperature. We also use $\sigma_c = 1'$ in some of the analysis presented here, for instance in Sect. 5.3.

All images were then regridded to a common FITS pixelisation, using standard WCS routines. A similar procedure was applied to all data used, including the IRAS and ancillary data, when the resolution of the ancillary data was higher than the common resolution.

4.4. Foreground and background subtraction

The IR foreground contribution at all Spitzer/IRAS frequencies was subtracted from the map using the HI foreground map described in Sect. 3.1. This contribution has been evaluated using the IR emissivity values corresponding to the best fit of the average high latitude galactic mission SED of Dwek et al. (1997) (see Sect. 5.2). Note that the resolution of the HI foreground map is 14', significantly lower than the resolution used in the

present study, (4'-1') but smaller than the size of the correlation boxes selected around each region in the LMC (0.7°). One must therefore keep in mind that residual emission structures at the scale below 14' in the present analysis could be due to residual contribution from the galactic foreground.

Estimates of the level of the Zodiacal light emission have been subtracted from the IRAC maps and from the MIPS maps at 24 μm in the SAGE pipeline. However, arbitrary offsets may subsist in the maps which need to be removed before large scale emission can be analyzed quantitatively. In order to subtract any contribution from residual extended emission such as zodiacal light, cosmic IR background or artifact offset in the data, all images were background subtracted by removing the 10% lower percentile value computed in a region common to all images, away from the main emitting regions of the LMC. The common background region is defined such that $N_{\text{H}}^{\text{HI}} < 1.5 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$. A similar procedure was applied to all data used.

4.5. Dust emission model

In order to explain the IR observations, we use the dust emission model proposed by Désert et al. (1990). This model fully takes into account stochastic heating of very small grains. It invokes 3 dust populations: Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH), Very Small Grains (VSG) assumed to be mainly composed of Carbonaceous material and Big-Grains (BG) composed of Silicate. The original model was updated to account for the actual shape of the PAH emission features as derived from ISO and Spitzer Spectroscopy measurements and to include the 17 μm feature attributed to PAH. We also added a NIR continuum (with a temperature $T=1000 \text{ K}$) which was originally detected in reflection nebulae (Sellgren et al. 1983) and which existence was later found both in the MW from DIRBE (Bernard et al. 1994) and Spitzer data (Flagey et al. 2006) as well as in external galaxies (Lu et al. 2003, 2004). The same assumptions as in Flagey et al. (2006) are used in the model regarding the contribution of PAH with various ionization stages. Although we do not fit for the ionization fraction of PAH, we tried several ionization fractions and concluded that the data is compatible with a fully neutral population of PAH for the regions included in this paper. This is consistent with the fact that the

radiation field intensities sampled in the selected regions is moderate.

The model was interfaced so that emission can be computed in the photometric channels of the instruments used here (IRAS, DIRBE, IRAC, MIPS) when necessary, taking into the color corrections, using the actual transmission profiles for each instrument, and following the flux convention description given in the respective explanatory supplements. The model was further interfaced with a minimization tool allowing automated fits of SED combining measurements from these instruments, as well as narrow band or spectral data (such as FIRAS). Use of the model in this context is described in Sec. 8.

5. LMC emission compared to the MW and SMC

In this section, we construct the SED of the integrated emission of the LMC and compare it with that of the SMC and the MW plane. The goal is to place the LMC in context for comparison with other galaxies, and also to perform a large-scale calibration check of the SAGE data with respect to other IR data of the LMC. The global SEDs derived in this section are also used in the rest of this paper (see Sect. 8), as a reference to compare the individual SEDs derived from selected individual regions in the LMC with its total emission and the MW emission.

5.1. Overall SED of the LMC

We constructed the total SED of the LMC merging the Spitzer SAGE data with the Improved Reprocessing of the IRAS data (IRIS: Miville-Deschênes & Lagache 2005) and the FIRAS data. The total SAGE fluxes were computed using the maps processed as described in Sect. 4. We summed all values in the Spitzer SAGE images. The FIRAS and IRIS data was averaged in a circular region with diameter 8° centered on the LMC, with a surrounding background region of radius 16° . The error bars were derived from the data error, and also include the uncertainty due to background subtraction, derived from the dispersion of brightness values in the background region defined in Sec. 4.4. The resulting SED is shown in Fig. 5. FIRAS data with the lowest Signal/Noise have been omitted for clarity. In the sub-millimeter, the lev-

els obtained are consistent with the measurements from the Top-Hat experiment (see Aguirre et al. 2003).

The comparison between the SAGE data at MIPS wavelengths ($24\ \mu\text{m}$, $70\ \mu\text{m}$ and $160\ \mu\text{m}$) and the IRIS data at 25 and $60\ \mu\text{m}$ and the FIRAS data shows a good agreement, indicating that the overall calibration of the SAGE data is accurate within the error of the available data. The largest apparent difference is between the MIPS $24\ \mu\text{m}$ and IRAS $25\ \mu\text{m}$ channels, where the difference between the two measurements is about 10%, but remains within the $3-\sigma$ uncertainties of the IRAS measurement. Engelbracht et al. (2007) found a similar result, but also found the offset to be well within the scatter observed in a much larger sample of galaxies. Note that a detailed comparison between the IRAC and DIRBE photometry in the 3.5 and $4.9\ \mu\text{m}$ DIRBE channels cannot be easily performed because of the difficulty of removing the stellar contribution from the background region around the LMC in the DIRBE data.

We then derive the total contribution from the ISM emission by subtracting the point-source contribution. We computed the contribution from point-sources to the total LMC SED, by subtracting from each Spitzer band the integrated flux in the IRAC²³ and MIPS²⁴ point-source catalogs generated using the SAGE pipeline. At DIRBE and IRAS wavelengths, a similar correction was applied by interpolating into the values at Spitzer wavelengths. For the FIRAS part of the spectrum, point-sources were assumed to contribute the same fraction of the total flux at $160\ \mu\text{m}$. The point-source SED is also shown on Fig. 5. Note that point sources dominate the total LMC emission in the IRAC 3.6 and $4.5\ \mu\text{m}$ bands, and become about 50% and lower at $8\ \mu\text{m}$ and above. The values for the extended emission SEDs were further corrected for the PS/extended emission correction factors for IRAC given in Sect. 2. The resulting global SED of the LMC is compared to that of the MW and the SMC in Fig. 5.

For further analysis in this paper (see Sec 8), the total SED was normalized to the average total gas column density of the LMC. The average HI column density of the LMC was derived by aver-

²³IRAC: catalog epoch1+2+3

²⁴MIPS: epoch 1+2

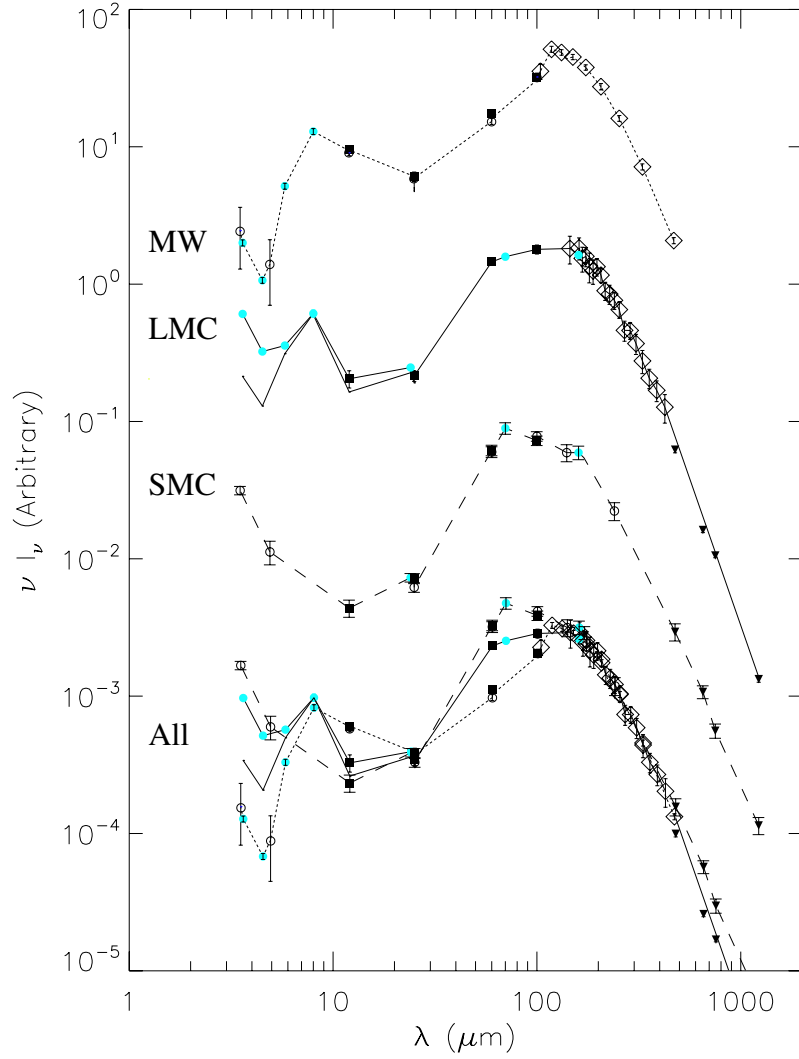


Fig. 5.— Spectral Energy Distribution of the entire LMC (solid) compared to the MW plane SED (short dash) and the SMC SED (long dash). The lower curve for the LMC shows the extended emission of the LMC, after subtraction of the stellar contribution from the SAGE PS catalogs. The lower curves show the same SEDs normalized in the FIR. IRAS data points are shown by filled squares, Spitzer data points are shown by filled circles, FIRAS data points are shown by the open diamonds, DIRBE data points are shown by open circles. The SMC SED is from Leroy et al. (2007) for the IRAS and MIPS data points and from Stanimirovic et al. (2000) for the DIRBE points. The MW plane SED is discussed in Sect. 5.2. The LMC SED is discussed in Sect. 5.1. The downward triangles show the Top-Hat balloon experiment data. All error bars are $\pm 1 - \sigma$.

aging the background subtracted HI integrated intensity data of Kim et al. (2003) within a radius of 6° from the center of the LMC, which encompasses most of the detected HI emission. The derived average column density is $N_{\text{H}}^{\text{HI}} = 6.3 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$ under the assumption of thin HI emission, corresponding to a total HI mass of $M_{\text{HI}} = 4.6 \cdot 10^8 M_{\odot}$. The column density contribution from CO was estimated using the total molecular mass derived by Fukui et al. (2007) of $M_{\text{CO}} = 5 \cdot 10^7 M_{\odot}$, which corresponds to an average column density of $N_{\text{H}}^{\text{CO}} = 6.8 \cdot 10^{19} \text{ H/cm}^2$ in the integration region. Note that this estimate takes into account the average value and the variations of the X_{CO} factor measured across the LMC derived from Virial analysis of the NANTEN data. The total average column density derived is $N_{\text{H}}^{\text{tot}} = 7 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$. The column density normalized SED is shown in Fig. 14. The overlaid best fit model is described in Sect. 8.

5.2. Overall SED of the MW

Several attempts have been made to construct the global SED of the IR galactic emission. Bernard et al. (1994) used the early DIRBE data to construct the average SED over a set of clouds along the galactic plane. Boulanger et al. (1996) constructed the average FIRAS SED of high latitude galactic material and derived an average SED consistent with dust at $T = 17.5 \text{ K}$ and a FIR spectral index $\beta = 2$. Dwek et al. (1997) constructed the average SED of the diffuse interstellar medium from $3.5 \mu\text{m}$ to 1 mm , combining DIRBE and FIRAS data towards high galactic latitude regions, and found an SED very similar to that of Bernard et al. (1994) in the DIRBE range. Arendt et al. (1998) used the DIRBE all-sky data to produce the SED of the galactic emission from $1.25 \mu\text{m}$ to $240 \mu\text{m}$. Note that each of these determinations were indeed obtained in different regions of the sky. The fact that they agree reasonably well in the near and mid-IR indicates that the shape of the SED does not vary greatly over this spectral range.

However, the above estimates were mainly dedicated to understanding dust properties in the diffuse high galactic latitude regions corresponding to the solar neighborhood and none of them is actually representative of the overall emission of the galactic plane, which spans a wide range of

temperature and density. We therefore construct an average SED of the galactic plane by combining the IRIS, DIRBE and FIRAS data. After being re-pixelized to the Healpix pixelization scheme²⁵, all data were degraded to the resolution of the FIRAS data (7°) by convolution with the appropriate Gaussian kernel. A similar treatment was applied to the all-sky N_{H} map combining the Leiden/Dwingeloo (Hartmann & Burton 1995) and the Southern survey by Dickey & Lockman (1990), as provided on the lambda web site (<http://lambda.gsfc.nasa.gov>). We extracted the galactic SED by considering regions with $W_{\text{HI}} > 500 \text{ Kkm/s}$ ($N_{\text{H}} > 9.1 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$) and subtracting a background at all wavelengths in regions with $500 < W_{\text{HI}} < 200 \text{ Kkm/s}$ ($3.6 \cdot 10^{20} < N_{\text{H}} < 9.1 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$), in order to subtract any zodiacal light or Cosmic Infrared Background emission residual. The resulting MW SED is shown in Fig. 14.

In this paper, we use the SED derived by Dwek et al. (1997) to represent the solar neighborhood and the galactic plane SED described above for the galactic plane emission. They are called MW (Diff) and MW (Plane) respectively in the following.

5.3. $70 \mu\text{m}$ excess

Figure 5 shows the comparison of the total SED of the MW, LMC and SMC. In the lower part of the figure, the SEDs have been normalized in the FIR, to better evidence the variations in their shape. It is clearly apparent on the normalized SEDs that an excess emission is present in the LMC and SMC SEDs at 60 and $70 \mu\text{m}$, which could even affect the $100 \mu\text{m}$ point. It is also clear that the excess emission is rising from the MW to the LMC and is maximum in the SMC. All 3 normalized SEDs match well at $25 \mu\text{m}$ and then split again at $12 \mu\text{m}$ with this time the highest relative brightness for the MW and the lowest for the SMC, a reverse situation as compared to that in the $70 \mu\text{m}$ excess. As part of the IRAS $12 \mu\text{m}$ is produced by the dust emission continuum (the rest being contributed by the PAH features at $11.3 \mu\text{m}$ and $7.7 \mu\text{m}$), this is likely to indicate a systematic steepening of the continuum SED in the MIR,

²⁵Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization, see <http://healpix.jpl.nasa.gov/>

with the MW having the flattest and the SMC the steepest SEDs respectively, and an intermediate slope for the LMC. This could reflect systematic changes in the size distribution of the small grains producing the MIR emission and/or modification of the ISRF strength. Note also that the SEDs of the MW and LMC match again in the Spitzer $8\ \mu\text{m}$ bands. However, this could be somewhat fortuitous, since the Spitzer-IRAC values used here for the MW were not obtained in the exact same region as the other points of the MW SED. Indications for the existence of similar mid-IR excess emission were identified in the SMC (Bot et al. 2004), in the LMC (see Sauvage et al. 1990; Sakon et al. 2006) and even possibly toward unresolved galaxies (Galliano et al. 2003, 2005), although no spatial study of its distribution has been carried and no physical interpretation has been proposed.

In an attempt to assess the spatial distribution of the $70\ \mu\text{m}$ excess, we used the following procedure to estimate the contribution from BG and VSG at $70\ \mu\text{m}$, using the dust emission model described in Sec. 4.5 and the standard parameters proposed by Désert et al. (1990). We first computed the Spitzer $160\ \mu\text{m}$ to IRAS $100\ \mu\text{m}$ ratio as a function of the ISRF intensity (X_{ISRF}) using the model. This relation was fitted using a low order polynomial and used along with the measured $160/100$ ratio map to construct a map of X_{ISRF} . Second, we used the model to compute the $24/70$ ratio for VSG only and the $160/70$ ratio for BG only as a function of X_{ISRF} and again, fitted the corresponding relations using a low order polynomial. Finally, we use the above relations with the measured $24\ \mu\text{m}$ and $160\ \mu\text{m}$ Spitzer emission maps and the X_{ISRF} map constructed above to estimate the contribution from BG and VSG to the $70\ \mu\text{m}$ band and subtracted from the observed Spitzer map at $70\ \mu\text{m}$. The above method makes the reasonable assumption that the observed emission at $160\ \mu\text{m}$ and $24\ \mu\text{m}$ are dominated by emission from BG and VSG respectively and fully takes into account the variation of the spectral shape of each component with the varying ISRF intensity. Note that, since the method uses the IRAS $100\ \mu\text{m}$ map to derive the ISRF strength, this is performed at the resolution of the IRAS data.

The spatial distribution of the $70\ \mu\text{m}$ excess computed this way is shown on Fig. 6. The figure shows that the $70\ \mu\text{m}$ emission is extended in

nature. Most regions of the LMC show a positive excess. However, the brightest excess regions concentrate in a one degree ring-shaped structure to the East and South of 30-Dor. Further spectral characterisation and the possible interpretation of this excess emission will be discussed in Sect. 9.4.

6. FIR emission distribution in the LMC

In this section, we derive an all-LMC map of the dust temperature and FIR optical depth. We use the $4'$ resolution maps processed as described in Sect. 4.

6.1. Dust temperature map

We derive a map of the temperature of the BGs in the LMC using the ratio of our Spitzer $160\ \mu\text{m}$ and the IRIS image at $100\ \mu\text{m}$, assuming that the IR emission can be represented by a gray body emission

$$I_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T_d), \quad (8)$$

with $\beta = 2$ in the FIR. We used the Spitzer $160\ \mu\text{m}$ map smoothed to the resolution of the IRIS map ($4'$). An iterative procedure was used to derive T_d along with the color corrections in the Spitzer and IRAS optical bands using the spectral shape of Eq. 9. We estimated the error on the derived temperature using the uncertainties on the 100 and $160\ \mu\text{m}$ as measured by their standard deviations in the background region of each map (see Sect. 4). Pixels corresponding to low emission regions obviously lead to larger errors. Those with errors in excess of 30% of the temperature value were removed from the final map.

Note that in past studies, such FIR derived temperature maps could only be constructed at the resolution of the DIRBE data (1°). Note also that some of the past attempts at constraining the equilibrium temperature of the large grains in the LMC used the IRAS $60\ \mu\text{m}$ emission. Emission at $60\ \mu\text{m}$ is highly contaminated by out of equilibrium emission from VSGs and this is even more so in the LMC, due to the presence of the $70\ \mu\text{m}$ excess. Combining the IRAS $60\ \mu\text{m}$ and $100\ \mu\text{m}$ therefore strongly over-estimates the temperature and accordingly under-estimates the abundances of all types of dust particles.

The temperature map derived is shown in Fig. 7. Values of T_d vary from about 12 K to

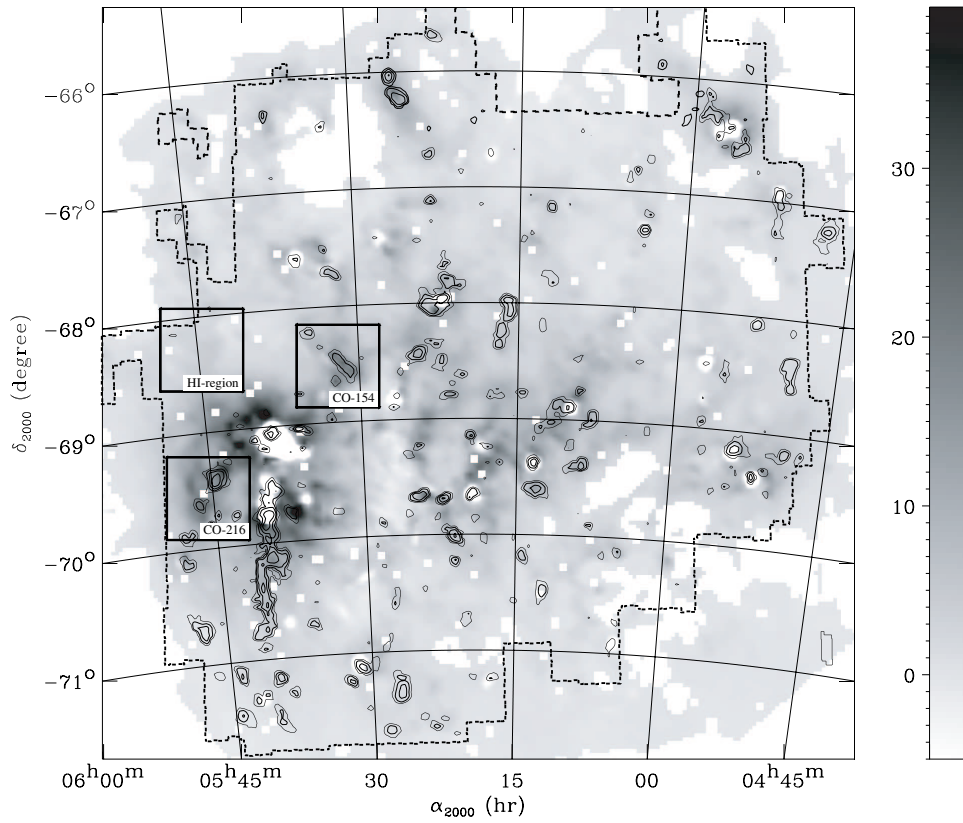


Fig. 6.— Spatial distribution of the $70\ \mu\text{m}$ excess emission (gray scale) compared to the NANTEN $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ integrated intensity contours (same scale as in Fig. 3). The gray scale is computed as described in Sec. 5.3 and shown in linear scale in MJy/sr.

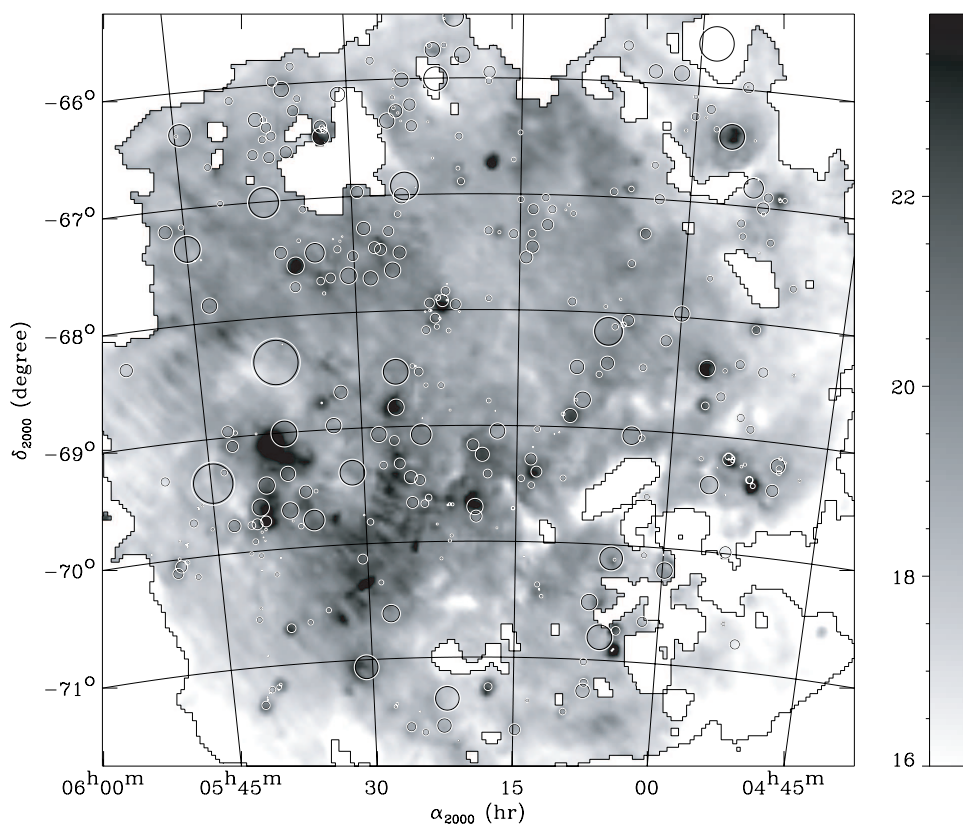


Fig. 7.— Map of the equilibrium temperature of the large dust grains, in K. Regions outside the contour drawn were removed based on their high relative errors ($\Delta T/T > 0.3$). The overlaid symbols show the location and sizes of the HII regions in the catalog of Davies et al. (1976).

a maximum of 34.7 K at the location of 30-Dor. Formal relative errors on T_d are the highest near 12 K where they reach 30% and are much smaller at high T_d . The pixel ensemble median and mean values in the map at a resolution of 4' are 18.3 K and 18.2 K respectively. As expected, this is significantly colder than previous determinations which included the MIR data in the estimate. For instance, the maps derived by Schwering (1989) and used in the analysis by Israel (1997) were warmer than 20 K over the same area as shown in Fig. 7. Our values are also significantly lower than those derived from FIR data at lower angular resolution than ours. Our average temperature derived under similar assumptions as in Aguirre et al. (2003) ($\beta = 1.3$ and excluding the surrounding of 30-Dor) is 21.7 K, still lower than their value of $25 \text{ K} \pm 1.8 \text{ K}$. Our estimate is also lower than derived from the FIR DIRBE data by Sakon et al. (2006), who found an ensemble median value of $\simeq 22 \text{ K}$ for an assumed $\beta = 2$, judging from their Fig. 4. This differences are likely to reflect that, at the low resolution of the DIRBE data ($\simeq 1^\circ$) and top-hat data (20'), more pixels are affected by warmer emission from HII regions, which biases the ensemble average temperature determination toward high values. Note that the average dust temperature derived here for the LMC indicates that the strength of the ISRF (X_{ISRF}), which is related to dust temperature by $X_{\text{ISRF}} \propto T^{4+\beta}$ for equilibrium emission, is only about 20% higher than in the solar neighborhood, where the dust is known to be at 17.5 K (using $\beta = 2$?).

Local peaks of the temperature map show a good correspondance with the location of individual HII regions, indicating the presence of warm dust in those objects. No clear evidence is found in the map for the systematic presence of colder dust associated with molecular clouds. This in principle could be due to the predominance of dust associated with neutral material along any line of sight. However, towards many Giant Molecular Clouds in the LMC, the molecular column density is of the same order as the neutral one. The absence of a systematic trend for low temperatures towards regions detected in CO is therefore likely to indicate that in most cases, no large temperature difference exist between the dust associated with the neutral and the molecular gas. Note that, detecting the presence of very cold ($T < 10 \text{ K}$) is

not be possible here and would require the use of sub-millimeter data.

Large scale variations of the temperature are also seen. Most of the large scale regions showing higher temperatures than the average can be understood as being heated by massive stars formed in the LMC, as discussed in Whitney (2007). One major exception to this picture is the large area near the center the LMC, about 1° West of the molecular ridge, (around $\alpha_{2000} = 5h30', \delta_{2000} = -70^\circ$) where the dust is found to be at $T_d \simeq 22 \text{ K}$ and no major site of massive star formation is known. This region corresponds to low total column density and emission (see Fig. 1). However, the formal errors on the temperature at this location are of the order of 20% which rules out an artifact due to background subtraction errors. Note also that this region does not have a large $70 \mu\text{m}$ excess in Fig. 6, indicating that unusually high contribution of VSGs to the $100 \mu\text{m}$ brightness is not the reason for the warm temperatures observed. This warm region is well within the LMC stellar bar, although not at its center. Larger T_d values there could therefore be caused by the global heating of dust by the old stellar population.

6.2. FIR excess emission

Using the temperature map derived above, we construct a map of the dust optical depth at $160 \mu\text{m}$, using

$$\tau_{160} = \frac{I_{\nu}^{160}}{B_{\nu}^{160}(T_d)}. \quad (9)$$

The optical depth map at $160 \mu\text{m}$ is shown in Fig. 8. It is apparent that it shows a good overall spatial correlation with the column density as traced by HI and CO emission. However, some significant departures from a linear correlation with these two tracers can be seen.

Those departures can be evidenced in the map of τ_{160}/N_H^{obs} shown in Fig. 9 where $N_H^{obs} = (N_H^{HI} + N_H^{CO})$. It can be seen that this quantity is maximum in a region located roughly at constant declination near $\delta = -69^\circ 30'$, as well as in an extended region just South of SGS11 and to the North of SGS11. As shown in the figure, these region appear to correlate somewhat with H_α emission regions. However, the correlation remains poor and

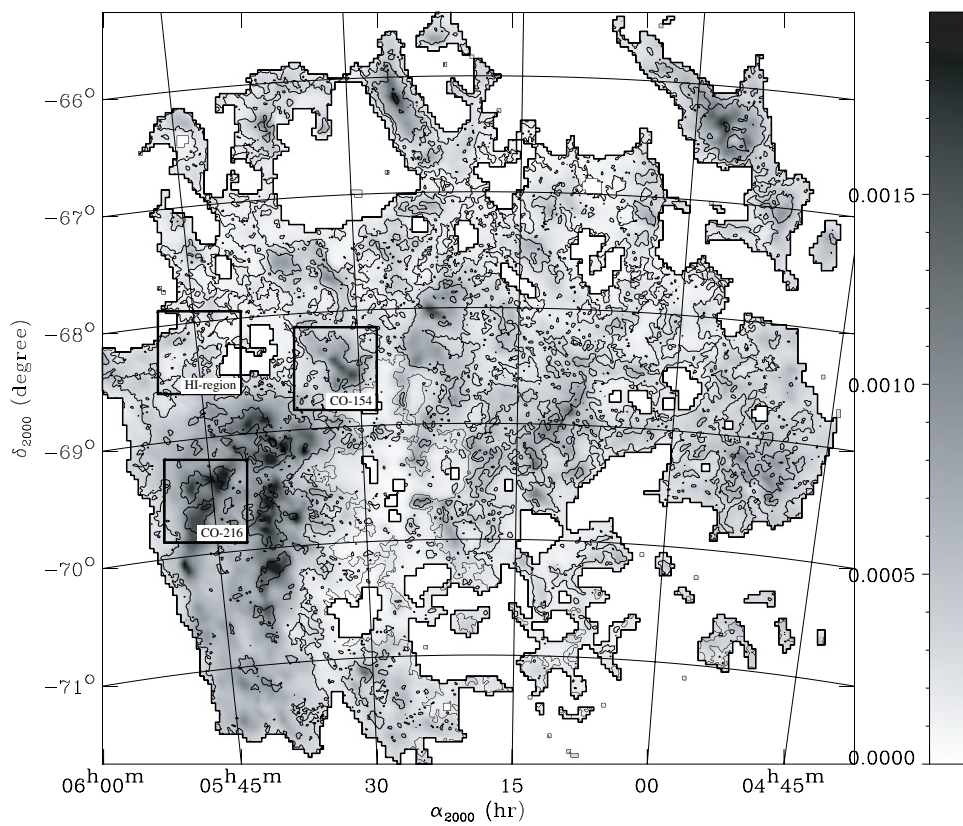


Fig. 8.— Map of the dust optical depth at $160\ \mu\text{m}$ (see Sect. 6.2). White regions were removed based on their high relative errors. The contours show the distribution of the HI emission with the same contours as in Fig. 1. The squares show the positions of the selected regions (see Fig. 1).

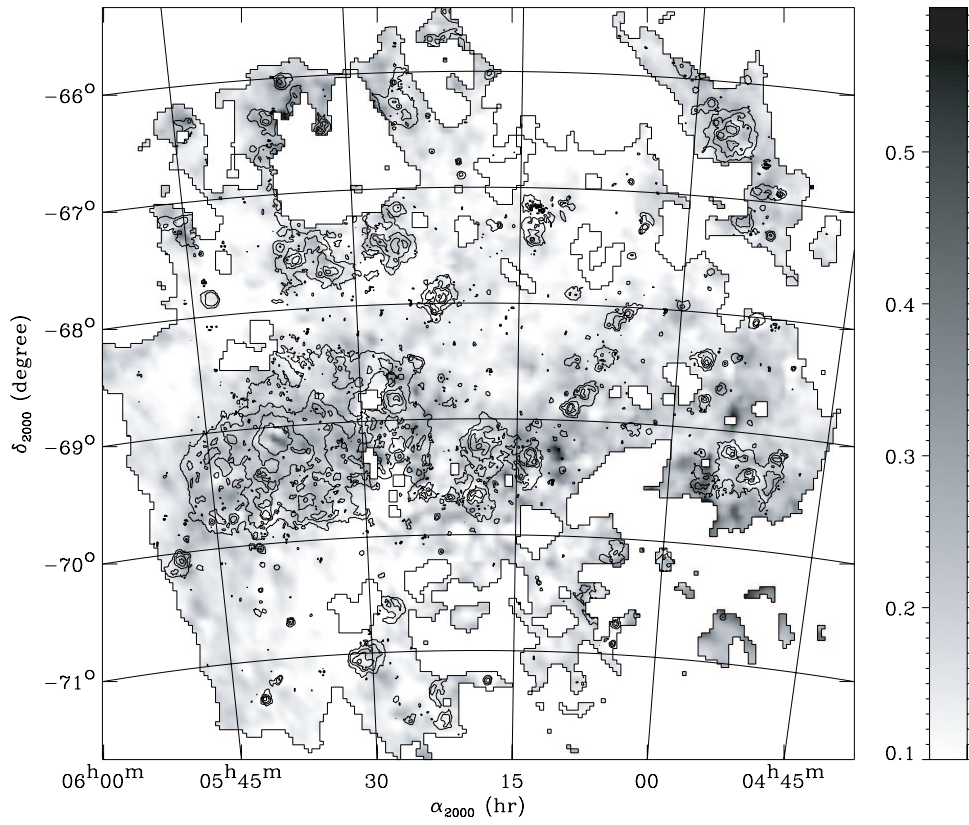


Fig. 9.— Map of τ_{160}/N_H^{obs} (see Sect. 6.2) in 10^{-4} for $N_H = 10^{20} H/cm^2$. White regions were removed based on their high relative errors. The contours show the distribution of the H_α emission with the same contours as in Fig. 2.

the excess could also originate from a different gas component other than the ionized medium. For instance, molecular gas with H_2 and no CO emission has been advocated to be responsible for a similar excess in the SMC (Leroy et al. 2007) and is often thought to be more abundant in low metallicity galaxies (e.g. Madden et al. 1997), due to the higher overall radiation field intensity. An alternative explanation to the observed departures would be spatial variations of the dust abundance and/or emissivity properties.

If such an additional component is present, its column density (N_H^X) can be derived from the FIR emission assuming that it has a similar dust to total gas column density τ^{160}/N_H than the HI and CO components. The corresponding gas column density can be deduced from the map of τ_{160}/N_H^{obs} using

$$\frac{N_H^X}{N_H^{obs}} = \tau_{160}/N_H^{obs} \times (\tau^{160}/N_H)^{-1} - 1. \quad (10)$$

The emissivity value τ^{160}/N_H can be derived from the lowest values in the map of τ_{160}/N_H^{obs} , which correspond to regions where the additional component is assumed negligible. Taking the value at the lowest 5% level in the map of Fig. 9 leads to $(\tau^{160}/N_H)_{ref} = 8.8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Compared to the emissivity in the solar neighborhood

$$\left(\frac{\tau_{160}}{N_H}\right)_{SN} = \frac{\tau_{250}}{N_H} \left(\frac{250}{160}\right)^2 = 2.44 \cdot 10^{-25} (H/cm^2)^{-1}, \quad (11)$$

this corresponds to a dust abundance of 1/2.7. When compared to the MW disk abundance, this figure becomes 1/4.6, scaling with the total dust abundances derived for the MW plane and diffuse SED in Tab. 4. In the following, we consider the reference value $(\tau^{160}/N_H)_{ref}$ as representative of the outer regions of the LMC away from the additional gas component, and we call FIR excess emission any departure (which are mostly positive) from that value. The column density corresponding to the FIR excess is given in Fig. 10. Note that only valid pixels are shown on the figure, where the combined relative error arising from the uncertainties on temperature and column densities are lower than 70%. The FIR excess is clearly correlated with the HI distribution. Integrating over the valid pixels of the map leads to a mass of $M^X = 5.6 \cdot 10^8 M_\odot$ about twice larger than the ob-

served gas mass of HI and CO ($M^{obs} = 2.6 \cdot 10^8 M_\odot$ as integrated over the same valid pixels).

In order to understand the possible origin of the FIR excess, we performed the following linear correlation

$$\tau_{160} = \tau_{NH}^{HI} \times N_H^{HI} + \tau_{NH}^{CO} \times N_H^{CO} + \tau_{NH}^{HII} \times N_H^{HII} + cst. \quad (12)$$

Since the H_α emission constrains only the emission measure, and not the column density of the ionized medium, we do not expect a linear correlation for this component, unless the density of the emitting medium can be considered constant along the line-of-sight. This approximation is probably valid only towards the most diffuse ionized gas, but invalid towards dense HII regions. Such approximation was used in the high galactic latitude ISM of the MW to identify dust emission associated with the diffuse ionized gas by Lagache et al. (2000).

Using Eq. 12, we performed the correlation either in regions of the LMC with $I_{H\alpha}$ lower than some limit H_α^{lim} , therefore excluding from the data regions with bright H_α emission, or over the whole LMC (noted $H_\alpha^{lim} = \infty$). The correlation results are given in Tab. 2.

It can be seen from Tab. 2 that τ_{160} is positively correlated with all 3 components (neutral, molecular and ionized), indicating that dust FIR emission is well detected in all 3 gas phases. The correlation plots in Fig. 11 are compared to the reference value obtained in the lowest brightness regions of the LMC ($(\tau^{160}/N_H)_{ref} = 8.8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$). It can be seen that the correlation agrees with that slope at low N_H as expected, but becomes steeper at higher N_H values, indicating that the correlation is non-linear. Departure from the linear correlation is interpreted here as the existence of the FIR-excess. Accordingly, the HI slopes derived when considering the whole LMC are steeper than in external regions with $I_{H\alpha} < H_\alpha^{lim}$ because the FIR excess is strongest where column density is higher, as already evident in Fig. 10. For the same reason, the HI correlation coefficient is smaller when the fit is restricted to low H_α surface brightness regions. Disregarding the ionized component affects little the correlation factors for the H_I and CO components, showing that the H_α distribution is sufficiently decorrelated spatially from the two others, that its contribution, if not taken into

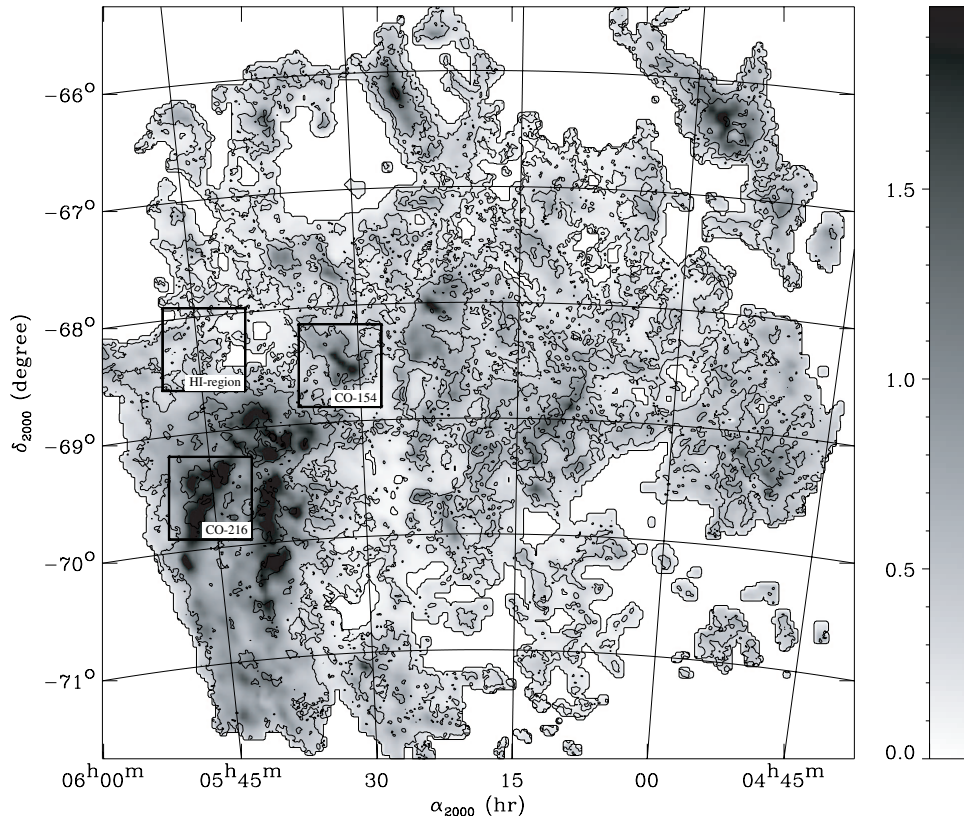


Fig. 10.— Map of N_H^X in units of $10^{22}H/cm^2$. White regions were removed based on their high relative errors. The contours show the distribution of the H_I emission with the same contours as in Fig. 1.

account, remains in the residual map and is not falsely attributed to one of the other components. This is true both in the case where the correlation is carried over the whole LMC or restricted to the faintest H_α emission. Using the X_{CO} value derived from the CO Virial analysis leads to $\tau_{NH}^{CO} < \tau_{NH}^{HI}$ by a factor 1.8. Alternatively, matching the two emissivities would require the conversion factor to be lower than the assumed value by the same factor leading to $X_{CO} = 3.8 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} / (\text{K km/s})$. Similarly, equality between τ_{NH}^{HI} and τ_{NH}^{HII} requires the density in the diffuse ionized medium given in Tab. 2 ($n_e = 8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$), which is a reasonable value for the diffuse ionized ISM.

7. Selected regions in the LMC

We selected several regions in the LMC for this study. One with no significant molecular emission in the NANTEN data (called HI – region in the following), and two regions containing molecular emission (called CO – 154 and CO – 216 in the following) respectively. The positions and general characteristics of these regions are given in Tab. 3. The areas used for the IR/gas correlation around each target are shown in Fig. 1 to Fig. 4. The selected regions are away from HII regions and active star formation regions, in order to avoid contamination of the SED by hot dust associated with those. The CO clouds CO – 154 and CO – 216 correspond to cloud 39 and 52 in the list of “large CO clouds” by Mizuno et al. (2001). Their CO luminosities are $3.8 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ and $2.3 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ respectively.

7.1. SED of LMC selected regions

We calculate the SED of the selected regions in the LMC by correlating the emission at each IR Spitzer band with the HI and CO derived column densities, using

$$I_\nu = \left(\frac{I_\nu}{N_H} \right)_{HI} N_H^{HI} + \left(\frac{I_\nu}{N_H} \right)_{CO} N_H^{CO} + I_\nu^{res} \quad (13)$$

where $\left(\frac{I_\nu}{N_H} \right)_{HI}$ and $\left(\frac{I_\nu}{N_H} \right)_{CO}$ are the dust emissivities in the neutral and molecular phases respectively, and I_ν^{res} is the residual emission. We do not include explicitly the H_α emission in the correlation, since H_α is not likely to be a linear tracer of the ionised column density. In the selected re-

gions the H_α emission is either very small (in the selected HI region) or exhibits a spatial distribution clearly independent from that of the HI and CO emission (see Fig. 1 to 3). Dust emission associated with this component is therefore likely to be accounted for in the residual term (I_ν^{res}).

We combine Spitzer and IRIS data and therefore work at 4' resolution, using the maps processed as described in Sect. 4. The slope of the IR/gas correlation is derived at each wavelength using a simple linear regression algorithm (the “regress” routine in IDL language) over the full spatial region, as shown in Fig. 12 and 13. Examples of the correlation at several wavelength are also shown in those figures. Error bars on the slope factor are derived using the statistical error on H_H^{HI} , W_H^{CO} and the IR data. In all cases, these errors were derived from the dispersion of the data in the background region (see Sect. 4).

The resulting correlation factors are given in Tab. 5, 6 and 7 and the corresponding SEDs are shown in Fig. 14 and 16. It can be seen that extended emission is detected at all wavelengths. The SEDs of selected regions were analyzed as explained in Sec. 8 and the results of the analysis are discussed in Sec. 9.

8. Modeling SEDs

We fit all SEDs analyzed in this paper using the model proposed by Désert et al. (1990), with the improvements described in Sec. 4.5.

We use a conjugate gradient method to adjust model parameters to the measured SEDs, while computing color corrections for the various instruments used. We choose to fit only the mass abundances of each dust species (Y_{PAH} , Y_{VSG} , Y_{BG}) as well as the intensity of the NIR continuum (I_ν^{NIR}) and the ISRF strength (X_{ISRF}). We assume that the hardness of the ISRF is the same as in the solar neighborhood (ie, we adopt the original ISRF from Désert et al.) which we simply multiply by a single scaling factor X_{ISRF} . We refer to this model as run case # 1. The results of the fit under these hypothesis are given in Tab. 4.

In an attempt to quantify the $70 \mu\text{m}$ excess, we also allowed modification of the size distribution of the VSGs. In the Désert et al. (1990) model, the number of VSG with size a is such that $n(a)da \propto a^{-\alpha_{VSG}}$ with $\alpha_{VSG} = 2.6$ explaining the data in the

Table 2: Results of the linear correlation between the dust optical depth at $160\ \mu\text{m}$ and the observed gas components of the LMC. The first two lines show the result of the linear correlation study when excluding the ionized component from the fit. H_α^{lim} is the H_α intensity threshold used to select pixels entering the correlation ($I_{H\alpha} < H_\alpha^{lim}$). $H_\alpha^{lim} = \infty$ indicates no selection. Values of τ_{NH}^{HI} are given for a reference density of $n_e = 0.1\ \text{cm}^{-3}$. Values of X_{CO} and n_e correspond to the assumption of a similar dust emissivity in the 3 gas phases. Errors are $3 - \sigma$.

H_α^{lim}	τ_{NH}^{HI}	τ_{NH}^{CO}	τ_{NH}^{HII}	cste	X_{CO}	n_e	χ^2/dof
Rayleigh	$10^{-25}\ \text{cm}^2$	$10^{-25}\ \text{cm}^2$	$10^{-25}\ \text{cm}^2$	10^{-5}	$10^{20}\ \text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm/s})$	cm^{-3}	–
∞	2.14 ± 0.03	0.67 ± 0.04	–	-7.06	2.18	–	3.55
20.00	1.47 ± 0.03	0.81 ± 0.04	–	-2.11	3.87	–	1.00
∞	1.98 ± 0.03	0.58 ± 0.03	0.12 ± 0.01	-5.58	2.05	1.67	3.23
20.00	1.48 ± 0.03	0.81 ± 0.03	1.97 ± 0.22	-3.36	3.81	0.08	0.63

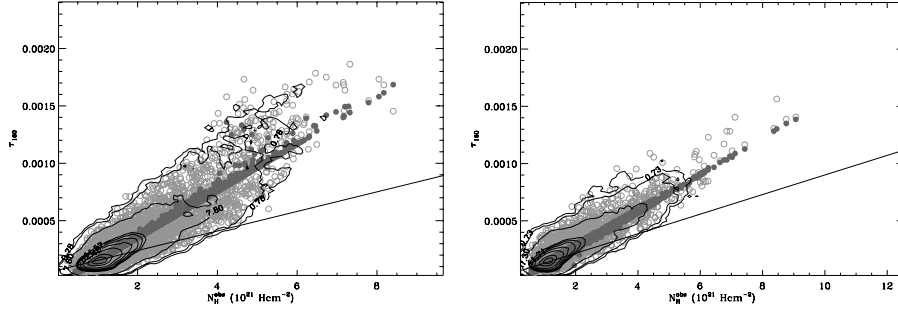


Fig. 11.— τ_{160} vs N_H correlation. Left: over the whole LMC, Right: in regions where $I_{H\alpha} < H_\alpha^{lim}$. On both plots, the straight line shows the correlation factor determined in low surface brightness regions of the LMC corresponding to $(\tau_{160}/N_H)_{\text{ref}} = 8.8 \cdot 10^{-26}\ \text{cm}^2$. The difference between this line and the observed correlation shows the importance of the FIR excess emission.

Table 3: Parameters for the selected regions in the LMC

Name	HI – region	CO – 154	CO – 216
α_{2000}	05:44:36	05:32:00	05:45:30
δ_{2000}	-68:16:12	-68:30:00	-69:33:00
box size ($^\circ$)	0.7×0.7	0.7×0.7	0.7×0.7
T_{HI}^\ddagger (K)	18.5	19.9	18.7
T_{CO}^\ddagger (K)	–	17.9	18.5
$N_H^{HI^\dagger}$ ($10^{20}\ \text{Hcm}^{-2}$)	17.6	21.5	41.1
$N_H^{CO^\#}$ ($10^{20}\ \text{Hcm}^{-2}$)	–	32.6	45.1
X_{CO}^\flat $\text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm/s})$	–	8.3	7.0

† Mean HI column density in regions with $N_H^{HI} > 1.2 \cdot 10^{21}\ \text{Hcm}^{-2}$. $^\#$ Mean CO column density in regions with $W_{CO} > 1.2\ \text{Kkm/s}$. ‡ Computed using the I_{160}/I_{100} color ratio of the HI and CO correlated IR emission, assuming $I_\nu \propto \nu^2 B_\nu(T_d)$. $^\flat$ Computed using the L_{CO} -weighted average of the X_{CO} values derived from Virial analysis (Fukui et al. 2007) over the square region around each source considered in this paper.

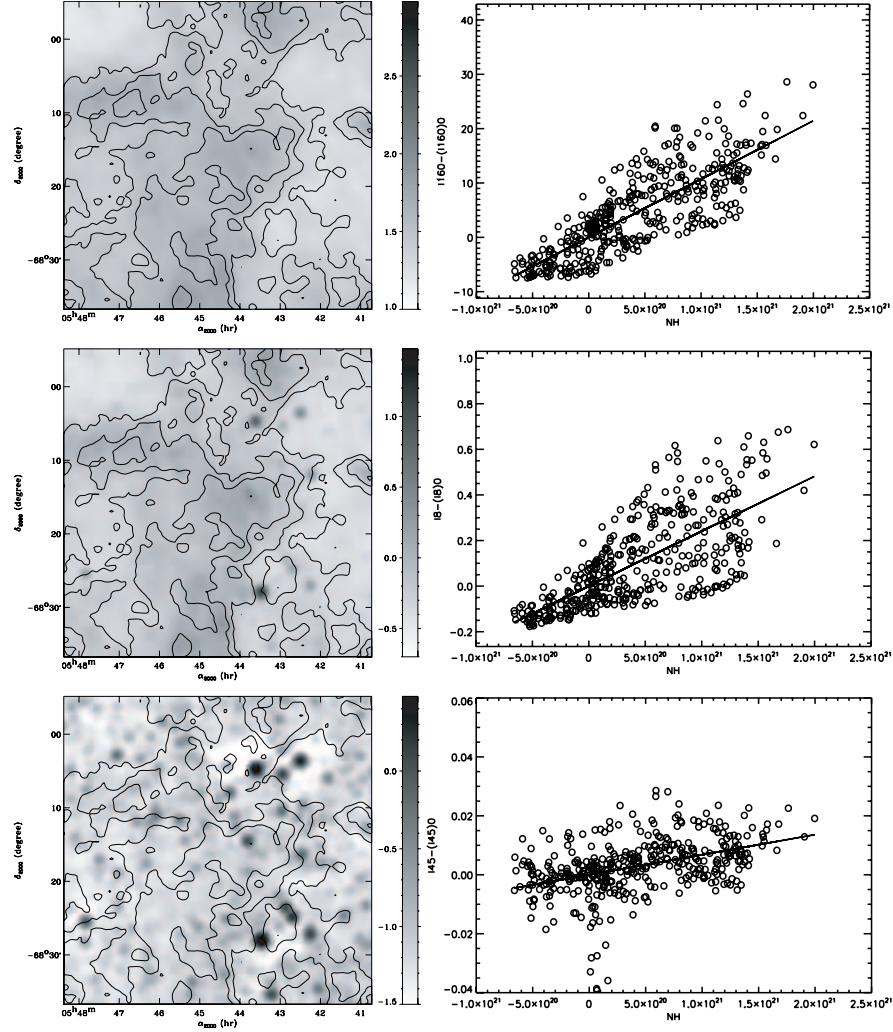


Fig. 12.— Left: SAGE images of the region HI – region at $160 \mu\text{m}$ (top), $8 \mu\text{m}$ (middle) and $4.5 \mu\text{m}$ (bottom). The gray scale is $\log_{10}(I_\nu / (\text{MJy/sr}))$. The region shown corresponds to the area used for the correlation. The contours show the HI integrated intensity levels at 1.2, 1.8, 2.4 and $3.6 \times 10^{21} \text{Hcm}^{-2}$. The greyscale matches that of Fig. 1, 3 and 4. Right: correlation plot for the corresponding wavelengths. The x-axis gives the total column density derived from the HI measurements. Data points at the resolution of $4''$ are shown by the open symbols. The straight line shows the best model fit, corresponding to the coefficients in Tab. 5.

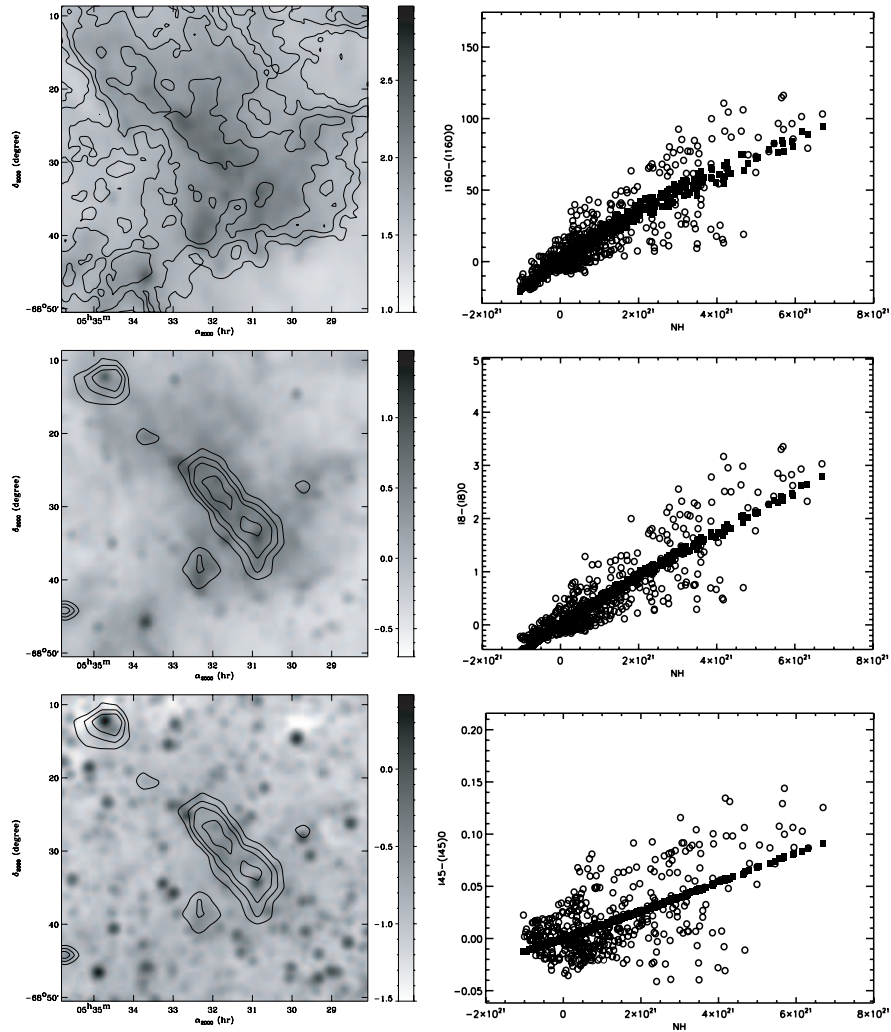


Fig. 13.— Left: SAGE images of the region CO – 154 at $160\ \mu\text{m}$ (top), $8\ \mu\text{m}$ (middle) and $4.5\ \mu\text{m}$ (bottom). The gray scale is $\log_{10}(I_\nu/(\text{MJy}/\text{sr}))$. The region shown corresponds to the area used for the correlation. The contours on the top panel show the HI integrated intensity levels at 1.2, 1.8, 2.4 and $3.6\ 10^{21}\ \text{Hcm}^{-2}$. The contours on the middle panel show the CO integrated intensity levels at 1, 1.5, 2 and $3\ \text{Kkm}/\text{s}$. The greyscale matches that of Fig. 1, 3 and 4. Right: correlation plot for the corresponding wavelengths. The x-axis gives the total column density derived from the HI and CO measurements. Data points at the resolution of $4'$ are shown by the open symbols. The filled squares show the best model fit, corresponding to the coefficients in Tab. 5.

Table 4: Results of the SED fits. Dust abundances are in mass with respect to the gas.

Region	Y_{PAH} (10^{-4})	Y_{VSG} (10^{-4})	Y_{BG} (10^{-3})	Y_{tot} (10^{-3})	NIR cont [‡] (10^{-4} MJy/sr)	X_{ISRF}	χ^2/dof	$Y_{\text{PAH}}/Y_{\text{BG}}$ (10^{-2})	$Y_{\text{VSG}}/Y_{\text{BG}}$ (10^{-2})
MW (Désert) [†]	4.30	4.70	6.40	7.3	–	1.0	–	6.72	7.34
Run case # 1									
MW (Plane)	3.11	10.9	8.42	9.82	10.1	1.46	7.87	3.69	13.0
MW (Diff)	4.83	6.38	4.68	5.80	2.69	0.80	11.87	10.3	13.6
LMC-All	0.97	3.47	3.16	3.60	24.72	1.85	1.12	3.07	10.97
HI – region(HI)	1.43	2.91	3.55	3.98	4.93	1.20	33.85	4.02	8.18
CO – 154(HI)	1.83	4.39	4.05	4.67	6.69	2.47	12.46	4.51	10.84
CO – 216(HI)	2.95	4.49	5.43	6.17	6.25	1.72	8.47	5.44	8.28
CO – 154(CO)	0.80	2.47	0.98	1.31	15.24	3.55	7.09	8.17	25.18
CO – 216(CO)	0.77	1.79	0.94	1.19	4.74	1.97	2.87	8.24	19.09
Run case # 2 : $\alpha_{\text{VSG}} = 1.0$									
LMC-All	0.98	6.46	2.26	3.00	25.38	1.83	0.42	4.32	28.56
HI – region(HI)	1.58	5.62	3.29	4.01	3.63	1.19	14.49	4.80	17.07
CO – 154(HI)	1.78	8.25	2.85	3.85	4.99	2.59	6.61	6.26	29.01
CO – 216(HI)	2.69	6.01	4.51	5.38	6.86	1.91	4.74	5.96	13.33

[†] Original parameters from Désert et al. (Désert et al. 1990).

[‡] Intensity of NIR continuum with $T_{\text{eff}} = 1000 \text{ K}$ at its I_{ν} peak for $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ H/cm}^2$.

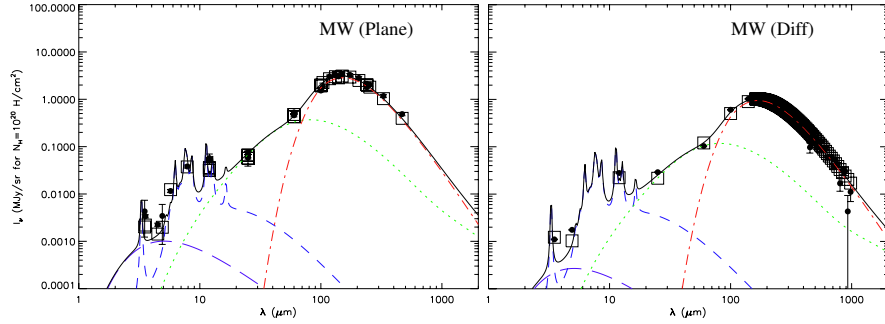


Fig. 14.— SED of the MW plane (left) and of the diffuse MW (right) (Dwek et al. 1997). The dots show the SED values and the squares show the corresponding prediction of the best model. The various curves show the model contribution from the NIR continuum (long dash), PAH (dash), VSG (dot) and BG (dot-dash) emission to the total spectrum (solid). All values are normalized to $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ H/cm}^2$. The model model shown corresponds to case # 1 in Tab. 4.

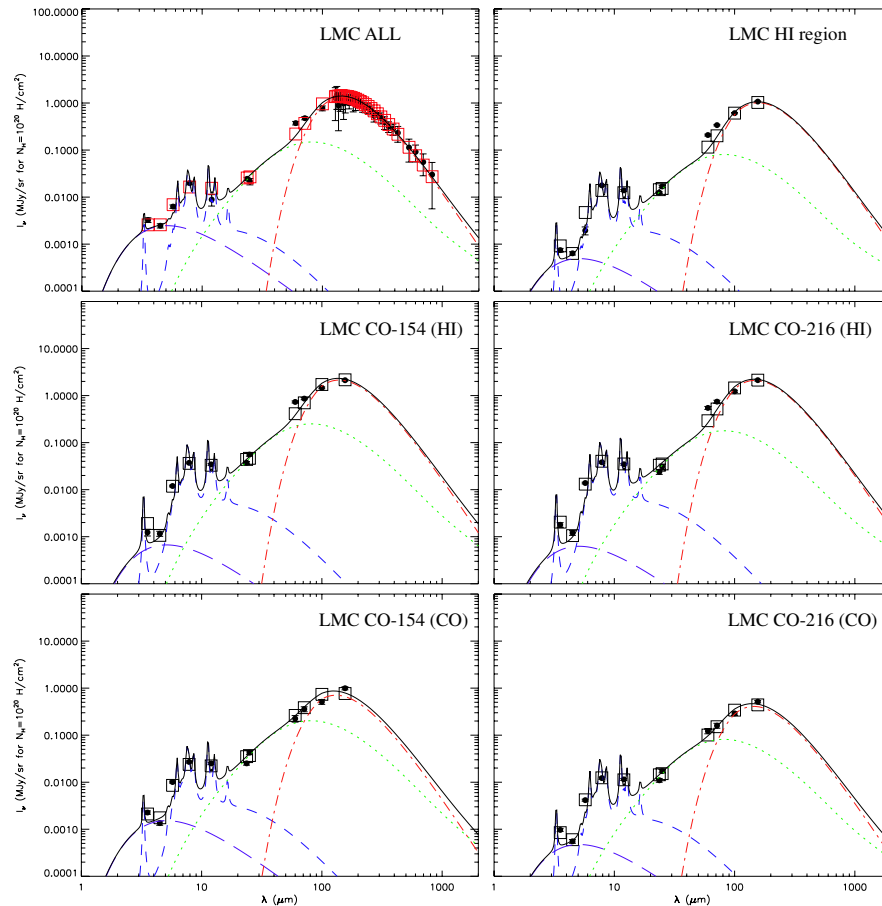


Fig. 15.— SEDs of selected regions in the LMC. top-left: SED of the total LMC, with stellar contribution subtracted. top-right: SED of the HI region (HI – region) selected in the LMC. middle-left: SED of the HI associated emission around cloud CO – 154. middle-right: SED of the HI associated emission around cloud CO – 216. bottom-left: SED of the CO associated emission around cloud CO – 154. bottom-right: SED of the CO associated emission around cloud CO – 216. Line styles and symbols have the same meaning as for Fig. 14. All values are normalized to $N_H = 10^{20} H/cm^2$. The model fit shown corresponds to run case # 1 in Tab. 4.

MW. We modified this value in order to obtain a flatter size distribution, therefore increasing the relative abundance of larger sizes. We found that $\alpha_{VSG} \simeq 1$ is necessary. We also show in Tab. 4 the best fit results for models with $\alpha_{VSG} = 1$, referred to as run case # 2.

The SEDs of the selected atomic and molecular regions in the LMC are shown in Fig. 14 and 16. For those regions containing significant CO emission, the dust emission SED associated with both the neutral (HI) and the molecular (CO) emission are presented. A reasonable fit is obtained in most cases. The most noticeable exceptions are for the LMC HI region, where the model overestimates the emission in the IRAC3 channel. This is reflected by the larger value of the reduced χ^2 for this SED in Tab. 4. It is also clearly visible that, unlike for galactic SEDs, the present model systematically underestimates brightnesses for the HI component of the LMC in the IRAS 60 μm and MIPS 70 μm channels, due to the presence of the 70 μm excess with respect to galactic colors, which was discussed in Sect. 5.3.

9. Discussion

We discuss the implications of the observations, regarding the strength of the ISRF in the LMC, the relative abundance of the various dust species, including the possible origin of the 70 μm excess, as well as the absolute dust abundance. In all cases, we compare the results for the LMC with similar fits for the MW and solar neighborhood (SN) SEDs. Although SED fits in principle give information about absolute dust abundance, they are subject to the limitations imposed by the reliability of gas tracers. Therefore, the discussion about absolute dust abundance is based mainly on our global analysis presented in Sect. 6, while the discussion about relative dust abundances is based mainly upon the SED fit results.

9.1. ISRF strength in the LMC

The ISRF strength values (X_{ISRF}) vary from 0.8 for the diffuse galactic SED to 3.5 in one of the molecular regions selected in the LMC. Values of X_{ISRF} in the LMC are generally higher than in the solar neighborhood and galactic plane, with an average value of $X_{\text{ISRF}} = 2.1$ for the average LMC emission. The elevated radiation field could

be due to the existence of a higher stellar density and/or the existence of higher mass stars in the LMC. Note that in the MW, the ISRF intensity is known to vary significantly from the solar neighborhood value towards the inner molecular ring where it can reach about 5 times the local value, as evidenced in the results of galactic inversion of the IR emission (e.g. Paladini et al. 2007, and references therein). Similar variations are likely to also occur in the LMC. Similarly, it is likely that the spectral shape of the ISRF may vary across the LMC, due to the varying spectral type contributing most to dust heating, which might affect the dust abundances and composition derived. Note however that the moderate values and variations of X_{ISRF} measured here likely indicate only gentle variations of the spectral shape, unlike what is observed toward extreme low Z galaxies such as those studied by Galliano et al. (2003).

9.2. Total dust abundance

Tab. 4 presents the abundance of dust correlated with atomic gas (traced by the HI 21-cm emission line) and molecular gas (traced by the $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ line emission). From SED fitting for atomic-correlated gas in the selected HI region, we measured a dust-to-gas mass ratio $Y_{\text{tot}}^{\text{HI}} = 4.0 \times 10^{-3}$. Similar fitting of the LMC SED as a whole yielded $Y_{\text{tot}}^{\text{LMC}} = 2.9 \times 10^{-3}$. Compared to the MW values for a region in the galactic plane and in the solar vicinity ($Y_{\text{tot}}^{\text{MW}} = 7.8 \times 10^{-3}$, $Y_{\text{tot}}^{\text{SN}} = 5.8 \times 10^{-3}$), the dust-to-gas mass ratio is therefore appears a factor of 2.7 lower in the LMC than in the MW plane. Big grains dominate the total dust mass, and are mainly responsible for the difference, but it can be seen that the VSG and PAH mass abundances follow the same MW/LMC trend, indicating that the effect is global. Note that depending on the assumptions made to account for the 70 μm excess, this figure could be slightly higher (e.g. $Y_{\text{tot}}^{\text{MW}}/Y_{\text{tot}}^{\text{LMC}} = 3.3$ in the run case 2 in Tab. 9.2). A similar $Y_{\text{tot}}^{\text{MW}}/Y_{\text{tot}}^{\text{LMC}}$ ratio of 4.6 was derived from the lowest τ^{160}/N_{H} derived in Sec. 6.2, toward the faintest regions of the LMC. We therefore conclude that the average dust abundance in the LMC is $\simeq 3$ times lower than in the MW but may vary spatially and be as low as $\simeq 4.6$ times lower than MW in peripheral regions of the LMC. The low dust abundance values derived are consistent with the lower metallicity of

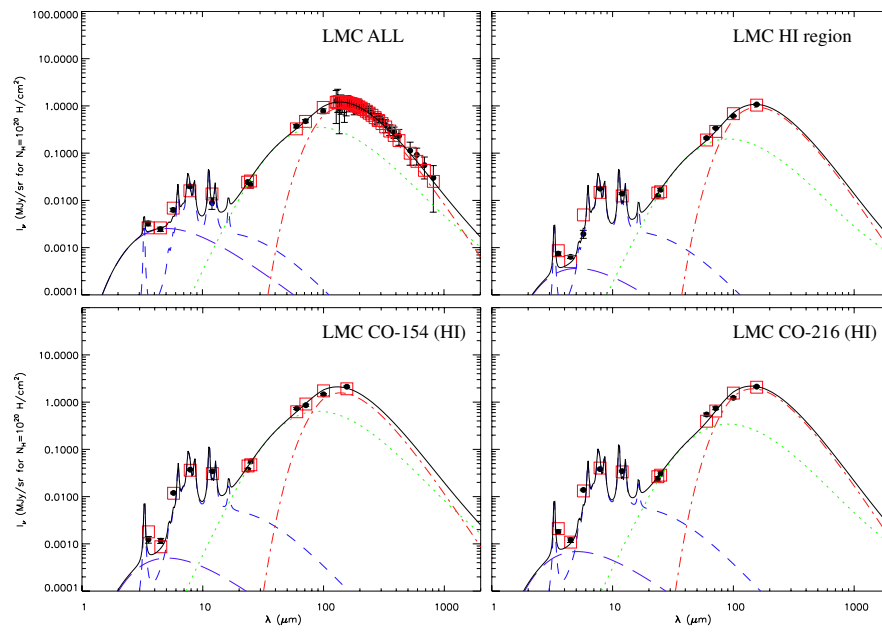


Fig. 16.— SEDs of selected regions in the LMC. top-left: SED of the total LMC, with stellar contribution subtracted. top-right: SED of the HI region (HI – region) selected in the LMC. bottom-left: SED of the HI associated emission around cloud CO – 154. bottom-right: SED of the HI associated emission around cloud CO – 216. Line styles and symbols have the same meaning as for Fig. 14. All values are normalized to $N_H = 10^{20} H/cm^2$. The model fit shown corresponds to run case # 2 in Tab. 4.

the LMC. Further discussion about possible spatial variations of the dust abundance are given in Sec. 9.5.

9.3. Dust composition

Let us use Table 4 to compare the relative abundance of the various dust components required to explain the SED for the diffuse emission in the Milky Way Dwek et al. (1997) (noted MW (Diff)), the SED of the Galactic plane derived in Sect. 5.2 (noted MW (Plane)), the star-subtracted, integrated LMC SED (noted LMC_All) and the selected atomic and molecular regions of the LMC.

The last two columns of Tab. 4 show the mass ratio of PAH and VSG normalized to that of BG ($Y_{\text{PAH}}/Y_{\text{BG}}$ and $Y_{\text{VSG}}/Y_{\text{BG}}$ respectively). Note that such quantities are reasonably independent of the X_{ISRF} values, since both abundances vary in the same way with X_{ISRF} to first order. It can be seen from the values in Tab. 4 that the relative PAH abundance with respect to BG is about 5 times lower for the integrated LMC SED than in the solar neighborhood, and about 2.8 times lower than in the MW plane. The PAH abundance values in the selected LMC HI region, as well as in the neutral gas around the selected LMC molecular regions, is $Y_{\text{PAH}}/Y_{\text{BG}} \simeq 4.5 \cdot 10^{-2}$, only about 2 times lower than the solar neighborhood value. This either indicates that the selected regions are not representative of the overall emission properties of the LMC in the neutral region, or, more likely, that the total LMC SED is not dominated by the HI correlated component. We favor the second hypothesis. It is likely that the contribution associated with molecular material and diffuse ionized gas is much fainter than the HI contribution. Dust associated with HII regions could contribute a significant fraction of the total emission of the LMC. HII regions in our galaxy are clearly PAH deficient, as is shown by their low 12/100 IRAS ratios (e.g. Ryter et al. 1987), and the same seems to hold for HII regions in the LMC. Their dominating the total emission could explain the apparent PAH deficit observed in the total LMC SED. Note that, for the MW SEDs, the influence of the HII regions probably explains the apparent difference (also by a factor of about 2) in PAH abundance between the galactic plane and the solar neighborhood values.

Inspection of Tab. 4 also indicates that the rel-

ative PAH abundance is higher toward molecular regions ($\simeq 8 \cdot 10^{-2}$) of the LMC than towards HI regions ($\simeq 4.5 \cdot 10^{-2}$). Although this would require confirmation on a larger set of molecular regions, this could be explained by the presence of PAH-rich halos similar to those which have been observed around translucent molecular clouds in the MW (e.g. Bernard et al. 1993). In the solar neighborhood, such halos appear to have thicknesses of about 0.5 mag and PAH abundances enhanced by a factor of a few. At the distance of the LMC, the emission of such regions surrounding the molecular clouds would appear correlated to the molecular material, at the resolution of the CO data used in the correlations. Higher angular resolution analysis relying on finer molecular data should allow us to test this hypothesis in the future.

According to Tab. 4, the relative abundance of VSG deduced from the total LMC SED is similar to that derived in the galactic plane ($Y_{\text{VSG}}/Y_{\text{BG}} \simeq 0.14$) and in the solar neighborhood, while the value derived for the selected HI region (and the HI-correlated component surrounding the selected CO clouds in the LMC) is slightly lower ($Y_{\text{VSG}}/Y_{\text{BG}} \simeq 0.09$). The VSG abundance shows a trend similar to that of PAH, with a significant enhancement towards molecular regions ($Y_{\text{VSG}} \simeq 0.21$) in comparison with the neutral regions ($Y_{\text{VSG}} \simeq 0.09$). As for the PAH, this is in apparent contradiction with evidence in the MW that VSGs are deficient in some molecular complexes (e.g. Laureijs et al., Abergel et al.), but this could result from the contribution of halos located at the periphery of molecular clouds and the limited angular resolution of the analysis here ($4'$ corresponding to 60 pc at the distance of the LMC).

Finally, we must note that the overall PAH and VSG abundances in the LMC are rather similar to MW values, unlike what has been observed toward extreme low metallicity galaxies such as NGC1569 by Galliano et al. (2003), which exhibit much higher radiation fields and very low PAH and VSG abundances. This clearly demonstrate that they exist very little commonality between the LMC and this type of galaxies.

9.4. Possible origin of the $70 \mu\text{m}$ excess

In §5.3 and Fig. 6, we showed that the Spitzer color I_{70}/I_{24} has regional variations in the LMC.

For the radiation field intensities representative of the LMC ($X_{\text{ISRF}} \simeq 1$), the I_{70} brightness is contributed mainly by BG (60%) and VSG (40%), while the I_{24} brightness is contributed mainly by VSG (80%) and the "pseudo-continuum" of PAH (20%) according to the model used. Therefore, in principle, the observed variations could be due to abundance variations of any of the dust species. However, the SED fits of representative regions described in Sect. 8 clearly indicate that relative PAH abundances are very similar in all regions and to those in the MW, and cannot be taken responsible for the variations of the MIR spectrum. Similarly, variations of the BG abundance are smaller than would be required to explain the changes. BG temperature variations, through their impact on the Wien part of the BG emission, could influence the emission in the $70 \mu\text{m}$ band. Those however were taken into account in the method used to derive the excess map. In addition, SED fits indicate that increasing the radiation field intensity does not allow us to explain the excess, when constraints at longer wavelengths (in particular 100 and $160 \mu\text{m}$) are taken into account. In principle, the $70 \mu\text{m}$ excess could also arise from a significant contribution of the OI $63 \mu\text{m}$ (or OIII 58 and $88 \mu\text{m}$) line to the MIPS $70 \mu\text{m}$ band. However, such line contribution would have to be extremely bright to contribute significantly to the observed brightness at $70 \mu\text{m}$. In addition, it should be accompanied by at least some CII $158 \mu\text{m}$ and OI $145 \mu\text{m}$ line emission in the MIPS $160 \mu\text{m}$ band, which is not observed. Although shock fronts and high-density PDRs (Kaufman et al. 1999) can generate relatively more $63 \mu\text{m}$ than $157 \mu\text{m}$ line emission, we consider line contribution an unlikely explanation for the excess. Note that this could be confirmed easily by spectroscopy measurements at locations selected from the $70 \mu\text{m}$ excess map, for instance with Spitzer itself, or Herschel.

We therefore conclude that the most likely cause for the $70 \mu\text{m}$ excess is variations of the SED of VSG emission. In Sect. 8, we have shown that the $70 \mu\text{m}$ excess emission detected in the neutral phase towards the 3 selected regions of the LMC can be explained by modifying the VSG size distribution with respect to that of the MW, in a direction which corresponds to a flatter size distribution. This is equivalent to increasing the abundance of large VSGs relative to smaller ones. Note

that such a flattening of the size distribution was already invoked by Sakon et al. (2006) to explain the LMC IR emission. VSG coagulation may be expected to proceed in this fashion, though the geographic locations of the regions of $70 \mu\text{m}$ excess do not seem particularly conducive to grain coagulation. If VSG coagulation was responsible for the excess, we would also expect a decrease of the abundance of the smallest VSGs with respect to MW values, which is not observed. On the contrary, it seems that explaining the observed SED requires increasing the relative VSG abundance with respect to MW values by about a factor of 2. Shattering of larger grains in shocks could in principle produce such a mass increase of large VSG, which corresponds to about 13% of the BG mass. The fact that the $70 \mu\text{m}$ excess is observed exclusively towards the neutral medium and not in molecular regions would also favor such processes. However, grain shattering due to shocks should steepen the overall grain size distribution, increasing the abundance of VSG relative to big grains and also small VSG relative to larger VSG (Jones et al. 1996). Although the details of these processes are not sufficiently well understood to enable a detailed comparison to the observed effect, the size distribution change needed to explain the observations does not seem to match the predictions of dust shattering in shocks. In any case, the most likely interpretation remains that the increase of the abundance of larger size VSG is caused by erosion of even larger grains, since they are the most likely mass reservoir for the observed effect. Observational investigation using infrared spectroscopy and region-by-region color comparison of the PAH, VSG, and BG may elucidate the cause of the $70 \mu\text{m}$ excess.

The $70 \mu\text{m}$ excess map and the SEDs of individual regions are compatible with the excess being mostly originating from the neutral or ionized phase. For instance, in the region around 30-Dor, the loop-like structure on the South-East has a similar spatial structure as the H_α emission, but the extension of the loop toward the South of 30-Dor shows no counterpart in the H_α emission and is only seen in the HI map. Inversely, there appear to be no correlation of the $70 \mu\text{m}$ excess with the molecular emission indicating that the excess is smaller and probably consistent with zero in molecular clouds. The selected cloud CO - 154 is

one of the rare occurrences where a positive correlation is seen in Fig. 6, but analysis of the SED of this cloud indicate that this may be an artefact of the temperature determination based on the 160/100 ratio. Note that a significant decrease of the IRAS I_{60}/I_{100} IRAS color has been evidenced in some molecular clouds in the solar neighborhood (e.g. Abergel et al. 1994; Laureijs et al. 1991). Interestingly, the lack of $70\ \mu\text{m}$ excess observed here in the LMC could have the same origin. Since material in molecular clouds is relatively more shielded from the interstellar radiation field, we would expect dust there to be colder; the higher densities and lower temperatures may also allow some grain coagulation. The total abundances of VSGs and BGs toward the LMC molecular clouds are comparable to or even larger than in the diffuse medium. If the lower $70\ \mu\text{m}$ excess in MCs was due to VSG properties, then the observations require that the total mass of VSGs remains high, but there are relatively more of the small VSGs. It is unclear why the molecular clouds would have a steeper size distribution of VSGs while retaining a high VSG mass. If the largest VSGs were to coagulate onto the big grains, then the size distribution would steepen but the mass would decrease. It might have been expected that the smaller VSGs would coagulate first, owing to their higher surface area per unit mass, but the details of grain coagulation are insufficiently understood to relate the observed effect to theoretical predictions.

9.5. Possible origin of the FIR excess

The infrared measurements provide a reasonably reliable measure of the dust column density for a given line of sight, as long as the dust has a roughly constant temperature along the line of sight, or the temperature dependence can be removed. The map of the dust optical depth at $160\ \mu\text{m}$ constructed in Sec. 6.2 should therefore trace the total ISM column density. The FIR excess was evidenced in Sec. 6.2 as a departure from linear correlation between the FIR dust optical depth τ^{160} and the observed column density (see Fig. 11). Outer regions of the LMC with lower total column density have lower emissivity than inner regions. In principle, this can be explained either by spatial variations of the dust abundance or by the existence of an additional gas compo-

nent, undetected with the available tracers and leading to underestimating of the total gas column density. As discussed earlier, such an additional phase would have to be correlated mainly to HI (see Fig. 10) and its mass should about twice the detected HI mass in order to account for the observations, if dust abundance is assume constant. The additional phase could be either due to optical effects in the HI measurements, a pure H_2 phase, or any other dark component.

9.5.1. Dust abundance variations

If dust abundance variations are invoked to explain the FIR excess, and it is assumed that no FIR excess exist in the regions of the LMC with the lowest apparent τ^{160}/N_{H} , the total dust abundance would have to increase by a factor of $\simeq 2$ from the outer regions of the LMC, where $Y_{\text{tot}}^{\text{MW}}/Y_{\text{tot}}^{\text{LMC}} = 4.6$ (see Sec. 9.2) to the inner regions where we would then expect $Y_{\text{tot}}^{\text{MW}}/Y_{\text{tot}}^{\text{LMC}} = 2.3$. The distribution of the excess FIR emission (see Fig. 10) clearly shows stronger values where most star formation is taking place, which could reflect the production of dust by present and past star formation. Accordingly, it can be seen from Tab. 4 that the total dust abundance needed in the HI phase surrounding the 3 regions we selected increases from the HI region, which is located a low FIR excess area of Fig. 10, to the CO – 216 cloud which is located in a bright FIR excess region.

Tab. 4 shows that, if dust abundance variations are allowed, the dust abundance derived in the molecular phase of the two selected molecular clouds in the LMC is lower than that derived for the neutral phase surrounding them by a factor of about 3.7. This variation is caused mainly by BGs which dominate the total dust mass, but is also reflected by the VSG and PAH abundances. No astrophysical model exist that could explain a lower abundance of the large dust grains in molecular clouds relative to the surrounding neutral medium, and similar variations have never be reported in the MW. It is therefore likely that this reflects either a change in the optical properties of the dust or a problem with the determination of the gas column density as derived from CO measurements.

In the solar neighborhood, an increase of the grain emissivity by a factor of 3-4 has been advocated to explain the abnormally low temperature

observed in some translucent molecular clouds (Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003). This is interpreted as resulting from the formation of fractal dust aggregates, which is usually accompanied by a steep decrease of the VSG emissivity, understood as mutual aggregation of the two species. Therefore, dust aggregation is expected to increase the dust emissivity, while the variation observed here in the LMC is of a *decrease* of the emission in the molecular regions; furthermore, we do not observe a simultaneous decrease of the total VSG abundance in the molecular phase, as observed in some cold molecular clouds in the MW where coagulation is suspected to happen. It is therefore unlikely that changes in the optical properties of the dust can explain the effect.

Rather than the dust emissivity being depressed in the molecular gas, it could be that the gas column density has been overestimated. We used the CO line, assumed to arise from Virialized clouds, to estimate the gas column density. Assuming that, in the absence of intrinsic optical property variations, the total dust abundance is the same in the HI and CO phases of each selected molecular cloud, then we can solve for $X_{\text{CO}} = 2.5 \cdot 10^{20} f_{\text{HI}} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ and $X_{\text{CO}} = 1.7 \cdot 10^{20} f_{\text{HI}} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ for clouds CO-154 and CO-216 respectively. These values are in the range of accepted values for the inner galactic disk: $1 - 3 \cdot 10^{20} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ (Bloemen et al. 1986; Solomon et al. 1987) if $f_{\text{HI}} \sim 1$. However, the galactic value is significantly lower than the average value for the LMC derived from the Virial analysis of the first NANTEN LMC survey, $X_{\text{CO}} = 9 \cdot 10^{20} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ Mizuno et al. (2001). A more careful comparison on a cloud by cloud basis is not straightforward, since the analysis presented here involves a correlation around a region of the sky which generally includes several CO clumps. Averaging the latest Virial X_{CO} values by Fukui et al. (2007) weighted by the CO luminosity of the clouds over the correlation region leads to average Virial values of $8.3 \cdot 10^{20} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ and $7.0 \cdot 10^{20} \text{H}_2 \text{cm}^{-2} / (\text{Kkm/s})$ for clouds CO-154 and CO-216 respectively. Therefore, the Virial analysis leads to X_{CO} values higher than those derived from the infrared-HI-CO analysis by a factor of $\sim 3.7/f_{\text{HI}}$. Inaccurate estimate of the X_{CO} factor from the Virial analysis, due to the limited an-

gular resolution of the NANTEN data, could be responsible for the observed discrepancy. However, recent estimates of the X_{CO} factor based on higher resolution data using the MOPRA telescope (A. Hughes, private communication) lead to results similar to those derived by Fukui et al. (2007). We therefore consider it unlikely that X_{CO} values derived from the Virial analysis could be overestimated by such a large factor. This leads to the conclusion that dust abundance variations are unlikely to be responsible for the FIR excess.

9.5.2. Additional gas component

The alternative explanation of an additional gas phase, correlated to the HI distribution could explain the FIR excess. If such a component were strongly correlated with the HI component in the LMC at the scale we have performed the analysis, it would result in underestimating the actual column density and therefore overestimating the corresponding emissivity toward the HI phase in our analysis, independent of the origin of the additional gas phase. It also would naturally explain a difference in X_{CO} of a factor of 3, when the additional components, not taken into account in the correlations (see Eq.13), doubles the HI column density.

Cold HI The 21-cm line measures the atomic gas column density if we assume the gas to be optically thin or if we assume we know the excitation temperature of all the gas (recall that at column densities $> 10^{21} \text{cm}^{-2}$ and for gas with spin temperature $T_s = 60 \text{K}$, the column density can be three times higher than would be inferred if the line is assumed to be optically thin). If the emissivity in the HI-emitting medium is in error by a factor f_{HI} due to underestimation of the HI column density, then (1) the dust-to-gas ratio in the diffuse atomic medium decreases by f_{HI} and (2) the value of X_{CO} derived assuming the same emissivity for atomic and molecular gas increases by f_{HI} . If $f_{\text{HI}} \simeq 3$, which is plausible as discussed in §3.1, then the X_{CO} inferred from the infrared analysis matches that inferred from the linewidth and size analysis of the CO data. Note that, in that case, the total mass of the molecular phase as traced by CO in the LMC is very small, only 1/30th of the total gas mass.

Pure H_2 phase The CO emission measurements provide the molecular gas column density if the CO emission arises from Virialized clouds. But if there is significant H_2 in regions without CO or where the CO is faint, then we would detect 'excess' far-infrared emission with respect to the gas column density estimated from the 21-cm and CO images. This component could correspond to a phase where H_2 molecules are formed, but CO is still preferentially photodissociated, as has been proposed to explain the emission properties of other low metallicity systems such as 30-Dor (Poglitsch et al. 1995), the SMC (Leroy et al. 2007), or more distant low metallicity galaxies such as IC10 (Madden et al. 1997).

For the high-galactic-latitude sky in the MW, it was found that 'infrared excess' (with respect to HI column density) is closely associated with molecular clouds where CO had been observed (Reach et al. 1998). Follow-up observations detected 47% of northern infrared excess clouds; indeed 72% of infrared excess clouds with dust temperature below average were detected in CO (Onishi et al. 2001). We expect that locations with far-infrared excess and low dust temperature would also be associated with molecular gas in the LMC. However, at the 4' resolution of the analysis carried here, even the known CO clouds fail to show significant temperature decrease, possibly due to warm cloud halos. Thus while some of the far-infrared excess is likely to arise from H_2 clouds without CO, the actual H_2 content is difficult to assess. In particular, it is unclear if the mild increase of the ISRF strength in the LMC, combined to the observed lower total dust abundance could explain the predominance of this phase.

Dark phase ? Besides cold HI (not traced accurately in the 21-cm emission) or extra H_2 (not traced accurately by the CO emission), another possibility would be that of an unrelated extra component. The existence of a "dark phase" with no CO or HI molecule, has been detected in our own Galaxy either through correlation of the IR and extinction data (e.g. Meyerdierks & Heithausen 1996) or gamma-ray and IR emission (Grenier et al. 2005). Note that this "dark phase" could be the same as pure H_2 or cold HI, as discussed in the paragraphs above—or it could be something else entirely.

In the MW, the inferred mass of the dark phase is similar to that of the molecular gas traced by CO emission (Grenier et al. 2005). However, the distribution of the dark gas in our solar neighborhood concentrates around CO clouds. At the distance of the LMC, the resolution of our analysis (4') corresponds to a resolution of 20° at the distance of Taurus (160 pc). Most structures evidenced in the dark phase in the solar neighborhood are only slightly more extended than this relative to CO clouds. They would therefore appear as correlated to both CO and HI at the distance of the LMC, which is not what we observe. In addition, explaining the emissivity difference observed between the HI and CO correlated components in the LMC would require this component to contribute several times the mass of the HI component (if the 21-cm line is optically thin). This would lead to a dark gas mass equal to 30 times the CO detected mass in the LMC, in sharp contrast to the situation in the MW. Analysis of the full IR emission distribution of the LMC could help clarify this issue, as well as complementary approaches using extinction or gamma-ray emission.

9.5.3. Consequence for dust abundance

Understanding the limitations of the HI, infrared, and CO data, we can now interpret the dust-to-gas ratio. For the atomic gas we measure a dust-to-gas mass ratio that is approximately $2.1/f_{HI}$ times lower than that found in the MW. The metallicity of the LMC inferred from stellar atmospheres and HII regions is lower than the solar vicinity by a factor of 2.0, averaging over all elements; for the important and well-measured dust-bearing elements C, O, and Fe the LMC abundance is lower than solar vicinity by factors 1.9 ± 1.0 , 2.2 ± 0.4 , and 1.5 ± 0.8 , respectively (Russell & Dopita 1992). We expect that the dust-to-gas ratio in the LMC would be lower than that in the MW by *at least* as much as the metals out of which they are combined; this condition appears to be satisfied for any valid f_{HI} . From a comparison of extinction and $Ly\alpha$ absorption, the dust-to-gas was found to be lower than that in the MW by a factor 3.3 ± 0.9 (Kornreef 1982), and 3.7 ± 0.4 for the LMC2 supershell and 1.7 ± 0.15 for average LMC samples (Gordon et al. 2003). The ultraviolet results and our infrared result are compatible for $f_{HI} \sim 1$ (relative to the LMC average

sample) or $f_{HI} \sim 1.8$ relative to the LMC2 sample; such values of f_{HI} are plausible as discussed above.

10. Conclusions

We presented a global analysis of the FIR emission in the LMC, based on the combined analysis of the SAGE Spitzer data and ancillary data tracing the gas emission. We determined the Spectral Energy Distribution (SED) in 3 individual regions of the LMC selected to show little star formation activity and be located away from major HII regions. We showed that extended emission of the neutral, molecular and diffuse ionized phase is detected at all IR wavelengths from $3 \mu\text{m}$ to $160 \mu\text{m}$. Modeling of the SEDs of these regions shows that the relative abundance of the various dust species is similar to that in our own MW. The integrated SED of the LMC shows lower relative PAH abundance than individual regions, which can probably be explained by the contribution from HII regions. PAH and VSG abundances appear slightly higher in the molecular than in the neutral phases in the selected regions, which we interpret as enhanced abundance of small dust particles in unresolved haloes surrounding MCs.

We showed that a significant emission excess is present at $70 \mu\text{m}$ with respect to expectation for very small grain and large grain emission based on the $24 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ emission respectively. The $70 \mu\text{m}$ excess increases gradually from the MW to the LMC to the SMC suggesting an increase of the excess with decreasing metallicity. The excess is essentially associated with the neutral medium, and is not present in the molecular phase. The strongest excess region is a loop around a position just South of 30-Dor. We show that it is possible to explain the $70 \mu\text{m}$ excess by a modification of the size distribution of very small grains with respect to MW standards and an associated VSG mass increase corresponding to 13% of the total dust mass. We propose that the $70 \mu\text{m}$ excess could be due to the production of large VSGs through erosion of larger grains in the diffuse medium.

We constructed all-LMC maps of the temperature and FIR optical depth of large dust grains at a resolution of $4'$, by combining the Spitzer $160 \mu\text{m}$ and IRAS $100 \mu\text{m}$ images. The temperature map

shows variations in the range $12.1 < T_d < 34.7 \text{ K}$ and a systematic gradient from inner to outer regions tracing the general distribution of massive stars and individual HII regions. Departures from this are also identified, in particular we evidenced a warm extended region, within the stellar bar, which may indicate the presence of dust heated by the old stellar population. No systematic decrease of the temperature was evidenced towards molecular clouds.

Using the temperature map derived from the FIR emission, we constructed a map of the dust optical depth at $160 \mu\text{m}$. Although the optical depth correlates globally with the HI gas distribution, a clear departure from a linear correlation exist. Using the measured emissivity value towards low column density as a reference, this leads to a FIR excess at high N_H . Several possible interpretations to the FIR excess emission were investigated, in particular the presence of an additional gas component undetected in the available gas tracers and intrinsic variations of the dust/gas ratio or dust optical properties. We show that, under the assumption of constant dust abundance and emission properties in all ISM phases, an additional gas component would have to be 2 times more massive than the total HI mass. We showed it plausible that the FIR excess is due to self-absorption of the HI emission. Other possibilities include a pure H_2 phase with no CO emission or a "dark phase" similar to that evidenced in the MW by gamma-ray studies.

A systematic increase of the dust abundance with increasing gas column density could also be responsible for the non linear correlation observed. Under that hypothesis, the dust abundance would increase by a factor of two from the most diffuse regions at the periphery of the LMC to the densest regions where star are formed. We note however that, under this hypothesis, values of the CO-to- H_2 conversion factor (X_{CO}) are uncomfortably low (by a factor of 2) with respect to those derived from Virial analysis of the CO data.

On the one hand, if an additional gas component is invoked, dust abundance in the LMC is estimated to be about 4.6 times lower than in the MW. On the other hand, if variations of the dust abundance are invoked to explain the FIR excess, dust abundance would vary from 4.6 to 2.3 times lower than MW from the outer to the inner regions

of the LMC. A firm conclusion regarding the origin of the FIR excess will have to await future and more detailed studies of the SAGE data.

We are grateful for E. Dwek who provided the MW SED of the diffuse emission at high galactic latitudes.

A. SED tables

Table 5: Spitzer SED of the various components studied here. All values are normalized to $N_H = 10^{20} H/cm^2$. IRAC values are corrected for extended emission correction factors. Errors are $1 - \sigma$.

NAME	IRAC1	IRAC2	IRAC3	IRAC4	MIPS1	MIPS2	MIPS3
MW (Plane)	$3.40 \cdot 10^{-3}$	$2.25 \cdot 10^{-3}$	$1.16 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-2}$	–	–	–
MW (Plane)(Err)	$3.42 \cdot 10^{-4}$	$2.23 \cdot 10^{-4}$	$1.16 \cdot 10^{-3}$	$3.81 \cdot 10^{-3}$	–	–	–
MW (Diff)	–	–	–	–	–	–	–
MW (Diff)(Err)	–	–	–	–	–	–	–
LMC_All	$1.39 \cdot 10^{-4}$	$1.31 \cdot 10^{-4}$	$3.02 \cdot 10^{-3}$	$1.76 \cdot 10^{-2}$	$2.81 \cdot 10^{-2}$	$4.95 \cdot 10^{-1}$	1.11
LMC_All(Err)(Err)	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$8.30 \cdot 10^{-4}$	$7.50 \cdot 10^{-4}$	$2.04 \cdot 10^{-3}$	$3.07 \cdot 10^{-3}$	$5.25 \cdot 10^{-2}$	$1.18 \cdot 10^{-1}$
HI – region(HI)	$7.46 \cdot 10^{-4}$	$6.38 \cdot 10^{-4}$	$1.95 \cdot 10^{-3}$	$1.78 \cdot 10^{-2}$	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$3.39 \cdot 10^{-1}$	1.07
HI – region(HI)(Err)	$8.78 \cdot 10^{-5}$	$6.75 \cdot 10^{-5}$	$4.99 \cdot 10^{-4}$	$8.81 \cdot 10^{-4}$	$6.55 \cdot 10^{-4}$	$1.57 \cdot 10^{-2}$	$3.91 \cdot 10^{-2}$
CO – 154(HI)	$1.23 \cdot 10^{-3}$	$1.16 \cdot 10^{-3}$	$1.20 \cdot 10^{-2}$	$3.71 \cdot 10^{-2}$	$3.74 \cdot 10^{-2}$	$8.62 \cdot 10^{-1}$	2.12
CO – 154(HI)(Err)	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$1.92 \cdot 10^{-4}$	$6.71 \cdot 10^{-4}$	$2.03 \cdot 10^{-3}$	$2.94 \cdot 10^{-3}$	$5.96 \cdot 10^{-2}$	$1.02 \cdot 10^{-1}$
CO – 216(HI)	$1.79 \cdot 10^{-3}$	$1.20 \cdot 10^{-3}$	$1.38 \cdot 10^{-2}$	$3.82 \cdot 10^{-2}$	$2.39 \cdot 10^{-2}$	$7.43 \cdot 10^{-1}$	2.13
CO – 216(HI)(Err)	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$1.81 \cdot 10^{-4}$	$7.45 \cdot 10^{-4}$	$2.38 \cdot 10^{-3}$	$3.68 \cdot 10^{-3}$	$6.88 \cdot 10^{-2}$	$1.05 \cdot 10^{-1}$
CO – 154(CO)	$2.27 \cdot 10^{-3}$	$1.35 \cdot 10^{-3}$	$1.01 \cdot 10^{-2}$	$2.70 \cdot 10^{-2}$	$2.52 \cdot 10^{-2}$	$3.58 \cdot 10^{-1}$	$9.95 \cdot 10^{-1}$
CO – 154(CO)(Err)	$2.53 \cdot 10^{-4}$	$1.83 \cdot 10^{-4}$	$6.41 \cdot 10^{-4}$	$1.95 \cdot 10^{-3}$	$2.82 \cdot 10^{-3}$	$5.77 \cdot 10^{-2}$	$1.00 \cdot 10^{-1}$
CO – 216(CO)	$9.68 \cdot 10^{-4}$	$5.53 \cdot 10^{-4}$	$4.16 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$1.10 \cdot 10^{-2}$	$1.60 \cdot 10^{-1}$	$5.15 \cdot 10^{-1}$
CO – 216(CO)(Err)	$9.70 \cdot 10^{-5}$	$6.63 \cdot 10^{-5}$	$2.73 \cdot 10^{-4}$	$8.81 \cdot 10^{-4}$	$1.36 \cdot 10^{-3}$	$2.54 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-2}$
HI – region(Res)	$2.78 \cdot 10^{-2}$	$1.19 \cdot 10^{-2}$	$-5.84 \cdot 10^{-2}$	$-1.14 \cdot 10^{-2}$	$-2.11 \cdot 10^{-2}$	1.40	$-1.19 \cdot 10^{-2}$
HI – region(Res)(Err)	$8.78 \cdot 10^{-5}$	$6.75 \cdot 10^{-5}$	$4.99 \cdot 10^{-4}$	$8.81 \cdot 10^{-4}$	$6.55 \cdot 10^{-4}$	$1.57 \cdot 10^{-2}$	$3.91 \cdot 10^{-2}$
CO – 154(Res)	$6.60 \cdot 10^{-2}$	$3.34 \cdot 10^{-2}$	$-2.09 \cdot 10^{-1}$	$-1.80 \cdot 10^{-1}$	$-9.90 \cdot 10^{-2}$	$2.92 \cdot 10^{-1}$	-4.31
CO – 154(Res)(Err)	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$1.92 \cdot 10^{-4}$	$6.71 \cdot 10^{-4}$	$2.03 \cdot 10^{-3}$	$2.94 \cdot 10^{-3}$	$5.96 \cdot 10^{-2}$	$1.02 \cdot 10^{-1}$
CO – 216(Res)	$6.39 \cdot 10^{-2}$	$3.38 \cdot 10^{-2}$	$-5.64 \cdot 10^{-1}$	$-5.22 \cdot 10^{-1}$	$4.85 \cdot 10^{-2}$	-2.25	$-1.87 \cdot 10^{+1}$
CO – 216(Res)(Err)	$2.65 \cdot 10^{-4}$	$1.81 \cdot 10^{-4}$	$7.45 \cdot 10^{-4}$	$2.38 \cdot 10^{-3}$	$3.68 \cdot 10^{-3}$	$6.88 \cdot 10^{-2}$	$1.05 \cdot 10^{-1}$

Table 6: DIRBE SED of the various components studied here. All values are normalized to $N_H = 10^{20} H/cm^2$. Errors are $1 - \sigma$.

NAME	DIRBE3	DIRBE4	DIRBE5	DIRBE6	DIRBE7	DIRBE8	DIRBE9	DIRBE10
MW (Plane)	$4.30 \cdot 10^{-3}$	$3.44 \cdot 10^{-3}$	$5.09 \cdot 10^{-2}$	$6.18 \cdot 10^{-2}$	$4.84 \cdot 10^{-1}$	1.53	3.07	2.12
MW (Plane)(Err)	$4.09 \cdot 10^{-3}$	$3.44 \cdot 10^{-3}$	$5.30 \cdot 10^{-3}$	$9.33 \cdot 10^{-3}$	$2.47 \cdot 10^{-2}$	$4.59 \cdot 10^{-2}$	$9.51 \cdot 10^{-2}$	$6.58 \cdot 10^{-2}$
MW (Diff)	$1.11 \cdot 10^{-3}$	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$2.79 \cdot 10^{-2}$	$2.90 \cdot 10^{-2}$	$1.03 \cdot 10^{-1}$	$6.04 \cdot 10^{-1}$	1.02	$7.83 \cdot 10^{-1}$
MW (Diff)(Err)	$2.39 \cdot 10^{-5}$	$4.65 \cdot 10^{-5}$	$5.10 \cdot 10^{-4}$	$5.88 \cdot 10^{-4}$	$1.85 \cdot 10^{-3}$	$9.74 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^{-2}$	$1.57 \cdot 10^{-2}$

Table 7: IRIS SED of the various components studied here. All values are normalized to $N_H = 10^{20} H/cm^2$. Errors are $1 - \sigma$.

NAME	IRAS1	IRAS2	IRAS3	IRAS4
MW (Plane)	$5.68 \cdot 10^{-2}$	$7.61 \cdot 10^{-2}$	$5.21 \cdot 10^{-1}$	1.61
MW (Plane)(Err)	$2.90 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-2}$	$5.42 \cdot 10^{-2}$	$2.17 \cdot 10^{-1}$
MW (Diff)	–	–	–	–
MW (Diff) (Err)	–	–	–	–
LMC_All	$8.24 \cdot 10^{-3}$	$2.15 \cdot 10^{-2}$	$3.74 \cdot 10^{-1}$	$7.75 \cdot 10^{-1}$
LMC_All(Err)	$3.36 \cdot 10^{-3}$	$4.51 \cdot 10^{-3}$	$4.28 \cdot 10^{-2}$	$1.24 \cdot 10^{-1}$
HI – region(HI)	$1.39 \cdot 10^{-2}$	$1.68 \cdot 10^{-2}$	$2.09 \cdot 10^{-1}$	$6.09 \cdot 10^{-1}$
HI – region(HI)(Err)	$8.74 \cdot 10^{-4}$	$1.29 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$
CO – 154(HI)	$3.45 \cdot 10^{-2}$	$5.57 \cdot 10^{-2}$	$7.33 \cdot 10^{-1}$	1.46
CO – 154(HI)(Err)	$1.97 \cdot 10^{-3}$	$5.61 \cdot 10^{-3}$	$4.93 \cdot 10^{-2}$	$8.23 \cdot 10^{-2}$
CO – 216(HI)	$3.46 \cdot 10^{-2}$	$3.10 \cdot 10^{-2}$	$5.47 \cdot 10^{-1}$	1.23
CO – 216(HI)(Err)	$2.03 \cdot 10^{-3}$	$4.99 \cdot 10^{-3}$	$5.24 \cdot 10^{-2}$	$8.80 \cdot 10^{-2}$
CO – 154(CO)	$2.51 \cdot 10^{-2}$	$4.25 \cdot 10^{-2}$	$2.25 \cdot 10^{-1}$	$5.13 \cdot 10^{-1}$
CO – 154(CO)(Err)	$1.90 \cdot 10^{-3}$	$5.39 \cdot 10^{-3}$	$4.78 \cdot 10^{-2}$	$8.04 \cdot 10^{-2}$
CO – 216(CO)	$1.15 \cdot 10^{-2}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$	$1.22 \cdot 10^{-1}$	$2.90 \cdot 10^{-1}$
CO – 216(CO)(Err)	$7.50 \cdot 10^{-4}$	$1.84 \cdot 10^{-3}$	$1.94 \cdot 10^{-2}$	$3.20 \cdot 10^{-2}$
HI – region(Res)	$-3.27 \cdot 10^{-2}$	$-1.09 \cdot 10^{-1}$	$2.69 \cdot 10^{-1}$	1.37
HI – region(Res)(Err)	$8.74 \cdot 10^{-4}$	$1.29 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$
CO – 154(Res)	$-3.93 \cdot 10^{-1}$	$-7.24 \cdot 10^{-1}$	-2.66	-3.01
CO – 154(Res)(Err)	$1.97 \cdot 10^{-3}$	$5.61 \cdot 10^{-3}$	$4.93 \cdot 10^{-2}$	$8.23 \cdot 10^{-2}$
CO – 216(Res)	$-6.58 \cdot 10^{-1}$	$-1.64 \cdot 10^{-2}$	-5.89	$-1.15 \cdot 10^{+1}$
CO – 216(Res)(Err)	$2.03 \cdot 10^{-3}$	$4.99 \cdot 10^{-3}$	$5.24 \cdot 10^{-2}$	$8.80 \cdot 10^{-2}$

REFERENCES

- Abergel A., Boulanger F., Mizuno A. et al. 1994 ApJ 423, 59
- Aguirre et al. 2003, ApJ 596
- Arendt R.G., Odegard N., Weiland J.L., et al. 1998, ApJ, 508, 74
- Bernard J.P., Boulanger F., Puget J.L. 1993, A&A, 277, 609
- Bernard J.P., Boulanger F., Désert F.X., et al. 1994, A&A, 291, L5
- Bernard J.P., Abergel A., Ristorcelli I. et al. 1999 A&A 347, 640
- Bica, E., Claria, J. J., Dottori, H., Santos, J. F. C. Jr., & Piatti, A. E., 1996, ApJS, 102, 57
- Bloemen J.B.G, Strong A., Blitz L. et al. 1986, A&A, 154, 25
- Bot C., Boulanger F., Lagache G. et al. 2004, A&A 423 567
- Boulanger, F. et al. 1996, A&A 312, 256
- Bohlin R.C., Savage B.D. & Drake F.J. 1978 ApJ 224, 132
- Clayton G.C., Martin P.G., Thompson I. 1983 ApJ 265, 194.
- Clayton G.C., Martin P.G. 1985 ApJ 288, 558.
- Davies, R. D., Elliott, K. H., & Meaburn, J. 1976, MmRAS, 81, 89
- DeGioia-Eastwood, K., 1992, ApJ, 397, 542
- Désert F.-X., Boulanger F., Puget J.L. 1990, A&A, 237, 215
- Dickey J.M. & Lockman F.J. 1990 Ann. Rev. A&A, 28, 215
- Dickey J.M., Mebold U., Stanimirovic S. & Staveley-Smith L. 2000, ApJ 536, 756
- Dickinson C., Davies R. D. & Davis R. J. 2003, MNRAS 341, 369
- Diplas A. & Savage B.D. 1994, ApJ, 427, 274
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
- Dufour R.J. in Structure and evolution of the Magellanic Clouds, Eds S. Van den Bergh & K.S. de Boer (Dordrecht: Reidel) 1984, ApJ 596
- Dwek E., Arendt R.G., Fixen D.J., Sodroski T.J., et al. 1997, ApJ, 475, 565
- Engelbracht C. W., Blaylock M., Su K. Y. L. et al. 2007, PASP 119, 994
- Fazio, G. G. et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Feast M. 1999, in IAU Symp. 190, New views of the Magellanic Clouds, ed. Y.-H. Chu et al. (San Francisco: ASP) 542.
- Flagey N., Boulanger F., Miville Deschênes M.A. et al. 2006, A&A, 453, 969
- Fukui, Y. et al. 1999, PASJ, 51, 745
- Fukui, Y. et al. 2007, ApJ, submitted
- Galliano F., Madden S.C., Jones A.P. et al. 2005 A&A, 434, 867.
- Galliano F., Madden S.C., Jones A.P. et al. 2003 A&A 407, 159.
- Gordon K.D., Clayton G.C., Misselt K.A. et al. 2003 ApJ 594, 279
- Grenier I., Casandjian J.M., Terrier R. 2005, Science 307, 1292
- Hartmann D., Burton W.B. 1995, Atlas of galactic HI emission. Cambridge University Press.
- Israel F.P. A&A 328, 471
- Jones A.P., Tielens A.G.G.M. and Hollenbach D.J. 1996, ApJ, 469, 740
- Kaufman, M., Wolfire, M. G., Hollenbach, D. J., and Luhman, M. L. 1999, ApJ, 527, 795
- Keller et al. 2006, ApJ 642, 834
- Kim S., Dopita M. A., Staveley-Smith L., Bessell M. S. 1999, ApJ 118, 2797
- Kim, S. et al. 2003, ApJS, 148, 473
- Kornreef J. 1982, A&A, 107, 247
- Kutner M.L & Ulich B.L. 1981, ApJ 250,341

- Lagache G., Haffner L.M., Reynolds R.J., Tufte S.L. 2000 A&A 354, 247
- Laureijs R. J., Clark F. O. & Prusti T. 1991, ApJ 372, 185
- Li A., Draine B.T. 2002 ApJ 576, 762
- Leroy A., Bolatto A., Stanimirovic S. et al. 2007, ApJ 658, 1027
- Lu N., Helou G., Werner M.W. et al. 2003, ApJ, 588, 199
- Lu N. 2004, ApJ, 154, 286
- Madden S.C., Poglitsch A., Geis N. et al. 1997 ApJ, 483, 200
- Madden S.C., Galliano F., Jones A.P. and Sauvage M. 2006, A&A, 446, 877
- Marx-Zimmer M., Herbstmeier U., Dickey J.M. et al. 2000, A&A 354, 787
- Massa D. & Savage B.D. 1984 ApJ 279, 310
- Meyerdierks H, Heithausen A. 1996, A&A, 313, 929
- Meixner, M. et al. 2006, AJ 132, 2268
- Misselt K. A., Clayton G. C. & Gordon K. D. 1999 ApJ, 515, 128
- Miville-Deschênes M.-A. & Lagache G., 2005, ApJSS, 157, 302.
- Mizuno N., Yamaguchi R., Mizuno A. et al. 2001, PASJ, 53, 971
- Onishi T., Yoshikawa N., Yamamoto H. et al. 2001, PASJ, 53, 1017
- Paladini R., Montier L., Giard M. et al., 2007 A&A 465, 839
- Pei Y. C., Fall S. M. & Hauser M. G. 1999, ApJ, 522, 604
- Peeters, E., Martin-Hernandez, N. L., Damour, F. et al., 2002, A&A, 381, 571
- Poglitsch A., Krabbe A., Madden S. C. et al. 1995 ApJ 454, 293
- Reach W. T., Wall W. F., Odegard N. 1998, ApJ, 507, 507
- Reach, W. T. et al. 2005, PASP, 117, 978
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W. et al. 2004 ApJS 154, 25
- Russell S. C., Dopita M. A. 1992, ApJ, 384, 508
- Ryter C., Puget J.L., Perault M. 1987 A&A 186, 312
- Sauvage M., Vigroux L. & Thuan T.X. 1990, A&A 237, 296
- Sakon I., Onaka T., Kaneda H. et al. 2006, ApJ 651, 174
- Sellgren K., Werner M.W., Dinerstein H.L. 1983, ApJ, 271, L13
- Solomon P.M., Rivolo A.R., Barrett J. et al. 1987, ApJ, 319, 730
- Stanimirovic S., Staveley-Smith L., van der Hulst J.M. et al. 2000, MNRAS 315, 791
- Staveley-Smith L., Kim S., Calabretta M.R. et al. 2003, MNRAS 339, 87
- Stepnik B., Abergel A., Bernard J.Ph. et al. 2003 A&A 398, 511.
- Schwering P.B.W. 1989, A&A Sup. 79, 105
- Van der Marel R., Cioni M.R.-L. 2001, AJ, 122, 1807
- Vermeij R., Damour F., Van der Hulst J.M. et al. 2002 A&A 391, 1081
- Vermeij R., Peeters E., Tielens A.G.G.M., Van der Hulst J.M. 2002 A&A 382, 1042
- Werner, M. W. et al. 2004, ApJS, 154, 1
- Westerlund B.E. 1997, The Magellanic Clouds (New York: Cambridge Univ. Press)
- Whitney B. et al. 2007 in prep.

Annexe F

Article 3 : Extinction et Rapport Poussière/Gaz dans les nuages moléculaires du Grand Nuage de Magellan

Extinction and dust/gas ratio in LMC molecular clouds

K. Dobashi^{1,2}, J.-Ph. Bernard¹, A. Hughes^{3,4}, D. Paradis¹, W.T. Reach⁵, and A. Kawamura⁶

¹ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS, 9, Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France
email : dobashi@u-gakugei.ac.jp

² Department of Astronomy and Earth Sciences, Tokyo Gakugei University, Koganei, Tokyo 184-8501, Japan

³ Centre for Supercomputing and Astrophysics, Swinburne University of Technology, Hawthorn VIC 3122, Australia

⁴ CSIRO Australia Telescope National Facility, PO Box 76, Epping NSW 1710, Australia

⁵ IPAC/Caltech, MS 220-6, Pasadena, CA 91125, USA

⁶ Nagoya University, Dept. of Astrophysics, Chikusa-Ku, Nagoya, 464-01, Japan

Received Nov 26 2007/ Accepted ?

ABSTRACT

Aims. The goal of this paper is to measure the dust content and distribution in the Large Magellanic Cloud (LMC) by comparing extinction maps produced in the near-infrared wavelengths and the spatial distribution of the neutral and molecular gas, as traced by H I and CO observations.

Methods. In order to derive an extinction map of the LMC, we have developed a new method to measure the color excess of dark clouds, using the 2MASS all-sky survey. Classical methods to measure the color excess (including the NICE method) tend to underestimate the true color excess if the clouds are significantly contaminated by unreddened foreground stars, as is the case in the LMC. We propose a new method that uses the color of the reddest stars and which is robust against such contamination. Using this method, it is possible to infer the positions of dark clouds with respect to the star distribution by comparing the observed color excess as a function of the percentile used and that predicted by a model.

Results. On the basis of the resulting extinction map, we perform a correlation analysis for a set of dark molecular clouds. Assuming similar infrared absorption properties for the dust in the neutral and molecular phases, we derive the absorption-to-column density ratio $\frac{A_V}{N_H}$ and the CO-to-H₂ conversion factor X_{CO} . We show that $\frac{A_V}{N_H}$ increases from the outskirts of the LMC towards the 30 Dor star-forming region. This can be explained either by a systematic increase of the dust abundance, or by the presence of an additional gas component not traced by H I or CO, but strongly correlated to the H I distribution. If dust abundance is allowed to vary, the derived X_{CO} factors for the selected regions are several times lower than those derived from a virial analysis of the CO data. This could indicate that molecular clouds in the LMC are not gravitationally bound, or that they are bounded by substantial external pressure. However, the X_{CO} values derived from absorption can be reconciled with the virial results assuming a constant value for the dust abundance and the existence of an additional, unseen gas component. These results are in agreement with those derived for the LMC from the FIR diffuse emission.

Key words. Dust, extinction – diffuse radiation – Infrared: ISM – Radio continuum: ISM.

1. Introduction

Studying dust in the Large Magellanic Cloud (LMC) is important for several reasons.

As the LMC is low metallicity galaxy with $Z \approx 0.3 - 0.5 Z_\odot$ (Westerlund 1997), the dust abundance in the LMC is expected to be lower than in the Milky Way (MW), although the general relationship between dust abundance and metallicity is yet to be firmly established. This is important for extragalactic studies, since the metallicity of the LMC is similar to that of systems at redshifts around $z \approx 1$, when most of the Universe's star formation occurred. As well as the absolute dust abun-

dance, the relative abundance of the various dust species is also known to be modified in low-metallicity environments with respect to MW values (e.g., Galliano et al. 2003), in particular the smallest species such as Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH) and other Very Small Grains (VSGs), which are responsible for most of the near to mid-infrared emission in galaxies. Variations in the dust composition will modify the Spectral Energy Distribution (SED) of a galaxy's infrared (IR) emission, with potentially significant consequences for the interpretation of cosmological IR surveys. In the MW, the relative abundance of these species is known to vary widely from region to region (e.g. Boulanger et al. 1990; Miville-Deschênes et al. 2002), but the origins of these variations are not always

Send offprint requests to: dobashi@u-gakugei.ac.jp

clearly understood, and it is therefore unclear if similar variations will affect the global SED of low-metallicity galaxies. Similarly, the optical properties of the largest dust grains (Big Grains, BGs) are known to vary significantly between the diffuse atomic interstellar medium (ISM) and the denser molecular regions (e.g. Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003b; Dupac et al. 2002, 2003a). Although low-metallicity systems tend to host less molecular material, the processes responsible for the observed variations in grain properties could also be taking place in low-metallicity galaxies. Studying the dust abundances, dust properties and their spatial variations in low-metallicity systems such as the LMC is therefore of prime importance for cosmology.

Understanding the impact of metallicity on dust properties would also provide an additional handle to constrain the processes at work in the life-cycle of dust. This would provide much-needed insight into questions related to the impact of star formation activity on the dust formation efficiency, the effect of dust abundance on the formation of molecules such as H_2 , the consequences on the dust abundance of the observable tracers of the molecular phase such as CO, the efficiency of dust destruction processes in the warm diffuse ISM, and dust aggregation processes in dense clouds. Another outstanding topic under investigation is the possibility that a significant fraction of the mass of low metallicity galaxies might be locked in a phase where H_2 has formed, but CO cannot survive photodissociation.

Due to its proximity (LMC ≈ 50 kpc, Keller et al. 2006; Feast 1999), the LMC offers a unique opportunity to study the spatial distribution of dust in a low-metallicity environment. Following the large-scale, low angular resolution surveys by IRAS and DIRBE (e.g., Sauvage et al. 1990; Sakon et al. 2006), recent systematic, higher angular resolution IR observations of the LMC and SMC conducted by Spitzer (see Meixner et al. 2006; Bernard et al. 2007; Bot et al. 2004) and Akari now permit the efficient separation of the diffuse emission from that of point sources. This is an important prerequisite for understanding the physics of dust emission, since the emission depends strongly on the intensity of the local interstellar radiation field (ISRF) and on the relative distribution of dust and stars. An additional advantage of the LMC is the galaxy's almost face-on orientation. This provides a complete view of the gas distribution that is almost independent of the interpretation of velocity information, and allows us to study the dust emission with almost no confusion between regions along the line-of-sight.

In addition to the limitations imposed by variations of the dust abundance and/or optical properties of dust, dust emission is also roughly proportional to the strength of the local ISRF, which is generally unknown. To some extent, this limitation can be overcome when the temperature of the large dust grains is known through the SED at far-infrared (FIR) wavelengths, but this is only rarely the case with presently available FIR data. In the MW, studies of the extinction due to dust in the optical and near-infrared (NIR) have been very useful to circumvent this limitation, primarily because extinction in this regime is understood to arise from the same grains that are producing the FIR emission but, unlike emission, is in principle independent

of the radiation field intensity. Comparing the extinction with the FIR emission can also be used to constrain the optical properties of dust and understand their spatial variations (Cambr esy et al. 2005). Unlike emission, extinction properties of dust are unlikely to be strongly affected by the phase of the ISM, in particular in the NIR where dust grain size effects are small.

Large scale extinction maps of the Galactic plane and Galactic structure have been obtained from optical star counts (e.g., Dobashi et al. 2005; Cambr esy 1999) as well as from measurements of the near-infrared color excess (e.g., Lombardi et al. 2001). However, constructing extinction maps of the LMC has proved more difficult, partly because the dust extinction is smaller than in the Galaxy, but mostly because the intrinsic stellar density distribution is harder to model and color distributions also change systematically within the LMC's stellar bar.

In this paper, we derive a map of the visual extinction (A_V) in the LMC using the 2 Micron All-Sky Survey (2MASS) point source catalog. We use a new technique that we have developed from the Near-Infrared Color Excess (NICE) method originally introduced by Lada et al. (1994), which utilizes the reddening of the background stars behind dark clouds. The NICE method and the improved NICER method (Lombardi et al. 2001) quantify the color excess due to dark clouds by measuring the difference between the mean or median color of stars situated towards dark clouds and reference fields (i.e., cloud-free regions). The method therefore tends to underestimate the true extinction when the clouds are contaminated by unreddened foreground stars, although it works well for nearby Galactic dark clouds with low foreground contamination (e.g., Alves et al. 1998; Cambr esy et al. 2002). A better estimate of the dust extinction can be obtained if it is possible to identify foreground stars and remove them from the sample of stars used. For dark clouds in the LMC however, it is not easy to distinguish foreground stars because the color excess caused by the clouds is much smaller than for nearby Galactic clouds and is comparable to the intrinsic dispersion of the star colors. Furthermore, the observable dark clouds in the LMC are Giant Molecular Clouds (GMCs), so there will be a large number of stars located inside the clouds themselves, which should be taken into account when deriving the color excess. It is important to note that in the case of dark clouds in the LMC, the simple NICE or NICER method can only work properly when point sources located completely beyond the LMC, such as distant galaxies, are used.

In the new method described in this paper, we use all of the stars observed toward the LMC dark clouds, taking into account the intrinsic dispersion of star colors as well as the contribution of stars in the foreground and within the clouds. The basic idea is to measure the color excess based on a simple geometrical model of a cloud's position relative to the star distribution in the LMC. Our new method therefore provides an estimate of the true color excess as well as the location of clouds with respect to the stellar distribution in the LMC through a comparison with model calculations.

The purpose of this paper is to generate an A_V extinction map of the LMC using the 2MASS point source catalog, and then to perform a correlation analysis with the atomic and

molecular gas tracers in order to measure the gas-to-dust ratio, $\frac{A_V}{N_H}$, and the X_{CO} factor. In Sect. 2, we present our new method to measure the color excess of dark clouds on the basis of the 2MASS point source catalog, and describe how the resulting color excess map is converted into a map of the visual extinction, A_V . In Sect. 3, we perform a correlation analysis of the dust extinction and gas emission (H I and CO) from a sample of LMC dark clouds, and we discuss the results in Sect. 4. Sect. 5 is devoted to conclusions.

2. Extinction map of the LMC

We first describe a simple model of a dark cloud in the LMC to explain our new method to measure the color excess. The key to our method is to utilize the color of the X percentile reddest star falling in a cell, rather than the median or mean star color in the cell. We demonstrate that the new method can infer the position of a dark cloud relative to the distribution of stars, and compare our derived A_V map with the optical data presented by Zaritsky et al. (2004).

2.1. Method and model to measure the color excess

In the NICE method to measure the color excess in dark clouds, one defines cells around the dark clouds, and measures the difference between the “typical” colors of stars falling in the cells within the dark clouds and in a reference field, assumed to be free of extinction. In the traditional NICE method, the typical color is usually chosen to be the mean or median color of stars in each cell. In the method proposed here, we first sort the stars in each cell according to their colors (from blue to red), and then define the typical color as the color of the X_0 percentile reddest star (i.e. $X_0 = 100\%$ denotes the reddest star). We define a second typical color by taking the mean color of stars in the range $[X_0, X_1]$ percentile where $X_0 < X_1$. We refer to these two typical colors as C_{X_0} and C_{X_m} respectively. If there are N stars in a given cell, and the color of the i^{th} star (after sorting from blue to red) is expressed as $c(i)$ with $i = 1 - N$, these two typical colors can be expressed as,

$$C_{X_0} = c(N_0) \quad (1)$$

and

$$C_{X_m} = \frac{1}{N_1 - N_0 + 1} \sum_{i=N_0}^{N_1} c(i) \quad (2)$$

where N_j for $j = 0$ and 1 is the half-adjusted integer of $\frac{X_j}{100}N$. We call the color excesses measured using these colors E_{X_0} and E_{X_m} , i.e.,

$$E_{X_0} = C_{X_0} - \bar{C}_{X_0} \quad (3)$$

and

$$E_{X_m} = C_{X_m} - \bar{C}_{X_m}, \quad (4)$$

where \bar{C}_{X_0} and \bar{C}_{X_m} are the typical colors in the reference field. In addition to these measurements of the color excess, we define E_N as the color excess measured by the traditional NICE

method, which corresponds to E_{X_0} for $X_0 = 50\%$ and E_{X_m} for $(X_0, X_1) = (0, 100)\%$. The three color excesses E_{X_0} , E_{X_m} , and E_N should agree if all of the stars are located in the background of dark clouds and if the intrinsic dispersion of star color is negligible compared to the color excess caused by the clouds. Such assumptions are not realistic for dark clouds in the LMC. In general, E_{X_m} is the closest to the true color excess E_0 and the relation $E_0 \geq E_{X_m} \geq E_{X_0} \geq E_N$ holds at high X_0 and X_1 values.

In order to evaluate the variation between the different estimates for the color excess (E_0 , E_{X_m} and E_N), we propose a simple model. As illustrated in Fig. 1, we assume that the LMC is filled with a uniform background extinction corresponding to the total color excess E_{bg} . We then position a dark cloud with extinction corresponding to the color excess E_0 within the LMC. In other words, a star beyond the LMC is observed to be reddened by E_{bg} in the reference field, and by $E_{bg} + E_0$ within the cloud. The position and the thickness of the cloud are set to Z and T percent of the total thickness of LMC along the line of sight. If we assume that the intrinsic color variation of stars in LMC follows a Gaussian distribution with a standard deviation σ (Fig. 1a), stars should be observed to be reddened by a maximum of E_{bg} in the reference field (Fig. 1b), and by $E_{bg} + E_0$ in the cloud (Fig. 1c). In Fig. 1, we illustrate the qualitative relations between the true color excess of the cloud E_0 , the color excess measured by the traditional NICE method E_N , and the color excesses determined using our method (E_{X_0} and E_{X_m}).

For the model described above, we performed a simulation distributing stars randomly along the line-of-sight extent of the LMC to calculate E_{X_0} and E_{X_m} as a function of X_0 for various sets of parameters σ , E_{bg} , E_0 , Z , T , and X_1 . In Fig. 2, we show some results of these calculations for different values of σ and E_{bg} , with common parameters $E_0 = 0.3$ mag, $Z = 30\%$, $T = 10\%$, and $X_1 = 95\%$. It is evident that when the dispersion of star colors σ is much smaller than the true color excess E_0 (Fig. 2a), both E_{X_0} and E_{X_m} are very close to the true color excess E_0 in the high X_0 range (e.g., $X_0 > 50\%$ in Fig. 2a). This is a scenario where the traditional NICE method will work well. However, when σ is not negligible compared to E_0 (Fig. 2b), E_{X_m} and E_{X_0} will underestimate E_0 even at a high X_0 values. For example, E_{X_m} at $X_0 = 80\%$ in Fig. 2b underestimates E_0 by $\approx 10\%$, although it gives a much better estimate than the value derived from the traditional NICE method, which corresponds to E_{X_0} at $X_0 = 50\%$ or E_{X_m} at $X_0 = 5\%$. It is worth noting that the presence of a background color excess E_{bg} improves the estimate of E_0 : For example, if we use the same parameters as in Fig. 2b and change only the background E_{bg} from 0 to 0.25 mag, E_{X_m} and E_{X_0} at $X_0 > 70\%$ give better estimates of E_0 (Fig. 2c). This is because E_{bg} changes the shapes of the profiles of star colors in the reference field and in the dark cloud (Fig. 1b and 1c), which the measurements of E_{X_m} and E_{X_0} depend on.

The actual parameters of clouds in the LMC are similar to those shown in Fig. 2c. The dispersion of star colors in $J - H$ and $H - K_S$ is of the order $\sigma \sim 0.1$ mag, and the color excesses E_0 and E_{bg} are only a few times larger than σ in the LMC. Moreover, as the LMC is almost face-on and the observable clouds are mostly GMCs, the dark clouds should occupy a large fraction of the LMC’s total thickness along the

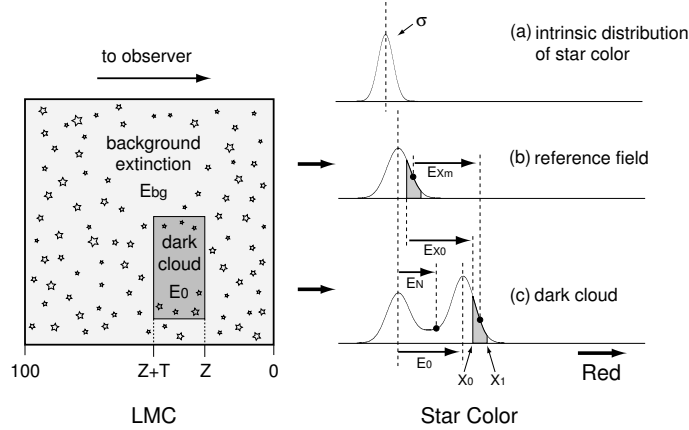


Fig. 1. Schematic illustration of the model used to estimate the color excess caused by a dark cloud in the LMC. As illustrated in the left side of the figure, we set uniform background extinction, and locate a dark cloud within the LMC. The position and thickness of the cloud is taken to be Z % and T % of the total thickness of the LMC along the line of sight to the observer. E_{bg} and E_0 are the total color excess caused by the background and the cloud, respectively. As shown in panel (a) on the right side of the figure, we generate a number of stars which have an intrinsic color distribution that follows a Gaussian distribution with a standard deviation of σ , and we distribute the stars randomly in the LMC including the inner region of the cloud. The color distributions shown in panels (b) and (c) are the reddened distributions observed toward the reference field (i.e., a cloud-empty region) and the dark cloud, respectively. E_{X_0} and E_{X_m} are the color excesses measured using Eqs.3 and 4, and E_N is the color excess measured using the simple mean or median color of the stars.

line of sight ($T \sim 10\%$ or more). If we were able to observe the Cyg OB 7 complex in Cygnus, which has a linear size of ~ 50 pc (e.g., Dobashi et al. 1994), from outside the Galaxy, the model parameter T would amount to $\sim 25\%$, assuming the scale height of the Galaxy is 100 pc.

To summarize the results of our simulation, we find that E_{X_m} and E_{X_0} for high X_0 values derived using the percentile method trace the true color excess E_0 much better than the quantity E_N measured by the traditional NICE method. In the following subsections, we use our new method to construct maps of the color excess and extinction in the LMC. Foreground stars and stars inside dark clouds are accounted for in our model, and therefore the comparison between the observed E_{X_m}/E_{X_0} and the model calculations as a function of X_0 provide information about the position of individual clouds with respect to the star distribution in the LMC, through determining the best-fitting parameters T and Z .

2.2. Derivation of the extinction map

To derive a map of the visual extinction (A_V) in the LMC, we first measured the distribution of star colors using data in the 2MASS catalog. We selected stars in the catalog that satisfy the following three criteria: (1) magnitudes brighter than 16.0, 15.5, and 15.0 mag in J -, H -, and K_S -band respectively; (2) guaranteed qualities in detection, photometry, and astrometry (i.e., the read flag "rd_flg" in the catalog is either 1, 2, or 3, and the photometry flag "ph_qual" is either A, B, or C for the 3

bands); and (3) no counterparts among known minor planets (i.e., the minor planet flag "mp_flg" is 0).

For criterion (1), the true magnitude limits for complete detection in the three bands vary from region to region in the LMC, and they are mostly lower than the threshold magnitudes that we have adopted. However, we use the threshold magnitudes stated above to increase the number of stars in each cell and to reduce the noise in the final extinction map. It is worth noting that as long as we use stars with photometry guaranteed by criterion (2), a slight change in the threshold magnitudes does not greatly influence the quality of the final extinction map, since the map is derived using star colors.

We placed circular cells with a diameter of $2'.6$ at a $1'$ grid spacing over the extent of the LMC, and then measured the typical colors ($J-H$ and $H-K_S$) of the selected stars falling in each cell at every 5 percentile in X_0 within the range $10\% \leq X_0 \leq 90\%$ with a common $X_1 = 95\%$. Here, the typical colors are C_{X_0} and C_{X_m} defined in Eqs. 1 and 2. The rationale for using $X_1 = 95\%$ instead of $X_1 = 100\%$ is to avoid contamination by young stellar objects (YSOs) forming within the clouds that are likely to be very red. The cell size that we have adopted is the same as the beam size of the NANTEN telescope (HPBW= $2'.6$) in order to facilitate a direct comparison between the extinction map and the CO data obtained by NANTEN.

In order to determine the background star color distribution at a certain value of X_0 , we applied a median filter with a width of $1^\circ \times 1^\circ$ to the color maps C_{X_0} and C_{X_m} , and henceforth treat the resulting filtered maps as the background color distribution (i.e., \bar{C}_{X_0} and \bar{C}_{X_m} in Eqs.3 and 4). By substituting our typical

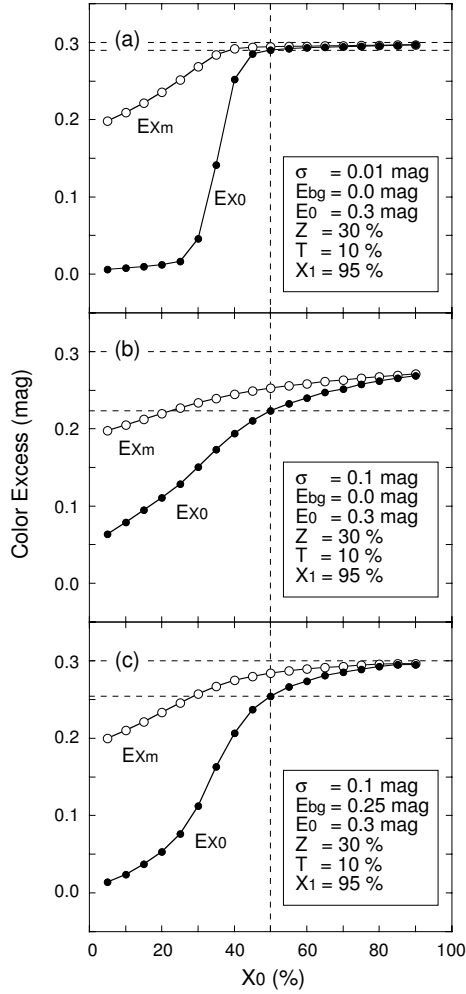


Fig. 2. Example of calculations using the model shown in Fig. 1. The true color excess, the cloud position, and the cloud thickness are set to $E_0 = 0.3$ mag, $Z = 30\%$, and $T = 10\%$ respectively. For a fixed value of $X_1 = 95\%$, E_{X_0} and E_{X_m} are calculated and shown as a function of X_0 . The intrinsic star color dispersion σ and the color excess due to the background extinction E_{bg} are set to (a) $[\sigma, E_{bg}] = [0.01, 0.0]$ mag, (b) $[0.1, 0.0]$ mag, and (c) $[0.1, 0.25]$ mag. In each panel, the true color excess $E_0 = 0.3$ mag and the color excess E_{X_0} at $X_0 = 50\%$ are indicated by broken lines.

color and background maps into Eqs.3 and 4, we obtain color excess maps, $E_{X_0}(\lambda_1 - \lambda_2)$ and $E_{X_m}(\lambda_1 - \lambda_2)$, for each of the trial X_0 values. We assume that the color excess is proportional to the visual extinction, A_V . For a given reddening law ($\alpha_\lambda =$

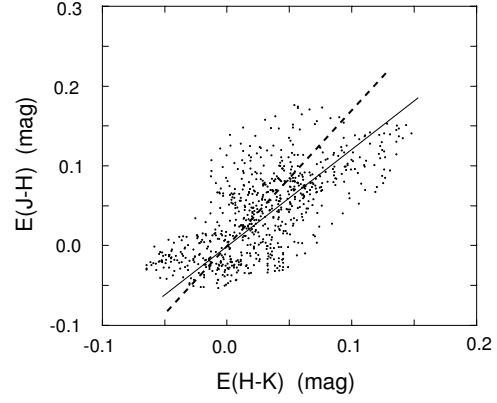


Fig. 3. Plot of $E(H-K)$ vs. $E(J-H)$ around the cloud LMC-154. The data values are E_{X_m} measured at $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$. The reddening law suggested by Rieke et al. (1985) is shown by the broken line, and the reddening law suggested by Cardelli et al. (1989) for $R_V = 3.1$ is indicated by the solid line.

A_λ/A_V), the relationship between the color excess and A_V is expressed as,

$$A_{VX_k}^{\lambda_1, \lambda_2} = R_{\lambda_1, \lambda_2} E_{X_k}(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{1}{\alpha_{\lambda_1} - \alpha_{\lambda_2}} E_{X_k}(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (5)$$

where $A_{VX_k}^{\lambda_1, \lambda_2}$ the visual extinction derived from $E_{X_k}(\lambda_1 - \lambda_2)$ for $k = 0$ or m .

Although Cambr sy et al. (2002) have shown that the reddening law in some Galactic clouds in Cygnus follows the relation given by Rieke et al. (1985) rather than the law proposed by Cardelli et al. (1989), we found that the reddening law by the latter authors better represents the observed color-color diagram $E(H-K)$ vs. $E(J-H)$ for clouds in the LMC. As an example, Fig. 3 shows the relation between $E_{X_m}(H-K)$ and $E_{X_m}(J-H)$ at $X_0 = 80\%$ measured around the cloud LMC-154. This cloud is minimally contaminated by foreground stars and is well detected at this percentile (see Sect. 2.3). It is apparent from Fig. 3 that the relation suggested by Cardelli et al. (1989) with a ratio of total to selective extinction of $R_V = 3.1$ represents the actual data better than the relation suggested by Rieke et al. (1985), although the data points in the figure have a rather large dispersion. Gordon et al. (2003) have also shown that there is no significant difference in the reddening law at visible to near-infrared wavelengths in the Galaxy and the LMC, although there are clear differences in the ultraviolet for many lines of sight. Although the actual reddening law probably varies between different locations in the LMC, we adopt the α_λ values found by Cardelli et al. (1989) with $R_V = 3.1$, which reduces Eq.5 to

$$A_{VX_k}^{HH} = 10.9 E_{X_k}(J-H) \quad (6)$$

and

$$A_{VX_k}^{HK} = 13.2 E_{X_k}(H-K). \quad (7)$$

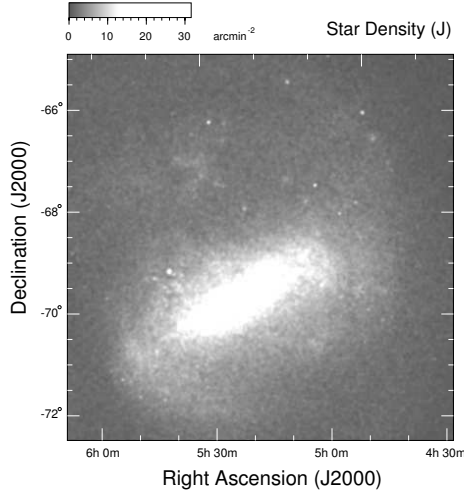


Fig. 4. Star density map of the LMC. The distribution of stars brighter than 16 mag in J band is shown in units of arcmin^{-2} .

We use these equations to convert the color excess maps, $E_{X_i}(J-H)$ and $E_{X_i}(H-K)$, into the visual extinction maps $A_{VX_i}^{JH}$ and $A_{VX_i}^{HK}$.

We note that the visual extinction derived using the coefficients in Eqs. 6 and 7 could be as much as ~ 3 times higher than the extinction derived from star counts at V band (for details, see Sect. 2.4), which suggests that the reddening law of Cardelli et al. (1989) may not be valid in the LMC at the wavelengths considered here. However, because it is clearly shown by Gordon et al. (2003) that the reddening law in the LMC is very similar to that suggested by Cardelli et al. (1989) in the visible to the near-infrared regime, we use Eqs. 6 and 7 in this paper. The coefficients in these equations should be rescaled when the reddening law in the LMC is better determined for near-infrared wavelengths.

In order to increase the signal to noise ratio (S/N) of the extinction map, we combined the $A_{VX_i}^{JH}$ and $A_{VX_i}^{HK}$ maps into one map, averaging them with a weight determined by their noise levels $\delta A_{VX_i}^{JH}$ and $\delta A_{VX_i}^{HK}$. The noise varies from region to region in the maps, because the number of stars, N , used to measure the colors also varies. We show an example of the star density maps in Fig. 4. The noise is higher at the edge of the maps where the star density is lower. The noise levels, however, cannot be estimated as a simple count uncertainty (i.e., $1/\sqrt{N}$), because A_V values in Eqs. 6 and 7 are not based on a simple mean of star colors as shown in Eqs. 1 and 2. In order to estimate the map noise levels $\delta A_{VX_i}^{JH}$ and $\delta A_{VX_i}^{HK}$ numerically, we performed a Monte-Carlo simulation. First, we generated stars randomly as many as actually observed in each cell, assuming that the star colors follow a Gaussian distribution with a constant standard deviation σ . We then generated an extinction map for the simulated star catalog in the same way as for the actual data. We repeated the simulation 100 times, and took the

standard deviation of the resulting A_V values in each cell as the noise levels $\delta A_{VX_i}^{JH}$ and $\delta A_{VX_i}^{HK}$. After several trials, we set the constant standard deviation of the star color σ used for the simulation to $\sigma = 0.22$ mag and 0.18 mag for the colors $J-H$ and $H-K$, which makes the resulting noise maps most similar to the actual noise levels.

Using the noise levels derived above, we combined the two extinction maps according to,

$$A_{VX_i} = \left[\frac{A_{VX_i}^{JH}}{(\delta A_{VX_i}^{JH})^2} + \frac{A_{VX_i}^{HK}}{(\delta A_{VX_i}^{HK})^2} \right] \left[\frac{1}{(\delta A_{VX_i}^{JH})^2} + \frac{1}{(\delta A_{VX_i}^{HK})^2} \right]^{-1}. \quad (8)$$

The noise level in the combined extinction map is given by,

$$\delta A_{VX_i} = \frac{\delta A_{VX_i}^{JH} \delta A_{VX_i}^{HK}}{\sqrt{(\delta A_{VX_i}^{JH})^2 + (\delta A_{VX_i}^{HK})^2}}. \quad (9)$$

In Fig. 5, we show one of the resulting extinction maps (A_{VX_m} at $X_0 = 80\%$) covering the entire region of the LMC. Although the map is still rather noisy, some well known clouds such as the 30 Dor complex, LMC-114, and LMC-154 (Fukui et al. 2007) are clearly detected. The CO arc discovered by Mizuno et al. (2001) using the NANTEN telescope is also seen. We show in Sect. 3 that there is a clear correlation between the extinction map derived here and the distribution of the H I and CO emission.

In order to illustrate how the extinction map depends on X_0 , we show some A_{VX_m} maps around the 30 Dor region on a finer scale in Fig. 6. These maps are generated using different X_0 values: $X_0 = 20, 50$, and 80% . As the figure shows, clouds are better detected in the A_{VX_m} maps generated using higher X_0 values. As we also might expect from Fig. 2, the A_{VX_m} maps trace the extinction better than A_{VX_0} maps (not shown), and both are more complete for higher X_0 values with less underestimation of the true extinction. Overall, the two types of extinction maps, A_{VX_m} and A_{VX_0} , are in satisfactory agreement for X_0 greater than $\sim 70\%$.

The noise level in the extinction maps also varies with X_0 . The mean noise level, δA_{VX_m} , averaged over the entire extent of the map increases with X_0 from ~ 0.4 mag to ~ 0.6 mag, while that of δA_{VX_0} remains in the range $\sim 0.4 - 0.7$ mag, with a minimum around $X_0 \sim 50\%$. For the extinction maps derived here, the A_{VX_m} maps in the high X_0 range ($> 70\%$) have a moderate noise level and should trace the true extinction best. In the next section, we compare the emission from various gas tracers (CO, H I and H α) with the A_{VX_m} map at $X_0 = 80\%$. For the rest of this paper, we refer to the A_{VX_m} map measured at this percentile as “the A_V map”.

2.3. Clouds and star relative distribution

As Fig. 2 demonstrates, plots of E_{X_0} and E_{X_m} as a function of X_0 contain information about the respective geometry of the clouds and stars in the LMC because the shape of the plots depends on parameters such as the cloud position Z and the cloud thickness T . We have compared the observed E_{X_0} and E_{X_m} with the results of the model calculations, in order to infer

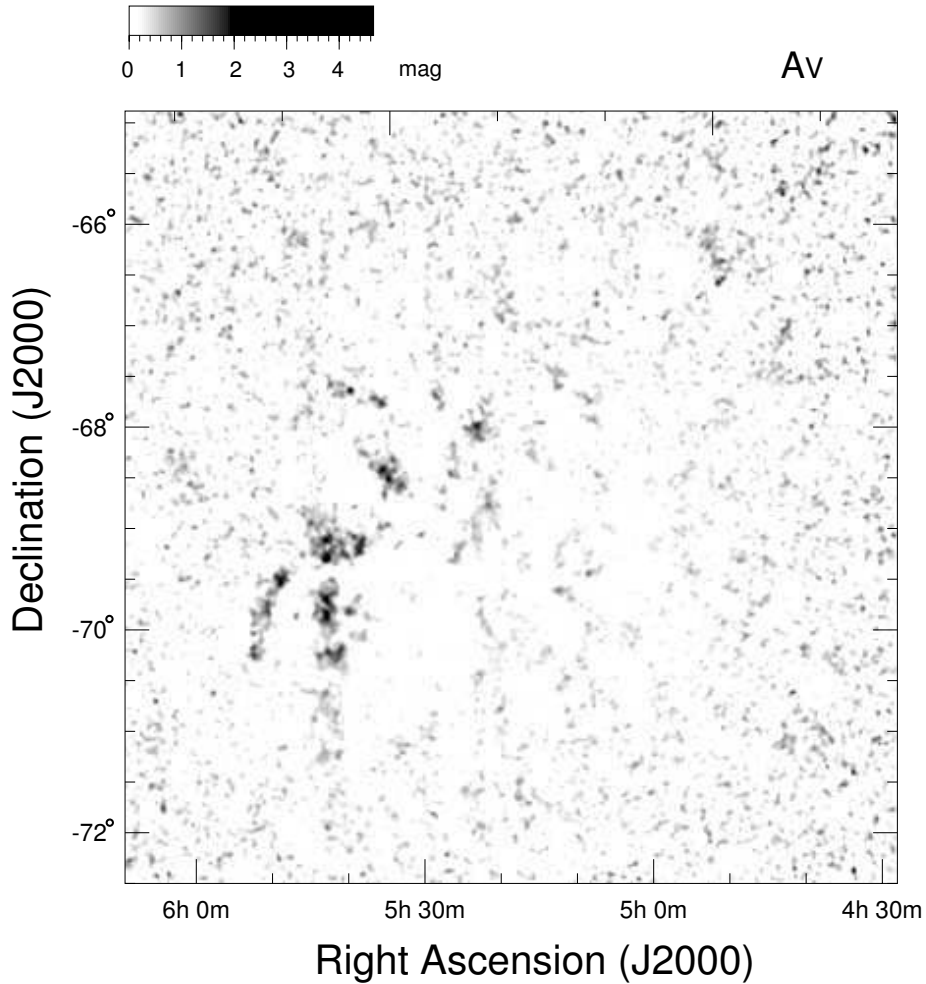


Fig. 5. Extinction map of A_V derived from $E_{X_m}^{JH}$ and $E_{X_m}^{HK}$ measured in the range $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$. The angular resolution of the map is $2''.6$.

the location of the clouds along the line-of-sight in the LMC. This comparison should also give us an estimate of the true color excess of the clouds, E_0 .

We illustrate our method for this comparison using cloud LMC – 154 shown in Fig. 7 as an example. The parameters used in the model are the cloud position Z , the cloud thickness T , the background color excess E_{bg} , the color excess due to the cloud E_0 , the percentiles of star colors X_0 and X_1 , and the intrinsic dispersion of star colors σ (see Fig. 1). We allowed Z , T , and E_0 to be free parameters in the model calculations, and fixed the remaining parameters. X_1 was set to 95% as we measured the color excess using Eqs. 1 and 2 at this percentile. The value of E_{bg} was assumed to be 0.25 mag for the color $J - H$, and 0.20 mag for $H - K$. The assumed values for E_{bg} are based

on the background H I intensity around LMC – 154. We applied a $1^\circ \times 1^\circ$ median filter to the H I map obtained by Kim et al. (2003), and found that the intensity of the resulting H I map corresponds to an H I column density of $\sim 1.0 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$, which we regard as the background hydrogen column density around the cloud. If we assume that the ratio $\frac{A_V}{N_{\text{H I}}}$ is roughly one half of the galactic value ($5.34 \times 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, Bohlin et al. 1978, assuming $R_V = 3.1$) and that the relations given in Eqs. 6 and 7 are valid, the background column density provides an estimate of the E_{bg} values. The intrinsic dispersion of the star colors was estimated from the actual star color distribution observed in the reference field close to LMC – 154. We inferred the intrinsic distribution of star colors assuming that the stars observed in the reference field are reddened by E_{bg}

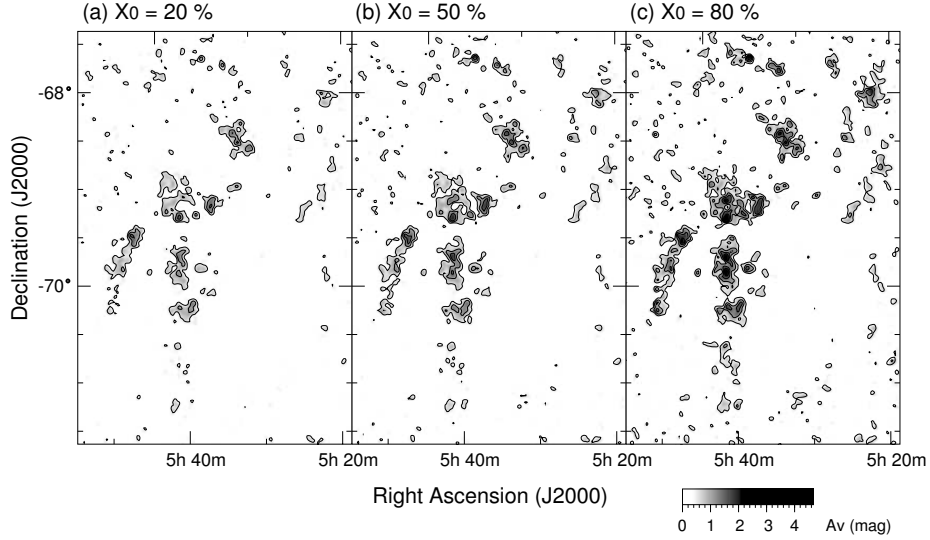


Fig. 6. Sample of the extinction maps derived from E_{X_m} at different X_0 values: for a fixed value of $X_1 = 95\%$, the maps in panels (a), (b), and (c) are calculated for $X_0 = 20, 50,$ and 80% respectively. In all panels, the lowest contour and the contour interval are set to $A_V = 0.5$ mag.

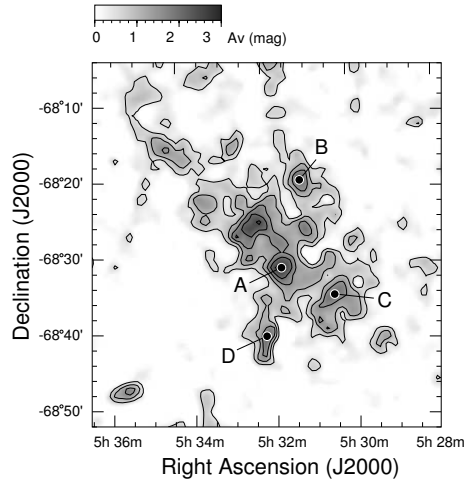


Fig. 7. Extinction map of A_V around the cloud LMC - 154 derived from E_{X_m} for $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$. The lowest contour and the contour interval are $A_V = 0.5$ mag. Labels "A" - "D" mark the positions where the data shown in Fig. 9 are sampled.

stated above. In Fig. 8, we show the distribution of $J - H$ observed in the reference field and the intrinsic color distribution inferred for the background $E_{gb} = 0.25$ mag. We also show the color distribution inferred at the center position of LMC - 154 for the color excess $E_0 \sim 0.25$ mag in $J - H$.

Having adopted the parameters described above, we performed model calculations as described in subsection 2.1 to determine the set of the parameters $[E_0, Z, T]$ that minimize χ^2 for the observed E_{X_0} vs. X_0 and E_{X_m} vs. X_0 diagrams at the positions labelled "A"-"D" in LMC - 154 shown in Fig. 7. Results for the $J - H$ color are shown in Fig. 9. A rather large mismatch between the model and the observed data is evident at position A for $X_0 \geq 85\%$. This might be due to contamination by YSOs with extremely red colors that are not taken into account in our model. Furthermore, some data points give negative values for the color excess at low X_0 values for positions A, C, and D, which is an artifact caused by the median filter that we applied to subtract the background. In other respects, the results of the model calculations trace the overall distributions of the data points, indicating that our simple model works well for this cloud. We note that the difference between the best fitting E_0 value and the observed color excess is small for high X_0 values, especially when the curves of the E_{X_0} and E_{X_m} are convex upward (i.e., $\frac{d^2 E}{dX_0^2} < 0$), while the difference is larger if the curves are concave. For instance, at $X_0 = 80\%$, the difference is only $\leq 5\%$ at positions A, B, and C, but it can be up to $\sim 20\%$ at the position D. Convex curves are generally seen for clouds with the sum of the cloud parameters $Z + T \lesssim 50\%$, while concave curves are typical of clouds with $Z + T > 50\%$. Note that the sum of the parameters $Z + T$ defines the position of the far-side of the cloud. It thus appears that cloud LMC - 154 is located mostly in front of the star population along the line of sight, except for a region around position D. Our estimate of the cloud position agrees with the fact that the cloud is seen as an obscured region in optical images (such as DSS), independent evidence that the majority of stars along the line of sight of the

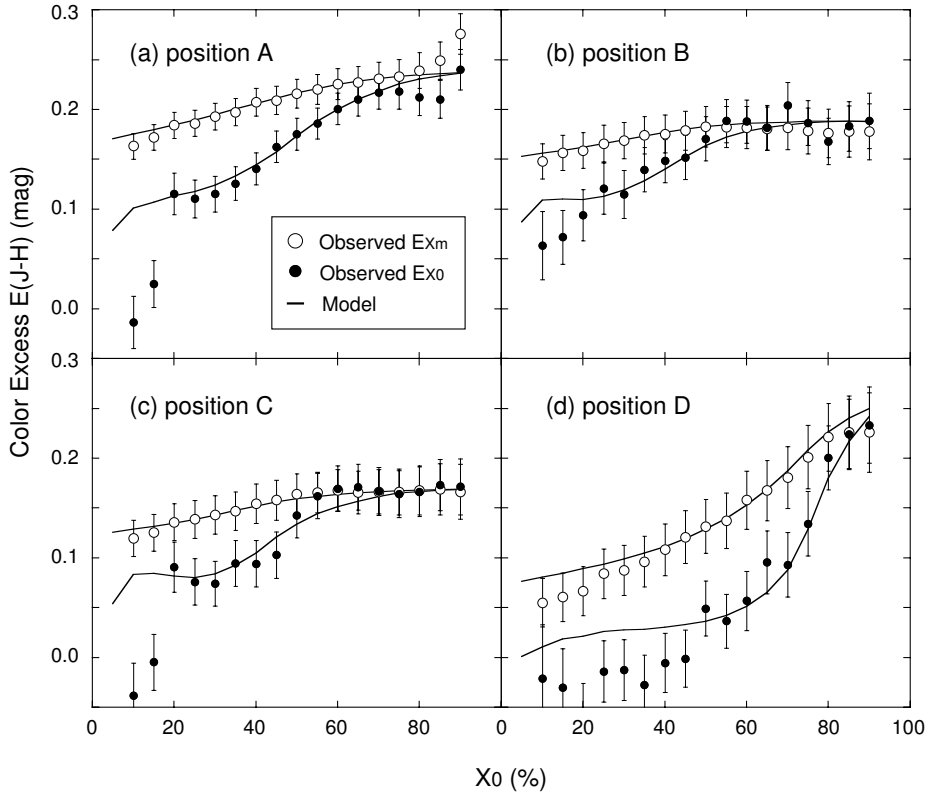


Fig. 9. Sample of E_{X0} (filled circles) and E_{Xm} (open circles) measured as a function of X_0 around the cloud LMC – 154 (X_1 is fixed to 95%). Data shown in panels (a) – (d) are sampled by averaging some pixels around the positions labeled “A”–“D” in Fig. 7. Solid lines denote the best-fitting model values with parameters $[E_0, T, Z]=[0.24 \text{ mag}, 40\%, 10\%]$, $[0.19 \text{ mag}, 15\%, 15\%]$, $[0.17 \text{ mag}, 5\%, 25\%]$, and $[0.28 \text{ mag}, 10\%, 65\%]$ for the data shown in the panels from (a) to (d) in this order. In the model calculation to derive the best-fitting values, we used the intrinsic star color distribution shown in Fig. 8a inferred for a background extinction of $E_{bg} = 0.25 \text{ mag}$.

cloud lie in the background. It is also notable that the velocity of the CO emission around the position D ($V_{LSR} \sim 253 \text{ km s}^{-1}$, Fukui et al. 2007) differs from the velocities measured for other parts of LMC – 154 ($\sim 255 - 261 \text{ km s}^{-1}$), supporting our idea that the dark cloud near position D is located at a different position, probably towards the back of the LMC compared to other parts of the cloud.

In order to infer the location of clouds in the LMC along the line of sight, we applied the fitting procedure described above to the entire region shown in Fig. 5. The background reddening E_{bg} and the intrinsic star color distribution should vary from region to region in the LMC, but for simplicity we assumed the same background and color distribution as those for the cloud LMC – 154. Resulting maps of the best-fitting color excess (E_0 in $J-H$) and cloud positions (Z and $Z+T$) are shown in Fig. 10. There are some regions in this figure that exhibit very high $Z+T$ values, for example around the positions ($\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}40^{\text{m}}$, $\delta_{2000} = -69^{\circ}20'$) and ($\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta_{2000} = -67^{\circ}0'$). These

regions correspond to the positions of OB associations in the LMC, and the artificially high $Z+T$ values are due to the much bluer star colors than the intrinsic star colors that we assumed. Except for such regions, the Z and $Z+T$ maps provide a rough picture of the relative distribution of the clouds and stars along the line of sight. For instance, LMC – 114 in the vicinity of LMC – 154 appears to be located behind LMC – 154. It is interesting to note that there is a clear difference in the velocity of the CO emission from these two clouds ($V_{LSR} \sim 280 \text{ km s}^{-1}$ for LMC – 114, and $\sim 255 - 260 \text{ km s}^{-1}$ for LMC – 154), also suggesting that they are in different locations in the LMC. The locations of clouds within the 30 Dor region are complex and erroneous due to the large number of OB stars, but clouds in the region around the position $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}42^{\text{m}}$ and $\delta_{2000} = -70^{\circ}20'$ are apparently located towards the front of the LMC. Clouds in the CO arc are well-detected in CO (Mizuno et al. 2001; Fukui et al. 2007), but they are only apparent in the northern half of the arc in our extinction map. This may be because the clouds

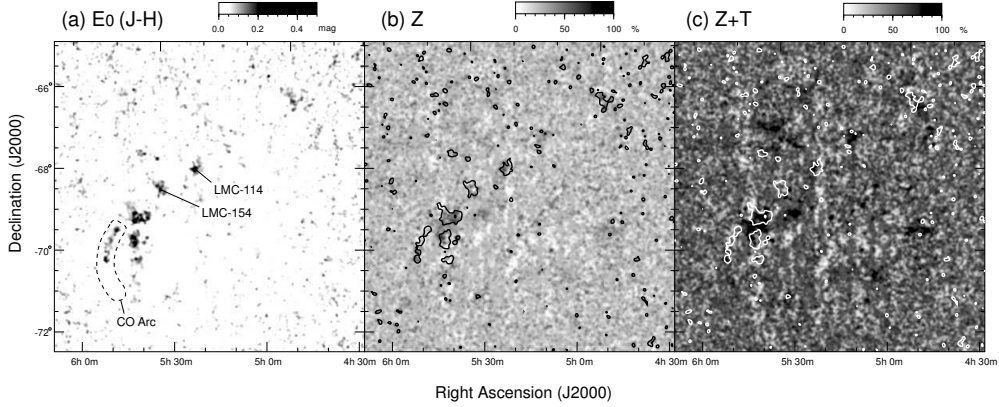


Fig. 10. Distribution of model parameters that exhibit the best fit to the observed color excess $E(J-H)$: (a) Color excess due to dark clouds E_0 , (b) position of the near side of the clouds Z , and (c) position of the far side of the clouds $(Z+T)$. For comparison, locations of the clouds are indicated in the panels (b) and (c) by black and white contours at $E_0 = 0.09$ mag, respectively.

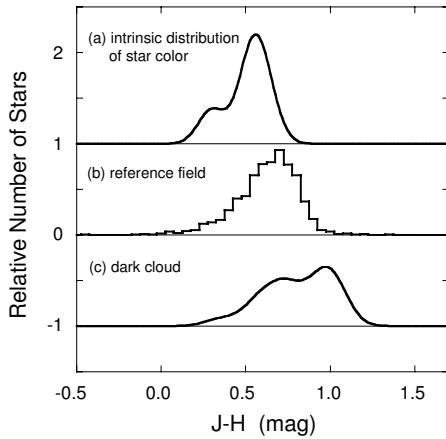


Fig. 8. Distributions of star color $J-H$ around the cloud LMC-154. (a) Inferred intrinsic color distribution derived from the observed color distribution in the reference field assuming the background $E_{bg} = 0.25$ mag. (b) Observed color distribution in the reference field measured using stars within $10'$ around the position $\alpha_{2000}=5h28m46.5s$ and $\delta_{2000}=-68^\circ 13' 23''$. (c) Inferred color distribution reddened by the cloud with the color excess $E_0 = 0.25$ mag. The color distributions in panels (a) and (c) are calculated from the observed distribution in panel (b) using the model shown in Fig. 1 with parameters $[T, Z] = [40, 10] \%$ and $[E_{bg}, E_0] = [0.25, 0.25]$ mag. The three color distributions shown in this figure correspond to those in Fig. 1.

in the southern half of the arc are closer to the far side of the LMC (Fig. 10c), making it difficult to detect them in extinction even using our new method. Although the maps for the best

fitting parameters E_0 , Z , and $Z+T$ shown in Fig. 10 are still rather noisy, we note that this technique to probe the location of clouds along the line-of-sight would work better if the variation of the intrinsic star color distribution and the background color excess were better determined.

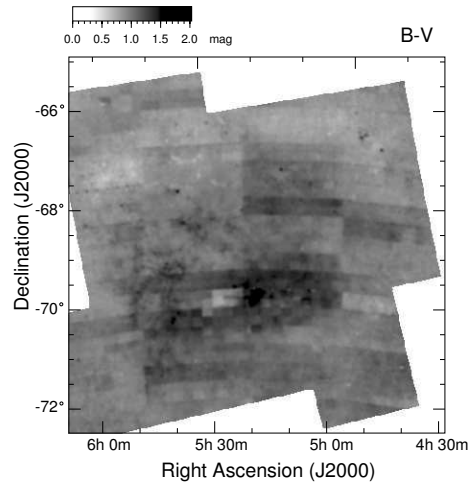


Fig. 11. Distribution of the star color $B-V$ produced using a part of the star catalog compiled by Zaritsky et al. (2004). The map displays the mean color calculated based on Eq. 2 for $[X_0, X_1] = [80, 90] \%$. The angular resolution of the map is the same as in Fig. 5 (2'6).

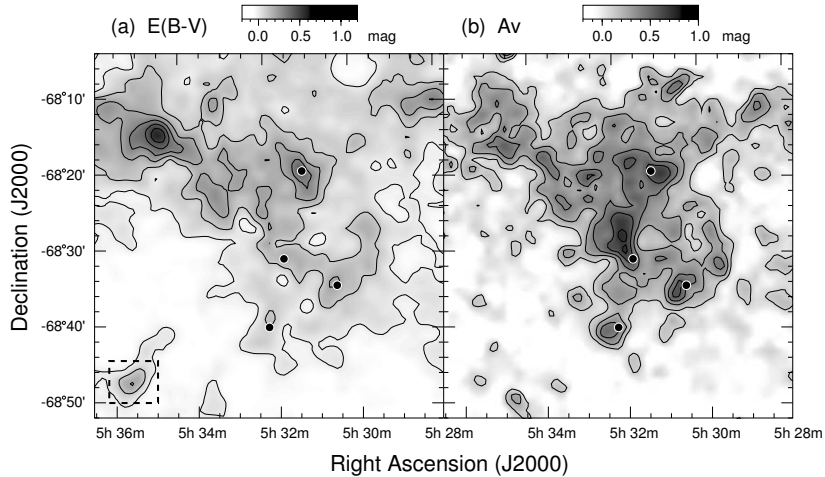


Fig. 12. Maps of (a) the color excess $E(B - V)$ and (b) the visual extinction of A_V (i.e., A_V^Z in text) around LMC - 154 derived from the star catalog of Zaritsky et al. (2004). Both maps were derived in the same way as the A_V map shown in Fig.7 derived using the 2MASS catalog. The A_V map in panel (b) was derived on the basis of the total extinction toward the individual stars calculated by the "Reddening Estimator" developed by Zaritsky et al. (2004) (see text). In panel (a), the contours indicate increments of $\Delta E(B - V) = 0.1$ mag, starting from $E(B - V) = 0$ mag. In panel (b), the contours represent increments of $A_V = 0.15$ mag and start from $A_V = 0.1$ mag. Dots indicating the positions "A"- "D" in Fig.7 are shown for comparison. The box drawn with broken lines in the lower-left corner of panel (a) marks the region where the data shown in Fig.13 are sampled.

2.4. Comparison with the optical data

We compare the extinction map derived from 2MASS in this paper with the optical data obtained by Zaritsky et al. (2004). These authors presented a catalog of more than 2.4×10^7 stars in the central 64 deg^2 area of the LMC, providing U , V , B , and I band photometry of the stars. They also attempted to estimate the line-of-sight visual extinction (A_V) toward the individual stars based on stellar atmosphere models. Their catalog is extensive and moderately deep - complete in detection down to ~ 20 mag in V band - although the photometric uncertainties are somewhat large.

In order to investigate the color excess $E(B - V)$ due to dark clouds in the LMC, we selected stars brighter than 19 mag in both B and V bands in the Zaritsky et al. (2004) catalog, and processed the data in the same manner as we did for the 2MASS data. In Fig.11, we show the resulting $B - V$ map, i.e., C_{X_m} in Eq.2 at $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$. Although the $B - V$ map suffers from a systematic error in photometry apparently due to the drift-scans, the map traces the extinction regions similar to those revealed in the 2MASS-based A_V map (Fig.5). We further processed the mean star color map in Fig.11 to derive the color excess map $E(B - V)$. Fig.12a shows a part of the color excess map around the cloud LMC - 154, corresponding to E_{X_m} in Eq.4 at $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$.

In addition to the color excess $E(B - V)$, we obtained an estimate of the total extinction toward the individual stars around LMC - 154 using the program "Reddening Estimator" that was described in Zaritsky et al. (2004) and is available on the

internet (URL <http://ngala.as.arizona.edu/dennis/lmext.html>). Using both "hot" and "cool" stars in their catalog, we reduced the extinction data of the stars in the same manner as for the other maps, finding the X percentile extinct stars in each cell to derive an A_V map for the range $[X_0, X_1] = [80, 95]\%$. We display the resulting extinction map in Fig. 12b, and henceforth refer to it as "the A_V^Z map".

Overall, the shapes of the dark clouds in the 2MASS-derived A_V , $E(B - V)$, and A_V^Z maps are similar, but there are some significant differences (c.f. Figs. 7, 12a, and 12b). The cloud contrast is clearly different in the three maps in the north-eastern and the central parts of LMC - 154, although the results are more similar for the southern parts of the cloud. This may be due to the difference in the optical depth of the 2MASS and the catalog of Zaritsky et al. (2004), resulting in a difference of the regions along the line of sight traced by the maps. In addition, the optically thinner 2MASS-based A_V map might be contaminated by YSOs in the central part of the cloud. YSOs are generally very red due to their circumstellar disks, and show colors that are not representative of the typical extinction in the parent cloud.

For a small region indicated by the broken lines in the bottom-left corner of Fig. 12a, we attempted to measure the visual extinction by the traditional star count method using the V band data taken from the catalog of Zaritsky et al. (2004). We measured the star density distribution N in the small region using stars in the catalog with a V band magnitude $m_V \leq 19$ mag. We then generated the Wolf diagram around the small region, i.e., the m_V vs. $\log(N)$ relation, to measure its slope b . As ex-

plained in many text books, these quantities yield an estimate of the visual extinction A_V as,

$$A_V = \frac{1}{b}(\log N - \log N_0) \quad (10)$$

where N_0 is the background star density. We found the slope of the Wolf diagram to be $b = 0.5$ at $m_V = 19$ mag. The background stellar density N_0 varies significantly over the LMC, but we considered it to be constant in the small region. However, the absolute value of N_0 for the small region is still difficult to determine precisely, and we therefore adopted the average stellar density around the small region as N_0 . Error in our determination of N_0 will result in an offset in A_V derived using Eq.10. Henceforth, we denote the visual extinction measured by the star count method as A_V^{sc} .

In Fig. 13a, we show the relations between $E(B - V)$ and A_V^{Z} , A_V^{sc} , and 2MASS-derived A_V . We determined the best linear least-squares fit to the plots of the extinction estimates as a function of $E(B - V)$. Although all three extinction estimates and $E(B - V)$ will contain an offset due to the unknown background extinction and the median filter that we applied, it is important to note that the slopes of the fitted lines should trace their relationship, regardless of these offsets. Note also that the slopes correspond to the ratio of total to selective extinction, R_V , relating A_V and $E(B - V)$ as $A_V = R_V E(B - V)$.

As seen Fig. 13a, R_V is found to be 3.2 for A_V^{sc} , which is consistent with our assumption for R_{A_1, A_2} in Eq. 5. However, the resulting 2MASS-derived A_V values are ~ 2.7 times higher than A_V^{sc} , corresponding to a high R_V of 8.6. In order to confirm this discrepancy, we plot the relationship between $E(B - V)$ and $E(J - H)$, shown in Fig.13b. Note that the slope of the best fitting line for the data in this plot corresponds to the ratio $\frac{R_V}{R_{JH}}$ where R_{JH} is the coefficient in Eq. 6. If we assume the reddening law of Cardelli et al., the ratio $\frac{R_V}{R_{JH}}$ should be ~ 0.28 for $R_V = 3.1$, while we find $\frac{R_V}{R_{JH}} = 0.74$. A high R_V value of ~ 7 is required to reproduce the observed $\frac{R_V}{R_{JH}}$ ratio, indicating the same discrepancy that was observed in Fig. 13a.

To summarize, the optical data $E(B - V)$ and A_V^{sc} are consistent with our assumption of $R_V \sim 3$, while the 2MASS-derived A_V , based on the reddening law of Cardelli et al. (1989), is ~ 3 times higher than A_V^{sc} . This implies that the reddening law of Cardelli et al. may not be valid in the LMC at near infrared wavelengths, and that we may be overestimating the visual extinction by a factor of ~ 3 . However, we shall continue to use the assumption of the reddening law of Cardelli et al. in this paper, because it is known that star counts tends to underestimate the true extinction, especially when clouds are contaminated by foreground stars, and also because the photometry of the optical data in Zaritsky et al. (2004) might be too erroneous to measure $E(B - V)$ precisely. In particular, we note that A_V^{Z} is lower than A_V^{sc} by a factor of 2 (Fig. 13a). Since the star count method will tend to underestimate the true visual extinction, A_V^{sc} should provide a lower limit to the actual A_V . A_V^{Z} is therefore also likely to be an underestimate of the true extinction. The coefficients in Eqs. 6 and 7 should be rescaled when the relations between A_V , $E(J - H)$, and $E(H - K)$ in the LMC are better established.

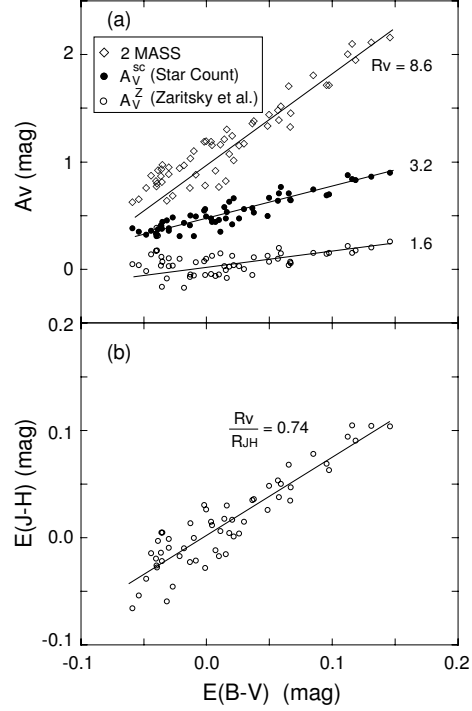


Fig. 13. (a) Correlations between $E(B - V)$ shown in Fig. 12a and A_V derived in the three different ways measured towards a small cloud in the vicinity of LMC - 154. Diamonds denote the 2MASS-based A_V values derived in this paper (Fig. 7), and filled circles indicate the extinction A_V^{sc} measured using star counts in V band. Open circles denote the extinction A_V^{Z} derived using the program "Reddening Estimator" prepared by Zaritsky et al. (2004) and available online (Fig. 12b, see text). The vertical axis is offset by $A_V = 1.2$ mag and 0.5 mag for the 2MASS-based A_V and A_V^{sc} , respectively. (b) Correlation between $E(J - H)$ and $E(B - V)$ measured from 2MASS and the catalog of Zaritsky et al. respectively. In both panels, the linear relations that best fit the data are shown by the solid lines. Note that the slopes of the lines in the panels (a) and (b) are equivalent to R_V and R_V/R_{JH} respectively. All of the plotted data are taken in the region denoted by the box drawn with broken lines in Fig. 12a.

3. A_V vs N_H correlations

Dust extinction at visible and near-infrared wavelengths is produced by the largest dust grains (Big Grains, BGs) present in the ISM while extinction in the UV and FUV is caused by smaller particles. The BGs dominate the total dust mass of a galaxy. In principle, the spatial distribution of dust extinction derived from IR measurements can therefore be compared to the gas distribution, in order to derive the total dust abundance and its spatial variation. Furthermore, if the optical properties of dust grains in the molecular phase of the ISM are known, then extinction maps can also be used to infer the elusive conversion factor between the intensity of the CO line emission

and the column density of H_2 , X_{CO} . Since the metallicity of the LMC is known to be significantly lower than in our Galaxy, we might expect that the appropriate value of X_{CO} will also differ, due to the lower abundance of dust and heavy elements that contribute to the production of CO molecules.

For clouds in the solar neighborhood, there is some evidence that the abundance of the smallest dust particles is highly variable. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs), which can be considered as the smallest dust particles, show large abundance variations from cloud to cloud (e.g. Boulanger et al. 1990; Miville-Deschênes et al. 2002), and from the inner depths of translucent clouds to their peripheral haloes (e.g. Bernard et al. 1993). These variations sometimes involve a significant overabundance of PAHs with respect to their abundance in the diffuse ISM, suggesting that PAHs may be formed locally in these regions, perhaps via the erosion of larger carbonaceous grains. Intermediate size grains (Very Small Grains, VSGs) also show evidence for significant variations in their size distribution in the LMC (e.g. Sakon et al. 2006; Bernard et al. 2007). In the Milky Way, abundance variations of the VSGs have been observed in some clouds using IRAS data (e.g. Laureijs et al. 1991). These data reveal a tendency for lower VSG abundances in some dense molecular regions, such as the Taurus complex (Abergel et al. 1994). These variations have been interpreted as evidence for the adhesion of VSGs onto the surface of big grains in quiescent environments with sufficient density (Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003b). This coagulation process appears to be simultaneous to mutual coagulation of the large grains into fractal aggregates, which has been observed indirectly through a drop in the equilibrium temperature of the BGs.

It can therefore be concluded that small grains are unlikely to trace the total column density accurately at small scales in the ISM. Large grains, however, are expected to be more stable. Indeed, there is no clear evidence that the BG abundance relative to gas varies significantly in the MW, independent of large scale variations that may be due to metallicity gradients. A comparison between the abundance of large grains in the MW and the Magellanic Clouds shows a systematic decrease of the BG abundance with metallicity, as expected (see Bernard et al. 2007; Bot et al. 2004). While the BG abundance could vary on large scales within galaxies if large metallicity gradients are present, no significant variations are expected on the size scales of giant molecular clouds.

In principle, changes to the large grain size distribution, either through grain growth or grain aggregation, could lead to changes in the optical properties of BGs. At submillimeter wavelengths, this process has been invoked to produce an increase of the dust emissivity by a factor of a few, which is necessary to explain the cold dust temperature observed towards some clouds (Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003b). The effect of dust coagulation on the optical dust properties has been evaluated by several authors. Detailed calculations by Ossenkopf (1993) indicate a clear increase of the optical depth by a factor of a few in the FIR and submillimeter regime, consistent with the observations of Stepnik et al. (2003b). The increase in optical depth at NIR wavelengths is much smaller, however, especially when ice mantles covering the grains are

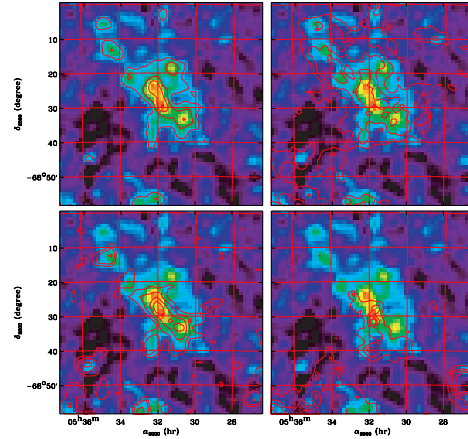


Fig. 14. Extinction map around the cloud LMC-154. The color image shows the extinction map derived from star colors in the 2MASS catalog. The color scale ranges from -0.5 (black) to 2.5 mag (red). The various panels show contours for the extinction (upper-left) with contours at $0.5, 1.0, 1.5$ and 2.0 mag, $H I$ integrated intensity (upper-right) with contours at $0.7, 1.0$ and $1.3 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1}$, CO integrated intensity (lower-left) with contours at $0.5, 1, 2, 3, 4, 6, 8$ and 10 K km s^{-1} , and $H\alpha$ emission (lower-right) with contours at $1, 2, 3$ and $4 \cdot 10^2 \text{ R}$ (Rayleighs).

taken into account. Grain growth has also been advocated to explain the observed changes of the total to selective absorption ratio R_V in dense regions (e.g., Kandori et al. 2003). However, the calculations by Cardelli et al. (1989) indicate that the shape of the extinction curve is mostly independent of R_V below $\lambda = 0.7 \mu\text{m}$.

It is therefore legitimate to assume that at the NIR wavelengths at which we have derived our extinction maps from the 2MASS data, the optical properties of dust dominating the extinction are independent of the ISM phase. For the following analysis, we therefore assume a constant ratio of extinction to hydrogen column density in the neutral and molecular gas phases.

3.1. Gas tracers

In order to trace the atomic gas in the LMC, we use the $H I$ map of the LMC obtained by Kim et al. (2003), which combines data from surveys of the $H I$ emission in the LMC by the Australia Telescope Compact Array (ATCA) and the single-dish Parkes Telescope. The field-of-view of the combined data is $11.1^\circ \times 12.4^\circ$. The angular resolution of the data is $1'$, corresponding to a physical resolution of $\sim 14.5 \text{ pc}$ at the distance of the LMC. The useful heliocentric velocity coverage is from -33 to 627 km s^{-1} , with a velocity resolution of 1.649 km s^{-1} . The rms noise level in the final spectral line cube is 2.5 K .

The ^{12}CO ($J=1-0$) molecular emission line data used in this work was obtained using the NANTEN telescope, a 4 m radio telescope of Nagoya University situated at Las Campanas

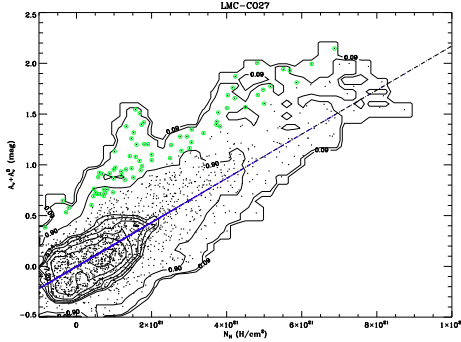


Fig. 15. Correlation between A_V and N_{HI} in LMC – 154. Contours indicate the density of data points. The dashed line shows the best-fitting model. Encircled symbols show points with an A_V excess above 0.5 mag.

Observatory in Chile (see Fukui et al. 2007). The observed region covers about 30 square degrees where CO clouds were detected in the first NANTEN survey of ^{12}CO ($J=1-0$) emission in the LMC (Mizuno et al. 2001). In total, about 26900 positions were observed in equatorial coordinate (B1950) position switching mode. The grid spacing of the observations was $2'$, corresponding to about 30 pc at the distance of the LMC, while the half-power beam width (HPBW) of the telescope is $2.6'$ at 115 GHz. The integration for each ON-position in the survey was about three minutes. The rms noise fluctuations in the final cube are about 0.07 K at a velocity resolution of 0.65 km s^{-1} . The typical 3-sigma noise level of the velocity-integrated intensity map is 1.2 K km s^{-1} .

Assuming that the molecular clouds detected in the NANTEN survey are in gravitational equilibrium, it is possible to derive a value of the CO-to- H_2 conversion factor, X_{CO} . A preliminary analysis of the data indicated an average value of $X_{\text{CO}} = 9 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} / (\text{K km s}^{-1})$ across the LMC (Mizuno et al. 2001). More recently, Fukui et al. (2007) analyzed the second NANTEN survey of the ^{12}CO ($J=1-0$) emission in the LMC and derived an average value of $X_{\text{CO}} = 7 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} / (\text{K km s}^{-1})$, using an improved method for identifying the cloud surfaces and extrapolating the CO emission profiles down to the noise level. For our analysis, we adopt $X_{\text{CO}} = 7 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2} / (\text{K km s}^{-1})$ as the average CO-to- H_2 conversion factor for the LMC, and use the cloud properties measured by Fukui et al. (2007) for each cloud in the survey.

For our assumed value of X_{CO} , the total mass of molecular gas in the LMC is about $5 \cdot 10^7 M_{\odot}$. The distribution of the CO emission in the LMC is found to be clumpy with several massive molecular cloud complexes, quite unlike the filamentary and shell-like structures observed for the H I gas distribution. Fukui et al. (2007) identify 272 molecular clouds in the LMC, about a 1/4 of which are associated with optically-identified young clusters (Type III clouds). Approximately half the molecular clouds are associated with optically-identified H II regions (Type II), while the remaining clouds (Type I) are

not associated with any optical indicator of massive star formation.

3.2. Correlation results

We perform a correlation analysis between maps of the extinction and the distribution of atomic and molecular gas in the LMC. We assume that the total visible extinction is due to dust located in the atomic and molecular phases as follows,

$$A_V = \alpha W_{\text{HI}} + \beta W_{\text{CO}} + A_V^0 \quad (11)$$

where α and β are free parameters, W_{HI} and W_{CO} are the H I and CO line integrated intensities respectively, and A_V^0 is a residual extinction. The H I and CO maps entering Eq. 11 have been filtered in the same way as the A_V data (see Sect. 2), subtracting from the original map a median filtered version of the map, with a kernel size of 1° .

In order to account for Galactic extinction towards the LMC, we used a map of the foreground H I column density constructed by Staveley-Smith (2003) by integrating the Parkes H I data in the heliocentric velocity range -64 km s^{-1} to 100 km s^{-1} . This range excludes gas associated with the LMC ($v > 100 \text{ km s}^{-1}$), but includes most of the local Galactic emission. This map indicates that the Galactic H I column density across the LMC is as much as $N_{\text{HI}} = 1.3 \cdot 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$, with significant variations across the LMC. The foreground H I map was projected onto the extinction maps derived in Sect. 2 and the corresponding extinction was estimated assuming $\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} = 5.34 \cdot 10^{-22} \text{ mag} / (\text{H cm}^{-2})$. The average extinction across the LMC was found to be $A_V \approx 0.2 \text{ mag}$. The map of extinction due to the foreground Galactic H I column density was median-filtered in the same way as the LMC extinction map and subtracted from the LMC extinction map derived in Sect. 2.

The free parameters α and β in Eq. 11 can be expressed as

$$\alpha = \left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{HI}} X_{\text{HI}} \quad (12)$$

$$\beta = 2 \left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{CO}} X_{\text{CO}}, \quad (13)$$

where $\left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{HI}}$ and $\left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{CO}}$ are the extinction to total column density ratio in the atomic and molecular phases respectively, X_{HI} is the conversion factor from W_{HI} to N_{HI} (assumed to be $X_{\text{HI}} = 1.82 \cdot 10^{18} \text{ H cm}^{-2} / (\text{K km s}^{-1})$), and X_{CO} is the conversion factor from W_{CO} to the column density of H_2 .

Assuming the same dust abundance and dust properties in the IR for both the atomic and molecular gas phases

$$\left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{HI}} = \left(\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} \right)_{\text{CO}} = \frac{A_V}{N_{\text{HI}}}, \quad (14)$$

the $\frac{A_V}{N_{\text{HI}}}$ and X_{CO} factor can be derived from the fitted parameters using

$$\frac{A_V}{N_{\text{HI}}} = \frac{\alpha}{X_{\text{HI}}} \quad (15)$$

$$X_{\text{CO}} = \frac{\beta X_{\text{HI}}}{2\alpha}. \quad (16)$$

Note that the measurements actually only constrain the product of $\frac{A_V}{N_H}$ and X_{CO} , as shown in Eq. 13. Therefore if the absorptivity of the ISM is overestimated, the derived X_{CO} factor will be correspondingly underestimated. The estimate for X_{CO} in Eq. 16 should therefore be considered as a local conversion factor. Since we attempt to separate the contribution of the two phases from the correlation, our X_{CO} estimate represents the ratio between the H_2 column density associated with the CO-emitting gas and the integrated CO emission of the same CO-emitting volume of gas. It does not necessarily trace the ratio of the total H_2 column density to CO emission along a given line-of-sight, particularly if the H_2 and CO are not co-located. This is an important caveat that will be discussed further in Sect. 4.

For each region studied, we derive the two free parameters (α and β) in Eq. 11 using the IDL routine `regress`, and derive errors on these parameters using the formal errors on A_V and on the $H\text{I}$ and CO integrated intensities. In practice, we first subtract a constant from the $H\text{I}$, CO and A_V map before performing the linear regression. The region of the maps used to derive this constant value is selected in the lowest 50% percentile of the $H\text{I}$ map where $W_{CO} \leq 0.1 \text{ K km s}^{-1}$.

Errors on $\frac{A_V}{N_H}$ and X_{CO} are computed as

$$\Delta \frac{A_V}{N_H} = \frac{\Delta \alpha}{X_{HI}} \quad (17)$$

$$\Delta X_{CO} = \frac{X_{HI}}{2} \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right) \quad (18)$$

where $\Delta \alpha$ and $\Delta \beta$ are the formal regression errors on the free parameters α and β , given the errors on W_{HI} , W_{CO} and A_V . Fig. 15 illustrates the correlation between the measured extinction and the total gas column density around one of the clouds in our sample. The gas column density is computed using

$$N_H = N_H^{HI} + N_H^{CO} = X_{HI} W_{HI} + 2 X_{CO} W_{CO}. \quad (19)$$

The straight line shown in Fig. 15 is the correlation given by Eq. 11. The black contours indicate the density of points.

3.3. Global results

Initially, we performed the correlation analysis described in Sect. 3.2 over the whole extent of the LMC. The corresponding values derived are given in Table 2 under the region name "AllLMC". The derived absorptivity is $\frac{A_V}{N_H} = 1.7 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, about three times lower than the adopted reference value in the solar neighborhood ($5.34 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$). The average value derived for the X_{CO} factor is $X_{CO} = 2.26 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$. This is about 1.2 times higher than the standard value adopted for the Milky Way ($1.8 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$, Strong et al. 1996), and about three times lower than the average value in the LMC ($X_{CO} = 7 \cdot 10^{20} \text{ H}_2 \text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$) derived from a virial analysis of the NANTEN CO data (Fukui et al. 2007).

Next, we conducted the correlation analysis using a set of annuli of increasing radius centred on the 30 Dor region (d_{30Dor}). The derived values of $\frac{A_V}{N_H}$ and X_{CO} are shown by the dot-dash lines in Fig. 16. It can be seen that $\frac{A_V}{N_H}$ decreases systematically from $\frac{A_V}{N_H} \approx 2.5 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$ close to 30 Dor,

down to $\frac{A_V}{N_H} = 0.63 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$ in the outskirts of the LMC. A similar trend was reported by Bernard et al. (2007) for the FIR emissivity of dust, with τ^{160}/N_H rising from the outer regions of the LMC (where $\tau^{160}/N_H \approx 8.8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$) towards two molecular clouds located about 1° from 30 Dor (where $\tau^{160}/N_H \approx 2.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ in the neutral phase surrounding the clouds). Both the apparent emissivity and absorptivity of the dust thus seem to decrease significantly with increasing distance from 30 Dor, although the amplitude of the spatial variations seems larger in absorption (a factor of ~ 4) than in emission (a factor of less than 2.8). The radial profile obtained for X_{CO} is reasonably flat in the inner 3° surrounding 30 Dor. Towards the outer regions of the LMC, the CO emission is very low and the X_{CO} estimates become very noisy. For clarity, the X_{CO} estimates at large radii from 30 Dor are not shown in Fig. 16.

3.4. Results for individual clouds

We selected individual regions to be studied in more detail by visually inspecting the A_V and CO maps. These regions are indicated in Fig. 17. We selected regions with significant extinction over several contiguous pixels in the extinction map, and with significant CO emission over a similar area. The selected regions include massive CO complexes with strong evidence for active star formation, mostly located around the 30 Dor region, as well as more quiescent clouds. The regions should therefore be representative of the molecular emission across the LMC. Each region typically includes several individual CO clouds as defined by Fukui et al. (2007). The average cloud properties within each region are given in Table 1. We list L_{CO} -weighted average values, where values for individual clouds have been taken from Fukui et al. (2007). As noted in Sect. 2.3, some regions in the LMC have CO emission with no detectable extinction, which is likely to be due to the molecular cloud's unfavorable location compared to the stellar distribution along the line of sight. Such regions were not included in the sample selected for our correlation analysis.

The parameters derived for each region are summarized in Table 2. This table lists our derived values for $\frac{A_V}{N_H}$ and X_{CO} , their $1 - \sigma$ errors and the reduced χ^2 of the linear regression. For all regions, it can be seen that the quality of the regression is satisfactory within the errors. Our derived $\frac{A_V}{N_H}$ values vary from 0.4 to $3.7 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, similar to the range determined from a global analysis, with an ensemble average of $1.9 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, using a weight inversely proportional to the square of the errors. The average value is once again lower than the Galactic value of $\frac{A_V}{N_H}$ by a factor of ~ 3.6 .

Fig. 16 suggests that the $\frac{A_V}{N_H}$ values for individual regions may follow the same trend as the values derived using the set of annuli centred on 30 Dor. Regions located within $\approx 1^\circ$ of 30 Dor have an average $\frac{A_V}{N_H} \approx 2.8 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, while those further away have an average $\frac{A_V}{N_H} \approx 2.2 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$. However, it is also clear from Fig. 16 that values of $\frac{A_V}{N_H}$ are generally higher around the selected regions than the values derived from a global analysis at an equivalent distance from 30 Dor.

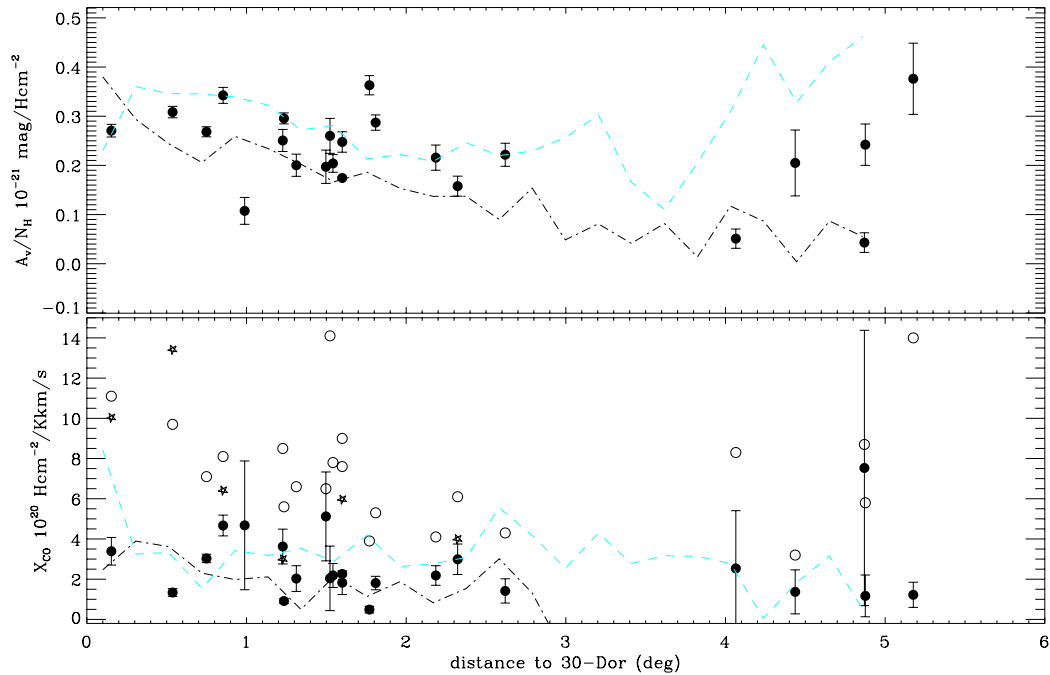


Fig. 16. Distribution of the parameters $\frac{A_V}{N_H}$ and X_{CO} derived from the fits of the correlation between the extinction data and the H I and CO gas tracers. The filled circles show the results for the individual molecular clouds in our sample. The open circles show the X_{CO} values derived from a virial analysis of the NANTEN CO data. The error bars shown are $\pm 3\sigma$ values. The dot-dashed lines show the parameters derived from the global correlation analysis of the extinction data, plotted as a function of distance to the 30 Dor H II region. The dashed line shows the result of a similar correlation analysis performed on the Spitzer FIR emission at $160\ \mu\text{m}$, using a τ^{160}/τ^V ratio derived for the solar neighborhood in order to scale the results to A_V (see Sect. 3.5).

The X_{CO} values for the individual regions vary from 0.5 to $7\ 10^{20}\ \text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$, with an ensemble average value of $1.7\ 10^{20}\ \text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$. The X_{CO} values show a large dispersion, with different regions showing values considerably above and below the Galactic value. Nonetheless, the ensemble average value ($X_{CO} = 1.76\ 10^{20}\ \text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$) is similar to the MW value. The value of X_{CO} derived using a virial analysis by Fukui et al. (2007) is approximately three times greater than the average value derived using our extinction method. Part of this discrepancy may be due to systematic errors in the virial estimate of X_{CO} , since the method relies on accurately measuring the size and linewidth of the molecular clouds and hence may be affected by insufficient angular resolution to resolve clouds at the distance of the LMC, by noise or by the algorithm used to identify the molecular clouds. However, higher angular resolution (HPBW $\sim 45''$) observations of molecular clouds in the LMC by the Swedish-ESO Submillimetre Telescope suggest an average virial estimate for X_{CO} of $4.3 \pm 0.6\ 10^{20}\ \text{H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$ (Israel et al. 2003). At least part of the discrepancy between the extinction and virial estimates of X_{CO} therefore seems real. In Fig. 18, we compare the extinction-based and L_{CO} -averaged virial X_{CO} values for each region. These values are also tab-

ulated in Table 2. Fig. 18 clearly shows that our estimates of X_{CO} based on extinction are lower than the values derived from a virial analysis for most clouds. Note however that our extinction-based values of X_{CO} are not independent of our adopted values for $\frac{A_V}{N_H}$, as discussed in Sect. 3.2. If, instead of determining $\frac{A_V}{N_H}$ locally for each region, we use a constant value derived from the correlation analysis in the outer regions of the LMC ($\frac{A_V}{N_H} = 0.63\ 10^{-22}\ \text{mag}/(\text{Hcm}^{-2})$), we obtain the X_{CO} values listed as X_{CO}^{ref} in Table 2 ($X_{CO}^{\text{ref}} = X_{CO} * \frac{A_V}{N_H} / 0.63\ 10^{-22}$). The X_{CO}^{ref} values are much closer to the X_{CO} values derived from a virial analysis of the NANTEN data, with an average offset of only 20%. The validity of this approach is discussed in Sect. 4.

3.5. Comparison with IR emission

The evidence for the correlation between the dust and gas from extinction in the LMC is quite similar to what has recently been found from an analysis of Spitzer observations of the FIR emission (Bernard et al. 2007). These authors showed that the correlation between the FIR emission and the H I column density is non-linear, with the emissivity at $160\ \mu\text{m}$ (τ^{160}/N_H) increasing from low values in the low column density outer

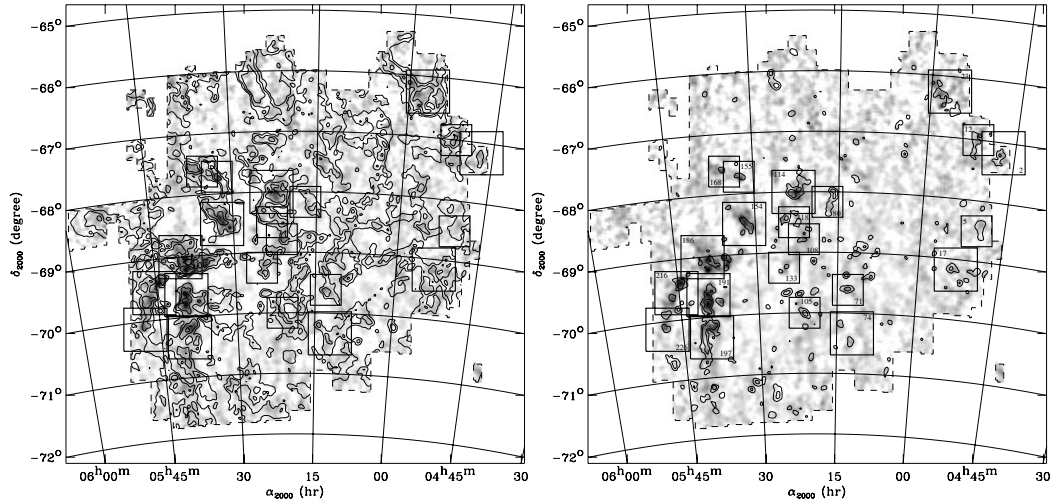


Fig. 17. Extinction map of the LMC (greyscale) overlaid with the H I integrated intensity contours (left), and the CO integrated intensity of the NANTEN survey (right). Both the CO and H I maps are filtered in the same way as the A_V map. Contours are set to 1000 and 5000 K km s^{-1} for the H I map and 1 and 4 K km s^{-1} for the CO map. The dashed line shows the field-of-view of the Nagoya Survey. The square boxes show the individual regions considered in this study. The labels on the right panel correspond to the names of the regions listed in Table 1.

Table 1. CO parameters of the regions studied in this paper. Column 1, 2 and 3 give the region name and center coordinates respectively. Column 4-6 give the average L_{CO} , M_{vir} and X_{CO} of CO clouds falling in each region. The average values are computed from the values in Fukui et al. (2007), using L_{CO} of each cloud as a weight. Column 7 gives the cloud numbers falling in each region.

Region	α_{2000}	δ_{2000}	$\langle L_{\text{CO}} \rangle / 10^4$ Kkm/s pc^2	$\langle M_{\text{vir}} \rangle / 10^4$ M_{\odot}	$\langle X_{\text{CO}} \rangle / 10^{20}$ $\text{H}_2\text{cm}^{-2} / (\text{Kkm s}^{-1})$	CO clouds ^a
LMC – 186	5h40m00s	-69°00' 0"	2.99	70.5	11.3	183,186,189,201,204,261,268
LMC – 191	5h39m30s	-69°38' 0"	2.26	51.4	9.6	181,182,184,191,206,207,260,266,268
LMC – 216	5h45m30s	-69°33' 0"	9.00	134.0	6.9	206,207,216,217,220,223,226,266,268
LMC – 154	5h32m00s	-68°30' 0"	5.11	70.0	8.0	150,154,157,163,164,172,256
LMC – 133	5h25m00s	-69°15' 0"	0.41	9.3	8.8	124,133
LMC – 197	5h39m30s	-70°20' 0"	69.5	841.0	5.6	188,197,262,263
LMC – 226	5h48m00s	-70°08' 0"	2.35	33.6	6.8	220,226,227,270
LMC – 155	5h32m30s	-67°43' 0"	2.70	3.83	6.5	155,257
LMC – 168	5h35m00s	-67°37' 0"	2.40	47.2	9.7	155,168,257
LMC – 118	5h23m00s	-68°30' 0"	3.29	44.6	7.8	112,118,125,128
LMC – 108	5h21m15s	-68°47' 0"	1.57	28.2	7.6	101,108
LMC – 105	5h21m15s	-70°00' 0"	5.00	4.38	4.1	104,105,92
LMC – 114	5h23m00s	-68°00' 0"	18.7	217.0	6.3	107,114,118,138
LMC – 80	5h17m00s	-68°10' 0"	13.0	120.0	4.1	80
LMC – 71	5h13m00s	-69°37' 0"	4.84	57.3	5.0	65,71,72,244
LMC – 74	5h12m00s	-70°20' 0"	2.33	21.5	4.3	69,74,77
LMC – 17	4h53m00s	-69°10' 0"	3.54	58.9	8.3	10,11,14,17,18,21,234
LMC – 5	4h50m00s	-68°30' 0"	7.50	52.9	3.2	5
LMC – 23	4h57m00s	-66°15' 0"	2.92	55.7	8.7	23,30,31,32,33,35,236
LMC – 12	4h51m30s	-67°00' 0"	5.35	64.6	5.8	7,12
LMC – 2	4h47m00s	-67°10' 0"	6.50	204.0	13.7	2,7,231,232

^a Cloud numbers From Fukui et al. (2007).

regions of the LMC to much higher values in the vicinity of the two molecular clouds LMC – 154 and LMC – 216. Note that these two clouds are included among the regions that we

analyse here. Both clouds are well-detected in our extinction map, which allows a direct comparison between the dust properties inferred from absorption and emission. Bernard et al.

Table 2. Parameters derived in this study, for the whole LMC and the individual regions selected. Column 2 gives the extinction to column density ratio. Column 3 gives the apparent CO-to-H₂ conversion factor. Errors on the parameters are 1- σ values. Column 4 gives the reduced χ^2 of the linear correlation. Column 5 gives the L_{CO} -averaged X_{CO} factor derived from Virial analysis for each region. Column 6 compares this value to that of column 3. Column 7 gives the X_{CO} derived from our study using a constant $\frac{A_V}{N_H}$ ratio of $0.63 \cdot 10^{-22}$ mag/(Hcm⁻²), as derived in external regions of the LMC. Column 8 compares this estimate to the Virial value.

Region	$\frac{A_V}{N_H}/10^{-22}$ mag/(Hcm ⁻²)	$X_{\text{CO}}/10^{20}$ H ₂ cm ⁻² /(Kkm s ⁻¹)	χ^2 -	$X_{\text{CO}}^{\text{vir}}/10^{20}$ H ₂ cm ⁻² /(Kkm s ⁻¹)	$X_{\text{CO}}^{\text{vir}}/X_{\text{CO}}$ -	$X_{\text{CO}}^{\text{Ref}}/10^{20}$ H ₂ cm ⁻² /(Kkm s ⁻¹)	$X_{\text{CO}}^{\text{vir}}/X_{\text{CO}}^{\text{Ref}}$ -
AllLMC	1.74 ± 0.01	2.26 ± 0.05	0.93	7.00	3.10	6.24	1.12
LMC - 186	2.71 ± 0.09	3.39 ± 0.46	1.41	11.10 ± 2.00	3.28	14.51	1.31
LMC - 191	3.08 ± 0.08	1.34 ± 0.13	1.58	9.70 ± 2.80	7.26	6.52	0.67
LMC - 216	2.68 ± 0.07	3.03 ± 0.14	1.43	7.10 ± 2.90	2.34	12.88	1.81
LMC - 154	3.42 ± 0.11	4.67 ± 0.34	1.03	8.10 ± 8.00	1.73	25.30	3.12
LMC - 133	2.51 ± 0.15	3.62 ± 0.58	1.23	8.50 ± 5.00	2.35	14.37	1.69
LMC - 197	2.96 ± 0.07	0.92 ± 0.07	2.01	5.60 ± 1.10	6.11	4.28	0.76
LMC - 226	2.00 ± 0.15	2.03 ± 0.43	0.74	6.60 ± 1.00	3.25	6.44	0.98
LMC - 155	1.97 ± 0.23	5.12 ± 1.47	0.56	6.50	1.27	15.98	2.46
LMC - 168	2.60 ± 0.24	2.04 ± 1.07	0.78	14.10 ± 4.30	6.90	8.40	0.60
LMC - 118	2.04 ± 0.12	2.19 ± 0.40	1.61	7.80 ± 7.00	3.57	7.06	0.91
LMC - 108	2.48 ± 0.14	1.83 ± 0.39	1.16	7.60 ± 1.70	4.16	7.15	0.94
LMC - 712	3.63 ± 0.13	0.49 ± 0.11	1.27	3.90 ± 0.50	7.99	2.80	0.72
LMC - 114	2.87 ± 0.10	1.81 ± 0.22	0.94	5.30 ± 2.00	2.93	8.21	1.55
LMC - 80	2.16 ± 0.17	2.19 ± 0.33	1.39	4.10	1.88	7.46	1.82
LMC - 71	1.58 ± 0.14	2.99 ± 0.51	0.93	6.10 ± 2.80	2.04	7.47	1.22
LMC - 74	2.22 ± 0.16	1.42 ± 0.40	0.71	4.30 ± 0.60	3.04	4.97	1.16
LMC - 17	0.51 ± 0.13	2.54 ± 1.91	0.73	8.30 ± 8.80	3.27	2.05	0.25
LMC - 5	2.05 ± 0.45	1.37 ± 0.73	0.58	3.20	2.34	4.44	1.39
LMC - 23	0.43 ± 0.13	7.53 ± 4.56	0.97	8.70 ± 2.60	1.16	5.12	0.59
LMC - 12	2.42 ± 0.28	1.17 ± 0.69	0.71	5.80 ± 1.50	4.96	4.48	0.77
LMC - 2	3.76 ± 0.48	1.22 ± 0.42	0.79	14.00 ± 0.90	11.44	7.28	0.52
ens. average	2.54 ^d	1.39 ^d	-	7.45	3.96	8.43	1.20

^d Computed with a weight inversely proportional to square of errors.

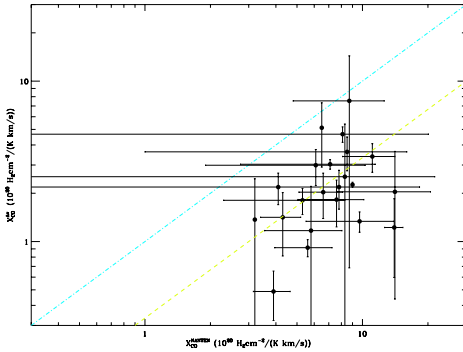


Fig. 18. Comparison between the X_{CO} values derived from a virial analysis of the NANTEN CO data (horizontal axis) with values derived here (vertical axis) for our sample of individual clouds. The dashed line shows equality.

(2007) derived dust abundance in the atomic medium surrounding these clouds. Using BG dust abundances in their Table 2 for run case #2 and rescaling to the MW diffuse values (for which $\tau^{160}/N_H = 2.44 \cdot 10^{-25}$ cm² is assumed), we derive

$\tau^{160}/N_H = 1.48 \cdot 10^{-25}$ cm² and $2.35 \cdot 10^{-25}$ cm² for LMC - 154 and LMC - 216 respectively. Using the values of $\frac{A_V}{N_H}$ for these two clouds listed in Table 2, we find that the ratio of FIR to visual extinction, τ^{160}/τ^V , is $4.7 \cdot 10^{-4}$ and $9.5 \cdot 10^{-4}$ for LMC - 154 and LMC - 216 respectively. In the solar neighbourhood, a reference value can be calculated using $(\frac{A_V}{N_H})_{\text{SN}} = 5.34 \cdot 10^{-22}$ mag/(Hcm⁻²) (see Sect. 2.3) and a reference dust emissivity value of $(\tau^{160}/N_H)_{\text{SN}} = 2.44 \cdot 10^{-25}$ cm² (Boulanger et al. 1996), assuming an emissivity index for the dust of $\beta = 2$. The solar neighbourhood value derived in this way is $(\tau^{160}/\tau^V)_{\text{SN}} = 4.9 \cdot 10^{-4}$, which is fairly similar to the value derived for cloud LMC - 154, and a factor of ~ 2.0 lower than that derived for LMC - 216.

We performed a global comparison of the dust properties inferred from emission and absorption using the 160 μ m map of Bernard et al. (2007) and the set of annuli described in Sect. 3.3. The results are shown in Fig. 16. The derived τ^{160}/N_H values were rescaled to the A_V scale using the reference value $(\tau^{160}/\tau^V)_{\text{SN}}$ calculated above. It can be seen that the two curves match reasonably well in the inner regions of the LMC. Combined with the good correspondence obtained for LMC - 154 and LMC - 216, this indicates that the overall cross-section variations from FIR to visible wavelengths are rather similar for LMC and solar neighborhood dust, arguing

for a similar dust composition and similar dust optical properties over a wide wavelength range from the NIR to the FIR.

4. Discussion

Our results indicate a systematic trend for the dust's apparent absorptivity $\frac{A_V}{N_H}$ to increase systematically from the outer regions of the LMC to the region surrounding the massive star-forming region 30 Dor, and for the extinction-based CO-to-H₂ conversion factor, X_{CO} , to be much lower than the value derived from a virial analysis of CO data.

In principle, the observed variations of $\frac{A_V}{N_H}$ could be due to varying optical properties of dust grains at NIR wavelengths. However, as discussed in Sect. 3, the reasonable amplitude of such variations should not strongly affect the derived extinction, and the variations should in any case be much smaller than what is observed even if extreme processes such as grain-grain coagulation are invoked. Some of the variations observed - in particular the increase of the FIR emissivity for several individual clouds at the periphery of the LMC shown in Fig. 16 - could be due to dust aggregation into fractal aggregates in those close, as the outer regions of the LMC are known to be the coldest (Bernard et al. 2007).

Our results could also be explained by intrinsic variations of the dust-to-gas ratio across the LMC. The observed variations of $\frac{A_V}{N_H}$ would then suggest that dust is more abundant in the inner LMC and in the vicinity of molecular clouds than in the outskirts of the LMC. Since star formation takes place in molecular clouds, this in turn could be explained as a variation in the local metallicity associated with star formation activity. The fact that $\frac{A_V}{N_H}$ is higher around molecular clouds might indicate that there are dust abundance variations caused by metallicity variations associated with present and past star formation activity in the LMC, with dust being more abundant close to major star formation sites such as 30 Dor. However, this interpretation leads to the X_{CO} values that are several times lower than those derived from a virial analysis of the NANTEN CO data. This would lead to the conclusion that the clouds are not in virial equilibrium but are either transient expanding structures, or are kept in dynamic equilibrium due to significant external pressure in the ambient medium. We note that the virial masses adopted here are derived under the assumption of no external pressure and magnetic field support, as $M_{vir} \propto R\Delta V^2$ where R and ΔV are the cloud radius and the CO linewidth. If the clouds are in gravitational equilibrium in the presence of high external pressure, the virial mass calculated in this manner would overestimate the true cloud mass by a factor of two at most. Neglecting the possibility of support against gravitational collapse by the cloud's magnetic field, the cloud parameters (i.e., R and ΔV) determined by Fukui et al. (2007) suggest that an external pressure of only $P/k \sim 10^3 - 10^4 \text{ Kcm}^{-3}$ would allow the measured M_{vir} to exceed the true cloud mass by a factor of two for many of the clouds in our sample, which would largely account for the discrepancy between the extinction and virial estimates of the X_{CO} factor.

As discussed by Bernard et al. (2007) in relation to the dust emissivity, variations of $\frac{A_V}{N_H}$ and τ^{160}/N_H might also be due the association of dust with an additional gas component

that is not detected by the available gas tracers. Both the extinction and FIR emission studies suggest that this component should be strongly correlated with the H I distribution. From an analysis of Spitzer FIR data for the LMC, Bernard et al. (2007) showed that the mass of this component must be twice the mass detected in H I, or 20 times the mass of the molecular phase as deduced from the CO emission. This additional gas component could be composed of pure H₂ with no CO, or optically thick H I emission. Molecular hydrogen without CO emission has been identified through excess IR emission in the solar neighborhood, and is thought to be more dominant in low metallicity objects such as the SMC (see Leroy et al. (2007)) and other local dwarf galaxies (e.g. Madden et al. 1997), where the low dust abundance promotes the photodissociation of CO molecules. In the LMC, however, Bernard et al. (2007) has shown that this component could also be due to self-absorption of the 21 cm emission by cold H I. In both cases, we would expect the additional gas component to be preferentially located around CO-emitting clouds, and to increase from the outer regions of the LMC to the inner regions. The dust absorption associated with the additional gas component would lead to an overestimate of $\frac{A_V}{N_H}$ in our correlation analysis, and thus an underestimate of X_{CO} . A factor of two increase in N_H due to an additional gas component would reduce our derived values of X_{CO} by a factor of three. If we were to assume that the external regions of the LMC that show the lowest $\frac{A_V}{N_H}$ values correspond to regions where the extra gas component is negligible compared to the gas mass that is accurately traced by the H I emission, and that the dust abundance does not vary across the LMC, it would be reasonable to adopt a fixed value of $\frac{A_V}{N_H} = 0.63 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$ for the entire LMC. We have shown that the values of X_{CO} derived under these hypotheses are consistent, on average, with the values derived from a virial analysis of the CO data (see e.g. Table 2), although some region-to-region dispersion remains. These region-to-region variations could either be due to uncertainties in the virial estimate, or to deviations in the gas-to-dust ratio. It is worth noting that the proposed additional gas component, should it exist, would also be a source of high external pressure at the "surface" of CO-emitting volume of a molecular cloud, which would contribute to an overestimation of the cloud's virial mass, as discussed above.

Note that under the hypothesis of an extra gas component and constant gas-to-dust ratio, the adopted value of $\frac{A_V}{N_H}$ is 8.5 times lower than in the solar neighbourhood. This would suggest a somewhat non-linear relationship between metallicity and dust abundance, since the metallicity of the LMC is at least 1/3 solar. It should also be noted, however, that the dust abundance derived here using extinction data is significantly lower than the abundance derived from the FIR emission (lower than in the solar neighbourhood by a factor of 2.7, Bernard et al. 2007). The reason for this discrepancy is not clear, but may be due to an artifact of the extinction map. A possible explanation is that the extinction map does not trace the dust distribution faithfully at low column densities, due to the filtering applied. On the other hand, if the observed variations are due to genuine changes in the dust abundance in the LMC, then the average dust abundance derived around the CO clouds

($\frac{A_V}{N_H} = 2.45 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$) corresponds to a dust abundance only 2.1 times lower than in the solar neighborhood, suggesting a linear relationship between dust abundance and metallicity.

Finally, we note that the results of this paper seem to disagree with the global X_{CO} estimate obtained by Imara & Blitz (2007). These authors also constructed an extinction map of the LMC using the 2MASS catalog, and their map resembles the one presented here both in amplitude and morphology. Imara & Blitz (2007) did not perform a correlation analysis, but simply subtracted the H I contribution from the total N_H derived from the extinction using a single value of $\frac{A_V}{N_H} = 1.5 \cdot 10^{-22} \text{ mag}/(\text{Hcm}^{-2})$, under the statistical assumption that only half the H I emission will show up in extinction. The average extinction measured by Imara & Blitz (2007) towards CO-bright regions suggests an average value of $X_{\text{CO}} = 9.3 \pm 0.4 \cdot 10^{20} \text{ H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$ across the LMC, somewhat larger than the recent virial estimate by Fukui et al. (2007). We note that if we had assumed their value for $\frac{A_V}{N_H}$ for our analysis, we would have deduced a much smaller ensemble average X_{CO} value of $3.55 \cdot 10^{20} \text{ H}_2\text{cm}^{-2}/(\text{Kkm s}^{-1})$. However, it must also be noted that their implied definition of the H_2 column density entering X_{CO} is the total H_2 column density along the line of sight ($X_{\text{CO}}^{\text{tot}}$), whereas our definition - and the definition assumed by the virial analysis - refers only to the fraction of the H_2 column density associated with the CO-emitting gas ($X_{\text{CO}}^{\text{loc}}$, see discussion in Sect. 3.2). If, on average, an extra gas component contributes twice the H I column density (see Bernard et al. 2007), the two definitions of X_{CO} are related by $X_{\text{CO}}^{\text{tot}} = X_{\text{CO}}^{\text{loc}}(1 + 2 \times N_{\text{H}}^{\text{HI}}/N_{\text{H}}^{\text{CO}})$ where N_{H}^{HI} and N_{H}^{CO} are the total column density towards the cloud in the H I and CO phases. For most of the molecular regions selected for our correlation analysis, the ratio $N_{\text{H}}^{\text{HI}}/N_{\text{H}}^{\text{CO}}$ is close to unity (ensemble average $< N_{\text{H}}^{\text{HI}}/N_{\text{H}}^{\text{CO}} > = 0.77$). Taking this difference into account, our estimate and the Imara & Blitz (2007) estimate for the average X_{CO} in the LMC are in fact quite consistent.

5. Conclusion

On the basis of 2 Micron All Sky Survey (2MASS) data, we constructed a map of the visual extinction (A_V) in the Large Magellanic Cloud (LMC). Using this A_V map, we measured the dust abundance $\frac{A_V}{N_H}$ as well as the X_{CO} factor in the LMC. The main conclusions of our analysis are:

(1) We have developed a new method to measure the color excess due to dark clouds. The well-known NICE method uses the mean or median color of stars located in a cell placed over the cloud surface, whereas our new method utilizes the color of the X percentile reddest star. The new method is robust against contamination by foreground stars, which often leads to an underestimate of the true extinction in the case of the traditional NICE method. The new method also yields an estimate of the cloud's position relative to the stellar distribution along the line-of-sight.

(2) We applied our new method to the 2MASS point source catalog to derive an A_V map of the LMC. The resulting A_V map is similar to the integrated intensity of the CO emission, as observed by the NANTEN telescope. However, there are

some clouds that escaped detection in the A_V map that are well-detected in CO. Comparison between the A_V map and model calculations indicates that such clouds are probably located towards the back of the LMC's stellar distribution. On the contrary, clouds that are well-detected both in CO and A_V are inferred to be located towards the front of the stellar distribution.

(3) We conducted a correlation analysis across the LMC, and for a sample of 21 regions that are detected in both the A_V and CO maps. Assuming that the dust has similar IR absorption properties in both the atomic and molecular phases, we derived the ratio of dust absorption to gas column density ($\frac{A_V}{N_H}$), and the ratio of the integrated CO line intensity to the H_2 column density (X_{CO}). We have shown that the apparent dust absorptivity increases from the outskirts of the LMC towards the 30 Dor star forming region. This can be explained either by: i) a systematic increase of the dust abundance in the proximity of star forming regions, or ii) by the presence of an additional gas component that is not traced by the H I or CO emission, and that is strongly correlated with the H I distribution. Both possible explanations may be at work. The X_{CO} values that we derive from our extinction maps are much smaller than the values inferred from a virial analysis of the CO data. Under hypothesis i), this implies that clouds are either not in virial equilibrium or that they are maintained by substantial external pressure. Under these same assumptions, the inferred dust abundance in the LMC varies spatially, from 8.5 to 2 times lower than the solar neighborhood value from the periphery to the inner regions of the galaxy. Under hypothesis ii), our derived X_{CO} values can be reconciled with the virial estimates assuming a constant dust abundance that is 8.5 times lower than in the solar neighborhood, and an additional gas component with approximately twice the mass of the component traced by the H I emission. These conclusions generally agree with the conclusions determined from an analysis of the FIR emission in the LMC, although the dust abundance in the outskirts of the LMC derived from our extinction map is significantly lower, which may reflect a bias in the method used to derive the extinction map against low column densities.

Acknowledgements. Part of this work was supported by a red position from Observatoire Midi-Pyrénées, and also by Grants-in-Aid for Scientific Research from JSPS (17540214) and MEXT (18026003).

References

- Abergel, A., Boulanger, F., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1994, ApJ, 423, L59
- Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A., Kenyon, S. J., & Phelps, R. 1998, ApJ, 506, 292
- Bernard, J.-Ph., Boulanger, F., & Puget, J.L. 1993, A&A, 277, 609
- Bernard, J.-Ph., Abergel, A., Ristorcelli, I., Pajot, F., Torre, J.P. et al. 1999, A&A, 347, 640
- Bernard, J.-Ph., Reach, W., Paradis, D., Meixner, M. et al. 2007, submitted to AJ.
- Boulanger F., Falgarone E., Puget J. L. et al. 1990, ApJ, 364, 136
- Boulanger, F. et al. 1996, A&A, 312, 256

- Bot, C., Boulanger, F., Lagache, G. et al. 2004, *A&A*, 423, 567
- Boulanger, F., Falgarone, E., Puget, J.L., & Helou, G., 1990, *A&A*, 364, 136.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Cambr esy, L., Beichman, C. A., Jarrett, T. H., & Cutri, R. M. 2002, *AJ*, 123, 2559
- Cambr esy, L., Jarrett, T. H., & Beichman, C. A. 2005, *A&A*, 435, 131
- Cambr esy, L. 1999, *A&A*, 345, 965
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Dobashi, K., Bernard, J. -Ph., Yonekura, Y., & Fukui, Y. 1994, *ApJS*, 95, 419
- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., Sakurai, T., Kaiden, M., Umemoto, T., & Sato, F. 2005, *PASJ*, 57, S1
- Dufour, R. J. 1984, in *Structure and evolution of the Magellanic Clouds*, Eds S. van den Bergh & K. S. de Boer (Dordrecht: Reidel), IAU Symp. 108, 353
- Dupac, X., Giard, M., Bernard, J. -Ph., Boudet, N., Lamarre, J.M. et al. 2002, *A&A*, 392, 691
- Dupac, X., Bernard, J. -Ph., Boudet, N., Giard, M., Lamarre, J.M. et al. 2003, *A&A*, 404, L11
- Feast, M. 1999, *PASP*, 761, 775
- Fukui, Y. et al. 2007, submitted to *ApJ*
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., Bernard, J.-Ph., & Le Peintre, F. 2003, *A&A*, 407, 159
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- Imara, N. & Blitz, L. 2007, *ApJ*, 662, 969
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Rubio, M., Garay, G., de Gaauw, Th., Booth, R. S., Boulanger, F., Kutner, M. L., Lequeux, J., & Nyman, L. -A. 2003, *A&A*, 406, 817
- Kandori, R., Dobashi, K., Uehara, H., Sato, F., & Yanagisawa, K. 2003, *AJ*, 126, 1888
- Keller, S. C., & Wood, P. R. 2006, *ApJ*, 642, 834
- Kim, S., Staveley-Smith, L., Dopita, M., Sault, R., Freeman, K. et al. 2003, *ApJS*, 148, 473
- Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., & Bally, J. 1994, *ApJ*, 429, 694
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. 1991, *ApJ*, 372, 185
- Leroy, A., Bolatto, A., Stanimirovic, S. et al. 2007, *ApJ*, 658, 1027
- Lombardi, M. & Alves, J. 2001, *A&A*, 377, 1023
- Madden, S. C., Poglitsch, A., Geis, N. et al. 1997, *ApJ*, 483, 200
- Meixner, M. et al. 2006, *AJ*, 132, 2268
- Miville-Desch enes, M. -A., Boulanger, F., Joncas, G., & Falgarone, E. 2002, *A&A*, 381, 209
- Mizuno, N., Yamaguchi, R., Mizuno, A., Rubio, M., Abe, R. et al. 2001, *PASJ*, 53, 971
- Ossenkopf, V. 1993, *A&A*, 280, 617
- Rieke, G. M. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Sakon, I., Onaka, T., Kaneda, H. et al. 2006, *ApJ*, 651, 174
- Sauvage, M., Vigroux, L., & Thuan, T.X. 1990, *A&A*, 237, 296
- Staveley-Smith, L., Kim, S., Calabretta, M. R. et al. 2003, *MNRAS*, 339, 87
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J. -Ph., Boulanger, F., & Cambr esy, L. et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Strong, A. W., & Mattox, J. R. 1996, *A&A*, 308, L21
- Westerlund, B. E. 1997, *The Magellanic Clouds* (New York: Cambridge Univ. Press)
- Zaritsky, D., Harris, J., Thompson, I. B., & Grebel, E. K. 2004, *AJ*, 128, 1606

Table des figures

1.1	Cycle de la matière interstellaire	21
2.1	Courbes de l'extinction interstellaire	26
2.2	Spectre de polarisation du nuage moléculaire BN	27
2.3	Schéma simplifié d'un nuage de poussières traversé par un rayonnement électromagnétique	28
2.4	Spectre moyen du MIS diffus ajusté par une nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990)	33
2.5	Carte du filament du Taureau obtenue avec les données IRAS à 100 μm	37
2.6	Profil de brillance du filament dense du complexe moléculaire du Taureau aux longueurs d'onde IRAS (60 et 100 μm) et PRONAOS	37
2.7	Spectre d'émission du filament dense du complexe moléculaire du Taureau	38
2.8	Agrégats constitués de 50 grains, de dimension fractale différente	39
2.9	Courbes d'extinction du MIS diffus dans le visible et l'UV obtenues avec le modèle de Desert et al., 1990	42
2.10	Albédo moyen et spectre d'émission des poussières du MIS diffus obtenus avec le modèle de Desert et al., 1990	43
2.11	Différentes émissions d'avant-plan estimées sur une échelle de quelques degrés près du pôle nord céleste	44
2.12	Simulation d'atomes d'hydrogène se collant au grain	45
3.1	Vue du télescope PRONAOS	50
3.2	Indice spectral en fonction de la température - Spectres indiquant la température et l'indice spectral obtenus par PRONAOS	52
3.3	Spectre galactique obtenu par FIRAS de la région $l = 45^\circ$, $b < 3^\circ$	53
3.4	Représentation de la rupture de la neutralité de charge agissant comme une charge individuelle	59
3.5	Spectre d'absorption du modèle DCD	60
3.6	Double puits de potentiel	61
3.7	Spectre d'absorption pour l'effet tunnel résonant	65
3.8	Spectre d'absorption pour l'effet tunnel assisté par un phonon	66
3.9	Spectre d'absorption pour le saut par dessus la barrière de potentiel	67
3.10	Spectre d'émission d'une région HI ajusté par le modèle DCD/TLS et FDS	71
3.11	Modèles DCD/TLS et FDS confrontés aux données PRONAOS	71

3.12	Spectres extragalactiques et modèle DCD/TLS	75
3.13	Evolution du modèle DCD/TLS pour différentes températures	76
3.14	Image de l'indice spectral prédit par le modèle DCD/TLS en fonction de la longueur d'onde et de la température	77
3.15	Rapport entre N_H déduit du modèle DCD/TLS et N_H obtenu avec un modèle pour lequel $\beta = 2$, pour différentes températures	77
3.16	Spectre hypothétique d'un nuage diffus modélisé par le modèle FDS, et prédiction de la polarisation	78
4.1	Carte des températures galactiques obtenue avec les données DIRBE	83
4.2	Cartes galactiques obtenues avec ARCHEOPS	83
4.3	Carte composite de la densité de colonne HI à 21 cm	84
4.4	Carte des vitesses intégrées CO le long du plan galactique, obtenue par Dame et al. (2001).	85
4.5	Ecart entre les données ARCHEOPS à 550 μm et une loi de corps noir	87
4.6	Exemple de spectres non pris en considération pour mon étude sur l'émissivité	89
4.7	Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées, pour le cas 1 « normal »	92
4.8	Emissivité médiane de la poussière pour les trois domaines de températures étudiés	93
4.9	Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées, pour le cas 2 « CO froid »	95
4.9	Suite.	96
4.10	Emissivité de la poussière dans chacune des régions étudiées, pour le cas 3 « CO chaud »	97
4.11	Rapport des émissivités de la poussière dans les phases moléculaires sur celles dans les phases atomiques en fonction de l'écart entre la température HI et la température CO de chacune des régions étudiées	99
4.12	Effets de forme de la coagulation de BG sur le Q_{abs} déduit du travail de Stepnik (2001a) et de mon travail, avec superposition des Q_{abs} du modèle DCD/TLS	101
5.1	Mosaïque complète du LMC obtenue avec le programme SAGE, à 3.6, 8 et 24 μm	107
5.2	Différentes vues d'artiste du télescope SPITZER	108
5.3	Cartes SPITZER/MIPS à 160, 70 et 24 μm	110
5.4	Cartes SPITZER/IRAC à 8, 5.8, 4.5 et 3.6 μm	111
5.5	Cartes ATCA/Parkes de la densité de colonne HI et NANTEN/CO(J=1-0) du LMC	113
5.6	Carte IRIS à 100, 60, 25 et 12 μm	114
6.1	Spectre de l'émission intégrée du LMC incluant les données SPITZER, IRIS, FIRAS, TopHat et WMAP	116
6.2	Carte Parkes de la densité de colonne HI de l'avant plan galactique	118

6.3	Carte de température déduite du rapport IRIS 100 μm /MIPS 160 μm en prenant un indice spectral égal à 2	121
6.4	Carte d'excès à 70 μm	122
6.5	Histogrammes des rapports des résultats des corrélations a_λ/a_{160} pour la phase atomique	125
6.6	Histogrammes des rapports des résultats des corrélations b_λ/b_{160} pour la phase moléculaire	125
6.7	Carte et histogramme des émissivités à 160 μm pour la phase atomique et moléculaire	127
6.8	Abondances en fonction de l'amplitude du champ de rayonnement interstellaire	130
6.9	Spectres moyens du plan galactique et du voisinage solaire modélisés par la nouvelle version du modèle de Désert et al. (1990)	131
6.10	SED de notre Galaxie, du SMC et du LMC	134
6.11	Spectres médians du LMC pour la phase atomique et moléculaire, avec un modèle où le Xisrf est libre dans un cas et fixé dans l'autre	135
6.12	Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux pour la région atomique (HI), avec un champ de rayonnement interstellaire fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$	136
6.13	Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région moléculaire (CO), avec un champ de rayonnement interstellaire fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$	137
6.14	Abondance des BG en fonction de l'abondance des PAH pour la phase atomique et moléculaire et abondance des VSG en fonction de Xisrf pour la phase atomique, dans le cas d'un modèle avec Xisrf fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$	139
6.15	Abondances relatives des PAH et des VSG pour chacune des phases, dans le cas d'un modèle avec Xisrf fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$	141
6.16	Carte d'excès à 70 μm (Données - modèle) pour la phase atomique et moléculaire, dans le cas d'un modèle avec Xisrf fixé par le rapport $I_{\lambda_{160}}/I_{\lambda_{100}}$	142
6.17	Spectre d'une région HI du LMC avec modèle d'émission des BG à deux composantes et modèle de Désert et al. (1990)	144
6.18	Carte d'excès à 70 μm (Données - modèle) pour la phase atomique et moléculaire, dans le cas d'un modèle avec $\alpha_{\text{vsg}} = 1$ et Xisrf variable	145
6.19	Spectre médians du LMC pour la phase atomique et moléculaire, avec un modèle où Xisrf est libre et $\alpha_{\text{vsg}} = 1$	145
6.20	Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région atomique (HI), avec $\alpha_{\text{vsg}} = 1$ et un champ de rayonnement interstellaire variable	146
6.21	Résultats des meilleurs ajustements du nouveau modèle de Désert et al. (1990) aux spectres locaux, pour la région moléculaire (CO), avec $\alpha_{\text{vsg}} = 1$ et un champ de rayonnement interstellaire variable	147
6.22	Abondances relatives des PAH et des VSG pour chacune des phases, dans le cas d'un modèle avec $\alpha_{\text{vsg}} = 1$ et Xisrf libre	149

6.23	Facteur de conversion X_{CO} obtenu en considérant une abondance des BG identique dans les phases atomique et moléculaire	151
6.24	Comparaison des valeurs de X_{CO} obtenues d'après mon étude en supposant l'abondance des BG identique dans les deux phases du LMC, en fonction de celles tirées des travaux de Israel, 1997	153
6.25	Carte d'extinction A_v obtenue par Dobashi et al. (2007)	155
6.26	$\frac{A_v}{N_{\text{H}}}$ et X_{CO} pour chaque nuage étudié, en fonction de leur distance à 30-Doradus	158
6.27	Carte de l'émissivité ($\frac{\tau}{N_{\text{H}}}$), déduite des données IR à 160 μm	159
A.1	Schéma représentatif de la méthode des gradients conjugués à deux dimensions	169

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des différentes phases du MIS	18
1.2	Abondances interstellaires standards	20
2.1	Correspondances longueurs d'onde/bandes photométriques	25
2.2	Nombre d'atomes d'un petit grain carboné porté à la température T après absorption d'un photon de longueur d'onde λ_{abs}	34
2.3	Différents processus de coagulation des grains ainsi que leur effet sur l'abondance des VSG, l'émissivité à 250 μm et la température d'équilibre	39
2.4	Caractéristiques du modèle de Désert et al. (1990)	42
3.1	Modèles décrits par α_1 , α_2 , f_1 , et q_1/q_2 (tiré de Finkbeiner et al. 1999)	56
3.2	Paramètres physiques considérés pour la contribution DCD	60
3.3	Paramètres physiques considérés pour les effets TLS	68
3.4	Valeurs du spectre FIRAS/WMAP de la région atomique	69
3.5	Meilleurs paramètres du modèle	72
4.1	Valeurs médianes des rapports $\epsilon_{\text{CO}}/\epsilon_{\text{HI}}$ pour chacun des cas étudiés . .	91
4.2	Valeurs médianes des pentes des émissivités pour chacun des cas étudiés	91
5.1	Principales caractéristiques du LMC	106
5.2	Principales caractéristiques du programme SAGE	109
6.1	Valeurs seuils des flux considérées pour la soustraction des sources ponctuelles	119
6.2	Rapports des résultats des corrélations a_λ/a_{160} pour la phase atomique, et b_λ/b_{160} pour la phase moléculaire	126
6.3	Valeurs de référence déduites du modèle de Désert et al. (1990) dans le cas d'un ajustement d'un spectre caractéristique d'une région HI du LMC130	
6.4	Valeurs des flux (en MJy/sr) des spectres galactiques normalisés à $N_{\text{H}} = 1 \cdot 10^{20} \text{ H/cm}^2$, dans les bandes IRAC, DIRBE et IRIS	132
6.5	Paramètres du modèle amélioré de Désert et al. (1990), pour le plan galactique, le voisinage solaire, et le LMC	133
6.6	Rapport des abondances moyennes entre les valeurs galactiques et le LMC150	
6.7	Résultats des corrélations $A_{\text{v}}/N_{\text{H}}$ pour les nuages moléculaires étudiés .	157

Bibliographie

- Abergel A., Boulanger F., Mizuno A., et al., 1994, ApJ, 423, L59
- Abergel A., Boulanger F., Fukui Y., et al., 1995, A&A suppl, 111, 483
- Agladze N., Sievers A., 1998, Physical Review Letters, 80, 19
- Agladze N.I., Sievers A.J., Jones S.A., et al., 1996, ApJ, 462, 1026
- Aguirre J.E., Bezaire J.J., Cheng E.S., et al., 2003, ApJ, 596, 273
- Allamandola L., Tielens A., Barker J., 1985, ApJ, 290, L25
- Alton P., Xilouris E., Misiriotis A., et al., 2004, A&A, 425, 109
- Anderson P.W., Halperin B.I., Varma C.M., 1972, Phil. Mag., 25, 1
- Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, ApJ, 406, 122A
- Andriessse C., 1974, A&A, 37, 257
- Bacmann A., Lefloch B., Ceccarelli C., et al., 2002, A&A, 389, 6
- Bagdale W., Stolen R., 1968, Phys. Chem. Solids., 29, 2001
- Bel N., Viala Y.P., Guui I., 1986, A&A, 160, 301
- Bennett C., Hill R., Hinshaw G., 2003, ApJ supplement, 148, 117
- Benoit A., Ade P., Amblard A., et al., 2003a, A&A, 399, L25
- Benoit A., Ade P., Amblard A., et al., 2003b, A&A, 399, L19
- benoit A., Ade P., Amblard A., 2004, A&A, 424, 571
- Berman R., 1951, Proc. R. Soc., A208, 90
- Bernard J.P., Boulanger F., Désert F.X., Puget J.L., 1992, A&A, 263, 258
- Bernard J.P., Boulanger F., Puget J.L., 1993, A&A, 277, 609
- Bernard J.P., Boulanger F., Désert F.X., et al., 1994, A&A, 291, L5
- Bernard J.P., Abergel A., Ristorcelli I., et al., 1999, A&A, 347, 640

- Bernard J.P., Reach W.T., Paradis D., et al., 2007, ApJ, soumis
- Bianchi S., Davies J., Alton P., 1999, A&A, 344, L1
- Bianchi S., Gonçalves J., Albrecht M., et al., 2003, A&A, 399, L43
- Bohlin R.C., Savage B.D., Drake F.J., 1978, ApJ, 224, 132
- Bosch M., 1977, Physical Review Letters, 40, 13
- Bot C., Boulanger F., Lagache G., 2004, A&A, 423, 567
- Boudet N., 2005a, thèse, « Etude de la matière interstellaire : caractérisation de l'émission des grains, physico-chimie dans les milieux denses et froids », Toulouse
- Boudet N., Stepnik B., Dupac X., et al., 2002, NRC Press, 257
- Boudet N., Mutschke H., Nayral C., et al., 2005b, ApJ, 633, 272
- Boulanger F., Perault M., 1988, ApJ, 330, 964
- Boulanger F., Falgarone E., Puget J.L., Helou G., 1990, ApJ, 364, 136
- Boulanger F., Prevot M.L., Gry C., 1994, A&A, 284, 956
- Boulanger F., Abergel A., Bernard J.P., et al., 1996, A&A, 312, 256
- Bouwman J., Meeus G., De Koter A., et al., 2001, A&A, 375, 950
- Van de Bult C.E.P.M., Greenberg J.M., Whittet D.C.B., 1985, MNRAS, 214, 289
- Cambresy L., 1999, A&A, 345, 965
- Cambresy L., Boulanger F., Lagache G., et al., 2001, A&A, 375, 999
- Cardelli J.A., Clayton J.C., Mathis J.S., 1989, ApJ, 345, 245
- Caselli P., Walmsley C.M., Tafalla M., et al., 1999, ApJ, 523, 165
- Chandler C., Koerner D.W., Sargent A.I., Wood D.O.S., 1995, ApJ, 455L, 93
- Clayton D.D., 1979, Astrophysics and Space Science, 65, 179
- Clayton G.C., Martin P.G., 1985, ApJ, 288, 558
- Clayton G.C., Martin P.G., Thompson I., 1983, ApJ, 265, 194
- Cohen R.S., Dame T.M., Garay G., et al., 1988, ApJ, 331, L95
- Compiegne M., 2007, thèse, « Etude de l'évolution des poussières interstellaires dans les régions dominées par le rayonnement », Ile de France
- Cox N.J.L., Cordiner M.A., Cami J., et al., 2006, A&A, 447, 991

- Cox P., Mezger P.G., 1989, *A&A*, 1, 49
- Dame T.M., Hartmann D., Thaddeus P., 2001, *ApJ*, 547, 792
- Dasyra K., Xilouris E., Misiriotis A., Kylafis D., 2005, *A&A*, 437, 447
- De Jong T., Kamijo F., 1973, *A&A*, 25, 363
- Demyk K., 2002, *Bull. Liaison S.F.M.C.*, 14
- Demyk K., Jones A.P., Dartois E., et al., 1999, *A&A*, 349, 267
- Demyk K., Dartois E., Wiesemeyer H., et al., 2000, *A&A*, 364, 170
- Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 28, 215
- Dickinson C., Davies R.D., Davis R.J., 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 000, 1
- Diplas A., Savage B.D., 1994, *ApJ*, 427, 274
- Dobashi K., Bernard J.P., Paradis D., et al., 2007, *A&A*, soumis
- Draine B., 1989, *IAU Symp.*, 135, 313
- Draine B., Anderson N., 1985, *ApJ*, 292, 494
- Draine B., Lee H., 1984, *ApJ*, 285, 89
- Draine B., Li A., 2001, *ApJ*, 551, 807
- Draine B.T., Lazarian A., 1998a, *ApJ*, 494, L19
- Draine B.T., Salpeter E.E., 1979, *ApJ*, 231, 438
- Dufour R.J., 1984, in *Structure and evolution of the Magellanic Clouds*, *IAU Symp.*, 108, Eds S. Van den Bergh & K. S. de Boer (Dordrecht : Kluwer), 353
- Duley W.W., Seahra S., 1998a, *ApJ*, 507, 874
- Duley W.W., Seahra S., 1998b, *ApJ*, 507, 874
- Duley W.W., Williams D.A., 1988, *MNRAS*, 231, 969
- Dupac X., Giard M., Bernard J., et al, 2001, *ApJ*, 553, 604
- Dupac X., Giard M., Bernard J.P., et al., 2002, *A&A*, 392, 691
- Dupac X., Bernard J., Boudet N., et al., 2003, *A&A*, 404, L11
- Dwek E., 1998, *ApJ*, 501, 643
- Dwek E., Arendt R.G., Fixsen D.J., et al., 1997, *ApJ*, 475, 565

- Désert F.X., Boulanger F., Shore S.N., 1986, *A&A*, 160, 195
- Désert F.X., Boulanger F., Puget J., 1990, *A&A*, 237, 215
- Feast M., 1999, *IAU Symp.*, 190, 542
- Filipovic M.D., White G.L., Jones P.A., Haynes R.F., 1997, *ASP Conference Series*, 112
- Finkbeiner D., Davis M., Schlegel D., 1999, *ApJ*, 524, 867
- Fitzgerald S.A., Sievers A.J., Campbell A.J., 2001a, *J. Phys. Condens. Matter*, 32, 2177
- Fitzgerald S.A., Campbell A.J., Sievers A.J., 2001b, *J. Phys. Condens. Matter*, 13, 2095
- Fitzpatrick E.L., 1996, *ApJ*, 473, L55
- Fitzpatrick E.L., 1999, *ASP*, III, 63
- Fitzpatrick E.L., Massa D., 1986, *ApJ*, 307, 286
- Flagey N., Boulanger F., Miville-Deschênes M.A., et al., 2006, *A&A*, 453, 969
- Fukui Y., et al., 2007, *ApJ*, soumis
- Fukui Y., Mizuno M., Yamaguchi R., et al., 1999, *PASJ*, 51, 745
- Galliano F., Madden S., Jones A., et al., 2003, *A&A*, 407, 159
- Galliano F., Madden S.C., Jones A.P., et al., 2005, *A&A*, 434, 867
- Gaustad J.E., McCullough P.R., Rosing W., Van Buren D., 2001, *PASP*, 113, 1326
- Gear W.K., Robson E.I., Griffin M.J., 1988, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 231, 55
- Giard M., Lamarre J.M., Pajot F., Serra G., 1994, *A&A*, 286, 203
- Giardino G., Banday A.J., Gorski K.M., et al., 2002, *A&A*, 387, 82
- Gordon K.D., Clayton G.C., Misselt K.A., et al., 2003, *ApJ*, 594, 279
- Greaves J.S., Holland W.S., Minchin N.R., et al., 1999, *A&A*, 344, 668
- Greenberg J.M., 1973, *IAU Symp.*, 52
- Grenier I., Casandjian J.M., Terrier R., 2005, *Science*, 307, 1292
- Grevesse N., Sauval A., 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Grevesse N., Noels A., Sauval A.J., 1993, *A&A*, 271, 587

- Hartmann D., Kalberla P.M.W., Burton W.B., et al., 1996, *A&A suppl*, 119, 115
- Hayakawa K., Cambr esy L., Onishi T., 2001, *PASJ*, 53, 1109
- Henning T., Mutschke H., 1997, *A&A*, 327, 743
- Henning T., Stognienko R., 1993, *A&A*, 280, 609
- Hill T., Thompson M.A., Burton M.G., et al., 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 368, 1223
- Hollenbach D.H., Salpeter E.E., 1971, *ApJ*, 163, 155
- Holweger H., 2001, *Solar & Galactic Composition*, (Berlin : Springer-Verlag), 23
- Honda H., Kataza H., Okamoto Y.K., et al., 2003, *ApJ*, 585, L59
- Honda H., Kataza H., Okamoto Y.K., et al., 2004, *ApJ*, 610, L49
- Hornekaer L., Baurichter A., Petrunin V.V., et al., 2005, *dmu conf.*, 369H
- Hotzel S., Harju J., Lemke D., et al., 2001, *A&A*, 372, 302
- Hubbard B.E., Tu J.J., Agladze N.I., Sievers A., 2003, *Phys. Rev.B*, 67, 144201
- Iati M.A., Saija R., Cecchi-Pestellini C., 2005, *Journal of Physics, Conference Series* 6, 149
- Israel F.P., 1997, *A&A*, 328, 471
- Joblin C., L eger A., Martin P., 1992, *ApJ*, 393, 79
- Johnstone D., Bally J., 1999, *ApJ*, 510, L49
- Jones A.P., Williams D.A., 1985, *MNRAS*, 217, 413
- Jones A.P., Tielens A.G.G.M., Hollenbach D.J., McKee C.F., 1994, *ApJ*, 433, 797
- Jones A.T., 1997, *ASP conf. Ser.*, 122, 97
- Jura M., 1975, *ApJ*, 197, 575
- Kamitsuji K., Suzuki H., Kimura Y., al., 2005, *A&A*, 429, 205
- Kemper F., Vriend W.J., Tielens A.G.G.M., 2004, *ApJ*, 609, 826
- Kim S., Staveley-Smith L., Dopita M.A., et al., 1998, *ApJ*, 503, 674
- Kim S., Staveley-Smith L., Dopita M.A., et al., 1999, *ApJ*, 118, 2797
- Kim S., Staveley-Smith L., Dopita M.A., et al., 2003, *ApJ Sup.*, 148, 473
- Kim S., Walsh W., , Xiao K., 2004, *ApJ*, 616, 865

- Kiss Z., Kiss C., Abraham P., Toth L., 2004, PADEU, 14, 113
- Klemens P.G., 1951, Proc. R. Soc., A208, 108
- Knapp G.R., Sandell G., Robson E.I., 1993, ApJ Suppl. Series, 88, 173
- Kogut A., Banday A.J., Bennett C.L., et al., 1996, ApJ, 460, 1
- Koike C., Hasegawa H., Manabe A., 1980, Astr and Space Sci., 67, 495
- Koike C., Kimura S., Kaito C., et al., 1995, ApJ, 446, 902
- Kozasa T., Hasegawa H., Nomoto K., 1991, A&A, 249, 474
- Lada C.J., Lada E.A., Clemens D.P., Bally J., 1994, ApJ, 429, 694
- Lagache G., Abergel A., Boulanger F., Puget J.L., 1998, A&A, 333, 709
- Lagache G., Haffner L.M., Reynolds R.J., Tufte S.L., 2000, A&A, 354, 247
- Lamarre J.M., Pajot F., Torre J.P., et al., 1994, IR Phys. Tecno, 35, 277
- Laureijs R.J., Clark F.O., Prusti T., 1991, ApJ, 372, 185
- Laureijs R.J., Fukui Y., Helou G., et al., 1995, ApJ suppl., 101, 87
- Laureijs R.J., Haikala L., Burgdorf M., et al., 1996, A&A, 315, L317
- Lee H.N., Draine B.T., 1985, ApJ, 290, 211
- Leitch E.M., Readhead A.C.S., Pearson T.J., Myers S.T., 1997, ApJ, 486, L23
- Lequeux J., 1984, IAU Symp., 108, 67L
- Leroy A., Bolatto A., Stanimirovic S., et al., 2007, ApJ, 658, 1027
- Li A., Greenberg J.M., 1997, A&A, 323, 566
- Lipshtat A., O. B., 2005, Mon. Not. R. Astron. Soc., 362, 660
- Lockman F.J., Hobbs L.M., Shull J.M., 1986, ApJ, 301, 380
- Lu N., 2004, ApJ, 154, 286
- Lu N., Helou G., Werner M.W., et al., 2003, ApJ, 588, 199
- Léger A., D'Hendecourt L., 1985, IAU Symp., 120, 557
- Léger A., Puget J.L., 1984, A&A, 137, L5
- Léger A., D'Hendecourt L., Defourneau D., 1989, A&A, 216, 148
- MacLaren I., Riehardson K.M., Wolfendale A.W., 1988, A&A, 333, 821

- Madden S.C., Poglitsch A., Geis N., et al., 1997, *ApJ*, 483, 200
- Magnani L., Onello J.S., 1995, *ApJ*, 443, 169
- Malfait K., Waelkens C., Waters L., et al., 1998, *A&A*, 332, L25
- Maloney P., 1995, *ApJ*, 443, 169
- Mamajek E.E., Lawson W.A., Feigelson E.D., 2000, *ApJ*, 544, 356
- van der Marel, Cioni M.R., 2001, *AJ*, 122, 1807
- Martin P.G., Whittet D.C.B., 1990a, *ApJ*, 357, 113
- Martin P.G., Whittet D.C.B., 1990b, *ApJ*, 357, 113
- Mathis J.S., 1996, *ApJ*, 472, 643
- Mathis J.S., 2000, *ApJ*, 544, 347
- Mathis J.S., Whiffen G., 1989, *ApJ*, 341, 808
- Mathis J.S., Rumpl W., Nordsieck K.H., 1977, *ApJ*, 217, 425
- Mathis J.S., Mezger P.G., Panagia N., 1983, *A&A*, 128, 212
- Matsuura M., Zijlstra A.A., Molster F.J., et al., 2004, *ApJ*, 604, 791
- Meeus G., Sterzik M., Bouwman J., Natta A., 2003, *A&A*, 409, L25
- Meixner M., Gordon K.D., Indebetouw R., et al., 2006, *ApJ*, 132, 2268
- Meyerdierks H., Heithausen A., 1996, *A&A*, 313, 929
- Mezger P., Wink J., Zylka, 1990, *A&A*, 228, 95
- Miville-Deschênes M.A., Lagache G., 2005, *ApJ Suppl. Series*, 157, 302
- Miville-Deschênes M.A., Boulanger F., Joncas G., Falgarone E., 2002, *A&A*, 381, 209
- Mizuno A., Yamaguchi R., Tachihara K., et al., 2001a, *PASJ*, 53, 1071
- Mizuno N., Yamaguchi R., Mizuno A., et al., 2001b, *PASJ*, 53, 971
- Molster F.J., Yamamura I., Waters L.B.F.M., et al., 2001, *A&A*, 366, 923
- Molster F.J., Waters L.B.F.M., Tielens A.G.G.M., et al., 2002, *A&A*, 382, 241
- Moutou C., Verstraete L., Léger A., et al., 2000, *A&A*, 354, L17
- Mény C., Gromov V., Boudet N., et al., 2007, *A&A*, 468, 171
- Oliveira J.M., Van Loon J.T., 2004, *A&A*, 418, 663

- de Oliveira-Costa A., Kogut A., Devlin M.J., et al., 1997, *ApJ*, 482, L17
- Onaka T., 2000, *ApJ*, 533, 298
- Pajot F., Stepnik B., Lamarre J.M., et al., 2006, *A&A*, 447, 769
- Pak S., Jaffe D.T., Van Dishoeck E.F., et al., 1998, *ApJ*, 498, 735
- Paladini R., Montier L., Giard M., et al., 2007, *A&A*, 465, 839
- Papoular R., Pégourié B., 1986, *A&A*, 156, 199
- Paradis D., Bernard J.P., Reach W.T., et al., 2007, *ApJ*, en préparation
- Phillips W., 1987, *Rep. Prog. Phys.*, 50, 1657
- Phillips W.A., 1972, *J. Low Temp. Phys.*, 7, 351
- Pierce-Price D., Richer J., Greaves J., et al., 2000, *ApJ*, 545, L121
- Pollack J.B., Hollenbach D., Beckwith S., et al., 1994, *ApJ*, 421, 615
- Prunet S., Sethi S.K., Bouchet F.R., et al., 1998, *A&A*, 339, 187
- Puget J.L., Léger A., Boulanger F., 1985, *A&A*, 142, 19
- Rao R., Crutcher R.M., Plambeck R.L., Wright M.C.H., 1998, *ApJ*, 502, L75
- Rapacioli M., Joblin C., Boissel P., 2005, *A&A*, 429, 193
- Reach W., Dwek E., Fixsen T., et al., 1995, *ApJ*, 451, 188
- Reynolds R.J., 1990, *IAU Symp.*, 139, 157
- Ridderstad M., Juvela M., Lehtinen K., et al., 2006, *A&A*, 451, 961
- Ristorcelli I., Serra G., Lamarre, et al., 1998, *ApJ*, 496, 267
- Sakon I., Onaka T., Kaneda H., et al., 2006, *ApJ*, 651, 174
- Salpeter E.E., 1974, *ApJ*, 193, 579
- Sauvage M., Vigroux L., 1991, *IAU Symp.*, 148, 470
- Sauvage M., Thuan T.X., Vigroux L., 1990, *A&A*, 237, 296
- Schlomann E., 1964, *Physical Review*, 135, 2A
- Schnee S.L., Ridge N.A., Goodman A.A., Li J.G., 2005, *ApJ*, 634, 442
- Seaton M.J., 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Sellgren K., 1984, *ApJ*, 277, 623

- Sellgren K., Werner M.W., Dinerstein H.L., 1983, *ApJ*, 271, L13
- Serabyn E., Weisstein E., 1995, *ApJ*, 451, 238
- Serra G., Giard M., Bernard J.P., et al., 2001, *C. R. Acad. Sci. Ser. IV*, 1, 1215
- Shutern W.L.H., Dickman R.L., Klatt C., 1987, *ApJ*, 322, L103
- Sitko M.L., Grady C.A., Lynch D.K., et al., 1999, *ApJ*, 510, 408
- Slavin J.D., Jones A.P., Tielens A.G.G.M., 2004, *ApJ*, 614, 796
- Snow T.P., 2000, *JGR*, 105, 10239
- Snow T.P., Witt A.N., 1996, *ApJ*, 468, L65
- Sofia U.J., Meyer D.M., 2001, *ApJ*, 554, 221
- Sofia U.J., Meyer D.M., 2001a, *ApJ Letter*, 558, L147
- Sofia U.J., Meyer D.M., 2001b, *ApJ Letter*, 554, L221
- Spitzer L., 1978, *Physical Processes in the interstellar medium*, (Wiley-Interscience, New-York)
- Staveley-Smith L., Kim S., Calabretta M.R., et al., 2003, *MNRAS*, 339, 87
- Stecher T.P., 1969, *ApJ*, 157, L125
- Stecher T.P., Donn B., 1965, *ApJ*, 142, 1681
- Stepnik B., 2001a, thèse, « Emission submillimétrique du milieu interstellaire : coagulation des grains », Ile de France
- Stepnik B., Abergel A., Bernard J.P., et al., 2001b, *ASPC*, 243, 47
- Stepnik B., Abergel A., Bernard J.P., et al., 2003, *A&A*, 398, 551
- Strom U., Taylor P.C., 1977, *Phys. Rev.*, 16, 5512
- Strong A.W., Bloemen J.B.G.M., Dame T.M., et al., 1988, *A&A*, 207, 1
- Surdin V.G., 1988, *Sov. Astron.*, 32, 108S
- Takagi T., Vansevicius V., Aimoto N., 2003, *PASJ*, 55, 385
- Tielens A., 1989, *IAU Symp.*, 135, 239
- Tielens A.G.G.M., Allamandola L.J., 1987, *ASSL*, 134, 397
- Trachenko K., Dove M.T., Hammonds K.D., et al., 1998, *Physical Review Letters*, 81, 3431

- Vaillancourt J.E., 2006, EAS Publications Series, 23
- Van Kerckhoven C., Hony S., Peeters E., et al., 2000, A&A, 357, 1013
- Verstraete L., Léger A., 1992, A&A, 266, 513
- Verstraete L., Pech C., Moutou C., et al., 2001, A&A, 372, 981
- Vinogradov V.S., 1960, Fiz. Tverd. Tela, 2, 2622 (English trans. 1961, Sov. Phys. Solid St. 2, 2338)
- Vrba F.J., Coyne G.V., Tapia S., 1984, ApJ, 243, 489
- Weiland J.L., Blitz L., Dwek E., et al., 1986, ApJ, 306, L101
- Weingartner J.C., Draine B.T., 2001a, ApJ, 548, 296
- Weingartner J.C., Draine B.T., 2001b, ApJ, 134, 263
- Westerlund B.E., 1991, IAU Symp., 148, 15
- Westerlund B.E., 1997, The Magellanic Clouds (New York : Cambridge Univ. Press.), 122, 1807
- Whittet D.C.B., Mathis J.S., 1992, Science, 258, 1384
- Wilson C.D., Avery L.W., Fich M., et al., 1999, ApJ, 513, L139

AUTEUR : Déborah PARADIS
TITRE : Etude des propriétés d'émission des poussières
: du Milieu Interstellaire
DIRECTEURS DE THESE : Jean-Philippe BERNARD et Claude MENY
DATE DE SOUTENANCE : 31 Octobre 2007
LIEU DE SOUTENANCE : Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

Résumé :

Mon travail de thèse concerne l'étude de la matière interstellaire, notamment l'émission submillimétrique des grains de poussière mais aussi l'évolution de leurs propriétés, des milieux diffus vers les milieux denses, aussi bien dans notre Galaxie que dans le Grand Nuage de Magellan.

J'ai participé au développement d'un modèle d'émission submillimétrique des poussières, et j'ai ajusté ses paramètres de manière à ce qu'il soit capable de reproduire les faits observationnels. Ce modèle prend en compte la nature amorphe des grains. Il considère une distribution désordonnée de charges à l'échelle macroscopique, et une distribution de systèmes à deux niveaux à l'échelle microscopique.

J'ai comparé l'émissivité des grains dans des régions atomiques (HI) et moléculaires (CO) de notre Galaxie. J'ai montré que la pente et le niveau des émissivités des grains augmentent notablement dans la majorité des régions denses de notre Galaxie, dans la gamme 100-550 μm . Les conclusions de ce travail confortent l'idée de coagulation des grains.

Enfin, je me suis concentrée sur l'étude de la poussière dans le Grand Nuage de Magellan (LMC). J'ai pu mettre en évidence pour la première fois une sous-abondance de la poussière dans le LMC. De plus mes résultats montrent que les variations spatiales des différentes compositions de la poussière et du champ de rayonnement à travers cette galaxie, sont gouvernées par l'activité de formation stellaire, présente et passée. Pour finir je me suis interrogée sur les interprétations possibles concernant les différences observées entre les phases atomiques et moléculaires du LMC.

Mots-clés :

Astrophysique, Poussières, Emission Infrarouge, Milieu Interstellaire, Grand Nuage de Magellan

Discipline : Astrophysique

Laboratoire d'accueil :

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
9, avenue du Colonel Roche - BP 4346 - 31028 Toulouse Cedex 4