



HAL
open science

Coreshine, un phénomène et un outil

Charlène Lefèvre

► **To cite this version:**

Charlène Lefèvre. Coreshine, un phénomène et un outil. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066460 . tel-01266494v2

HAL Id: tel-01266494

<https://hal.science/tel-01266494v2>

Submitted on 1 Apr 2016

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
PIERRE ET MARIE CURIE

LERMA (OBSERVATOIRE DE PARIS) - ÉCOLE
DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET
D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE

pour obtenir le grade de Docteur, spécialité « Astronomie et
Astrophysique », financée par la Région Île de France

par

Charlène Lefèvre

CORESHINE, UN PHÉNOMÈNE ET UN
OUTIL



Soutenue le 30 Novembre 2015 devant le jury composé de :

M.	JOAO ALVES	Université de Vienne	(Rapporteur et Examineur)
M.	FRANÇOIS MÉNARD	IPAG	(Rapporteur)
M.	LAURENT PAGANI	LERMA	(Directeur)
M ^{me}	KARINE DEMYK	IRAP	(Examinatrice)
M.	JEAN-CHARLES AUGEREAU	IPAG	(Examineur)
M.	VINCENT GUILLET	IAS	(Examineur)
M.	PATRICK BOISSÉ	IAP – UPMC	(Président du Jury)

À mes parents...

REMERCIEMENTS

J'AI beaucoup pensé à cette page de remerciements durant ces trois années car elle s'est remplie progressivement, a pris de la consistance et a évolué, tout comme ma thèse, au fil des rencontres et des problèmes surmontés. C'est donc avec beaucoup de sincérité que je souhaite remercier tous ceux qui m'ont soutenue, accompagnée ou inspirée durant cette période de ma vie.

En premier lieu, je souhaite remercier Laurent de m'avoir fait confiance et offert la possibilité de travailler sur ce sujet novateur et ambitieux. En plus d'une entente scientifique presque sans faille, j'ai eu la chance de bénéficier d'une relation humaine riche à ton contact depuis que mon stage de Master 1 m'a conduite dans ton bureau. La Grande Muraille de Chine, aussi bien que les propriétés des grains interstellaires et tes gentilles taquineries sur mes goûts musicaux ne seront pas venues à bout de ce qui n'est que le commencement d'une longue collaboration scientifique. Je n'oublierai pas ton soutien tant dans les épreuves de ma vie personnelle que dans les moments de doutes concernant la recherche, merci d'avoir rendue cette thèse unique et intense bien au-delà de ce que j'aurais pu espérer.

Je voudrais remercier les membres de mon jury pour avoir accepté d'en faire partie et d'examiner le fruit de ces trois ans de travail en me permettant d'améliorer certains points : mes deux rapporteurs François Ménard et Joao Alvès, ainsi que mes examinateurs Jean-Charles Augereau, Patrick Boissé, Karine Demyk et enfin Vincent Guillet, avec qui les discussions quelques années après nos premières interactions sont pour moi toujours aussi motivantes.

La seconde chose qui me vient à l'esprit quand je pense à ces trois années passées est l'importance de l'enseignement dans mon parcours. A ce titre, je souhaite vivement remercier Marie-Jo Goupil, Caroline Barban, Yann Clénet et Jacques Le Bourlot pour m'avoir confié l'encadrement de leurs étudiants. L'encadrement des observations à l'IRAM en particulier a été déterminant pour moi, tant scientifiquement qu'humainement, et ce tournant décisif n'aurait pas été possible sans Christophe que je ne remercierai jamais assez pour ce qu'il m'a indirectement permis d'accomplir. C'est désormais à Grenoble que je vais continuer à m'atteler à la radioastronomie comme élément moteur de ma recherche. Merci à Roberto Neri et Jan-Martin Winters de m'avoir témoigné leur confiance pour m'investir dans NOEMA et un sincère remerciement à tous mes nouveaux collègues, astronomes ou non, qui ont rendu cette transition vers mon nouvel institut très agréable. Je n'oublie pas non plus tous mes anciens collègues du LERMA en particulier mes cobureaux qui m'ont "supportée" au sens parfois anglais et parfois français du terme, ainsi que Viviane, Valérie, Sylvie, Gérard, et Philippe dont les encouragements et les discussions ne sont pas étrangers à ma candidature à l'IRAM.

Evoquer mes séjours à l'IRAM me conduit naturellement à ma rencontre avec Faustine qui est très vite passée du statut d'étudiante à celui d'amie et sans qui ma thèse aurait été bien différente. Merci à toi ma Tchuu pour tous ces moments ensembles : du (futur) saut en parachute à tous tes conseils BDs, randos et autres. A bien y réfléchir ton influence dans ma vie se ressent très fortement et je suis plus que chanceuse de t'avoir eu auprès de moi pendant ma thèse, et sache que pas un moment ne quitte mon esprit à l'heure de te dire merci. Lucien, toi aussi tu trouves ta place ici pour avoir été ma bulle d'oxygène à Meudon bien des fois et m'avoir longuement écoutée parler de ma thèse et du reste en trouvant toujours les mots pour m'encourager, me rassurer et me reconforter. Merci infiniment d'avoir partagé avec moi tant de sciences, de musiques, d'arts et de trucs et astuces "à la MacGyver". Enfin Bilal, Cédric et Clément P. vous avez vous aussi une place toute spéciale pour moi en tant qu'amis quel que soit le temps qui sépare le moment où l'on peut se réunir et c'est de loin vous qui me manquerez le plus ici à Grenoble.

En 5 ans, l'astrophysique m'a permis de rencontrer des gens extraordinaires que j'ai peine à lister de façon exhaustive ici et qui ont une place spéciale pour moi : Alexandre, Bilal, Raoul, Lester, Karelle, Agnès, Loïc, Mélanie, Alan, Natacha, Sophie, Alizée, Mathieu C., Edouard R., Clément R., Cédric, Benoît, et bien sur Silvère. Cette liste ne serait pas complète sans évoquer les autres personnes non moins importantes, avec qui j'ai gardé contact et qui m'ont permis de garder les pieds sur terre : Audric, Agathe, Rudy et Delphine. Un grand merci à tous ceux avec qui j'ai pu échanger au LERMA, à l'IAS comme dans les nombreuses conférences où j'ai eu l'opportunité de présenter mon travail. A tous merci, y compris ceux que j'ometts ou que j'oublie malheureusement ici, tous ces petits moments mis bout à bout représentent très bien les trois années qui viennent de s'écouler, tant scientifiquement que d'un point de vue plus personnel.

Enfin, et peut être parce que c'est le plus important, mes derniers remerciements vont à ma mère pour tout ce qu'elle a fait pour moi et qui m'a conduite à cette thèse. La langue française n'est pas assez riche, ni complexe pour décrire par un seul mot, ou une seule tournure de phrase ta contribution à ce manuscrit maman. Je sais que la fin de mes études est un peu un accomplissement pour toi aussi, mais là encore ce n'est que le fondement d'une période plus longue et plus importante où nous serons toujours aussi unies et que je n'imagine pas sans toi à mes côtés.

RÉSUMÉ

Bien que les grains de poussières ne représentent que 1% du milieu interstellaire en masse, leur étude est essentielle pour comprendre le contenu et la structure des nuages interstellaires. Les grains de poussière, après avoir quitté leurs lieux de formation, se dispersent dans le milieu diffus avant d'être à nouveau rassemblés lors de la formation des nuages moléculaires denses. C'est lors de cette étape qu'ils grossissent, notamment par coagulation, et acquièrent des manteaux de glaces composés majoritairement d'eau. Ces changements morphologiques modifient également leurs propriétés optiques (absorption, diffusion et émission). Cependant, leur composition comme leur taille et leur forme restent difficiles à déterminer à partir des observations et constituent un problème hautement dégénéré. Je soulignerai en particulier le fait que l'utilisation des longueurs d'onde en émission n'est pas suffisante pour lever cette dégénérescence dans les cœurs denses, lieu de formation des futures étoiles et planètes. Je montrerai que la diffusion peut dominer l'absorption à 3.6 et 4.5 μm , et que ce phénomène appelé *coreshine*, est particulièrement utile comme outil pour sonder les parties les plus denses des nuages. La présence de *coreshine* dans plus d'une centaine de nuages de notre Galaxie permet d'éliminer bon nombre de modèles de poussières. La modélisation multi-longueurs d'onde en 3 dimensions est une approche nécessaire pour caractériser l'équilibre entre l'absorption du rayonnement et sa diffusion. Alors que la plupart des travaux se concentrent sur l'absorption et la réémission du rayonnement, je montrerai comment la diffusion, souvent délaissée, permet d'apporter une vision complète du transfert de rayonnement dans les nuages denses.

Je listerai tout d'abord les mécanismes provoquant l'apparition du *coreshine*. Je présenterai notamment grâce à un large échantillon de sources, l'influence du champ de rayonnement. Je détaillerai ensuite les longueurs d'onde utilisées et les informations qu'elles apportent dans le cadre de nos modélisations. Enfin, je montrerai l'influence des différents paramètres concernant les poussières : forme (grains compacts ou agrégats), porosité et présence d'un manteau de glace sur la production du *coreshine*.

Dans un deuxième temps, j'illustrerai les applications et l'apport du *coreshine* comme contrainte dans le cadre de la modélisation complète d'un nuage interstellaire contenant un cœur préstellaire : L183. Je montrerai à travers cet exemple que la diffusion contribue de façon importante jusqu'à 8 μm et qu'elle permet d'obtenir des contraintes sur les propriétés des poussières depuis le bord du nuage jusqu'au cœur. La modélisation complète de L183, allant de 1.25 à 500 μm (VISTA + Spitzer + Herschel) et incluant à la fois la diffusion mais également l'émission, est compatible avec une croissance des grains par coagulation et confirme la présence d'agrégats dans les cœurs préstellaires. Je montrerai qu'en contraignant la densité et le contenu en poussière par la diffusion, il est possible d'obtenir des températures allant de 5 à 13 K et des propriétés d'émissivité des poussières compatibles avec les stades plus avancés de l'évolution des poussières, notamment dans les disques protoplanétaires.

ABSTRACT

Even though dust grains contribute only to 1% of the interstellar medium mass, their study is crucial to understand both the structure and content of interstellar clouds. Dust grains leave their birth places, spread out into the diffuse medium before being gathered together again when dense molecular clouds form. During this last stage, they grow, by coagulation especially, and they acquire ice mantles composed mainly of water. These morphological changes also modify their optical properties (absorption, scattering, and emission). However, it remains a highly degenerate issue to determine their composition, size, and shape from observations. In particular, I will highlight that using wavelengths associated to dust emission is not sufficient to investigate the dense cores, where stars and planets will form. I will show that scattering can dominate the absorption at 3.6 and 4.5 μm , and that this phenomenon called *coreshine* is a powerful tool to investigate the densest parts of molecular clouds. The *coreshine* detection in more than one hundred clouds of our Galaxy allows us to eliminate a large number of dust models. Multi-wavelength 3D modeling is mandatory to characterize the balance between the absorption and the scattering of the radiation field. While most of the work about dust focus on absorption and re-emission of the radiation, I will present how scattering, often neglected, brings a complete picture of the radiative transfer inside dense clouds.

First, I will enumerate all the mechanisms that cause the *coreshine* to appear. In particular, I will present the influence of the radiation field with the help of a large sample of sources. Then, I will detail the wavelengths that we used and what kind of information they bring in the modeling context. Finally, I will show the impact of several parameters linked to the dust on the *coreshine* strength : their shape (compact grains versus aggregates), their porosity and the presence of ice mantles.

In a second step, I will illustrate the relevant applications and contributions of *coreshine* to the modeling. I will present how it can be used to constrain the modeling of an interstellar cloud including a prestellar core : L183. I will show thanks to this example that the scattering contributes significantly to the observations up to 8 microns. This gives us insights about the dust properties from the edge of the cloud to its core. The full modeling of L183, including from 1.25 to 500 μm (Spitzer+Herschel) including both the scattering and the emission, is compatible with grain growth by coagulation. Our results confirm the existence of aggregates inside prestellar cores from scattering. I will present that by constraining the density and dust content from scattering, it is possible to obtain temperatures ranging from 5 to 13 K. The obtained dust properties are fully compatible with later stages of dust evolution, in particular inside protoplanetary disks.

NOTATIONS

Il a volontairement été choisi de conserver les acronymes anglophones autant que possible, bien que leur signification soit indiquée en français. J'ai également choisi de noter tous les nombres décimaux avec un point, selon l'usage anglosaxon.

ACRONYMES

AGB	Branche asymptotique des géantes
BES	Sphère de Bonnor–Ebert
bg	Fraction de matière située derrière le nuage
CMB	Fond diffus cosmologique
CNM	Milieu neutre froid
CRT	Code de Transfert de Rayonnement de Mika Juvela
CS	<i>Coreshine</i>
DHS	Distribution de sphères creuses
EMT	Théorie des milieux effectifs
FWHM	Largeur à mi-hauteur
fg	Fraction de matière située devant le nuage
G–O	Green–Ostrogradski
GMC	Nuage Moléculaire Géant
GRF	Champ Gaussien Aléatoire
IR	Infrarouge
IRAC	Caméra Infrarouge du satellite Spitzer
IRDC	Nuages sombres infrarouges
ISRF	Champ de rayonnement interstellaire
HAC	Carbone amorphe hydrogéné
HI	Hydrogène atomique neutre
HII	Hydrogène atomique ionisé
H ₂	Hydrogène moléculaire
lpm	Libre parcours moyen
MIS	Milieu Interstellaire
NIR	Infrarouge proche
MIR	Infrarouge moyen
MRN	Modèle de poussière de Mathis et al. (1977)
PAH	Hydrocarbure aromatique polycyclique
PDR	Regions de photo-dissociation
ppm	Nombre d'atomes par million d'atomes d'hydrogène
PSC	Cœur préstellaire
PSF	Réponse impulsionnelle
Rey	Nombre de Reynolds
SED	Distribution spectrale d'énergie
SNR	Rapport signal sur bruit
UV	Ultra-violet
WNM	Milieu neutre chaud

WIM	Milieu ioniséens chaud
YSO	Etoile jeune

LETTRES LATINES

A_λ	Extinction à la longueur d'onde λ
a	Albedo des poussières
a_d	Rayon réel ou effectif du grain de poussière
C	Section efficace
F	Fonction de répartition
f	Distribution de probabilité
g	paramètre d'asymétrie de la fonction de phase
I	Intensité du champ de rayonnement
M	Masse du nuage
M_J	Masse de Jeans
m_λ	Magnitude de l'étoile à la longueur d'onde λ
n	Densité du milieu en particules par cm^3
N	Densité de colonne du milieu en particules par cm^2
Q	Coefficient d'efficacité
R	Rayon du nuage
T	Température du milieu en Kelvin
u	Nombre aléatoire de loi uniforme
V	Volume occupé
x	Facteur de forme = $2\pi d/\lambda$

LETTRES GRECQUES

λ	Longueur d'onde
ρ_c	Densité centrale du nuage
σ	Dispersion de vitesse
Σ	Densité surfacique
τ_λ	Opacité des grains de poussière à la longueur d'onde λ
θ	Angle de diffusion

INDICES

\odot	Solaire
abs	Absorption
eff	Effectif
esc	Echappement
inc	Incident
sca	Diffusion
V	Dans la bande visible centrée à 0.555 nm

CONSTANTES

\AA	10^{-10} m	K	-273.15° Celsius
AL	$9.46 \cdot 10^{15}$ m	k_B	$1.381 \cdot 10^{-23}$ $\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$
au	$1.496 \cdot 10^{11}$ m	M_\odot	$1.989 \cdot 10^{30}$ kg
eV	$1.602 \cdot 10^{-19}$ $\text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$	mag	1 magnitude
G	$6.674 \cdot 10^{-11}$ $\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$	pc	$3.086 \cdot 10^{16}$ m
Jy	10^{-26} $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$		

TÉLESCOPES¹

APEX	<i>Atacama Pathfinder EXperiment</i> – Antenne de 12 m – instrument LABOCA (<i>Large Apex BOLometer CAmera</i>) – 345GHz = 870 μm – continuum – Chili – Chapitre 5
CFHT	<i>Canada France Hawai Telescope</i> – Télescope de 3.6 m – MegaCam – R (625 nm), I (770 nm) – Hawai – Chapitre 4
COBE	<i>Cosmic Background Explorer</i> – Télescope spatial de 19 cm équipé de l’instrument DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) dont les bandes 1 à 5 sont centrées à 1.25, 2.2, 3.5, 4.9 et 12 μm – Chapitre 3
Herschel	Télescope spatial de 3.5 m – instruments PACS (<i>Photoconductor Array Camera and Spectrometer</i> : 100 et 160 μm) et SPIRE (<i>Spectral and Photometric Imaging Receiver</i> : 250, 350, 500 μm) – Chapitre 5
JCMT	<i>James Clerck Maxwell Telescope</i> – Antenne de 15 m – instrument SCUBA-2 (anciennement SCUBA) – 450–850 μm – Hawai – Chapitre 5
IRAM-30M	Institut de RadioAstronomie Millimétrique – Antenne de 30 m équipée des instruments EMIR (<i>Eight MIXer Receiver</i>) et HERA (<i>HEterodyne Receiver Array</i>) utilisés avec les spectromètres VESPA (<i>Versatile SPectrometer Array</i>) et FTS (<i>[Fast] Fourier Transform Spectrometer</i>) – N ₂ H ⁺ , N ₂ D ⁺ – Espagne – Pagani et al. (2007) & Chapitre 4
IRAM-30M	MAMBO (<i>Max-Planck-Millimeter-Bolometer</i>) – continuum – 250GHz = 1.2 mm – Espagne – Chapitre 5
Planck	Télescope spatial de 1.5 m équipé de l’instrument HFI (<i>High Frequency Instrument</i>) et utilisé dans les bandes à 217 et 353 GHz – Chapitre 5
Spitzer	Télescope spatial de 85 cm équipé de l’instrument IRAC (<i>InfraRed Array Camera</i> – 3.6, 4.5, 5.8, 8 μm) – Chapitres 2, 3 et 4
Spitzer	IRS (<i>Infrared Spectrograph</i>) – 5–40 μm – Chapitre 4
VISTA	<i>Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy</i> – Télescope de 4.1 m – instrument VIRCAM – J(1.25 μm), H(1.65 μm), K _S (2.15 μm) – Chili – Chapitre 4

1. Je présente ici les instruments et les fréquences que j’ai eu la chance d’utiliser sur différents télescopes. Les satellites sont notés en italique et les télescopes au sol en caractères droits. Les noms sont soulignés lorsque j’ai pu participer aux demandes de temps, en gras lorsque j’ai moi même réalisé des observations directement liées à la source d’étude pour la thèse ou d’autres sources. Cette organisation explique que les noms des télescopes peuvent apparaître plusieurs fois en fonction des instruments concernés. J’ai volontairement omis dans cette liste les télescopes pour lesquels je n’ai pas directement manipulé les données afin d’en extraire l’information scientifique. Cela inclut ceux qui ont servi à la construction des catalogues d’étoiles WISE (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*) et 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*).

TABLE DES MATIÈRES

NOTATIONS	xi
TABLE DES MATIÈRES	xiv
LISTE DES FIGURES	xvi
LISTE DES TABLEAUX	xix
1 INTRODUCTION	1
1.1 MILIEU INTERSTELLAIRE ET FORMATION DES CŒURS DENSES	2
1.2 GAZ, GRAINS ET DENSITÉ	3
1.3 STRUCTURE ET STABILITÉ DES CŒURS DENSES	4
1.4 OBJECTIF DE LA THÈSE	10
2 LES GRAINS ET LA DIFFUSION COMME SONDE DU MILIEU INTERSTELLAIRE	15
2.1 PHYSIQUE DES GRAINS INTERSTELLAIRES	16
2.1.1 Cycle de vie des poussières	16
2.1.2 Extinction et émission par les grains de poussière	18
2.1.3 Composition et signatures spectroscopiques	20
2.2 L'APPORT DE LA DIFFUSION	24
2.2.1 Champ de rayonnement incident	24
2.2.2 Capacité diffusante des grains	25
2.2.3 Preuves observationnelles du phénomène de diffusion	28
CONCLUSION	37
3 MODÉLISATION : CONTRAINTES SUR LES PROPRIÉTÉS DES GRAINS	39
3.1 MODÉLISATION DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT PAR SIMULATION MONTE-CARLO	40
3.1.1 Équation du transfert de rayonnement avec diffusion	40
3.1.2 Modélisation Monte-Carlo	42
3.2 ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ DU FOND	50
3.3 PROPRIÉTÉS DES GRAINS UTILISÉS DANS LA MODÉLISATION	53
3.3.1 DustEM	54
3.4 RÉSULTATS	56
3.4.1 Résumé des principaux résultats en français	56
Article I	60
4 MODÉLISATION D'UN NUAGE EN ABSORPTION ET DIFFUSION : L183	91

4.1	PRÉSENTATION DE L183	92
4.1.1	Description du nuage	92
4.1.2	Synthèse des données	94
4.2	CONSTRUCTION DU MODÈLE DE NUAGE	100
4.2.1	Construction des catalogues d'étoiles	101
4.2.2	Construction d'une carte d'extinction à partir des catalogues d'étoiles	103
4.2.3	Comparaison avec l'inversion de la carte à $8\mu\text{m}$	106
4.3	CONSTRUCTION DES AGRÉGATS	111
4.3.1	Théorie des Milieux Effectifs (EMT)	113
4.3.2	Approximation Dipolaire Discrète (DDA)	116
4.3.3	Propriétés optiques des agrégats	118
4.4	RÉSULTATS	122
4.4.1	Résumé des principaux résultats en français	122
	Article II	128
5	VERS UN MODÈLE COMPLET INCLUANT L'ÉMISSION	135
5.1	ÉMISSION DES GRAINS	136
5.1.1	Contexte	136
5.1.2	Observations et analyse de la SED	137
5.1.3	Résultats	139
	Article III	141
5.2	PREMIERS TESTS DE MODÉLISATION EN ÉMISSION	148
5.2.1	Modélisation sans ISRF	148
5.2.2	Limitations et perspectives	151
	CONCLUSION GÉNÉRALE	153
	A DESCRIPTION DES DIFFÉRENTES COMPOSANTES DU MIS	157
	B CALCUL DES PROPRIÉTÉS PAR LA THÉORIE DE MIE	159
	C EXTRACTION DU CORESHINE À PARTIR DES OBSERVATIONS	161
C.1	CORRECTION DES ARTEFACTS <i>Spitzer</i>	161
C.2	SÉTRACTOR : SÉPARATION DU FOND DE CIEL ET DÉTECTION DES ÉTOILES	162
C.3	MESURE DU CORESHINE	164
	D COMPARAISON DES DIFFÉRENTS MODÈLES DE POUSSIÈRES	165
D.1	EXTINCTION	165
D.2	DIFFUSION	167
D.3	FONCTION DE PHASE	169
	E UN AUTRE EXEMPLE D'ANISOTROPIE : IRAS16293-E	171
	F OPACITÉ DANS LA RAIE DES SILICATES ET DANS LE CONTINUUM	173
	G OUVERTURE VERS UN MODÈLE EN ÉMISSION : DE L'OPACITÉ DES POUSSIÈRES	175
	BIBLIOGRAPHIE	179

LISTE DES FIGURES

1.1	Relation Masse–Rayon des nuages	8
1.2	Profil de densité d’une sphère de Bonnor–Ebert.	10
2.1	Cycle de vie des poussières	16
2.2	Schéma d’un grain de poussière	17
2.3	Description de l’extinction et du rougissement	18
2.4	Courbe d’extinction en fonction de la composition	19
2.5	Principales raies d’absorption par les glaces	23
2.6	Les différentes composantes du champ de rayonnement	25
2.7	Fonction de phase de Mie et approximation par la fonction d’Henyei–Greenstein	28
2.8	Albedo en fonction de la longueur d’onde, de la taille des grains et de leur composition.	29
2.9	Le <i>coreshine</i> dans L183 vu par le satellite <i>Spitzer</i>	30
2.10	Répartition des cas de <i>coreshine</i> dans la Galaxie	34
2.11	Zoom sur les régions présentant le plus de <i>coreshine</i>	35
2.12	Classification des cas de <i>coreshine</i> en fonction du stade d’évo- lution du cœur.	37
3.1	Cartes DIRBE pour simuler le champ de rayonnement incident.	47
3.2	Reconstitution de la carte en bande R à partir du modèle de Besançon.	50
3.3	Extinction sur la ligne de visée pour définir la proportion de poussières situées derrière le nuage.	52
3.4	Profil de l’extinction en fonction de la distance obtenue à partir du modèle de Besançon.	52
3.5	Exemple de rapports J/K et K/3.6 μm pour L1506C.	58
4.1	Position du cœur et extension du nuage L183 vu en bande R par la caméra MegaCam du CFHT.	92
4.2	Structure du gradient de vitesse dans le cœur de L183	93
4.3	Visualisation à l’échelle des différents champs de vue des ca- méras NIR et MIR.	95
4.4	Aperçu de nos données VISTA : J, H, K	96
4.5	Schéma de principe de la caméra IRAC intégrée à <i>Spitzer</i>	97
4.6	Profil de densité des cœurs central (PSC) et nord (+30", +210" par rapport au PSC) de L183.	98
4.7	Spectre de l’étoile D et profondeur optique des poussières dans la raie des silicates.	100
4.8	Illustration du sous-échantillon sélectionné pour la corréla- tion avec 2MASS, en bande J.	102

4.9	Corrélation entre les données VISTA et les données 2MASS pour définir la magnitude zéro.	102
4.10	Extinctions obtenues pour deux nuages (Ascenso et al. 2013) comparées à 3 modèles de poussières.	104
4.11	Comparaison entre la carte d’extinction de Pagani et al. (2004) et celle construite pour la thèse	106
4.12	Emission diffuse à $12\ \mu\text{m}$ déduite par Meisner et Finkbeiner (2014) d’après WISE.	107
4.13	Carte de l’extinction différentielle Δ à $8\ \mu\text{m}$	108
4.14	Cartes d’extinction obtenues à partir de l’inversion de l’extinction diffuse à $8\ \mu\text{m}$ pour deux valeurs de I_{bg}	110
4.15	Mise en évidence de l’incompatibilité entre l’inversion de la carte à $8\ \mu\text{m}$ et les autres méthodes d’estimation de l’extinction dans le visible.	111
4.16	Propriétés optiques des agrégats entre 1 et $300\ \mu\text{m}$, comparées aux modèles WD01 3.1 et 5.5B.	119
4.17	Albedo en fonction de la longueur d’onde et ajout de glace d’eau par la méthode DHS.	121
4.18	Variation des coefficients d’extinction massique avec le degré d’irrégularité.	122
4.19	Comparaison entre les observations et la modélisation de L183.123	
4.20	Comparaison observations/modélisation de la coupe horizontale au travers du PSC, à $8\ \mu\text{m}$, avec et sans diffusion.	124
4.21	τ_8 en fonction de $E(J-K)$ d’après les modélisations	126
4.22	$\tau_{9.7}$ en fonction de τ_8 et $E(J-K)$ d’après les modélisations	127
5.1	Emission des poussières en fonction de leur température.	137
5.2	Anti-corrélation entre la température et l’indice d’émissivité spectral pour différents nuages.	139
5.3	Ajustement de la SED à la position du PSC de L183.	140
5.4	Comparaison entre les observations <i>Herschel</i> et la modélisation de l’émission par une somme de corps noir modifiés.	149
5.5	Propriétés des poussières du Chapitre 4 dans le plan passant par le PSC.	150
5.6	Propriétés moyennées sur la ligne de visée des poussières du Chapitre 4.	151
5.7	Corrélation entre T et β obtenue par la modélisation.	152
C.1	Illustration des principaux artefacts pouvant apparaître dans les données <i>Spitzer</i>	162
C.2	Illustration de la photométrie d’ouverture elliptique sur une image <i>Spitzer</i>	163
C.3	Étapes d’obtention de l’intensité du coreshine et du rapport d’intensité entre le signal à 4.5 et à $3.6\ \mu\text{m}$	164
D.1	Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).	165
D.2	Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Min et al. (2016).	166
D.3	Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001).	166

D.4	Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011).	166
D.5	Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011) – suite.	167
D.6	Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).	167
D.7	Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Min et al. (2016).	167
D.8	Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001) – suite.	168
D.9	Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011).	168
D.10	Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011).	168
D.11	Paramètres d’asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).	169
D.12	Paramètres d’asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Min et al. (2016).	169
D.13	Paramètres d’asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001).	169
D.14	Paramètres d’asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011).	170
D.15	Paramètres d’asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011) – suite.	170
E.1	Vue schématique de IRAS16293–E et son environnement. . .	171
E.2	Absence de coïncidence entre émission et extinction dans IRAS16293–E.	172
E.3	Profils des raies de N_2H^+ superposés à la carte Spitzer à $4.5 \mu m$. . .	172
F.1	Ajustement de la raie des silicates situés devant l’étoile I avec les modèles WD01 3.1 et 5.5B.	173
F.2	Ajustement de la raie des silicates situés devant l’étoile I avec les modèles de Min d’une taille équivalente de 0.8 et $4 \mu m$. . .	173
G.1	Illustration de τ_{250} en fonction de τ_J pour L183.	176
G.2	Opacité en bande J et limite de corrélation.	176

Liste des tableaux

2.1	Abondances solaires et degré de déplétion pour les principaux atomes constitutifs des grains de poussière.	21
2.2	Pourcentage de <i>coreshine</i> par régions	33
3.1	Table des coefficients de conversion pour les cartes DIRBE . .	48
3.2	Abondance des différents atomes inclus dans les modèles de poussière utilisés pour la modélisation	54
3.3	Table descriptive des paramètres d'entrée de DustEM.	55
3.4	Descriptif des distributions de grains obtenues grâce à DustEM. .	56
4.1	Table regroupant les informations à propos des étoiles vues à travers L183 basée sur Whittet et al. (2013)	99
4.2	Construction des catalogues	101
4.3	Intensité de l'émission diffuse pour L183 (I_{diff} , en kJy sr^{-1}). .	107
4.4	Valeurs de fond de ciel calculées au voisinage des étoiles. . . .	109
4.5	Règles de mélange des propriétés diélectriques pour l'EMT. .	114
4.6	Valeurs de fond de ciel dérivées à partir de la modélisation. .	124
5.1	Table de référence pour κ_{ν_0} en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$	137
C.1	Paramètres de SExtractor en fonction de la longueur d'onde .	163
F.1	Opacité intégrée dans le filtre <i>Spitzer</i> I4 pour les étoiles B, D et I.	174

INTRODUCTION



SOMMAIRE

1.1 MILIEU INTERSTELLAIRE ET FORMATION DES CŒURS DENSES	2
1.2 GAZ, GRAINS ET DENSITÉ	3
1.3 STRUCTURE ET STABILITÉ DES CŒURS DENSES	4
1.4 OBJECTIF DE LA THÈSE	10

NOTRE Galaxie, la Voie Lactée, contient plus de 200 milliards d'étoiles majoritairement de plus faible masse que notre étoile, le Soleil. Néanmoins, la distance d'une étoile à l'autre est telle qu'elles n'occupent qu'une petite fraction du volume disponible. A titre d'exemple, l'étoile la plus proche de nous est Proxima du Centaure qui se situe à 4.2 années lumière (AL) de nous soit près de 270 000 fois plus loin que le Soleil. Le gaz, essentiellement atomique, dont l'élément le plus abondant est l'hydrogène, et les grains de poussière viennent alors peupler ce vide interstellaire de manière inhomogène et constituent le milieu interstellaire.

Le milieu interstellaire est à la fois le lieu de la formation mais aussi de l'évolution des étoiles au cours du temps. C'est un endroit privilégié, qui est le siège et le témoin de nombreux processus physiques. Champ magnétique, gravité et turbulence s'entremêlent autant pour former des structures plus denses que pour les détruire. La formation s'étend des filaments interstellaires jusqu'aux condensations de matière plus froide appelés cœurs denses. La destruction est portée par les ondes de chocs des *supernovae* mais aussi par la naissance des étoiles et de leur disque qui vident peu à peu leur environnement du gaz et des grains présents. C'est à l'intérieur de ces cœurs denses que les étoiles naissent et que les grains de poussière interstellaire commencent à s'agglomérer bien avant de constituer les futures planètes. Les poussières interstellaires se voient donc formées, intégrées, brassées et détruites de façon cyclique. Ce premier chapitre introductif a pour but de replacer les grains de poussière interstellaire au sein du milieu interstellaire dans son ensemble mais aussi du contexte plus large de la formation stellaire afin de mieux comprendre leur rôle et les enjeux de la thèse.

1.1 MILIEU INTERSTELLAIRE ET FORMATION DES CŒURS DENSES

LE milieu interstellaire (MIS) est composé de plusieurs phases gazeuses structurées en fonction de leur densité et de l'énergie disponible via les sources externes. C'est un milieu ouvert¹, en constante interaction avec lui-même ainsi qu'avec ses différentes sources d'énergie externes qu'elles soient gravitationnelles, magnétiques, thermiques, mécaniques (jets bipolaires, vents, *supernovae*) ou liées aux rayons cosmiques.

La phase occupant le plus de volume est la phase la plus chaude ($T \sim 10^6$ K, $n \sim 10^{-3}$ particules par cm^3). Elle forme un plasma hautement ionisé (riche en baryons) dans lequel aucune molécule ne peut exister. Communément appelée couronne coronale ou couronne galactique, elle s'étend jusqu'au halo galactique et marque la transition entre la Galaxie et le milieu intergalactique. L'essentiel du gaz ionisé chaud et plus dense (WIM : $T \sim 10^4$ K, $n \sim 0.1$ particules par cm^3) se trouve dans les régions HII et résulte de l'interaction du milieu avec les photons ultra-violet (UV) provenant des jeunes étoiles massives. Il existe une phase peu dense, atomique, neutre et chaude essentiellement constituée de HI (WNM : $T \sim 8000$ K, $n \sim 0.1$ particules par cm^3) et une phase plus froide et plus dense (CNM : $T \sim 50$ – 100 K, $n > 10$ particules par cm^3) dans laquelle se forment les nuages moléculaires².

La transition du milieu diffus au milieu dense et des filaments aux cœurs denses est un processus mettant en jeu plusieurs phases, et plusieurs processus physiques du MIS. L'interaction entre le milieu neutre et chaud, et le milieu plus froid est tout aussi importante à comprendre que les paramètres physiques externes au milieu ou engendrés par celui-ci, comme le champ magnétique ou encore la turbulence. Un courant de matière chaude et dense dans le MIS peut tendre à former une couche instable portée par les autres phases chaudes. La masse de cette couche ainsi que l'apport de la turbulence du fait de son inhomogénéité la rendra vraisemblablement plus instable encore, conduisant par étapes à la formation de cœur(s) dense(s) en effondrement. La formation stellaire pourrait également s'initier au contact de deux flots de matière convergents (Vázquez-Semadeni et al. 2007). La nature lisse ou grumeleuse de ces flots incidents conduirait alors à la formation de structures plus ou moins denses à l'intérieur même des filaments. Ainsi, les flots les plus hétérogènes en terme de densité produiraient un effondrement à une échelle plus globale empêchant la fragmentation en plusieurs cœurs denses. Ceci peut s'expliquer par l'injection d'énergie cinétique à petite échelle qui empêche alors un effondrement plus local (Frank et al. 2014). Le champ magnétique joue lui aussi un rôle particulièrement important aux petites échelles pour éviter la fragmentation en plusieurs cœurs moins denses (Commerçon et al. 2010). Plusieurs compressions successives seraient alors nécessaires pour créer un ou plusieurs cœur(s) dense(s) gravi-

1. A ce titre, le MIS n'est, la plupart du temps, pas en équilibre thermodynamique.

2. Pour plus d'estimations concernant les masses, les densités, températures et pressions des différentes phases du MIS se référer à la Table 1.1 de Lequeux (2002) et à l'annexe A.

tationnellement instable(s) (Inoue et Inutsuka 2012).

La formation stellaire se déroule alors en 4 phases principales : l'accrétion du gaz, la transition de l'hydrogène atomique (HI) en hydrogène moléculaire (H₂), puis le passage du milieu diffus au milieu dense avant l'effondrement des cœurs denses contenant gaz et poussières interstellaires.

1.2 GAZ, GRAINS ET DENSITÉ

Les grains de poussière interstellaire ne représentent que 1% du MIS en masse mais jouent un rôle majeur au sein de la phase froide et dense contenue dans les nuages moléculaires, lieu de formation des étoiles. De par leur propriétés optiques ils atténuent le champ de rayonnement incident en visible, ainsi qu'en infrarouge proche et moyen (NIR et MIR respectivement). Ainsi la magnitude intrinsèque m_λ d'une étoile augmentera d'un facteur A_λ en présence de grains³. La magnitude observée au travers du nuage deviendra alors $m_{\text{obs}} = m_\lambda + A_\lambda$ si des poussières se trouvent sur la ligne de visée entre l'observateur et l'étoile. Ce facteur A_λ correspondant à l'extinction permet d'évaluer l'opacité des poussières sur la ligne de visée ($\tau_\lambda = 0.921A_\lambda$) et en quelque sorte la densité du milieu, en supposant une géométrie pour le nuage. Ainsi dans un filament supposé cylindrique, aux alentours d'une extinction dans le visible de 8 magnitudes ($A_V = 8 \text{ mag}$), un cœur dense est susceptible de se former (André et al. 2010; 2013) puis de dépasser la masse maximale garantissant sa stabilité (masse de Jeans) et de s'effondrer (Sadavoy et al. 2010).

Ces cœurs ne peuvent se contracter que si ils sont assez denses pour que le gaz soit thermiquement couplé à la poussière. Afin d'atteindre la masse nécessaire, la matière est probablement accrétée sous forme de flux perpendiculaires à un filament principal (Kirk et al. 2013). Cette conception filamentaire n'est pas nouvelle : elle a notamment été vue dans Orion A en cartographiant l'isotope ¹³CO du monoxyde de carbone (Bally et al. 1987) ou encore dans le Taureau par l'émission thermique des poussières à l'aide du satellite IRAS à 100 μm (Abergel et al. 1996). Cependant ce sont les observations du satellite *Herschel* (Pilbratt et al. 2010) qui ont permis de montrer la quasi-universalité de ce mécanisme de formation stellaire, avec 70% des filaments qui contiennent eux-mêmes des cœurs denses (Ward-Thompson et al. 2010). En outre, ces filaments présenteraient une largeur commune de 0.1 pc (Arzoumanian et al. 2011) pour les nuages de la ceinture de Gould⁴. Si ce résultat se confirmait pour les filaments situés à une plus grande distance, cela laisserait alors penser à un mécanisme de formation stellaire universel. Cependant, l'exploration de sources plus éloignées (jusqu'à $\sim 2 \text{ kpc}$: Schisano et al. 2014, Montillaud et al., sous

3. On rappelle que la magnitude m augmente quand le flux F diminue selon la relation $m = -2.5\log(F) + \text{constante}$. Une magnitude d'extinction supplémentaire correspond alors à une perte de flux de $10^{-0.4}$ soit 40 %.

4. La ceinture de Gould est un anneau de formation stellaire dont le Soleil fait partie. Nous sommes situés à environ 200 pc du centre de cette ceinture, et les nuages les plus éloignés de nous se situent donc à environ 500 pc.

presse) va à l'encontre de cette largeur universelle avec des tailles variant de 0.1 à 2.5 pc. Néanmoins, le taux de formation des cœurs denses, leur distribution au sein des filaments et le lien entre la formation stellaire à l'échelle locale et aux échelles galactiques semblent également montrer une certaine universalité (voir André et al. 2013 pour une revue complète).

En effet, la fraction de gaz moléculaire dense contrôle la formation des cœurs et par conséquent la formation stellaire dans les galaxies. La loi de formation stellaire obtenue à partir des traceurs moléculaires du gaz dense dans les galaxies (CO et HCN, Lada et al. 2012, Gao et Solomon 2004) est compatible avec les valeurs obtenues pour les nuages moléculaires locaux. De plus, ce seuil est également en accord avec l'observation statistique des proto-étoiles qui sont les produits directs de la formation stellaire (Lada et al. 2010). Du point de vue dynamique, dans toutes les régions de formation stellaire, l'effondrement gravitationnel et la fragmentation conduisent à la formation d'une ou plusieurs protoétoiles au sein des cœurs denses. Cela traduit un mécanisme de stabilité (le critère de stabilité de Jeans) qui peut aussi bien s'appliquer à l'échelle des filaments en les considérant isothermes (Inutsuka et Miyama 1992) qu'à l'échelle des cœurs denses. Tandis que les filaments montrent une claire fragmentation, les cœurs qui ne contiennent pas encore d'étoiles (PSC) ne semblent montrer quant à eux aucune sous-structure (Schnee et al. 2012) sauf pour quelques exceptions⁵. La variété structurelle de tous ces cœurs nous permet ainsi d'explorer les étapes préliminaires de la formation stellaire. On peut à la fois les utiliser en tant que traceur de la formation stellaire comme il a été fait mention ici, mais également étudier plus en détail leur structure et leur contenu en gaz et en grains afin de mieux appréhender leur stade d'évolution et leur devenir.

1.3 STRUCTURE ET STABILITÉ DES CŒURS DENSES

Pour illustrer la stabilité des nuages et s'intéresser à leur structure en densité, je vais établir dans cette partie le théorème du Viriel et le profil de Bonnor-Ebert afin de présenter les approximations entre masse et rayon, et celles concernant le profil en densité que l'on peut obtenir par le calcul. Il est possible de décrire le nuage par une approche fluide, ce qui revient à dire que les échelles considérées sont bien supérieures à la distance moyenne parcourue par une particule (appelée libre parcours moyen λ_{pm} , voir Partie 3.1.1).

Le fluide est en mouvement et l'on s'intéresse à la contraction ou à l'expansion du nuage. Dans ce cadre, il est plus naturel de suivre le mouvement des particules que de regarder à une position fixe dans l'espace. C'est pourquoi, on choisit de décrire le mouvement à l'aide des équations de l'hydrostatique le long d'une ligne de courant (approche Lagrangienne). Le mouvement des particules de fluide, contenues dans un volume V , de masse totale $M = \rho V$, est décrit par le premier principe de la dynamique. Le

5. Ça serait le cas notamment pour L183 (Kirk et al. 2009). Nos observations ALMA récentes semblent également aller dans ce sens mais restent encore à confirmer.

volume, se déplaçant à une vitesse \vec{v} , et que l'on suit au cours du temps, se déforme sous l'effet de forces surfaciques \vec{F}_S et volumiques \vec{F}_V . Le premier principe de la dynamique s'exprime alors sous la forme :

$$\int_V \vec{F}_V dV + \oint_S \vec{F}_S dS = \rho \int_V \frac{D\vec{v}}{Dt} dV \quad (1.1)$$

On peut également considérer le fait que les forces \vec{F}_S s'exercent sur les éléments de surface dS dans une direction portée par le vecteur \vec{n} . Ces forces qui s'appliquent à la frontière du volume considéré, sont équivalentes à des forces réparties au sein du volume (théorème de Green–Ostrogradski G–O). Cette dernière affirmation modifie le deuxième terme de l'équation 1.1, tandis que le terme à droite de l'égalité est développé en utilisant la définition 1.2 :

$$\text{Définition de la dérivée Lagrangienne : } \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \quad (1.2)$$

$$\int_V \vec{F}_V dV + \left(\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_S \vec{n} dV \right)_{G-O} = \rho \int_V \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] dV, \quad (1.3)$$

où $\vec{\nabla}$ est l'opérateur divergence et $\vec{\nabla}$ le gradient. Les forces de surface sont égales à la pression $\vec{F}_S = \vec{P} = -P\vec{n}$ où P est un scalaire et \vec{n} un vecteur portant la direction⁶. Les forces volumiques correspondent à la gravitation et dépendent du potentiel gravitationnel Φ : $\vec{F}_V = -\rho \vec{\nabla} \Phi$. L'expression de ces deux forces nous donne l'équation d'Euler (1.4) grâce au développement 1.5 qui annule la divergence du champ uniforme \vec{n} :

$$-\vec{\nabla} P - \rho \vec{\nabla} \Phi = \rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] \quad (1.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_S = -\vec{\nabla} P \cdot \vec{n} - P \vec{\nabla} \cdot \vec{n} = -\vec{\nabla} P \cdot \vec{n} \quad (1.5)$$

L'équation 1.4 est la forme la plus générale des forces s'appliquant au nuage qui ne fait comme hypothèse que l'absence de viscosité du fluide. Cette hypothèse reste correcte tant que le nombre de Reynolds (Rey), proportionnel au libre parcours moyen, reste grand ($\text{Rey} \gg 1$). Dans le milieu interstellaire, qui est un milieu peu dense, le libre parcours moyen est de l'ordre de 10^7 m, ce qui implique des grands nombres de Reynolds⁷.

Si l'on considère une symétrie sphérique, l'équation 1.4 adopte une forme simplifiée (équation 1.6) et le potentiel gravitationnel Φ est contraint par l'équation de Poisson : $\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$, où le Laplacien s'exprime sous la forme de l'équation 1.7 en coordonnées sphériques avec G , la constante de gravitation universelle⁸.

6. On comprend bien ici que la vitesse comme les autres grandeurs sont orientées positivement dans le sens de la contraction du nuage.

7. Cela signifie également que la dissipation visqueuse a lieu en des temps caractéristiques courts et que la turbulence nécessite de l'injection d'énergie pour s'établir de façon permanente.

8. La valeur des différentes constantes fondamentales, dont je me servirai dans le manuscrit, se trouve dans la préface "Notations".

$$-\frac{\partial P}{\partial r} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \rho \frac{dv}{dt} \quad (1.6)$$

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G \rho \quad (1.7)$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{\frac{4}{3}\pi G \rho r^3}{r^2} = \frac{Gm(r)}{r^2} \quad (1.8)$$

A partir de la relation 1.6 on cherche à obtenir un critère qui dépende de la masse totale de la sphère M et de son rayon R . Pour l'obtenir, on va intégrer sur le volume de la sphère $\int_V dV$ ce qui par symétrie sphérique revient à intégrer les différentes quantités entre 0 et R , le rayon de la sphère, avec $\int_R 4\pi r^2 dr$. On multiplie l'équation 1.6 par r en incluant Φ sous la forme 1.8 et l'on intègre⁹. Le développement complet donne :

$$-\int_0^R r \frac{dP}{dr} 4\pi r^2 dr - \int_0^R r \rho \left(\frac{Gm(r)}{r^2} \right) 4\pi r^2 dr = \int_0^R \rho r \frac{d^2 r}{dt^2} 4\pi r^2 dr \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} - \left[4\pi r^3 P \right]_0^R + \int_0^R 12\pi r^2 P dr - \int_0^R r \rho G \left(\frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho}{r^2} \right) 4\pi r^2 dr \\ = \int_0^R 4\pi \rho r^2 \frac{1}{2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} dr - \int_0^R 4\pi \rho r^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 dr \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$-4\pi R^3 P_0 - 3G \left(\frac{4}{3}\pi \rho \right)^2 \left[\frac{r^5}{5} \right]_0^R = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} \int_0^R r^2 4\pi \rho r^2 dr - \int_0^R \rho v^2 4\pi r^2 dr \quad (1.11)$$

$$-3P_0 V - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} - 2 \int_V \frac{1}{2} v^2 dm \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{2} \ddot{I} = -3P_0 V + \Omega + 2K, \quad (1.13)$$

avec P_0 la pression nette regroupant les deux termes de pression, K l'énergie cinétique totale du gaz, Ω l'énergie potentielle gravitationnelle et en supposant ici que les forces de surface s'exercent de façon uniforme sur le nuage. L'équation 1.13 n'est rien d'autre que l'expression du théorème du Viriel développée dans le cadre d'une sphère homogène. Ce théorème permet de juger de l'équilibre d'un système autogravitant. La géométrie du nuage et son contenu en masse sont caractérisés par le moment d'inertie I . Il doit rester stable dans le temps si le nuage se trouve en équilibre ($\ddot{I} = 0$)¹⁰ tandis que \ddot{I} deviendra négatif si le nuage se contracte et positif si il s'étend.

Si l'on fait intervenir l'énergie spécifique e en définissant $K=Me$ on obtient alors, à partir de la relation 1.13, une équation du second degré en M :

9. On notera, pour le dernier terme de l'équation 1.9, qu'on a : $\frac{d^2 r^2}{dt^2} = 2 \left[r \frac{d^2 r}{dt^2} + \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right]$ soit $r \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} - \left(\frac{dr}{dt} \right)^2$ et $dm = \int_V \rho dV = \int_0^R \rho 4\pi r^2 dr$.

10. Cette affirmation est vraie au moins sur des échelles de temps données et dans une phase où la turbulence ne domine pas.

$$-4\pi R^3 P_0 - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + 2Me = 0 \quad (1.14)$$

La résolution de l'équation 1.14 nous donne une relation entre la masse et le rayon de la sphère autogravitante.

$$\Delta = 4e^2 - \frac{48\pi}{5} GP_0 R^2 \quad (1.15)$$

Pour pouvoir obtenir une racine réelle positive, il faut que Δ soit supérieur ou égal à 0. On constate alors que pour une énergie donnée le plus grand rayon que le nuage peut adopter à l'équilibre R_{max} sera obtenu pour $\Delta = 0$, soit

$$R_{max} = \sqrt{\frac{5}{12\pi GP_0}} e \quad (1.16)$$

Afin de trouver la masse maximale que le nuage peut atteindre à l'équilibre et étudier la relation masse-rayon on peut dériver l'équation 1.14 par rapport à R et l'on obtient :

$$-12\pi R^2 P_0 + \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R^2} = 0, \quad (1.17)$$

$$\text{soit } M = \sqrt{\frac{20\pi P_0}{G}} R^2, \quad (1.18)$$

$$\text{d'où } M_{max} = \sqrt{\frac{20\pi P_0}{G}} R_{max}^2 \quad (1.19)$$

Ainsi pour que la sphère représentant le nuage soit considérée comme stable, il faut que la masse totale reste inférieure à la masse maximale M_{max} . M_{max} correspond alors à la masse maximale à laquelle se déclenche l'instabilité gravitationnelle et donc l'effondrement. Il est important de noter que la façon de dériver cette masse maximale à partir du théorème du Viriel est générale. Par exemple, on obtient facilement la masse de Jeans (M_J) en considérant que la pression à l'intérieur, et à l'extérieur du nuage sont identiques et que la pression nette P_0 est donc nulle. Dans ce cas, on a simplement d'après l'équation 1.14, le nuage qui se contracte quand la masse devient supérieure à la masse de Jeans :

$$\Omega + 2K \leq 0 \quad (1.20)$$

$$\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \geq 2 \times \frac{3}{2} \frac{M}{\mu m_H} k_B T, \quad (1.21)$$

avec l'énergie cinétique égale à l'énergie thermique pour un gaz isotherme de température T , en l'absence de mouvement macroscopique où μm_H correspond à la masse moyenne des particules et k_B est la constante de Boltzmann. En considérant c_s , la vitesse du son dans le milieu, égale à $\sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}$

et $R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{3}}$ on obtient une condition similaire où le nuage devient instable quand :

$$M \geq \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3\rho}} = M_J \quad (1.22)$$

Observationnellement, l'instabilité des nuages moléculaires denses, à la limite de l'effondrement, a pu être déduite à partir d'une collection d'observations de nuages moléculaires à différentes échelles par Larson (1981). Les observations des nuages interstellaires traduisent, tout comme l'équation 1.16, une relation Masse-Rayon universelle : $M \propto R^2$, ainsi qu'une relation entre la densité moyenne du nuage et sa taille : $n \propto R^{-1.1}$. Ces deux relations combinées pourraient laisser penser à tort que la densité de colonne apparente des nuages est universelle (avec une densité surfacique $\Sigma \propto R \times R^{-1.1} = R^{-0.1}$). Bien que cette dernière affirmation soit fautive puisque la densité de colonne peut varier de plus d'un facteur 100, il a été démontré que la relation masse-rayon quelque peu modifiée reste vraie au delà d'un certain seuil d'extinction (Lombardi et al. 2010, Fig. 1.1).

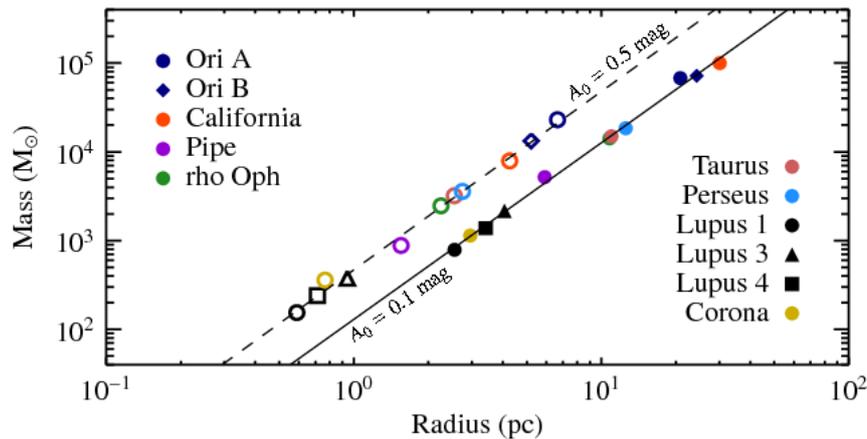


FIGURE 1.1 – Relation Masse-Rayon pour des nuages situés dans différentes régions de notre Galaxie en fonction du seuil d'extinction (Lombardi et al. 2010) cohérentes avec la troisième loi de Larson pour chaque seuil d'extinction fixé.

Cette condition d'équilibre peut également donner une première contrainte sur le profil en densité que peut adopter un nuage moléculaire dense. On considère désormais que le profil en densité peut varier, soit $\rho = \rho(r)$, et que le gaz dans le nuage est un gaz parfait soit $P = c_s^2\rho$. L'équation 1.6 à l'équilibre, et compte tenu des contraintes précédentes, nous donne :

$$-\frac{1}{\rho(r)} \frac{d[c_s^2\rho(r)]}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.23)$$

$$\text{avec } \frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2\rho(r), \quad (1.24)$$

En multipliant par r^2 , puis en dérivant l'équation 1.23 par rapport à r , on obtient :

$$-\frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{\rho(r)} \frac{d[c_s^2 \rho(r)]}{dr} \right] = 4\pi r^2 G \rho(r) \quad (1.25)$$

$$-\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d[\ln \rho(r)]}{dr} \right] = \frac{4\pi G}{c_s^2} \rho(r) \quad (1.26)$$

Il faut définir une référence en densité et on prend naturellement la valeur centrale ρ_c . En posant $\psi = \ln\left(\frac{\rho_c}{\rho}\right)$, on a $\ln \rho = \ln \rho_c - \psi$. L'équation 1.26 devient :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d\psi}{dr} \right] = \frac{4\pi G \rho_c}{c_s^2} e^{-\psi}, \quad (1.27)$$

$$\frac{1}{u^2} \frac{d}{du} \left[u^2 \frac{d\psi}{du} \right] = e^{-\psi}, \quad (1.28)$$

$$\text{avec } u = \frac{r}{r_{max}} = \frac{r c_s^2}{\sqrt{4\pi G \rho_c}} \quad (1.29)$$

L'équation 1.28 est sous la forme de Lane–Emden : $\psi'' + \frac{2}{u}\psi' + f(\psi) = 0$, avec $f(\psi) = -e^{-\psi}$ et $\psi(0) = \psi'(0) = 0$. La résolution de cette équation différentielle du second ordre est numérique (voir Figure 1.2) et tend asymptotiquement vers la solution isotherme singulière $\rho(r) = \frac{c_s^2}{2\pi G r^2}$ lorsque r tend vers l'infini. Ce modèle est appelé sphère de Bonnor–Ebert (Ebert 1955, Bonnor 1956) et permet une première description de la variation du profil en densité.

La sphère de Bonnor–Ebert (BES) est une bonne approximation du profil en densité et permet par exemple une évaluation raisonnable de la température des poussières (Evans et al. 2001, Zucconi et al. 2001). On peut également arriver à reproduire les observations moléculaires, notamment du monoxyde de carbone en considérant un modèle de nuage résultant de la contraction d'une BES non isotherme (Keto et Caselli 2010). Cependant, ce modèle, même modifié, contient certaines limites intrinsèques (Hotzel et al. 2002) et ne s'applique pas à toute la diversité des nuages, avec et sans cœurs préstellaires (Lippok et al. 2013). En effet, le type de support qui s'oppose à l'effondrement gravitationnel (qu'il soit thermique, magnétique, radiatif ou turbulent) joue également un rôle sur le profil en densité du nuage. Il est donc important d'aboutir à un modèle de nuage plus réaliste qui permette de reproduire les observations et de comprendre la répartition du gaz et des grains des parties externes du nuage jusqu'au(x) cœur(s) dense(s).

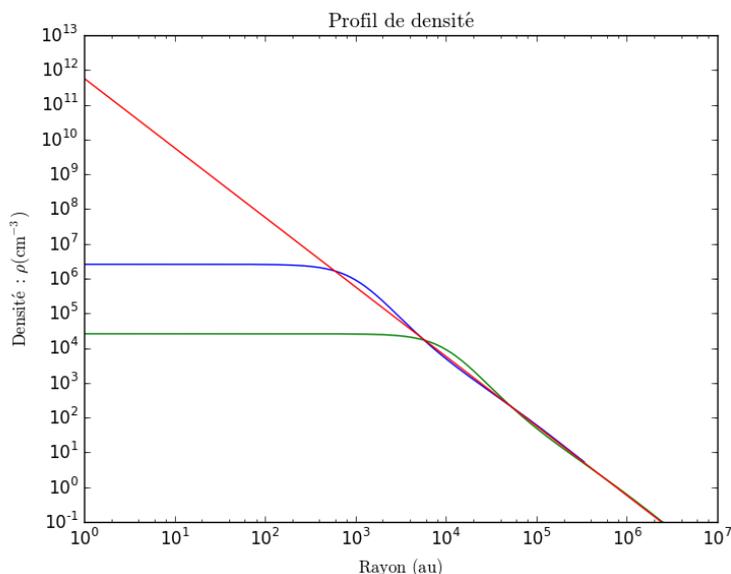


FIGURE 1.2 – Profil de densité d’une sphère de Bonnor–Ebert pour deux densités centrales (en bleu et vert) et la solution isotherme singulière en rouge. L’échelle est logarithmique sur les deux axes et on a normalisé le profil par m_H et divisé par 100 pour obtenir une quantité de poussière et non de gaz.

1.4 OBJECTIF DE LA THÈSE

De par la complexité des processus mis en jeu, de nombreuses questions restent débattues aujourd’hui concernant le milieu interstellaire et les poussières. Chaque aspect nécessite de se voir mieux compris individuellement et seule une analyse détaillée peut permettre d’expliquer les observations. En obtenant le profil en densité d’un nuage contenant un ou plusieurs cœurs denses, il est possible d’obtenir des contraintes indirectes à la fois sur son âge, sa stabilité mais aussi sur la chimie susceptible de se produire à l’intérieur.

Il existe essentiellement deux approches pour reconstruire le profil en densité du nuage : via le gaz et la chimie, ou via les poussières interstellaires. La connaissance des réactions chimiques (et de leur taux associés), le fait que toutes les molécules ne se concentrent pas nécessairement à la même position dans le nuage et qu’une partie de ces molécules se colle sur les grains complique l’approche via la chimie en phase gazeuse. Il existe néanmoins une approche appelée "*back-to-basics*" qui se concentre sur un nombre de réactions limitées et s’intéresse particulièrement aux contraintes que l’on peut appliquer au modèle de nuage en gardant ainsi un réseau chimique simplifié (voir la revue de van Dishoeck 2014 et la section 5 en particulier). Des efforts sont également faits pour prendre en compte les réactions de surface sur les grains dans les réseaux chimiques (Watson et Salpeter 1972 pour la formation de molécules simples sur les grains ou plus récemment Garrod et al. (2008), Du et Parise (2011), Taquet et al. (2012). Cependant, pour obtenir une réponse réaliste, cela suppose de bien connaître la distribution en taille des grains ainsi que leur structure, ce qui

s'avère compliqué dans les cœurs denses.

L'objectif de cette thèse porte sur la modélisation en 3 dimensions du contenu en grains interstellaires d'un nuage moléculaire dense, de ses parties externes jusqu'au(x) cœur(s) dense(s). Les longueurs d'onde utilisées permettent d'explorer les propriétés des poussières ainsi que leur taille et leur distribution en utilisant la diffusion, l'absorption et l'émission. L'apport de la diffusion, et notamment la modélisation du phénomène de *coreshine*, observé dans l'infrarouge moyen et résultant de la diffusion par des grains de taille micrométrique dans les parties les plus enfouies du nuage, est le cœur du travail de cette thèse. Bien que la modélisation soit centrée autour des contraintes obtenues grâce aux poussières, une réelle volonté de ne pas se cantonner seulement à la poussière des nuages moléculaires m'a poussée à m'intéresser aux molécules et à la complémentarité avec la chimie pendant ces trois ans. Cet effort m'a permis d'acquérir une vision plus complète du milieu interstellaire au travers de ses multiples aspects et trouve sa place tout au long du manuscrit dans les démarches et les réflexions auxquelles cela a pu me conduire.

Mes principales contributions portent sur :

1. La compréhension du *coreshine* en tant que phénomène aussi bien qualitativement que quantitativement.
2. L'évaluation de l'importance de la diffusion pour différents types de poussière entre 1 et 8 μm . Cela inclut notamment l'étude de l'influence de la glace d'eau, de la porosité des grains, de leur irrégularité, ainsi que de leur taille sur la quantité de rayonnement diffusé.
3. La construction d'un modèle de nuage moléculaire capable de reproduire les observations à plusieurs longueurs d'onde en tenant compte de la diffusion.

Le *chapitre 2* présente les moyens d'utiliser les poussières comme traceur de la densité dans le milieu interstellaire de façon globale. On s'intéressera en particulier aux propriétés optiques des grains et à leur impact sur les observations. Il décrit également le phénomène de diffusion et introduit le *coreshine* tel qu'il a pu être étudié pendant la thèse.

Le *chapitre 3* présente une première approche de la modélisation avec un modèle de nuage simplifié afin de se focaliser sur l'impact des poussières et bien caractériser le champ de rayonnement.

Le *chapitre 4* présente la construction d'un modèle de nuage plus réaliste et sa modélisation en absorption et diffusion entre 1 et 8 μm qui tire parti des résultats précédents.

Enfin, le *dernier chapitre* regroupe les premières pistes de réflexion et perspectives pour obtenir un modèle cohérent entre absorption, diffusion et

émission.

Cette thèse a fait l'objet de divers travaux écrits présentés ci-après. Ils seront partiellement ou totalement insérés dans le corps du manuscrit ou en annexe suivant l'importance de la contribution et la cohérence avec le travail de thèse dans sa globalité. Il sera fait référence à ces différents articles en les désignant par leur chiffre romain, Article [I-V], tout au long du manuscrit.

LISTE DES PUBLICATIONS

Article I (Chapitres 2 et 3) : C. Lefèvre, L. Pagani, M. Juvela et al., 2014, "*Dust properties inside molecular clouds from coreshine modeling and observations*", A&A, 572, A20

Article II (Chapitre 4) : C. Lefèvre, L. Pagani, M. Min, C. Pottet, D. Whittet, 2015, "*On the importance of the $8\mu\text{m}$ scattering : brighter than you think*", A&A, submitted

Article III (Chapitre 5) : L. Pagani, C. Lefèvre, M. Juvela et al., 2015, "*Can we trace very cold dust from its emission alone ?*", A&A, 574, L5

Article IV (Annexe G) : M. Juvela, I. Ristorcelli, D. J. Marshall, J. Montillaud, V.-M. Pelkonen, N. Ysard, P. McGehee, R. Paladini, L. Pagani, J. Malinen, A. Rivera-Ingraham, C. Lefèvre, L. V. Toth, L. Montier, J.-P. Bernard, P. Martin, 2015, "*Galactic Cold Cores V. Dust opacity*", A&A sous presse, 2015arXiv150107092J

Article V (Annexe G) : M. Juvela, K. Demyk, Y. Doi, A. Hughes, C. Lefèvre, D.J. Marshall, C. Meny, J. Montillaud, L. Pagani, D. Paradis, I. Ristorcelli, J. Malinen, L.A. Montier, R. Paladini, V.-M. Pelkonen, A. Rivera-Ingraham, 2015, "*Galactic Cold Cores VII. Dust opacity spectral index*", A&A sous presse

LES GRAINS ET LA DIFFUSION COMME SONDE DU MILIEU INTERSTELLAIRE

SOMMAIRE	
2.1	PHYSIQUE DES GRAINS INTERSTELLAIRES 16
2.1.1	Cycle de vie des poussières 16
2.1.2	Extinction et émission par les grains de poussière 18
2.1.3	Composition et signatures spectroscopiques 20
2.2	L'APPORT DE LA DIFFUSION 24
2.2.1	Champ de rayonnement incident 24
2.2.2	Capacité diffusante des grains 25
2.2.3	Preuves observationnelles du phénomène de diffusion 28
	CONCLUSION 37

Ce deuxième chapitre se concentre sur les grains interstellaires, leur composition, comme leurs effets sur le rayonnement. Il présente les moyens d'étudier les poussières interstellaires et s'appuie sur la diffusion comme outil d'étude. Le *coreshine* y est présenté comme phénomène du point de vue observationnel et théorique. C'est dans ce chapitre que je regroupe les premiers résultats de la thèse concernant la compréhension du *coreshine* en tant que phénomène.

2.1 PHYSIQUE DES GRAINS INTERSTELLAIRES

2.1.1 Cycle de vie des poussières

Tout comme le gaz, les grains interstellaires sont soumis à de nombreux changements lors de leur cycle de vie dans le MIS. Plusieurs processus sont à même de modifier les poussières tant en nombre que du point de vue de leur composition. On peut distinguer deux sortes de processus : ceux qui augmentent ou diminuent la masse globale des poussières dans le MIS et ceux qui ne modifient que leur répartition sans perte de matière au point de vue global (Fig. 2.1).

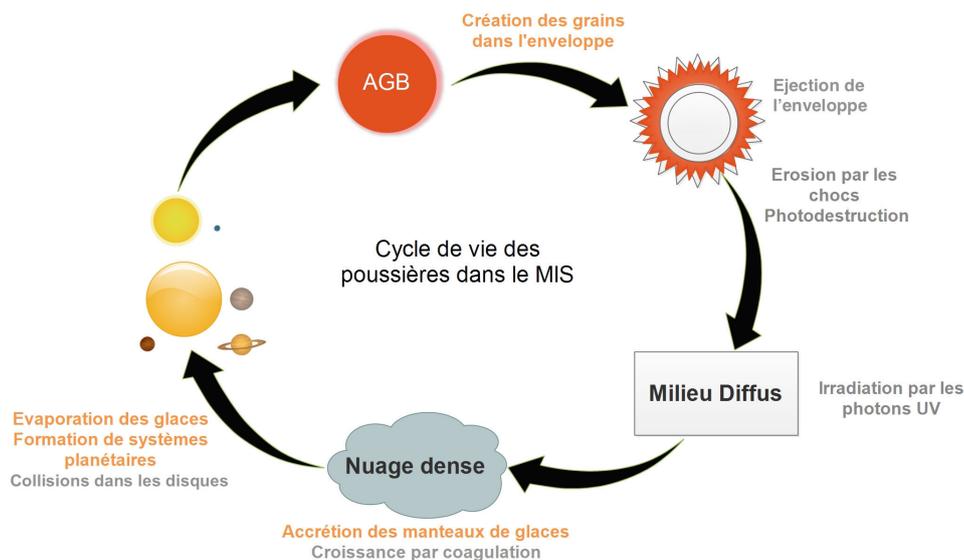


FIGURE 2.1 – Cycle de vie des poussières dans le milieu interstellaire, les processus augmentant/diminuant le réservoir global des poussières sont notés en orange, tandis que ceux ne modifiant que leur composition ou distribution en taille sont notés en gris.

Tout d'abord, à l'échelle galactique, le réservoir de poussière est enrichi par la formation de grains au sein des étoiles géantes (étoiles de la branche asymptotique des géantes, AGB) et de l'enveloppe évoluée des *supernovae*. Plus tard, à l'intérieur des nuages moléculaires, gaz et grains sont étroitement liés et notamment l'accrétion des atomes de la phase gazeuse sur les grains (comme N, H, O ou ceux plus lourds comme le fer) contribuent à augmenter la masse totale des poussières. La formation de manteaux de glaces au sein des nuages et leur évaporation proche de l'étoile naissante (*hot cores* ou *hot corinos*) participent également à cette fluctuation en terme de masse (Fig. 2.2).

D'autre part, la coagulation qui consiste à coller les grains entre eux pour en former de plus gros et *a contrario* leur décomposition par collision à l'issue de chocs¹ ne modifient que la taille des poussières et leur nombre

1. Le devenir des poussières dépend de la vitesse et du type de choc ainsi que de la taille respective des deux collisionneurs voir Jones et al. (1996).

sans changer la masse globale disponible. En moyenne, un grain passe autant de temps dans le milieu diffus que dans le milieu dense (McKee 1989). Les grains présentent donc une grande diversité suivant leur environnement et la phase du cycle dans laquelle ils se trouvent.

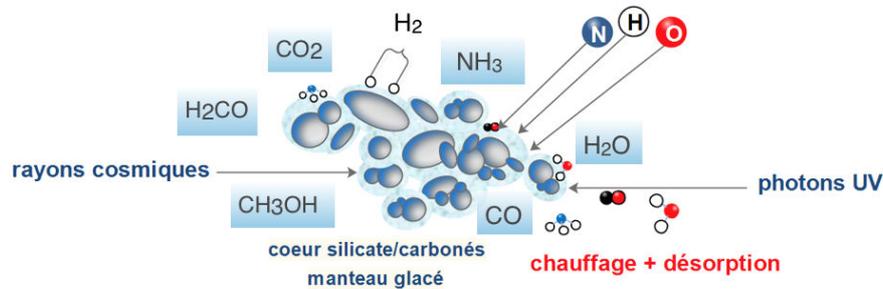


FIGURE 2.2 – *Vision synthétique et schématique d'un grain de poussière dans le milieu dense ($A_V > 3$ mag). Ce grain de poussière est un agglomérat de grains plus petits ($\sim 0.1 \mu\text{m}$ en moyenne) où les glaces sont étroitement mêlées aux noyaux silicate/carbonés. Les molécules piégées dans le manteau sont écrites sur fond bleu.*

Les grains des nuages moléculaires denses sont constitués de noyaux non sphériques, mélange de grains carbonés et de silicates, sur lesquels peuvent venir s'accréter des atomes ou des molécules de la phase gazeuse. Ils sont des acteurs majeurs dans la formation des molécules, notamment du dihydrogène (H_2 , Gould et Salpeter 1963). Dans un nuage dense et froid, ces molécules accrétées et collées sur les grains forment un manteau, dominé par la glace d'eau (H_2O) mais qui s'avère riche en molécules plus complexes (voir Partie 2.1.3). La glace, qui intervient très tôt dans les nuages², n'est pas représentée dans la figure 2.2 uniquement comme un élément de surface mais comme une enveloppe enfermant un ou plusieurs noyaux collés *ensuite* entre eux par collision. L'impact des rayons cosmiques et des photons UV sur la libération des molécules formées dans le manteau est également illustré sur cette figure. Les grains sont représentés sous forme allongée ici mais leur forme peut être bien plus irrégulière. Cette agglomération donne un aspect en général poreux à cet ensemble de glaces, silicates et grains carbonés. Le compactage de ces grains n'est pas attendu dans les premières étapes de leur intégration dans les disques protostellaires (Testi et al. 2014), bien avant la formation de planétésimaux. En effet, de larges grains sous forme d'aggrégats pourraient en effet permettre d'expliquer l'asymétrie de la brillance observée entre bord interne et externe des disques (Mulders et al. 2013). Les grains varient donc beaucoup suivant leur stade d'intégration dans les différents types de milieux et il s'agit alors de trouver un ou plusieurs moyens de les caractériser.

2. Pour une extinction de 3 magnitudes dans le visible, on considère que les grains ont déjà acquis une monocouche de glace (Whittet et al. 2001).

2.1.2 Extinction et émission par les grains de poussière

La présence de poussières sur la ligne de visée conduit à une extinction et à un rougissement des étoiles de fond (Wolf 1923, Bok 1937, Bok 1956). Cela permet entre autres d'étudier la structure en densité des nuages moléculaires en comptant le nombre d'étoiles apparentes (Bok 1956, Cambrésy et al. 2002) mais cela donne également la possibilité d'étudier les propriétés des poussières présentes entre l'observateur et l'étoile concernée. L'extinction est caractérisée par l'absorption d'une partie du champ de rayonnement incident, sa diffusion pour les longueurs d'onde les plus courtes (relativement à la taille du grain) et la transmission d'une partie du signal (Figure 2.3). Cette extinction étant plus importante à courte longueur d'onde, il en résulte un rougissement global du rayonnement incident ³.

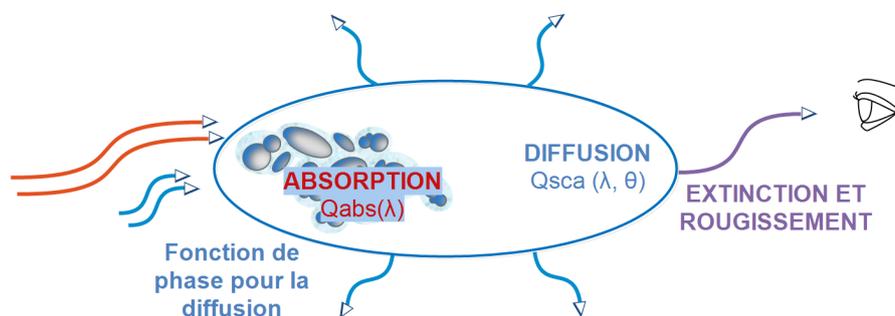


FIGURE 2.3 – Description de l'extinction et du rougissement provoqués par les grains de poussière. Les coefficients Q_{abs} et Q_{sca} se réfèrent à la Partie 2.2.2.

Connaître la valeur absolue de l'extinction A_λ suppose de connaître la valeur du champ de rayonnement incident (I_{inc}) des étoiles rougies par la présence de grains. Autrement dit, cela suppose de connaître le type spectral des étoiles ainsi que leur distance. Le type spectral peut être estimé grossièrement de façon globale ou plus finement d'une étoile à l'autre par l'analyse des spectres en absorption. La distance peut beaucoup varier d'une étoile à l'autre ; c'est un paramètre difficile à contraindre. C'est pourquoi il est bien plus aisé de travailler par différence de magnitude (autrement appelée excès de couleur) pour s'affranchir de cette distance : $E(\lambda_1 - \lambda_2) = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}$. Afin de décrire le caractère sélectif de l'extinction, on normalise l'extinction différentielle $E(\lambda_1 - V)$ par l'excès de couleur choisi comme référence entre la bande bleue et la bande V et appelé rougissement : $E(B - V)$ ⁴. Cela nous donne une extinction relative moyennée dans le filtre que l'on peut représenter en fonction de la longueur d'onde ou de son inverse et qui est appelée "courbe d'extinction" (voir par exemple la Figure 1 de Savage et Mathis 1979 et la Figure 2.4). On a alors :

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A_\lambda - A_V}{E(B - V)} = \frac{A_\lambda}{E(B - V)} - R_V \quad (2.1)$$

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = f\left(\frac{1}{\lambda}\right) \times \frac{1}{A_V} = f\left(\frac{1}{\lambda}\right) \times \frac{1}{R_V \times E(B - V)}, \quad (2.2)$$

3. Ce phénomène est bien connu sur Terre puisque similaire au rougissement du soleil lorsqu'il se couche.

4. Les filtres dont il est question ici, sont les filtres UBV de Johnson et Morgan (1953).

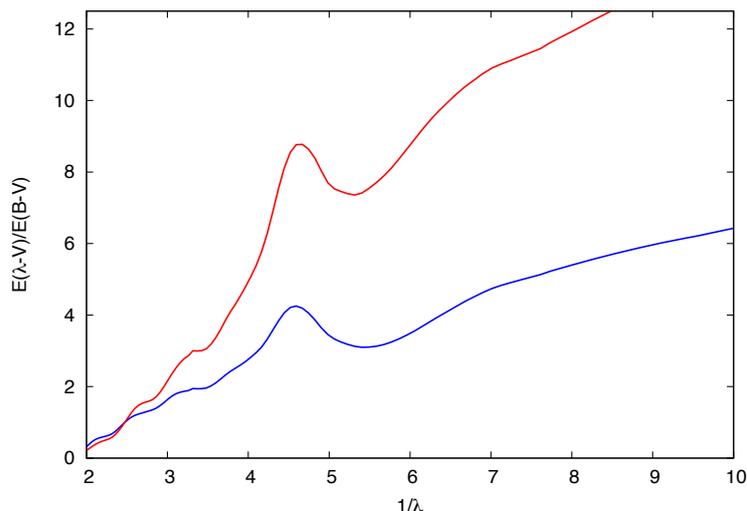


FIGURE 2.4 – Courbe d’extinction pour 2 populations de grains différentes : Compiègne et al. (2011, bleu), Li et Draine (2001, rouge). On distingue la bosse à $4.6 \mu\text{m}^{-1}$, le genou vers $5.5 \mu\text{m}^{-1}$ et la remontée dans l’UV lointain.

avec l’indice R_V défini comme étant égal à $A_V / E(B-V)$. Il est possible de représenter l’extinction en traçant A_λ / A_V en fonction de λ^{-1} . L’indice R_V décrit alors l’aplatissement de la courbe d’extinction vers les longueurs d’onde les plus courtes. Il varie de 2.1 à 5.6 pour les nuages locaux (2.1 : Welty et Fowler 1992, 5.6 : Cardelli et al. 1989, voir également la variation de pente Fig. 2.4).

La relation entre extinction dans l’UV, l’optique et le NIR a été étudiée en détail (Cardelli et al. 1989, Cambrésy et al. 2002). Le comportement de la courbe d’extinction dans l’UV lointain semble dominé par les grains de type carboné. La partie infrarouge est censée être universelle et suivre une loi de puissance dont la pente est directement liée à la valeur de R_V et à la distribution en taille des poussières (Asano et al. 2013). En effet, la valeur de R_V varie en fonction de la fraction de chaque population de grains et de leur distribution en tailles et dépend également de l’intensité du champ de rayonnement UV et de la densité du milieu. Cependant, la normalisation par $E(B-V)$ de la courbe d’extinction a un impact non négligeable. Des alternatives de normalisation par la partie UV lointaine plutôt que la partie visible montrent qu’une combinaison de grains carbonés+silicates n’arrive pas à reproduire les observations (Greenberg et Chlewicki 1983, Jones et al. 2013, Jones 2014). Je reviendrai sur les modèles de grains et leur influence sur l’extinction tout au long de ce manuscrit et notamment dans les deux chapitres suivants.

L’extinction obtenue recouvre à la fois, la diffusion de la lumière à laquelle nous nous intéresserons spécifiquement dans le sous-chapitre 2.2 et l’absorption d’une partie du rayonnement incident. Cette absorption contribue à chauffer le grain suivant sa taille et sa capacité calorifique. Ce dernier émet alors un rayonnement à plus grande longueur d’onde qui résulte de son chauffage. Le flux émis par le grain est modélisé par l’émission caractéristique d’un corps noir modifié : $F(\lambda, T) = Q(\lambda) \times B(\lambda, T)$. Dans le domaine de l’infrarouge lointain et du submillimétrique, $Q(\lambda)$ suit une

simple tendance avec la longueur d’onde lorsque le milieu est optiquement mince et en supposant l’équilibre thermodynamique local. Cette description conduit à la relation $F(\lambda, T) \propto \lambda^{-\beta} \times B(\lambda, T)$, où β est l’indice spectral du grain fonction de la longueur d’onde. L’émission des petits grains ne peut être représentée par une émission de corps noir modifiée et doit être décrite à l’aide de coefficients d’efficacité $C_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}} \pi a_{\text{d}}^2$, où Q_{abs} est un coefficient d’efficacité d’absorption dépendant de la longueur d’onde (voir Partie suivante) et a_{d} la taille du grain. Enfin, l’émissivité des gros grains situés au cœur des régions denses est quant-à-elle multipliée au moins par un facteur 2 aux longueurs d’onde sub-millimétriques de part leur croissance en taille (Stepnik et al. 2003) ou leur porosité (Ysard et al. 2013) (voir également Chapitre 5).

Cette émission des poussières peut s’avérer polarisée à la fois dans les milieux diffus ($A_{\text{V}} < 5$ mag) et les milieux plus denses ($A_{\text{V}} > 10$ mag) (Planck Collaboration et al. 2014b). Une question importante est de savoir si cette polarisation trace le champ magnétique (Planck Collaboration et al. 2014b; 2015) mais si elle est également révélatrice de la nature intrinsèque des poussières, notamment de leur composition et de leur taille. Par exemple, la quantité de fer magnétique solide contenu dans les grains joue un rôle sur leur alignement (Voshchinnikov et al. 2012). La polarisation décroît également en allant vers les milieux plus denses (Planck Collaboration et al. 2014b, Tang et al. 2010 : 4% dans Orion OMC1). L’alignement des grains et par extension leur organisation peuvent être déduits à partir de la mesure de la polarisation. En effet les grains ne s’alignent que si ils sont exposés à un champ de rayonnement anisotrope dont la longueur d’onde (λ) est inférieure à deux fois le rayon du grain. Ceci explique pourquoi on ne peut pas voir des petits grains alignés car ce critère ne peut plus être respecté en dessous de la limite de Lyman α ($912/2 = 456 \text{ \AA}$). L’alignement des grains devient également moins efficace quand la température décroît (pour une revue complète voir Andersson 2012). De plus les longueurs d’onde les plus courtes ne pénètrent pas dans le cœur dense et cela explique sûrement pourquoi le degré de polarisation décroît pour les régions denses (Vaillancourt et Matthews 2012). Du fait du mélange des grains sur la ligne de visée (en température, en densité et en taille) et de la dépolarisation avec la densité, la polarisation n’est pas le meilleur outil pour tracer la composition en grains dans les cœurs denses (voir par exemple la Figure 7 de Hildebrand et al. 1999).

L’intensité émise, diffusée ou absorbée est, quant à elle, un bon traceur des propriétés optiques des grains, de leur quantité ainsi que du champ de rayonnement incident dans les cœurs denses. Elle est affectée par les propriétés physiques des poussières, notamment par leur composition et leur structure.

2.1.3 Composition et signatures spectroscopiques

Les propriétés optiques des grains gouvernent leur capacité à diffuser, absorber et émettre de la lumière. La poussière et le gaz étant très liés, il est possible de déduire la composition des poussières de la déplétion des

éléments de la phase gazeuse. En supposant une abondance totale basée sur l'abondance solaire S_X , on peut déterminer quelle proportion des atomes se trouve respectivement dans le gaz et sur les grains⁵. Le degré de déplétion se définit alors comme $D_X = \log(N_X/N_H)_{\text{gaz}} - \log(N_X/N_H)_{\odot}$. Il existe des études des abondances en phase gazeuse des différents atomes du MIS dans la Galaxie⁶ (Jenkins 2009). Par exemple, la faible abondance de carbone dans le gaz témoigne que beaucoup de cet élément doit nécessairement se trouver dans les grains (Parvathi et al. 2012). Ainsi, les grains de poussière sont majoritairement constituées d'hydrogène (H), de carbone (C), de silicium (Si), d'oxygène (O), de magnésium (Mg) et de fer (Fe). On peut également trouver, en plus faible quantité (Table 2.1), du sodium (Na), de l'aluminium (Al), du calcium (Ca), du nickel (Ni) et, à l'état de trace, du potassium (K), du titane (Ti), du chrome (Cr), du manganèse (Mn). Le taux de déplétion du soufre reste inconnu malgré son rôle de régulateur de l'abondance des électrons et donc son importance sur la chimie en phase gazeuse.

	C	Si	O	Mg	Fe	Na	Al	Ca	Ni
S_X	8.5	7.6	8.8	7.6	7.5	6.3	6.4	6.4	6.3
D_X	-0.7	-1.6	-0.6	-1.5	-2.0	-0.9	-3.3	-3.7	-2.7

TABLE 2.1 – Abondances solaires $S_X = 12 + \log(N_X/N_H)_{\odot}$ et degrés de déplétion D_X pour les principaux atomes constitutifs des grains de poussière.

La complexité des grains évolue ainsi du milieu diffus au milieu dense par l'accrétion des atomes et la formation de certaines molécules sur les grains. La composition classique des grains du milieu diffus pour expliquer l'extinction se compose d'environ 70% de silicates pour 30% de grains de type carboné. Les signatures spectroscopiques propres à certaines composantes des poussières et visibles dans la courbe d'extinction ont permis de déterminer leur composition. Elles correspondent également au mode de formation des grains dans les enveloppes des étoiles évoluées riches en carbones (amorphes, graphite et carbure de silicium), ou riches en oxygène (silicates et oxides).

Le graphite a été proposé comme constituant des poussières interstellaires, dans les modèles de grains de Mathis et al. (1977, MRN) et de Weingartner et Draine (2001, WD01) par exemple, à cause de ses propriétés optiques naturellement anisotropes et capables d'expliquer la polarisation de la lumière. La bosse dans la courbe d'extinction observée à $0.2175 \mu\text{m}$ ($\sim 4.6 \mu\text{m}^{-1}$ voir Figure 2.4) correspond à une énergie de transition compatible avec la transition d'un électron du graphite d'une orbitale liante à une orbitale anti-liante ($\pi \rightarrow \pi^*$, Stecher et Donn 1965). Cet écart en énergie renseigne sur la structure du carbone et notamment le fait qu'il contienne des cycles aromatiques, cependant le graphite n'est pas le

5. Ceci est vrai pour le milieu interstellaire local ($< 1\text{kpc}$), pour des régions plus lointaines, ou *a fortiori* pour d'autres galaxies, ce diagnostic est affecté par l'évolution chimique.

6. A titre informatif, ces atomes peuvent eux-mêmes être étudiés en phase gazeuse. Ainsi la spectroscopie dans l'UV permet d'étudier l'abondance du fer dans le gaz.

seul à pouvoir expliquer ce phénomène (Draine 1989). Censés produire une bande caractéristique à $11.52\ \mu\text{m}$, les graphites n'ont jamais été détectés directement ni dans le MIS ni dans les enveloppes des étoiles évoluées.

Pour cette raison, mais plus particulièrement pour expliquer la chimie du carbone en phase gazeuse dans les régions de choc (Welty et al. 2002), les carbones amorphes sont souvent préférés aux graphites. La nature amorphe des grains carbonés est elle aussi compatible avec le profil d'extinction des poussières (Lutz et al. 1996). Les carbones amorphes peuvent également se trouver sous forme hydrogénée (HAC) en se formant à partir de la phase dense par photoévaporation UV des manteaux de glaces (Greenberg et al. 1995, Dartois et al. 2005) ou par l'accrétion directe des atomes de carbone et d'hydrogène. En effet, ils sont détectés dans le milieu interstellaire diffus par leur absorption à $3.4\ \mu\text{m}$ (Allamandola et al. 1992, Dartois et al. 2007). Cependant les liaisons C–H de ces HAC pourraient être détruites dans les cœurs denses où l'absorption à $3.4\ \mu\text{m}$ n'est pas détectée (Shenoy et al. 2003). D'une part les glaces qui apparaissent dès le bord des nuages denses auraient tendance à empêcher toute hydrogénation des carbones, d'autre part le temps nécessaire pour atteindre une déshydrogénation de 70% est de 500 000 ans pour les grains situés à la limite d'apparition des glaces ($A_V = 3.3\ \text{mag}$, Whittet et al. 2001). Ainsi il est possible que les grains perdent leurs liaisons C–H avant même d'être recouverts de glace (Muñoz Caro et al. 2000). D'autres mesures en laboratoire tendent à confirmer la destruction de ces HAC et leur importance dans le relâchement de molécules carbonées comme le méthane (CH_4 , Alata et al. 2014). Bien qu'ayant une importance évidente pour le milieu diffus (Ysard et al. 2015) ou les régions de photo-dissociation (PDR), ils ne semblent pas être des acteurs majeurs dans les cœurs denses et je me contenterai de considérer les carbones sous forme amorphe ou de graphite sans prendre en compte leur hydrogénation dans la suite du manuscrit.

La présence des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH) est nécessaire pour expliquer les observations infrarouges dans notre Galaxie, comme dans les autres galaxies à formation d'étoiles (Léger et Puget 1984, Smith et al. 2007). Les PAH sont une famille de molécules carbonées d'une taille de quelques Å, de structure plane et constituées de carbones, organisés en hexagones, auxquels sont rattachés des hydrogènes. Environ 10% du carbone est stocké dans les PAH (Tielens 2008) et, illuminées par un champ de rayonnement UV, ces molécules hors équilibre réémettent leur énergie dans des bandes infrarouges sans rapport avec leur température. Les liaisons C–C et C–H produisent alors un profil en émission bien caractéristique entre 3 et $19\ \mu\text{m}$. (Verstraete et al. 2001, Tielens 2008, Figure 2.6). Les fullerènes, proches cousins des PAH, produisent également des bandes infrarouges mais légèrement différentes de celles des PAH. En effet, tout comme les graphites, ce sont des carbones purs et seules les liaisons C–C interviennent.

La deuxième composante, qui est la composante majoritaire des grains interstellaires, est formée par les silicates. Les silicates peuvent être trouvés sous forme amorphe ou cristalline (olivine et pyroxène, Messenger et al. 2003, Davoisne et al. 2006) et sont uniquement amorphes dans le MIS. Le

magnésium, l'oxygène et le fer qui sont également des constituants essentiels des grains de poussière (Table 2.1) se trouvent donc intégrés à ces "astro-silicates". Cette fois ce sont les liaisons Si-O et O-Si-O qui produisent respectivement deux résonances en absorption à $9.7\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ (voir Figure 2.5). Ce sont également les petits silicates qui sont censés reproduire la pente raide de l'extinction en UV (Mathis et al. 1977). Une bonne partie de la masse des poussières se trouve stockée dans les silicates tandis qu'ils représentent environ 60% du volume. Le fer et le magnésium, piégés dans ces silicates, changent l'aspect de l'absorption en infrarouge moyen.

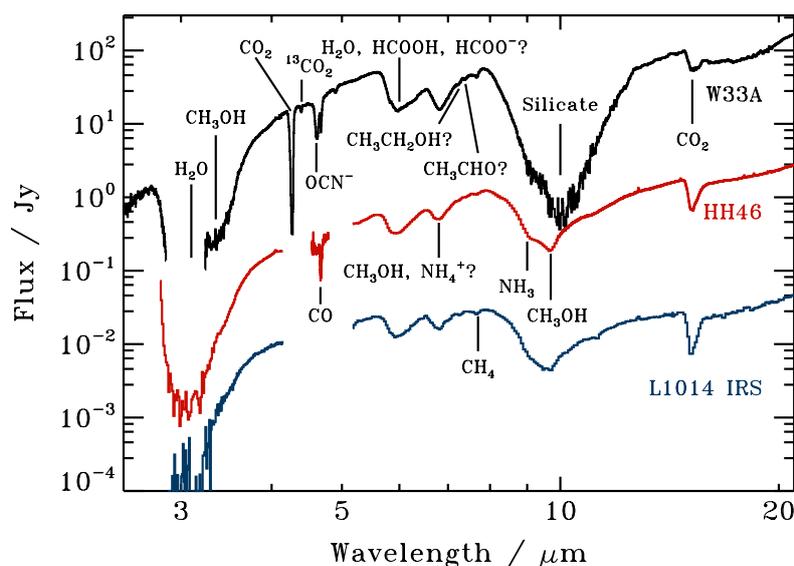


FIGURE 2.5 – Inventaire des principales raies d'absorption produites par le manteau de glace des grains et les silicates telles qu'observées par le spectrographe infrarouge IRS du satellite Spitzer au travers de deux protoétoiles : W33A et HH46 et d'une étoile située derrière le nuage dense L1014 IRS. Figure provenant de Öberg et al. (2011).

Les manteaux de glaces acquis aux cœurs des nuages ajoutent leurs propres raies caractéristiques. En effet, la glace apparaît très rapidement dans les nuages à une extinction dans le visible supérieure à 3.2 mag (Whittet et al. 2001). Elle permet de former des molécules plus complexes par diffusion des atomes sur le manteau et d'enrichir le profil des poussières mais aussi de rendre les grains plus propices à se coller les uns aux autres lors d'une collision (Ormel et al. 2009). D'autres raies observées en absorption dans le spectre des étoiles restent non identifiées : les bandes interstellaires diffuses (ou DIBS⁷) dans le visible (Hobbs et al. 2008) ou certaines bandes dans l'infrarouge moyen (Gillett et al. 1973). Les principales signatures spectroscopiques des poussières dépendent à la fois de leur composition, des manteaux de glaces et de leur environnement (Fig. 2.5).

7. Deux DIBS viennent d'être associées à la présence de la molécule C_{60}^+ (Campbell et al. 2015).

2.2 L'APPORT DE LA DIFFUSION

Sous le terme générique de diffusion se cache un processus physique à la fois complexe et varié. On parle de diffusion par exemple lorsque l'on considère la diffusion élastique des neutrons sur la matière mais aussi dans le cas de la diffusion unique ou multiple des photons. La taille des diffuseurs comparée à la longueur d'onde définit alors le régime dans lequel on se trouve. Quand la longueur d'onde λ est grande comparée à la taille du diffuseur a_d (donnant un facteur de forme $x = 2\pi a_d/\lambda \ll 1$) on se trouve dans le régime de Rayleigh. Au contraire quand la taille du diffuseur devient comparable à la longueur d'onde ($x \sim 1$), on a alors à traiter la diffusion de Mie (1908). Ces deux théories permettent l'application des équations de Maxwell à notre problème : la diffusion de la lumière par les grains interstellaires⁸. Tandis que la couleur bleue du ciel est un exemple de diffusion unique⁹, la diffusion des photons par un nuage interstellaire pourra se révéler, suivant l'opacité du nuage à la longueur d'onde concernée, riche en nombre de diffusions. Chaque diffusion peut alors modifier à la fois la direction des photons mais également les propriétés mêmes de la lumière, à savoir la fraction de photons émergeant dans une direction et sa polarisation. Je me focaliserai dans ce manuscrit sur l'intensité obtenue dans une direction (celle de l'observateur) et laisserai de côté la polarisation. En effet, comme évoqué dans la Partie 2.1.2, la température des grains et l'absorption de la lumière visible dans les cœurs denses entraîne l'absence d'alignement des grains (Andersson 2012). Cette tendance est confirmée par une apparente dépolarisation des milieux les plus denses. *A contrario*, l'intensité émergente porte une bonne partie de l'information combinant le champ de rayonnement incident, et les propriétés optiques des poussières du milieu traversé. C'est sur ces deux points que je vais m'attarder.

2.2.1 Champ de rayonnement incident

Le champ de rayonnement s'étend sur tout le spectre électromagnétique, les contributions principales proviennent :

- en UV : des étoiles jeunes massives de type O et B,
- en visible : des étoiles de type A,
- en IR : des poussières ainsi que de l'émission dans les bandes des PAH et des fullerènes (voir Partie 2.1.3)
- en submillimétrique : des poussières froides enfouies dans les nuages denses et du fond diffus cosmologique (CMB).

Les photons UV ionisent les régions atomiques, chauffent le milieu par effet photoélectrique sur les grains et photodissocient les molécules. Les grains permettent le transfert d'énergie de l'UV vers l'IR. C'est pour ces deux raisons que l'on mesure l'intensité typique du champ de rayonnement plutôt dans l'UV, ce qui constitue une valeur de référence appelée champ de Habing = $1.2 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ce qui correspond environ à 10^8 photons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entre 6 et 13.6 eV. A ce champ de référence on applique généra-

8. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter par exemple à Mie (1908) pour les particules sphériques ainsi qu'à Kokhanovsky (2009).

9. En effet, les photons diffusés subissent à peine une diffusion en moyenne pour ceux qui parviennent jusqu'à notre œil.

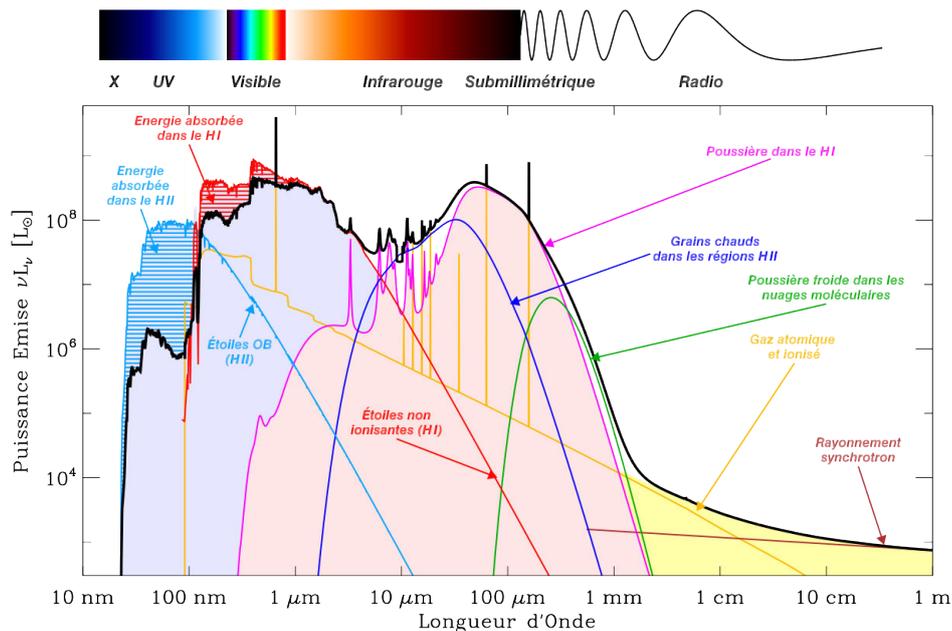


FIGURE 2.6 – Champ de rayonnement global (en noir) et ses principales composantes (source de l'image : F. Galliano, communication privée).

lement un facteur d'échelle multiplicatif G_0 qui caractérise l'intensité du champ de rayonnement qui règne dans le milieu.

$$G_0 = \frac{\nu I_\nu (6 - 13.6\text{eV})}{5.29 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-3}} \quad (2.3)$$

G_0 varie d'une valeur proche de 1 dans le milieu diffus jusqu'à 100 000 pour une région de formation stellaire. Le champ de rayonnement peut également être décrit par une fonction globale plus commode à utiliser et compatible avec $G_0=1.14$ (Mathis et al. 1983) :

$$\nu I_\nu = \begin{cases} 2.373 \times 10^{-14} \lambda^{-0.6678} \text{ erg cm}^{-3} & \text{pour } 0.134 < \lambda(\mu\text{m}) < 0.246 \\ 6.825 \times 10^{-13} \lambda \text{ erg cm}^{-3} & \text{pour } 0.11 < \lambda(\mu\text{m}) < 0.134 \\ 1.287 \times 10^{-9} \lambda^{4.4172} \text{ erg cm}^{-3} & \text{pour } 0.0912 < \lambda(\mu\text{m}) < 0.11 \end{cases} \quad (2.4)$$

C'est ce champ de rayonnement global (ISRF) qui vient frapper la surface des grains et se trouve absorbé, diffusé ou traverse simplement le nuage. Son intensité, ainsi que sa direction sont des paramètres importants. En effet, le champ de rayonnement n'est jamais parfaitement isotrope car dominé à grande échelle par le centre Galactique ou à plus petite échelle par les étoiles présentes localement (voir Chapitre 3).

2.2.2 Capacité diffusante des grains

La capacité d'un grain à diffuser la lumière reçue à une longueur d'onde donnée est gouvernée par ses propriétés diélectriques et donc par sa composition et sa taille. Les champ électriques incidents et diffusés sont

difficiles à mesurer directement¹⁰, on doit alors se rapporter à des grandeurs mesurables afin de caractériser la diffusion. C'est ici qu'interviennent les paramètres de Stokes qui sont directement liés à l'amplitude carrée du champ électrique ainsi qu'à l'angle de polarisation et dont la mesure est rendue possible grâce à un polarimètre. Le vecteur de Stokes incident ($I_{S,inc}$, $Q_{S,inc}$, $U_{S,inc}$, $V_{S,inc}$) se transforme alors en vecteur de Stokes diffusé ($I_{S,sca}$, $Q_{S,sca}$, $U_{S,sca}$, $V_{S,sca}$) par application de la matrice de Mueller F_{ij} . Le cas général s'écrivant sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} I_{S,sca} \\ Q_{S,sca} \\ U_{S,sca} \\ V_{S,sca} \end{bmatrix} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 D^2} \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{12} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ -F_{13} & -F_{23} & F_{33} & F_{34} \\ F_{14} & F_{24} & -F_{34} & F_{44} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_{S,inc} \\ Q_{S,inc} \\ U_{S,inc} \\ V_{S,inc} \end{bmatrix}$$

Les coefficients F_{ij} peuvent dépendre de l'angle de diffusion, c'est-à-dire l'angle entre la direction de propagation incidente et celle diffusée, soit $F_{ij}(\theta)$ où θ est l'angle de diffusion. Tous les angles de diffusion ne sont pas équiprobables et le coefficient $F_{11}(\theta)$ qui intervient entre $I_{S,inc}$ et $I_{S,sca}$ décrit alors la fonction de phase, c'est-à-dire cette répartition de la probabilité de diffusion en fonction de l'angle θ . La fonction de phase décrite entre 0 et π peut également être réduite à un paramètre unique appelé paramètre d'asymétrie g tel que :

$$g = \langle \cos\theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_{11}(\theta) \cos(\theta) d\cos(\theta), \text{ avec } \frac{1}{2} \int_0^\pi F_{11}(\theta) \sin(\theta) d\theta = 1$$

Ce paramètre g est communément utilisé pour représenter la diffusion produite par des particules sphériques à l'aide de la formule analytique d'Henry et Greenstein (1938, voir Eq. 2.10). En effet, bien que la diffusion par une particule sphérique unique puisse être calculée de façon exacte par la théorie de Mie (1908), la modélisation de la diffusion par des particules de tailles multiples devient un problème complexe. Il faudrait pour le résoudre de façon exacte calculer à chaque rencontre avec une particule sa fonction de phase associée via la théorie de Mie puis tirer au hasard la direction de diffusion en accord avec cette probabilité. C'est pourquoi il est bien plus aisé de faire appel à une probabilité de diffusion analytique construite à partir de deux paramètres : l'albedo a et le paramètre d'asymétrie g . L'albedo correspond à la probabilité d'être diffusé lors de la rencontre avec la particule et g , à la direction de diffusion la plus probable.

L'albedo est la quantité qui permet de définir d'après les propriétés du grain, en particulier sa taille et sa composition, si le rayonnement est plus facilement absorbé ou bien diffusé. Les efficacités de diffusion et d'absorption se définissent à partir de l'action du champ électrique sur le grain. Lorsqu'un champ électrique est appliqué à un ensemble d'atomes et de molécules, cet ensemble subit une déformation qui déplace le barycentre des charges négatives par rapport aux charges positives. Cet effet microscopique se produit avant tout au niveau de l'atome (polarisabilité électronique) mais aussi entre chaque atome (polarisabilité atomique). Il est possible de relier cette

10. Notamment pour les longueurs d'onde plus courtes que les longueurs d'onde radio.

polarisabilité microscopique à la permittivité diélectrique par la formule de Clausius–Mossotti. La permittivité traduit alors le fait que le champ électrique ressenti à l'échelle microscopique (polarisabilité) est différent de celui vu à l'échelle globale. La partie complexe de la permittivité qui traduit les pertes diélectriques reste petite par rapport à la partie réelle. Cette permittivité diélectrique peut être traduite sous forme d'indice de réfraction complexe pour le grain : $m(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$. La partie réelle de l'indice de réfraction n est liée à la diffusion, tandis que la partie complexe k est liée à l'absorption. Pour le vide on a alors $n=1$ et $k=0$ traduisant la transparence du milieu. La théorie de Mie permet de relier cet indice de réfraction complexe à l'efficacité d'absorption (Q_{abs}) et de diffusion (Q_{sca}) avec :

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}}, \quad (2.5)$$

$$a = \frac{Q_{\text{sca}}}{Q_{\text{ext}}}. \quad (2.6)$$

Dans la limite de Rayleigh ($x \ll 1$, voir annexe B) on a alors pour une particule sphérique :

$$Q_{\text{sca}} = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a_d}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \propto \left(\frac{2\pi a_d}{\lambda} \right)^4 \quad (2.7)$$

$$Q_{\text{abs}} = 4 \left(\frac{2\pi a_d}{\lambda} \right) \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \propto \frac{2\pi a_d}{\lambda} \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

Dans le cas où le photon est diffusé, la probabilité qu'il soit diffusé dans une direction est définie à l'aide du facteur d'asymétrie g par :

$$P_{\text{HG}}(\theta, g) = \frac{1}{2} \frac{1 - g^2}{(1 - 2g \cos \theta + g^2)^{3/2}} \quad (2.10)$$

Pour $g = 0$, la diffusion est isotrope (proche du régime de Rayleigh) tandis que pour $g > 0$, elle a lieu majoritairement vers l'avant. Bien que cette fonction de phase approchée soit commode pour la modélisation (voir Partie 3.1.2), elle ne reproduit pas correctement deux effets vus dans la fonction de phase réelle (Figure 2.7) :

1. Les pics qui viennent chahuter l'apparence de la fonction de phase dans le cas d'une particule dont la taille est importante par rapport à la longueur d'onde considérée. Cependant, cet effet doit se trouver lissé dans le cas d'une distribution en taille où la valeur de $x=2\pi a/\lambda$ reste faible en moyenne.
2. La rétrodiffusion qui est mal évaluée, en particulier la fonction de phase analytique d'Henry–Greenstein n'est pas assez piquée vers l'arrière et ne correspond pas à la situation réelle pour les $x \gg 1$.

Même si la théorie de Mie ne s'applique qu'aux particules de forme régulière (sphère, cylindres...), on observe un comportement similaire pour les particules de forme irrégulière (Chapitre 4). Il est possible d'améliorer l'approximation de la fonction de phase en séparant la partie diffusée de la partie

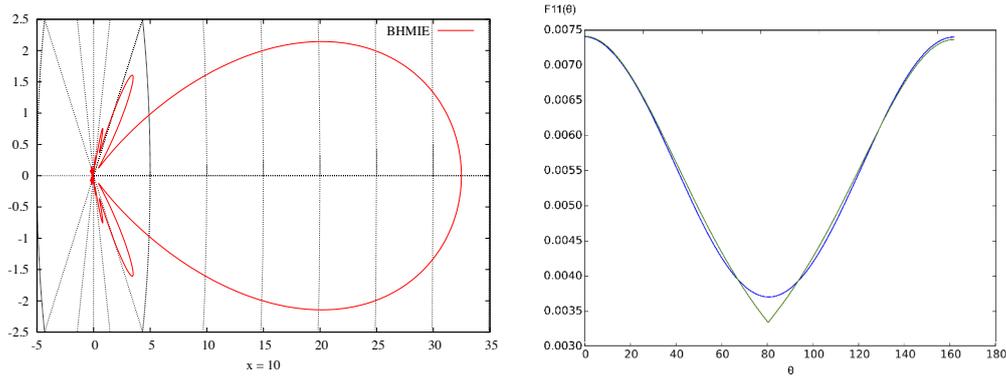


FIGURE 2.7 – *A gauche : Représentation polaire de la fonction de phase réelle d’une particule sphérique obtenue avec le programme BHMIE (version modifiée par B. Draine de Bohren et Huffman 1983) pour $x=10$. A droite : fonction de phase normalisée $F_{11}(\theta)$ pour une particule irrégulière en bleu et ajustement par deux fonctions de Henyey–Greenstein en vert pour $x=0.02$.*

rétrodiffusée avec chacune leur propre valeur de g . Dans le cas où la source d’éclairement principale ne vient pas directement de derrière l’observateur et en considérant une distribution en taille pour les particules diffusantes qui lisse raisonnablement les aspérités, cette fonction de Henyey–Greenstein reste une bonne première approximation. Cependant l’approche la plus pertinente reste de considérer $F_{11}(\theta)$ dans sa globalité ou de trouver une combinaison de fonctions de Henyey–Greenstein qui reproduise bien l’allure de la courbe $F_{11}(\theta)$ (Figure 2.7, droite).

2.2.3 Preuves observationnelles du phénomène de diffusion

La lumière diffusée est avant tout observée et connue dans le domaine visible par l’observation des nébuleuses par réflexion. Les plus connues sont celles pour lesquelles des étoiles proches les illuminent fortement¹¹. Ce phénomène est dû à la diffusion d’une partie du rayonnement reçu sur des grains de taille comparable à la longueur d’onde, en l’occurrence majoritairement dans le bleu (par exemple dans les Pléiades). Il est également observable dans l’infrarouge proche si l’on intègre suffisamment le signal afin de voir le contraste entre les bords et le reste du nuage (Lehtinen et Mattila 1996, Nakajima et al. 2003). Dans ce cas, c’est le champ de rayonnement interstellaire (ISRF) qui joue le rôle de source d’éclairement anisotrope. Appelé *cloudshine*, il permet d’étudier les propriétés des poussières dans les parties externes du nuage (Foster et Goodman 2006, Juvela et al. 2006; 2008, Padoan et al. 2006). Deux effets se font alors concurrence : plus la longueur d’onde est grande et plus le rayonnement est capable de pénétrer profondément dans le nuage, mais plus la section efficace du grain est petite par rapport à la longueur d’onde et plus la probabilité de diffusion est faible. Les valeurs d’albedo obtenues dans le NIR sont de l’ordre de 0.5 avec un coefficient de phase qui traduit plutôt une diffusion vers l’avant (Lehtinen et Mattila 1996). Compte tenu de la décroissance rapide de l’albedo avec

11. Cependant il semblerait qu’avec les télescopes modernes qui atteignent facilement 22 ou 23 magnitudes dans le visible, tous les nuages se révèlent par réflexion du champ de rayonnement ambiant.

la longueur d'onde, une telle diffusion dans l'infrarouge moyen n'était pas attendue avec les modèles de grains standards avec une taille moyenne de $0.1 \mu\text{m}$ (Figure 2.8).

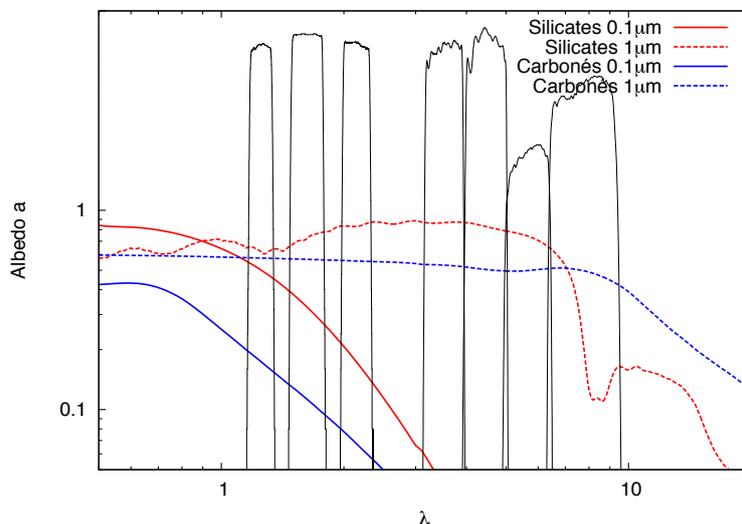


FIGURE 2.8 – Albedo en fonction de la longueur d'onde, de la taille des grains et de leur composition. En noir, les courbes de transmission des filtres du CFHT en unités arbitraires (les 3 de gauche) et de la caméra IRAC de Spitzer (les 4 de droite).

Le *coreshine*

En 2006, Laurent Paganì découvre l'émission intense à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$ dans le nuage moléculaire L183, situé à une distance d'environ 110 pc du Soleil (Figure 2.9). Il en proposera, deux années plus tard, l'explication correcte (*i.e.* la diffusion du rayonnement ambiant par des grains de taille micrométrique) et la démonstration par une modélisation quantitative de l'effet est publiée par Steinacker et al. (2010). En parallèle, Stutz et al. (2009) remarquent que l'on voit ce rayonnement dans 9 des 12 sources qu'ils étudient mais sans expliquer son origine. A la suite de ces deux travaux, une étude plus complète dans une centaine de nuages à l'aide de données d'archive du satellite *Spitzer* montre l'universalité de l'effet (Paganì et al. 2010b).

La caméra infrarouge du satellite *Spitzer* (IRAC) permet d'observer les nuages dans 4 filtres centrés respectivement à 3.6 , 4.5 , 5.8 et $8 \mu\text{m}$ (que l'on appellera I_1 , I_2 , I_3 , I_4 dans la suite du manuscrit). Ces filtres, d'une largeur allant d'environ 1 à $3 \mu\text{m}$ (voir Figure 2.8), intègrent à la fois les raies en émission des PAH et fullerènes (I_1 , I_3 , I_4), ainsi que l'absorption des silicates (I_4 , voir Partie 2.1.3). Le phénomène de *coreshine* se caractérise par un excès de signal par rapport au fond du ciel visible dans les bandes I_1 et I_2 et l'absence de cet effet dans les bandes I_3 et I_4 (Figure 2.9). Le fait que le *coreshine* soit également vu dans la bande I_2 permet de discréditer les PAHs et fullerènes comme source de production. On voit très clairement que le *coreshine* correspond spatialement à la zone la plus dense vue en absorption

dans la bande I_4 due aux silicates et on présente la complémentarité du phénomène avec l'absorption.

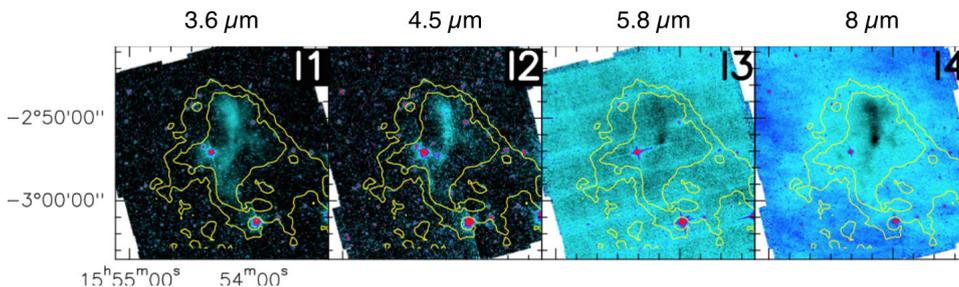


FIGURE 2.9 – $L183$ vu dans les 4 bandes Spitzer, les contours de la carte de Paganì et al. (2004) sont superposés en jaune pour $A_V=5$ et 10 magnitudes d'extinction.

En effet, le *coreshine* (CS) est défini comme un signal différentiel¹² qui apparaît comme positif lorsque la diffusion est suffisamment forte pour dominer l'absorption. C'est la présence de gros grains qui permet d'expliquer ce phénomène (voir Figure 2.8). On peut distinguer deux types de contribution : celle positive provenant directement du nuage en lui-même et liée à Q_{sca} (voir Section 2.2.2) et celle liée à la présence d'un fond de ciel brillant derrière le nuage :

- La première contribution provient directement du champ de rayonnement incident reçu de tous les côtés du nuage (I_{inc}). Une partie du signal est absorbé et une infime partie du signal incident est diffusé dans notre direction (I_{sca}). Cela correspond à la proportion diffusée dans l'angle solide formé par le nuage et la pupille du télescope.
- La seconde contribution provient du fait que le rayonnement situé derrière le nuage n'est pas nul. Si le nuage n'était pas présent on verrait alors I_{bg} partout. Du fait de la présence du nuage, ce fond de ciel est éteint d'une quantité $\exp(-\tau)$ avec τ l'opacité des poussières intégrée sur la ligne de visée. Ce phénomène est identique à ce qui se produit pour l'extinction des étoiles (Section 2.1.2) et a lieu même si aucun photon n'est diffusé vers nous ($I_{sca}=0$).

Le signal de *coreshine* correspond à la somme de ces deux contributions et est donc décrit par l'équation suivante :

$$CS = [I_{sca} + I_{bg}e^{-\tau}] - I_{bg} = I_{sca} + I_{bg}(e^{-\tau} - 1) \quad (2.11)$$

Alors qu'il est facile d'obtenir CS, l'intensité du *coreshine*, à partir des observations en retranchant simplement le fond du ciel (voir la méthode que j'ai développée en C.2), l'équation 2.11 traduit la complexité du problème pour la modélisation. En effet, les poussières interviennent ici à deux niveaux, à la fois dans le terme I_{sca} et dans le terme $e^{-\tau}$. Je reviendrai plus en détail sur cette équation et ses implications pour la modélisation des

12. D'un point de vue pratique cette définition est essentielle pour s'affranchir des effets liés au fond du ciel présentés au Chapitre 3.

poussières au chapitre 3.

Détection et répartition des cas de *coreshine*

Une inspection des archives *Spitzer*¹³ a permis dès la découverte du phénomène de montrer qu'au moins 50% des 110 cœurs inspectés présentaient eux aussi du *coreshine* (Pagani et al. 2010b). L183 est donc loin d'être un cas isolé et la question des conditions d'apparition du phénomène se pose en complément de la caractérisation d'un cas particulier.

L'intensité¹⁴ typique du *coreshine* est de quelques dizaines à quelques centaines de kJy sr^{-1} dans la bande I_1 et encore plus faible dans la bande I_2 . Cette intensité est en fait du même ordre de grandeur que la brillance du fond (I_{bg}) comme il a pu être démontré depuis (Article I, Table 2). Il est donc à la fois nécessaire d'avoir une bonne sensibilité mais aussi de ne pas trop diluer le signal avec d'autres composantes (notamment stellaire) lors de l'observation. En effet, plus la réponse impulsionnelle (PSF) de l'instrument est large et moins il est facile de détecter le *coreshine*. Il est également nécessaire pour rendre sa détection possible, d'atteindre une sensibilité raisonnable. C'est pour cette raison que le satellite *Spitzer* est particulièrement approprié pour l'étude du *coreshine* : de part la taille de sa PSF (de 1.66" à 1.98" de largeur à mi-hauteur FWHM) et la possibilité d'intégrer longtemps sur l'objet d'étude. En effet, par comparaison le satellite WISE qui a couvert tout le ciel avec une résolution de 6.1" à 3.4, 4.9 et 12 μm (respectivement W_1 , W_2 , W_3) et une sensibilité de 80 kJy sr^{-1} n'a permis de détecter que 4 cœurs montrant du *coreshine* sur 56 cœurs froids (Juvela et al. 2012, dont L183 déjà détecté par Pagani et al. 2010b). De la même façon quelques cas de *coreshine* ont pu être observés par le satellite japonais AKARI (5.5" FWHM) dans le cadre de programmes réalisant des cartes profondes mais le survol complet du ciel ne couvrirait pas les bandes d'intérêt pour le *coreshine* et aurait manqué en sensibilité pour le détecter. Le satellite *Spitzer* est donc l'instrument ayant permis le plus de détections de *coreshine*. L'échantillon des 110 cœurs explorés par Pagani et al. (2010b) est extrait majoritairement de deux programmes d'observation : *From Molecular Cores to Planet-Forming Disks* (c2d, Evans et al. 2003; 2009) et *Search For Low-Luminosity YSOs* (P94, Lawrence et Keene 2004). Bien que la sensibilité de ces deux programmes soit favorable à la détection du *coreshine*, elle varie beaucoup d'un cœur à l'autre rendant difficile l'interprétation de ces 50% de détections comme généralisation de l'évolution en taille des grains dans les nuages moléculaires denses.

C'est pour cette raison et afin de mieux exploiter le phénomène de *coreshine* et de corrélérer son apparition en fonction de l'état d'évolution des cœurs denses, que la première campagne d'observation du *coreshine*,

13. [p://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/](http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/)

14. Les intensités mises en jeu en radio-astronomie sont faibles, elles sont mesurées en Jansky. Le Jansky est une unité de densité de flux pouvant caractériser aussi bien une source ponctuelle qu'une source étendue et correspond à la puissance reçue provenant d'une source radio par unité de surface et par unité de fréquence, 1 Jansky est égal à $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

non biaisée, a été lancée en 2011 (*Hunting Coreshine with Spitzer*, Paladini et al. 2011). La sélection des sources à observer a été faite parmi les cœurs froids *Planck*, ayant une température inférieure à 14 K¹⁵. Ce catalogue a été construit à l'aide de la méthode d'extraction de Montier et al. (2010) à partir des données de la mission *Planck* (catalogue ECC). Sur 915 des cœurs obtenus par cette méthode, on connaissait la distance pour 501 nuages ce qui a permis d'éliminer les objets plus distants que 1 kpc associés aux nuages sombres infrarouges froids et massifs (IRDC). En effet, les IRDC tout comme le plan galactique contiennent beaucoup d'étoiles d'arrière-plan par unité de surface, augmentant la confusion entre les étoiles et le *coreshine* lui-même¹⁶ et ne semblaient pas être des endroits propices à sa détection. Sur les 425 objets restants une sélection statistique en fonction de la latitude, de la longitude et de la masse de ces cœurs a été effectuée. 90 cœurs ont été retenus comme échantillon final, dont 18 étaient nouvellement détectés par le satellite *Planck*. Afin d'obtenir une sensibilité identique d'environ 8 kJy sr⁻¹ pour la bande I₁ et 9 kJy sr⁻¹ pour la bande I₂, le temps d'intégration a été adapté à la localisation des nuages par rapport au plan galactique, c'est-à-dire la latitude. J'ai procédé à la fois au traitement des données selon la méthode de l'annexe C.2 et à la discrimination entre les cas de *coreshine* et les cas où le *coreshine* est absent. Mon analyse montre 47 cœurs présentant du *coreshine* sur les 90 cœurs de l'échantillon (Paladini, Lefèvre et al. in prep). Ce résultat vient confirmer les 50 % de détection de Pagani et al. (2010b) dont certains des cœurs sont en commun avec la campagne Paladini et al. (2011). Grâce à ce résultat, j'ai pu attester le caractère non biaisé de l'analyse d'archive se focalisant sur des cœurs denses et froids atteignant une sensibilité suffisante.

15. Il s'agit également de nuages possédant un rapport signal à bruit (SNR) supérieur à 15. Les estimations de la température dépendent d'un certain nombre de paramètres et sont moyennées dans le champ de vue de *Planck* qui s'étend à 5'.

16. Bien que la PSF de l'instrument soit bien caractérisée, on ne sait pas à quel point les anneaux de la PSF sont peuplés par la présence des étoiles mais cette contribution participe à la confusion.

17. Pour la région de Gum/Vela la situation ne peut pas être déduite en comptant simplement les cas de *coreshine*. Leur répartition par rapport à l'environnement est également importante (Pagani et al. 2012).

Référence	Région	Nombre de cœurs	CS	Pourcentage de détection
A	Taureau/Persée	42	<u>40</u>	<u>95</u> %
B	Auriga	9	5	55 %
C	Céphée/Cygne	22	<u>20</u>	<u>91</u> %
D	Aquila	11	4	36 %
E	Serpent	7	2	29 %
F	L183 complexe	4	2	50 %
G	ρ Ophiucus	23	14	61 %
H	Caméléon	11	<u>10</u>	<u>91</u> %
I	Gum/Vela ¹⁷	24	7	29 %
J	Monoceros	9	5	56 %
K	Orion	11	2	18 %
	Autres	33	7	21 %
	Inutilisables	9		
Total		215	118	55%

TABLE 2.2 – *Pourcentage de coreshine par régions. Les différentes régions sont représentées dans la Figure 2.10.*

Ce travail d'analyse combiné aux échantillons déjà collectés et analysés de Pagani et al. (2010, 2012), plus quelques cas individuels identifiés indépendamment dans les archives Spitzer ou détectés grâce à WISE (L134 ¹⁸) nous donnent un échantillon de cœurs significatif avec une grande diversité de conditions physiques. J'ai donc fusionné les analyses afin de voir des tendances se dégager. Les 215 sources analysées sont présentées dans l'Article I, Table C.1, ainsi que dans la Figure 2.10. L'analyse de cet échantillon m'a conduit à plusieurs interrogations :

– La première question est de savoir si l'apparition du *coreshine* peut varier d'une région à l'autre. En effet certaines régions semblent présenter du *coreshine* de manière univoque (le Taureau, Persée, Céphée, le Cygne et le Caméléon) tandis que d'autres sont plus partagées (Auriga, ρ Ophiucus) et d'autres encore où il est majoritairement absent (Orion, Aquila, Gum/Vela). On distingue 11 grands ensembles répertoriés dans la Table 2.2 et représentés sur la Figure 2.10. Ces régions sont situées à des distances allant de 110 à 450 pc. D'après la définition du *coreshine* (équation 2.11), trois effets entrent alors en jeu dans ces différentes régions : l'intensité et la direction du champ de rayonnement incident I_{inc} , la valeur du fond I_{bg} qui vient concurrencer la diffusion, et les propriétés des poussières qui peuvent éventuellement dépendre de la région. En effet, les récents résultats *Planck* laissent penser que les propriétés optiques des poussières pourraient varier d'une région à l'autre dans le milieu diffus (Planck Collaboration et al. 2014a, Fanciullo et al. 2015). On pourrait donc s'attendre à voir également des variations des propriétés des poussières dans le milieu dense, d'autant plus que les cœurs dont il est question suivent la structure filamentaire mise en évidence par *Planck* et semblent regroupés (voir le zoom des régions A,

¹⁸. Les observations *Spitzer* de L134 ne sont malheureusement pas assez larges pour voir à la fois le *coreshine* et le fond de ciel.

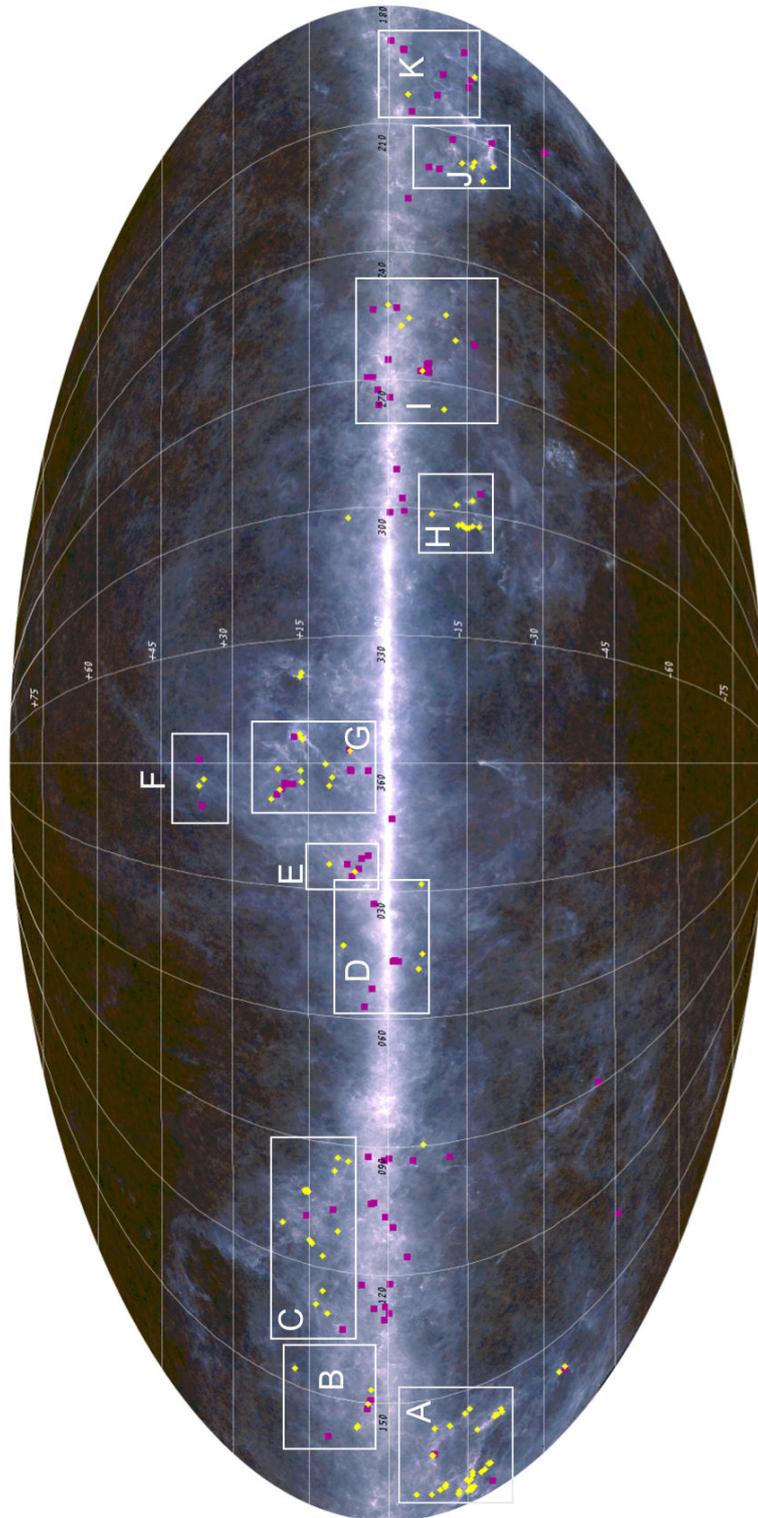


FIGURE 2.10 – Répartition des cas de coreshine (en jaune) dans la Galaxie superposés à la carte Planck composite d'émission des poussières. Les cœurs ne montrant pas de coreshine sont représentés par des carrés magentas. 11 grand ensembles sont indiqués par la présence d'un rectangle blanc auquel une lettre est attribuée se référant à la Table 2.2.

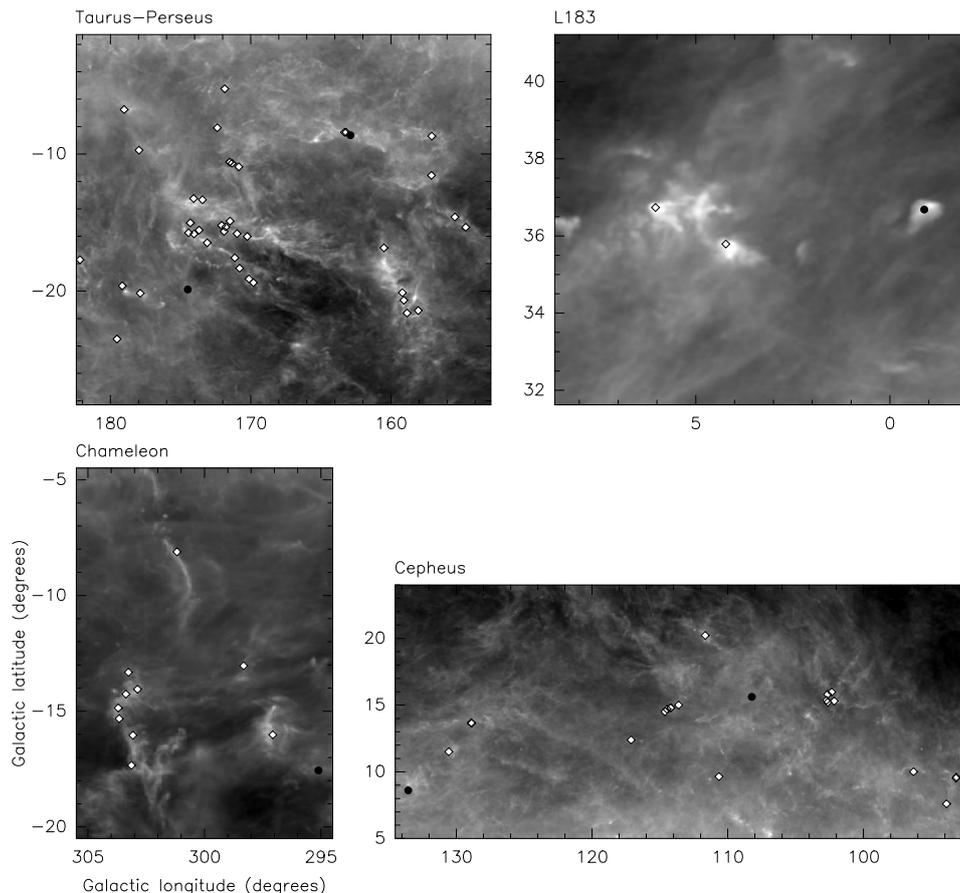


FIGURE 2.11 – Zoom sur les régions présentant le plus de *coreshine*, on note que les cas de *coreshine* (losanges blancs à contours noirs) apparaissent groupés par paquet et suivent la structure filamentaire révélée par les données Planck.

C, F, H, Figure 2.11).

La majorité des cas appelés "Autres" de la Table 2.2, et qui ne présentent pas de *coreshine*, se trouvent dans le plan galactique ce qui s'explique facilement du fait d'une valeur plus élevée de I_{bg} . Nous verrons dans le Chapitre 3 que cet effet a pu être pris en compte et quantifié pour définir une zone où le *coreshine* est observable (Steinacker et al. 2014–Figure 5, et Article I). A l'intérieur de cette zone, l'absence de *coreshine* ne signifie pas l'absence de gros grains mais simplement notre impossibilité à voir le signal en excès par rapport au fond. Je reviendrai dans la Section 3.2, à l'aide des modélisations sur ce que la valeur du fond implique pour l'apparition du *coreshine* et les propriétés des grains. J'aborderai également au Chapitre 4 la question de la quantification de la diffusion et de son importance même si le signal apparaît globalement en absorption.

– La deuxième question est de savoir si le stade d'évolution du cœur influence l'apparition du *coreshine*. On distingue plusieurs types de cœurs : les cœurs pré-stellaires (PSC) qui ne contiennent pas d'étoile jeune (YSO) et les cœurs qui contiennent une proto-étoile plus ou moins évoluée. Le stade d'évolution de la proto-étoile pourrait alors également traduire différents stades de croissance des poussières. La classe 0 est la phase d'accrétion initiale du gaz sur l'étoile juste après l'effondrement, la classe I présente à

la fois un disque épais autour de l'étoile et conserve une enveloppe de gaz et de poussières environnant le disque et l'étoile. Les classes II et III ne sont plus enfouies dans le cœur et se sont séparées de leur enveloppe. La classe II présente un disque d'accrétion encore optiquement épais tandis que la classe III présente un disque d'accrétion optiquement mince. Cette classification repose sur le spectre continu d'émission des poussières. En effet, suivant la quantité de matière entourant l'étoile (contenue dans le disque et/ou l'enveloppe), le flux émergent sera différent. Ces objets ont une durée de vie allant typiquement de 10000 ans pour les objets de classe 0 jusqu'à 200 000 ans pour ceux de classe I. Nous nous intéresserons aux objets enfouis appartenant à ces deux types de classe en particulier, puisqu'étant possiblement présents dans des environnements suffisamment denses pour voir du *coreshine*. La présence d'objets enfouis témoigne donc d'un temps minimal permettant la croissance des grains. On pourrait naturellement penser qu'ils présentent plus facilement du *coreshine* que les cœurs sans formation stellaire active.

J'ai donc collecté à partir de la littérature les données sur les objets enfouis dans les 3 régions présentant le plus de *coreshine* + la région de L183 afin de voir si une tendance se dégageait (Table 1 de l'article I, régions A, C, F et H). J'ai ainsi pu comparer l'intensité du *coreshine* dans les deux bandes I_1 et I_2 à la présence ou non d'un objet enfoui pour les 72 cas de *coreshine* regroupés dans ces 4 régions. Grâce à un échantillon statistique suffisamment conséquent de par la fusion de toutes les données sur le *coreshine*, j'ai ainsi pu identifier indubitablement un effet de la présence des objets enfouis sur la détection du *coreshine* (Article I et Figure 2.12). En effet sur les 72 cœurs retenus, 25 ont été formellement associés avec un objet enfoui et 5 avec une source IRAS observée dans le voisinage du cœur et correspondant probablement à une YSO. A partir de là plusieurs constats intéressants de dégagent :

1. Les intensités de *coreshine* les plus élevées, c'est-à-dire supérieures à 110 kJy sr^{-1} à $3.6 \mu\text{m}$, sont obtenues exclusivement pour les cœurs contenant un objet enfoui.
2. Le flux moyen des 42 PSC est de 34 kJy sr^{-1} à $3.6 \mu\text{m}$ contre 88 kJy sr^{-1} pour les 10 classes 0, et 114 kJy sr^{-1} pour les 13 classes I¹⁹.
3. Les cas de *coreshine* les plus faibles ($\lesssim 30 \text{ kJy sr}^{-1}$) et ne permettant pas la détection du *coreshine* à $4.5 \mu\text{m}$ ne contiennent pas d'objet enfoui.
4. Le rapport entre l'intensité dans la bande I_2 et la bande I_1 augmente significativement en présence d'un YSO.
5. Pour le Taureau et Céphée, près de la moitié des cœurs montrant du *coreshine* possèdent également un objet enfoui (45 et 50 % respectivement) pouvant expliquer partiellement une telle profusion de *coreshine* dans ces régions. Néanmoins d'autres effets peuvent permettre d'expliquer une présence quasi-universelle du phénomène dans ces régions. J'y reviendrai au Chapitre 3.

19. Les 7 autres sources regroupent 2 objets de classe II, et 5 types inconnus.

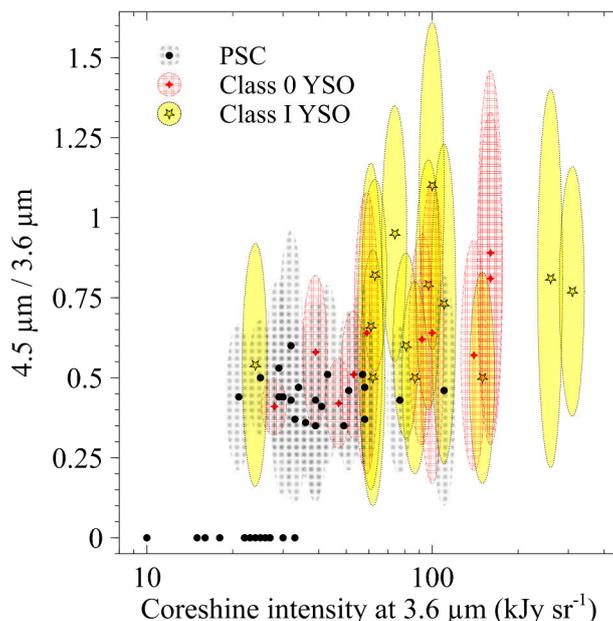


FIGURE 2.12 – Classification des cas de cores shine en fonction du stade d'évolution du cœur. Cette figure est présentée dans l'Article I sous une autre forme.

Afin d'interpréter ces effets, et de les expliquer par la modélisation je présenterai l'influence du champ de rayonnement produit par les YSO (Chapitre 3, Article 1). En effet, ces sources jeunes ont une distribution spectrale en énergie différente suivant la classe de l'objet, ce qui impacte directement les longueurs d'onde concernées par le *cores shine*.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, j'ai présenté le rôle et l'importance des grains interstellaires. J'ai mis en exergue l'influence des propriétés optiques (en particulier de Q_{sca} , Q_{abs} et de la fonction de phase) liées à la composition des grains. J'ai également présenté les différentes composantes du champ de rayonnement incident à considérer attentivement pour reproduire les observations (champ de rayonnement global comme présence d'un objet enfoui local). Pour les grains en particulier, j'ai présenté l'influence des tailles ou des compositions de façon individuelle et indépendamment du champ de rayonnement incident. La diffusion, et le phénomène de *cores shine* qui vient d'être décrit qualitativement, peuvent servir d'outil pour discriminer les modèles de poussières et de densité permettant de reproduire les observations. La richesse de l'échantillon et la statistique présentée ici montre la nécessité d'étudier ce phénomène tout en maîtrisant très bien l'environnement du nuage par ailleurs. Afin de considérer un nuage moléculaire dans toute sa complexité, une modélisation en 3D intégrant une distribution en taille et en composition des grains s'avère nécessaire pour étudier son contenu. Ce n'est qu'en multipliant ce travail au sein d'une même région, et entre différentes régions qu'il sera possible de comprendre l'intégration et l'évolution des grains de la phase diffuse à la phase dense et la dépendance avec l'environnement des nuages.

MODÉLISATION : CONTRAINTES SUR LES PROPRIÉTÉS DES GRAINS

SOMMAIRE

3.1	MODÉLISATION DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT PAR SIMULATION MONTE-CARLO	40
3.1.1	Équation du transfert de rayonnement avec diffusion	40
3.1.2	Modélisation Monte-Carlo	42
3.2	ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ DU FOND	50
3.3	PROPRIÉTÉS DES GRAINS UTILISÉS DANS LA MODÉLISATION	53
3.3.1	DustEM	54
3.4	RÉSULTATS	56
3.4.1	Résumé des principaux résultats en français	56
	Article I	60

CE troisième chapitre se concentre sur les propriétés des grains interstellaires et leur impact sur la modélisation. Il s'agit d'une première approche où le modèle de nuage apparaît simplifié et secondaire afin de mieux considérer l'influence des grains. Je discuterai dans cette partie des contraintes imposées sur le champ de rayonnement pour qu'il ne soit plus considéré comme un paramètre libre. Je présenterai les résultats obtenus notamment concernant le *coreshine* et la diffusion du visible à l'infrarouge moyen et ce qu'ils impliquent concernant les propriétés de grains.

"At this point, it is not possible to 'invert' the observations to 'derive' the nature of interstellar dust – neither theory nor observations are good enough. The only feasible approach is to propose a dust model, calculate its properties, and compare it to observations. If the model disagrees with the observations, it is rejected. Fortunately, there are many different observational tests." – Draine (2004)

3.1 MODÉLISATION DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT PAR SIMULATION MONTE–CARLO

3.1.1 Équation du transfert de rayonnement avec diffusion

L'intensité du rayonnement entrant dans le nuage est définie comme la quantité d'énergie par unité de fréquence, d'angle solide et de temps. Il s'agit de l'énergie spécifique I_ν telle qu'elle a été présentée, au travers de ses différentes contributions, dans la Section 2.2.1. Connaissant l'intensité du rayonnement entrant, deux paramètres supplémentaires sont à considérer : la profondeur d'interaction du rayonnement avec la matière, ainsi que les directions incidente et post–interaction. Après de multiples interactions, si l'on fait le bilan de l'intensité entrante et sortante d'une couche de matière diffusante, autrement dit des grains contenus dans un nuage interstellaire, on obtient une différence dI_ν . Cette différence est constituée par la soustraction d'une partie du rayonnement, due à l'absorption et à la diffusion du rayonnement dans d'autres directions, mais aussi à l'ajout de rayonnement, par la diffusion des photons qui provenaient initialement d'autres directions. On a alors :

$$dI_\nu = -(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho I_\nu dl + j_\nu dl + \kappa_{\text{sca}}\rho dl \int_0^{4\pi} F_{11}(\theta) I_\nu d\Omega, \quad (3.1)$$

où ρ est la masse volumique en g cm^{-3} , l la distance parcourue dans le milieu, j_ν le terme d'émission ajoutée au champ de rayonnement et $\kappa_{\text{sca,abs}} = Q_{\text{sca,abs}}\pi a_d^2/M_{\text{dust}}$, avec $Q_{\text{sca,abs}}$ et $F_{11}(\theta)$ tels que définis au Chapitre 2 et M_{dust} la masse totale de la distribution de poussière en gramme. Le coefficient j_ν regroupe tous les processus d'émission, qu'ils soient primaires (étoiles ou émission dans une raie non reliée à la poussière par exemple H_α) ou secondaires¹ (émission par les poussières). À l'aide de l'équation 3.1, on peut définir la profondeur optique entre deux points comme $d\tau = (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho dl^2$. La résolution de cette équation est complexe puisqu'elle fait intervenir les 3 directions et qu'elle est non–linéaire dans l'espace à cause de la diffusion (dernier terme de l'équation 3.1). De plus, si l'on considère des longueurs d'onde où l'émission par les poussières est significative, elle est aussi non–linéaire en terme de longueur d'onde.

En revanche, si l'on interprète ce transfert de rayonnement de manière probabiliste, les deux derniers termes de l'équation 3.1 n'interviennent pas dans la probabilité pour un photon d'atteindre une distance l^3 . Par conséquent, l'équation 3.1 se simplifie en $I(l) = I_{\text{inc}} e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})nl}$ où I_{inc} est le

1. La notion d'émission primaire et secondaire est arbitraire et dépend de ce à quoi l'on s'intéresse dans le cadre du transfert de rayonnement. Ici puisqu'on se concentre sur les poussières, tout rayonnement préexistant est dit primaire et tout rayonnement produit par les poussières mais pouvant être transféré dans d'autres parties du nuage est dit secondaire.

2. Généralement la notation κ inclut la masse volumique ρ , $\kappa = \kappa_{\text{sca,abs}}\rho$ et s'exprime en cm^{-1} . Il a volontairement été choisi de sortir le terme de masse volumique afin de faire apparaître $\kappa_{\text{abs,sca}}$ qui s'exprime en cm^2g^{-1} tel qu'on le trouvera dans les fichiers de poussières.

3. Cela implique que l'on suit le photon et que ce qui nous intéresse n'est donc plus l'intensité au point (x,y,z) pour laquelle les deux derniers termes de l'équation 3.1 interviennent.

champ de rayonnement, non atténué, pénétrant dans le nuage. On en déduit que la probabilité pour qu'un photon interagisse à la distance l est donnée par :

$$F(l) = \frac{I_{\text{inc}} - I(l)}{I_{\text{inc}}} = 1 - e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l} \quad (3.2)$$

Cette fonction définit la probabilité pour que la longueur de parcours des photons entrants ne dépasse pas la valeur l , c'est-à-dire la fonction de répartition. Sa densité de probabilité associée est :

$$f(l) = \frac{dF(l)}{dl} = (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho \times e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l} \quad (3.3)$$

A partir de cette densité de probabilité, on peut également définir le libre parcours moyen (lpm), qui est la distance moyenne parcourue par un photon dans le milieu avant d'interagir, comme :

$$\begin{aligned} \text{lpm} &= \int_0^{\infty} l f(l) dl = \int_0^{\infty} (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l} dl \\ &= \left[-l e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l} \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} -e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l} = \left[\frac{e^{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho l}}{-(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho} \right]_0^{\infty} \\ &= \frac{1}{(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Cela signifie que la profondeur optique à laquelle a lieu la première interaction, en moyenne, est donnée par $\langle \tau \rangle = (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho \times \text{lpm} = 1$. La couche d'opacité égale à 1 est donc un repère important pour situer la profondeur moyenne de la première interaction. Si la densité du nuage et la longueur d'onde considérée sont telles que le nuage est optiquement fin ($\tau < 1$), l'essentiel des photons diffusés va ressortir du nuage après une seule interaction. En revanche, si le nuage est plus dense, ou si la longueur d'onde considérée est plus courte, on peut facilement atteindre des régimes où l'opacité est bien plus grande que 1. Dans ce cas, la plupart des photons émergents auront subi plusieurs diffusions.

La probabilité pour qu'un photon subisse N diffusions avant d'être absorbé est définie à l'aide de l'albedo $a = \frac{\kappa_{\text{sca}}}{\kappa_{\text{sca}} + \kappa_{\text{abs}}}$ comme $p(N) = a^N \times (1 - a)$. Le nombre moyen de diffusions avant absorption $\langle N \rangle$ est alors donné par :

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= \sum_0^{\infty} N p(N) = (1 - a) \sum_0^{\infty} N a^N \\ &= (1 - a) \times \frac{a}{(1 - a)^2} = \frac{a}{1 - a} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Pour un albedo de 50%, tel qu'il est observé dans le visible dans les nuages denses (Laureijs et al. 1987, Lehtinen et Mattila 1996), cela signifie que le nombre moyen de diffusions vaut 1. En utilisant la probabilité de subir N diffusions, on constate que 50% des photons seront directement absorbés et 25% diffusés une seule fois avant d'être absorbés, on en déduit que la probabilité de subir plus d'une diffusion est tout de même de 25%. Par souci de simplification, ces probabilités ne prennent pas en compte la possibilité pour le photon de quitter le nuage, bien que ça soit cette fraction en particulier qui nous intéresse. Il faudrait considérer les photons qui quittent le nuage avec l'angle qui nous intéresse, c'est-à-dire celui pour lequel on serait capable de les observer, et la quantité de matière à traverser pour espérer quitter le milieu sans absorption. Tous ces paramètres sont bien trop dépendants de la géométrie du nuage, de la fonction de phase et de la direction incidente du photon avant sa dernière interaction, pour que nous entrions dans ces considérations. Cependant, le nombre moyen de diffusions avant absorption donne une bonne idée de la répartition du rayonnement à l'intérieur du nuage. On illustre ainsi que le nombre moyen de diffusions va varier avec l'albedo qui est lui-même dépendant de la longueur d'onde. Ainsi, tandis que l'albedo chute avec les longueurs d'onde croissantes, le libre parcours moyen augmente car κ_{sca} et κ_{abs} diminuent. Il est donc plus facile d'atteindre les parties centrales du nuage lorsque la longueur d'onde augmente, particulièrement si l'albedo, et donc le nombre moyen de diffusions avant absorption, reste assez élevé. Nous verrons l'application de ce phénomène à la fois pour le coreshine à $3.6 \mu\text{m}$ mais également à plus grande longueur d'onde, à $8 \mu\text{m}$, là où le signal ne peut être perçu qu'en absorption par rapport au fond de ciel mais où la diffusion contribue tout de même de façon efficace en redirigeant une partie des photons vers nous (Chapitre 4).

3.1.2 Modélisation Monte-Carlo

La modélisation en 3 dimensions (3D) du transfert de rayonnement, qui a lieu au sein d'un nuage, est possible suivant deux approches : par modélisation Monte-Carlo, en suivant l'interaction des photons avec les grains, ou bien en retraçant le changement d'intensité le long d'une ligne de visée en différents points (*Ray-Tracing*). La première méthode est plus adaptée dans le cas de structures complexes et offre une plus grande liberté dans l'échantillonnage du rayonnement incident, tandis que la seconde permet d'adapter plus naturellement le pas de la grille à la variation de densité. Dans cette partie, je vais décrire le code de transfert de rayonnement Monte-Carlo utilisé pendant la thèse (CRT, Juvola et Padoan 2003, Juvola 2005)⁴. Il peut être utilisé pour le calcul de l'émission des poussières, directement liée à l'absorption des photons dans chaque cellule, et/ou le calcul de la diffusion du champ de rayonnement incident. La méthode Monte-Carlo repose sur l'approche probabiliste présentée dans la Section précédente, et vise à reproduire la réalité en répétant un grand nombre de fois les événements à l'aide de tirages de nombres aléatoires. C'est à l'aide de ces nombres aléatoires que sont déterminés la profondeur à laquelle l'interaction

4. Le lecteur pourra également se reporter à la Section 3 de l'article présenté Section 3.4.1.

des photons a lieu et leur direction de propagation.

D'après l'équation 3.2, on sait que la probabilité d'interaction s'échantillonne entre 0 et 1 et vaut $1 - e^{-\tau}$. En tirant un nombre aléatoire u , suivant une loi uniforme entre 0 et 1, on peut obtenir la profondeur d'interaction en calculant :

$$\tau = -\ln(1 - u) \quad (3.6)$$

On compare ensuite τ à τ_{\max} intégré suivant la direction incidente et on sait à quelle profondeur physique (autrement dit dans quelle cellule) a lieu l'interaction. Ensuite, il faut déterminer la nature de cette interaction, grâce à l'albedo (voir Section 3.1.1 et Chapitre 2). Dans le cas d'une diffusion, il faut également définir l'angle de diffusion θ , qui est l'angle avec lequel les photons repartent par rapport à l'angle incident. Dans ce cas, c'est la probabilité de diffusion cumulée⁵ qui est échantillonnée uniformément entre 0 et 1, c'est-à-dire la fonction de répartition de la fonction de phase. Si l'on pose $\mu = \cos(\theta)$ et que l'on considère la fonction de phase analytique de Henyey-Greenstein P_{HG} (équation 2.10) alors on a, avec μ' la variable muette permettant d'intégrer entre -1 et μ :

$$F_{\text{HG}}(\mu) = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} \frac{1 - g^2}{(1 - 2g\mu' + g^2)^{3/2}} d\mu' \quad (3.7)$$

$$= \frac{1}{2}(1 - g^2) \left[\frac{1}{g} (1 - 2g\mu' + g^2)^{-1/2} \right]_{-1}^{\mu} \quad (3.8)$$

$$= \frac{1 - g^2}{2g} \left((1 - 2g\mu + g^2)^{-1/2} - (1 + 2g + g^2)^{-1/2} \right) \quad (3.9)$$

$$= \frac{1 - g^2}{2g} \left((1 - 2g\mu + g^2)^{-1/2} - (1 + g)^{-1} \right) \quad (3.10)$$

La relation 3.10 est inversible si l'on pose $F_{\text{HG}}=u$; on déduit μ en fonction de u de la façon suivante :

$$\frac{2gu}{1 - g^2} + \frac{1}{1 + g} = (1 - 2g\mu + g^2)^{-1/2} \quad (3.11)$$

$$\frac{g(2u - 1) + 1}{1 - g^2} = (1 - 2g\mu + g^2)^{-1/2} \quad (3.12)$$

$$\mu = \frac{1}{2g} \left(1 + g^2 - \left[\frac{1 - g^2}{1 + g(2u - 1)} \right]^2 \right) \quad (3.13)$$

Si la fonction de phase n'est pas analytique mais tabulée (comme pour les agrégats du Chapitre 4, Partie 4.3), il faut d'abord calculer la probabilité cumulative (l'équivalent de la fonction de répartition) pour chaque angle θ .

5. Cette probabilité correspond à la fonction de répartition de la distribution de probabilité qui nous intéresse. C'est d'ailleurs pour cette raison que j'ai inversé $F(\tau)$ directement pour obtenir τ en fonction de u , car $F(\tau)$ est la fonction de répartition de $f(\tau)$ pour la distribution de probabilité exponentielle, comme expliqué Section 3.1.1.

On calcule ensuite numériquement l'inverse de cette probabilité et on tire au hasard un nombre que l'on transforme en angle grâce à une interpolation de la fonction inverse, en suivant les mêmes étapes que pour la fonction analytique d'Henney–Greenstein. Une fois l'angle θ déterminé, on complète l'information sur la nouvelle direction des photons par un tirage aléatoire de l'angle $\Phi=2\pi u$.

Malgré la performance de la méthode pour simuler le problème uniquement à partir de la génération de nombres aléatoires de loi uniforme, plusieurs difficultés demeurent notamment dans les régimes de faibles et de fortes opacités. Lorsque l'opacité est faible, typiquement à la transition entre milieu diffus et milieu dense, il faut lancer beaucoup de photons pour espérer que ces derniers interagissent avec le milieu, ce qui accroît considérablement le temps de calcul. Ce problème est d'autant plus important qu'il concerne la surface du nuage. Le moyen le plus simple d'y pallier est de forcer systématiquement la première diffusion (*forced first-scattering*, Mattila 1970, Section 3.1.2). Aux fortes densités, il est également très difficile d'atteindre le cœur du nuage, on force alors $F(\mu)$ préférentiellement vers le centre du nuage pour mieux échantillonner les zones denses. Des méthodes de pondération permettent de s'assurer que la distribution de probabilité initiale est conservée, malgré les astuces numériques ajoutées pour un meilleur échantillonnage du champ de rayonnement sur les cellules (Watson et Henney 2001). Je vais décrire la version optimisée du code, qui tient compte des différentes pondérations du rayonnement.

Modèle de nuage et modèle de poussière

La distribution en densité des poussières peut être décrite par une grille cartésienne en 3 dimensions, ou bien simplifiée par une discrétisation sphérique (1D) ou cylindrique (2D) (Ysard et al. 2012). Chaque cellule du modèle, appelé plus loin *modèle de nuage*, possède alors une certaine densité de grains, définie par rapport à l'abondance d'hydrogène atomique ou moléculaire (H ou H₂). La taille physique des cellules n'est fixée que de façon arbitraire, par la comparaison que l'on en fait avec les observations. Le nombre de cellules utilisées est typiquement choisi pour que la taille d'une cellule corresponde à quelques centaines d'unités astronomiques pour un nuage situé à une centaine de parsecs. CRT autorise l'utilisation de plusieurs populations de poussières ainsi qu'une variation spatiale de leur abondance, cellule à cellule. Dans chaque cellule, les propriétés des différents types de poussière (différentes de par leur taille et/ou leur composition) sont moyennées en fonction de leur abondance associée et constituent ce que j'appellerais le *modèle de poussière*. A chaque cellule, les informations nécessaires sont donc la densité n (modèle de nuage), ainsi que l'opacité de la poussière (calculée à partir de κ_{sca} et κ_{abs}), l'albedo et la fonction de phase à la longueur d'onde modélisée (modèle de poussière).

Champ de rayonnement

Le champ de rayonnement incident est décrit à l'aide de paquets de macro-photons (ci-après appelés paquets de photons) qui représentent une quantité importante de photons réels. Les photons provenant du fond de ciel sont simulés séparément de ceux provenant d'une source interne, et de ceux provenant d'une source externe. Pour chaque paquet de photons initialement lancé dans une direction à la surface du nuage, on enregistre la fraction des photons qui est effectivement diffusée et on comptabilise séparément les photons qui traversent le nuage sans interaction (méthode *peel-off*, Yusef-Zadeh et al. 1984). La méthode la plus intuitive consisterait à s'arrêter de suivre les photons lorsqu'ils sont complètement absorbés, ou qu'ils sortent du nuage. Compte-tenu des problèmes d'échantillonnage précédemment exposés et qui nécessitent une pondération de la véritable fonction de probabilité, il est plus facile de fixer un coefficient de pondération minimal au delà duquel on stoppe le suivi et on passe au paquet de photons suivant.

Les principales pondérations appliquées sont :

- celle concernant le forçage de la première diffusion. En forçant la première diffusion on ignore le fait qu'une fraction correspondant à $e^{-\tau_{\text{esc}}}$ aurait dû s'échapper du nuage. En pondérant la probabilité $F(\tau)$ par $(1 - e^{-\tau_{\text{esc}}})$ on s'assure alors de forcer la première diffusion tout en conservant la même statistique. En pratique, cela revient à transformer le tirage aléatoire de τ (équation 3.6) en $\tau = -\ln[1 - u \times (1 - e^{-\tau_{\text{esc}}})]$,
- celle permettant de privilégier le centre du nuage, ou toute région qui pourrait être mal échantillonnée, comme direction de diffusion privilégiée. Elle implique de calculer l'angle θ_c entre la position de l'interaction et le centre du modèle de nuage et de pondérer par $p(\theta_c) \propto e^{-\gamma\theta_c}$ avec γ une constante positive (Juvola 2005),
- celles concernant l'échantillonnage du rayonnement incident afin de mieux échantillonner la direction principale d'éclairement. En l'absence de sources locales, il provient essentiellement du centre Galactique et du plan Galactique. L'échantillonnage pondéré du rayonnement est alors proportionnel à $I_{\text{inc}}^{\alpha_1}$ où α_1 est une puissance donnée qui permet de privilégier les directions où le rayonnement est le plus intense (on prendra $\alpha_1 = 0.5$). Le plan galactique est favorisé en pondérant proportionnellement à $(1 + \cos(b))^{\alpha_2}$, où b est la latitude galactique et α_2 une puissance choisie, prise égale à 3 dans nos simulations. Cette dernière pondération n'est utile que si la plus grande partie de l'émission vient d'une région très localisée du ciel et reste marginale pour des applications où l'éclairement provient de tout le ciel par la présence du centre Galactique et du plan Galactique.

Une première spécificité de la diffusion est la nécessité d'utiliser un

champ de rayonnement externe anisotrope. En effet, un champ de rayonnement incident isotrope se verrait redistribué sans direction préférentielle. Dans ce cas, tous les photons qui sont diffusés dans la direction de l'observateur, qui n'est pas une direction privilégiée, correspondent exactement à la fraction de photons perdus vers d'autres directions. Dans la limite où les poussières sont à 100% diffusantes ($Q_{\text{abs}} = 0$), le signal est exactement compensé et le nuage deviendrait indiscernable par rapport au fond de ciel. Dans le cas plus réaliste où $Q_{\text{abs}} \neq 0$, le nuage ne peut apparaître qu'en absorption par rapport au fond de ciel, si le champ de rayonnement est isotrope. Pour une illustration du phénomène, on se reportera à l'appendice A de l'article I. Cette anisotropie est à la fois nécessaire pour voir la diffusion en excès par rapport au fond de ciel, mais également naturellement présente de par la présence d'étoiles locales, ou tout simplement du centre et du plan Galactiques qui jouent le rôle de source d'éclairement principal en l'absence de sources proches. Cette anisotropie étant intrinsèquement à 3 dimensions, elle justifie à elle seule l'utilisation d'une modélisation 3D pour bien caractériser le phénomène de diffusion. Il est important de noter que dans la plupart des travaux de modélisation concernant l'émission des grains, l'utilisation d'un champ de rayonnement isotrope est quasi systématique (Mathis et al. 1983, Black 1994, GALPROP : Ackermann et al. 2012). Compte-tenu du fait que l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique provient de l'absorption à plus courte longueur d'onde, notamment dans l'UV, où la diffusion joue un rôle important avec un albedo moyen de 0.5 (Lehtinen et Mattila 1996), il serait préférable de toujours tenir compte de cette anisotropie. Nielbock et al. (2012) ont d'ailleurs montré qu'il y a une importante différence entre considérer un champ anisotrope ou bien isotrope dans le cadre d'une modélisation 3D du nuage Barnard 68 (voir leur Figure 16). Le paragraphe suivant décrit alors le champ anisotrope 3D que j'ai utilisé pour les modélisations.

Les longueurs d'onde concernées par la diffusion et pour lesquelles nous possédons des données observationnelles vont du visible à l'infrarouge moyen. Il existe alors deux possibilités : se servir du champ de rayonnement tel qu'il a pu être observé par des missions spatiales couvrant la totalité du ciel, à des longueurs d'onde individuelles proches des longueurs d'onde d'intérêt ou bien reconstituer ce champ de rayonnement de façon indirecte à partir d'autres observables. Pour la partie NIR et MIR, nous disposons des observations du satellite COBE⁶ (*Cosmic Background Explorer*), où l'instrument DIRBE (*Diffuse InfraRed Background Explorer*) avait été intégré pour mesurer la contribution des poussières sur tout le ciel dans 10 filtres allant de 1.25 à 240 μm . Les cartes les plus pertinentes pour traiter le champ de rayonnement aux longueurs d'onde qui nous intéressent sont les 5 premières cartes DIRBE, centrées aux longueurs d'onde suivantes : 1.25, 2.2, 3.5, 4.9 et 12 μm . Le télescope étant en orbite autour de la Terre et

6. L'objectif scientifique de ce satellite concernait l'obtention d'une carte d'anisotropie du fond micro-ondes cosmologique (CMB). Les cartes obtenues pour les poussières ne sont utiles à la mission que pour déterminer les avant-plans qui masquent le CMB. On notera qu'il en est de même pour son héritier : le satellite *Planck* avec une sensibilité et une séparation des composantes dépassant de loin celles de COBE à des longueurs d'onde comparables, mais ne recouvrant pas les longueurs d'onde NIR et MIR qui nous intéressent ici.

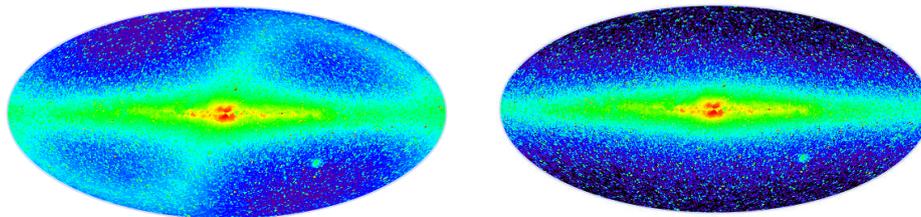


FIGURE 3.1 – Carte du ciel complet provenant de l’instrument DIRBE, à $1.25 \mu\text{m}$, vu en projection Mollweide et en coordonnées galactiques centrées sur le centre galactique $(0, 0)$. A gauche la carte non soustraite de la lumière zodiacale, à droite celle soustraite et utilisée pour les simulations après rotation. L’échelle de couleur est logarithmique et décrit l’intensité du rayonnement (du bleu au rouge).

l’instrument DIRBE pointant hors de l’axe de rotation, il observe la moitié du ciel chaque jour en effectuant 14 orbites de 103 minutes. L’observation du ciel complet a donc été répétée plusieurs fois avec, à chaque tour, un pointage légèrement différent. La carte du ciel complète, et résultant de ces pointages multiples (environ 200 répétitions par pixel), est regroupée sous la forme d’un fichier HEALPix (*Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization*, Górski et al. 2005), qui découpe le ciel en quadrilatères d’aire égale mais de forme variable (appelés healpixels). La résolution de la carte est alors définie par le nombre de subdivisions appliquées à la base curviligne composée de 12 healpixels, définie par le paramètre N_{side} . Les cartes DIRBE sont fournies⁷ en format HEALPix avec $N_{\text{side}} = 256$ soit une résolution de 13.7 arcminutes. Chaque healpixel contient alors la moyenne de tous les pointages DIRBE associés (avec une résolution des pixels réels de l’instrument de 40 arcmin). En effet, chaque position du ciel a été observée avec des angles différents ce qui permet d’améliorer le rapport signal sur bruit tout en mesurant la variation d’une orientation à l’autre. Cette variation du signal d’un pointage à l’autre est principalement due à la diffusion du rayonnement sur les poussières interplanétaires de notre système solaire située dans le plan de l’écliptique (voir Figure 3.1). Il s’agit de la lumière zodiacale qui est, dans notre cas, un signal parasite car elle ne contribue pas au champ de rayonnement vu par un nuage situé à quelques centaines de parsec du système solaire. Par conséquent, les cartes que j’ai utilisées pour reproduire les conditions d’illumination du nuage sont celles soustraites de la lumière zodiacale (DIRBE_ZSMA).

Lorsque la longueur d’onde qui nous intéresse est très proche de celle observée par DIRBE, ce qui est le cas de la bande J par exemple, on peut alors utiliser la carte HEALPix, uniquement corrigée des différences de réponse des filtres, comme champ de rayonnement incident. Si la longueur d’onde à modéliser est plus éloignée des longueurs d’onde observées, il faut appliquer des facteurs de corrections supplémentaires que je détaillerai au paragraphe suivant. Il est important de noter ici que je fais l’approximation que les nuages moléculaires modélisés voient le même champ de rayonnement que celui vu depuis la Terre. La majorité de ces nuages possède une distance inférieure à 500 pc par rapport au Soleil et se situe dans les bras spiraux de notre Galaxie. De légers effets de température se font ressentir

7. http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_prod_table.cfm

bande	J	K _S	I1	I2	I3	I4
λ	1.25 μm	2.15 μm	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8 μm
DIRBE	1	2	3	4	5	5
λ DIRBE	1.25 μm	2.2 μm	3.4 μm	4.9 μm	12 μm	12 μm
coef	1.031	1.136	1.09	0.97	0.4	1.335

TABLE 3.1 – *Table des coefficients de conversion utilisés pour simuler le champ de rayonnement aux longueurs d’onde correspondant aux observations.*

dans les bras spiraux situés à une position plus interne ou externe par rapport à notre position. Cela traduit probablement une variation du champ de rayonnement avec la distance au centre Galactique mais ne concerne que des nuages situés à une distance supérieure à 1 ou 2 kpc du Soleil (Montillaud et al., sous presse). La position relative du centre Galactique par rapport au nuage dépend légèrement de son élévation par rapport au plan Galactique mais le disque fin de notre Galaxie n’étant d’une épaisseur que de ~ 300 pc (Gilmore et Reid 1983) pour une distance au centre galactique d’environ 8 kpc, cela n’a qu’un très faible impact sur l’orientation du champ de rayonnement. On pourra vérifier sur un nuage où l’on observe un effet d’anisotropie dû au champ de rayonnement, que la modélisation à partir des cartes DIRBE donne une anisotropie orientée similairement aux observations (voir Chapitre 4).

Les coefficients de correction que j’ai choisi d’utiliser pour les différentes longueurs d’onde sont extrapolés à partir de deux études comparant la photométrie dans les filtres DIRBE aux filtres 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) dans le NIR (Levenson et al. 2007), et aux filtres *Spitzer* dans le MIR (Flagey et al. 2006). En effet, les filtres dont il est question dans ces deux études correspondent à nos observations provenant du CFHT (Canada France Hawaï Telescope), pour la partie NIR, et de la caméra IRAC (InfraRed Array Camera) du satellite *Spitzer*, pour la partie MIR. L’ensemble des coefficients de conversion entre DIRBE et les filtres de nos observations sont consignés dans la Table 3.1. Ces coefficients correspondent pour les bandes J et K_S (notée simplement K dans la suite du manuscrit) à un simple réajustement photométrique compte-tenu de la transmission des filtres. La démarche est légèrement différente pour obtenir les coefficients des bandes IRAC, puisqu’ils sont déduits non pas à partir des étoiles mais de la convolution du spectre Galactique d’émission diffuse avec la transmission des filtres DIRBE d’une part, et IRAC d’autre part. La conversion repose donc en partie sur la justesse du spectre d’émission diffuse qui est la somme d’un continuum et de l’émission dans les bandes des PAH. Le problème est que ce spectre varie beaucoup d’une ligne de visée à l’autre, notamment au travers des rapports entre les différentes bandes. Néanmoins, en dehors du plan Galactique, il atteint des intensités comparables à celles attendues et obtenues par d’autres méthodes (voir Section 3.2) et l’erreur sera englobée dans l’estimation de l’incertitude sur le résultat final.

Deux longueurs d’onde intermédiaires dont nous disposons ne possèdent pas de coefficient de conversion directement établis par les deux études en question : H (1.65 μm) et I3 (5.8 μm). Pour obtenir une carte 5.8 μm , j’ai utilisé la conversion de la carte DIRBE 5 (12 μm) à la carte IRAC

$8\ \mu\text{m}$, puis j'ai pris en compte le rapport entre émission diffuse à 5.8 et $8\ \mu\text{m}$: $R_{5.8/8.0}$ donné par Flagey et al. (2006). Cela implique qu'on estime être dominé par la brillance des PAH dans ces longueurs d'onde pour que l'extrapolation soit correcte. Ce rapport, $R_{5.8/8.0}$, d'une valeur de 0.3 en moyenne sur les 6 lignes de visées proposées par Flagey et al. (2006) semble être suffisamment stable pour que l'on puisse l'adopter. Je reviendrai sur ces coefficients au chapitre 4.

Une carte en bande H peut également être obtenue par la combinaison de la bande J et de la bande K. Il est possible d'adopter des coefficients de conversion qui tiennent compte d'une loi d'extinction par les poussières telle que proposée par Lehtinen et Mattila (1996). Cette extinction sera alors dépendante de la latitude galactique et peut être décomposée de la façon suivante :

$$H = 0.62J + 0.694K \text{ pour } |b| > 7.5^\circ \quad (3.14)$$

$$\text{et } H = 1.327J(J/K)^{-0.608} \text{ pour } |b| \leq 7.5^\circ. \quad (3.15)$$

Enfin, pour les longueurs d'onde plus courtes que J, l'extrapolation à partir des données DIRBE n'est pas aisée du fait de la variation de l'extinction par les poussières dans la partie la plus importante constituée par le Centre Galactique. On peut alors considérer que la majorité du rayonnement, dans les bandes R(650 nm) et I (800 nm), provient des étoiles (voir Figure 2.6) et qu'une prise en compte correcte de leurs magnitudes observées nous donne une bonne idée du rayonnement Galactique, si l'on dispose de cette information dans toutes les directions. C'est sur cette considération que repose notre utilisation du modèle de population stellaire de notre Galaxie, appelé modèle de Besançon (Robin et al. 2003), et qui permet, entre autres, de calculer les magnitudes intégrées par arcsec^2 sur une grille irrégulière dans les 4 directions galactiques⁸ (Figure 3.2 à gauche). La conversion des magnitudes par arcsec^2 en MJy sr^{-1} s'effectue en considérant le point zéro des magnitudes en MJy sr^{-1} , et en sachant que $1 \text{ MJy sr}^{-1} = 2.35 \times 10^{-5} \text{ Jy par arcsec}^2$. En projetant les magnitudes intégrées sur une carte HEALPix, on obtient alors une carte similaire à celles produites par DIRBE⁹. La résolution pour ces deux cartes est d'environ 3.6° ($N_{\text{SIDE}}=16$, voir Figure 3.2).

8. Ces 4 directions sont appelées quadrants galactiques. La notion de quadrant galactique se réfère à la division de la Galaxie en 4 zones découpées selon la longitude et partant du Soleil. Le premier et le quatrième quadrant sont en direction du centre Galactique et englobent les bras spiraux internes, tandis que les deuxième et troisième quadrants correspondent à ceux que l'on voit en regardant vers l'anti-centre Galactique.

9. Nous remercions Annie Robin pour nous avoir fourni la table des magnitudes de l'ensemble du ciel dans les bandes R et I et Douglas Marshall pour la transformation de ces table en cartes HEALpix.

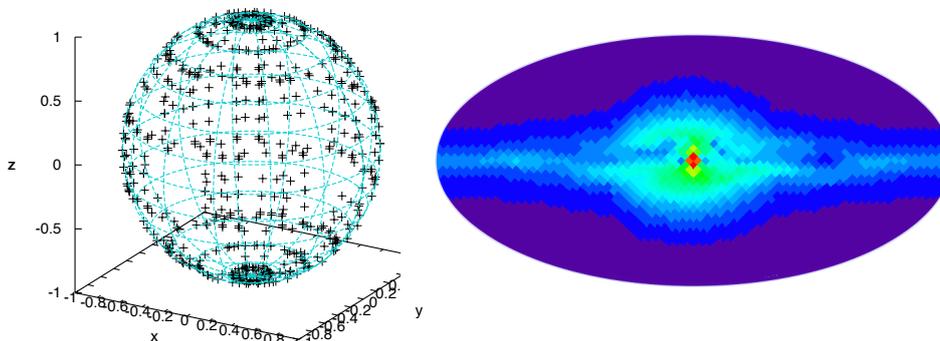


FIGURE 3.2 – *A gauche : représentation de la grille des magnitudes projetée sur une sphère de rayon unité. A chaque point correspond une magnitude intégrée sur la ligne de visée qui passe par le point lui-même et le centre de la sphère, correspondant à la position du Soleil. A droite : projection Mollweide de la carte HEALPix obtenue à partir de la table des magnitudes, ici en bande R.*

3.2 ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ DU FOND

Comme il a été présenté au Chapitre 2.2 et dans l'équation 2.11, notre capacité à détecter le *coreshine* est très sensible à l'évaluation du fond de ciel et à la proportion correspondant à la quantité atténuée par le nuage, I_{bg} . Contrairement à ce qu'il a pu être présenté dans Steinacker et al. (2014), une limite de *coreshine* observable en fonction de la latitude galactique (et de son I_{bg} associé) n'a qu'un intérêt limité car l'émission diffuse peut varier d'une zone à l'autre de par la quantité de PAH, comme dans la région d'Orion ou localement pour certains nuages comme IRAS16293-E, par exemple. C'est pourquoi nous avons préféré montrer l'effet de l'élévation comme une tendance sans pour autant placer de limite physique en ascension droite et/ou en déclinaison pour définir une zone où le *coreshine* serait systématiquement observable. En plus des effets locaux, cette démarche suppose également des distributions de poussière identiques pour toutes les régions (et uniformes dans le nuage) alors qu'il semblerait que les grains puissent évoluer d'une région à l'autre et au sein du nuage. Nous verrons également dans le chapitre suivant que la plupart des modèles de poussière ne conviennent pas à la nécessité de diffuser efficacement jusque dans l'infrarouge moyen et que la quantité de grains "efficaces à diffuser" peut varier spatialement dans le nuage. Cependant, il est vrai que le plan Galactique et toute zone où le fond de ciel est important, n'est *a priori* pas idéale pour détecter du *coreshine* en excès par rapport au fond de ciel. Nous tenons à souligner que ce n'est pas parce que la partie liée à la diffusion n'est pas capable d'au moins compenser l'extinction, et donc d'être vue en excès, qu'elle n'apporte pas d'information sur les grains présents si la valeur de I_{bg} est bien contrainte par ailleurs. C'est d'ailleurs cette méthode qui sera utilisée au Chapitre 4 pour la bande à $8 \mu m$.

La difficulté à déterminer la valeur de l'émission diffuse dans les bandes IRAC provient de l'erreur sur l'estimation de la contribution de la lumière zodiacale, présentée dans la Section 3.1.2. Dans les données *Spitzer* étalonnées (BCDs), la brillance du ciel est soustraite (*skydark* : émission diffuse + émission stellaire). Elle contient elle-même une contribution de la lumière zodiacale (SKYDRKZB¹⁰), mais il existe un résidu entre cette intensité et l'intensité estimée de la lumière zodiacale à la position de la source (ZODY_EST¹⁰). Ce modèle de la lumière zodiacale dérivé par Reach et al.¹¹ est une extension du modèle construit à partir des observations DIRBE (Kelsall et al. 1998). L'incertitude sur l'étalonnage de l'émission diffuse est alors de l'ordre de SKYDRKZB–ZODY_EST, soit quelques dizaines de kJy sr^{-1} . Bien que l'erreur soit faible en terme de valeur relative, comparée à la brillance totale du fond de ciel incluant l'émission stellaire qui atteint plusieurs dizaines de MJy sr^{-1} , elle est malheureusement exactement de l'ordre de l'intensité du *coreshine* et de l'intensité de l'émission diffuse attendue à 3.6 et 4.5 μm (Flagey et al. 2006) en valeur absolue. Il est donc impossible de mesurer la valeur de I_{bg} directement dans les observations *Spitzer* et elle doit être évaluée par d'autres moyens.

Pour évaluer la valeur de l'émission diffuse, I_{diff} , il est plus prudent de s'affranchir des observations *Spitzer*. L'idée est de considérer la totalité de l'émission dans la bande puis de soustraire d'une part la lumière zodiacale d'après le modèle, et d'autre part la contribution stellaire grâce à des catalogues d'étoiles. A partir des cartes DIRBE_ZSMA que j'utilise également pour simuler le champ de rayonnement, ainsi que des coefficients de conversion appropriés à chaque bande (Table 3.1), il ne me reste plus qu'à évaluer la contribution des étoiles dans chaque pixel DIRBE à partir des catalogues des sources ponctuelles. Pour évaluer la contribution des sources ponctuelles, j'ai utilisé le catalogue 2MASS pour le NIR et le catalogue WISE pour le MIR. Le détail de la méthode est décrit dans la Section 3.2.2 de l'Article I. Néanmoins, il est important d'ajouter que cette évaluation de I_{diff} n'est qu'une information partielle sur la valeur de I_{bg} . L'essentiel des poussières qui provoquent l'émission diffuse se situe derrière le nuage (bg), mais une partie de la matière se trouve également entre le nuage et nous ($\text{fg} = 1 - \text{bg}$). La part du rayonnement atténuée par le nuage sera alors égale à $I_{\text{bg}} = I_{\text{diff}} \times \text{bg}$ et une contribution additionnelle prendra place devant le nuage $I_{\text{diff}} \times \text{fg}$. L'équation 2.11 peut alors s'écrire sous la forme de l'équation 3.16 et l'on retrouve bien en simplifiant les termes une forme identique à l'équation 2.11.

$$\text{CS} = I_{\text{sca}} + I_{\text{bg}}e^{-\tau} + I_{\text{diff}} \times \text{fg} - I_{\text{diff}}(\text{fg} + \text{bg}) = I_{\text{sca}} + I_{\text{bg}}e^{-\tau} - I_{\text{bg}} \quad (3.16)$$

Après avoir déduit l'émission diffuse dans la bande I_{diff} , il reste alors à évaluer la proportion de poussière située derrière le nuage. Là encore les modèles de notre Galaxie servent d'appui à cette évaluation (Marshall et al. 2006, Lallement et al. 2014). A partir de l'excès de couleur $E(\text{B}-\text{V})$

10. Ces notations correspondent aux mots clefs se trouvant dans le header des fichiers FITS des BCDs.

11. <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysis/tools/contributed/general/zodiacallight/>

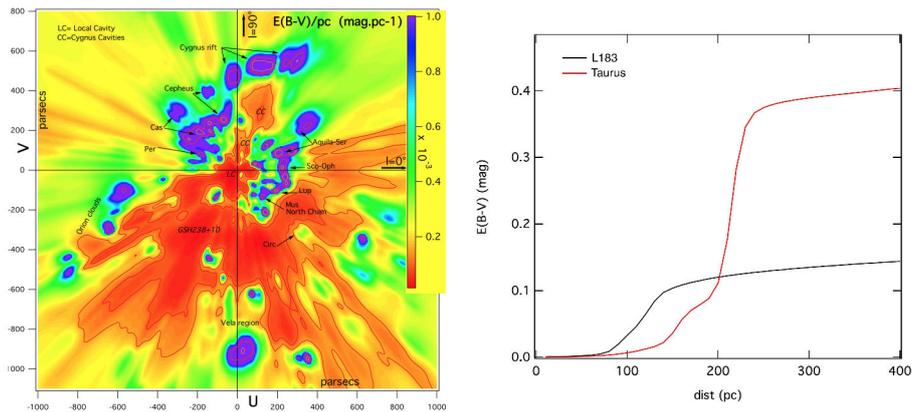


FIGURE 3.3 – Extinction apparente sur la ligne de visée d’après le modèle de galaxie de Lallement et al. (2014). La figure de gauche est extraite de Lallement et al. (2014), celle de droite est le résultat de l’intégration sur deux lignes de visée (L183 en noir) et une ligne de visée traversant la région du Taureau (en rouge). L183 se situe à une distance d’environ 110 pc ce qui donne une valeur d’environ 0.75 pour b_g tandis que le Taureau situé à une distance d’environ 140 pc a presque la totalité de la matière situé derrière le nuage, soit $b_g \sim 0.95$.

associé à des distances photométriques ou obtenues par parallaxes, il est possible d’estimer la répartition de la matière sur la ligne de visée dans sa profondeur (Figure 3.3). En intégrant l’extinction située devant le nuage et celle située derrière, on peut alors en déduire les proportions f_g et b_g .

D’après la Figure 3.3, on déduit une proportion de 75% derrière le nuage pour la ligne de visée de L183, et de 95% pour le Taureau. J’ai alors comparé cette estimation à l’extinction obtenue avec le modèle de Besançon (Robin et al. 2003, Marshall et al. 2006) qui utilise la couleur intrinsèque de la population d’étoiles et leur distance probable associée.

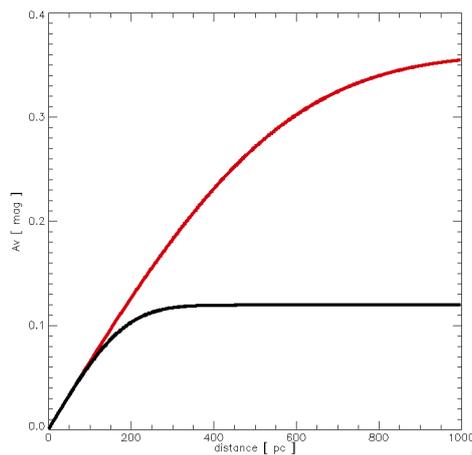


FIGURE 3.4 – Profil de l’extinction en fonction de la distance obtenue à partir du modèle de Besançon (Robin et al. 2003, Marshall et al. 2006). Les couleurs sont identiques à celle des profils de la figure 3.3.

De cette deuxième estimation, je déduis $b_g = 0.5$ pour L183 et $b_g = 0.75$ pour le Taureau. On voit d’après les profils (Figure 3.3 et 3.4) que la quantité de matière évolue globalement de la même manière entre les deux méthodes. La méthode de Lallement et al. (2014) est censée être plus

précise à faible distance alors que la méthode de Marshall et al. (2006) est censée être plus fiable au delà de 1 kpc. Comme on travaille avec des courtes distances c'est donc celle de Lallement et al. (2014) que je garderai comme référence par la suite¹².

3.3 PROPRIÉTÉS DES GRAINS UTILISÉS DANS LA MODÉLISATION

Comme il a été présenté en introduction, je m'intéresserai ici essentiellement aux propriétés physiques des poussières. Bien que les grains soient intimement liés à la chimie et inversement, je ne considérerai que la variation spatiale de leurs propriétés physiques à l'intérieur du nuage indépendamment de la dynamique pouvant mener à de telles propriétés. En effet, le phénomène qui nous intéresse essentiellement est la croissance des grains. Elle peut se produire soit par accrétion (changement de la composition, changement de la masse totale des poussières), soit par coagulation (conservation de la masse totale des poussières et modification de la distribution en taille). L'accrétion des manteaux est reliée à la composition des grains eux-mêmes et est difficile à contraindre si ce n'est qu'elle doit être cohérente avec les limites des abondances de chaque élément. Cette abondance est communément définie par rapport à l'atome d'hydrogène en nombre de particules par million d'atomes d'hydrogène (ppm). Elle n'est pas un paramètre libre de notre modélisation et a été adoptée telle que proposée dans les modèles de grains provenant de la littérature (Table 3.2). L'intégration de différents modèles de grains explore en partie différentes possibilités d'accrétion. Les distributions composites conduisant à la formation d'agrégats ne sont pas indiquées ici car la composition varie beaucoup en fonction de la répartition cœur/manteaux.

Les modèles de poussières utilisés dans nos modélisations sont ceux de Compiègne et al. (2011), Weingartner et Draine (2001), Ormel et al. (2009), et Min et al. (2016). Le modèle originel de Compiègne et al. (2011, DHGL) reproduit très bien les observations du milieu du diffus mais s'arrête à une taille d'environ $0.2 \mu\text{m}$, trop faible pour produire du *coreshine* (Steinacker et al. 2010). Nous avons donc dû considérer une extension en taille à partir des plus gros grains de la distribution DHGL que l'on appellera MC11 (voir Section 3.3.1). Les grains de Weingartner et Draine (2001) proposent des distributions à la fois adaptées au milieu diffus (WD01 $R_V = 3.1$) mais aussi au milieu plus dense (WD01 $R_V = 5.5A$), jusqu'aux nuages moléculaires contenant des cœurs denses (WD01 $R_V = 5.5B$). Cependant, ces modèles sont constitués par des graphites et non des carbones amorphes, point dont j'ai déjà discuté au Chapitre 2. Les distributions WD01 5.5A et 5.5B présentent la même composition chimique (Table 2.1) mais une distribution en taille différente qui conduira à des propriétés de diffusion différentes (Q_{sca} , Q_{abs} , fonction de phase, Annexe D).

¹². Cependant, dans l'article I, j'ai discuté l'impact des deux valeurs de bg (Lallement et Marshall) sur les solutions de la modélisation.

Modèles de poussière	C/H	O/H	Mg/H	Si/H	Fe/H
DHGL	200	180	45	45	45
WD01 ^a ($R_V = 3.1$)	254	192	48	48	48
WD01 ^b ($R_V = 5.5$ A&B)	179	164	41	41	41
Observations					
ISM : ζ Oph ^c	210	242	39	34	35
Solaire ^d	295	537	44	36	35

TABLE 3.2 – Abondance des différents atomes dans les modèles de poussière utilisés pour la modélisation.

(a) Ces proportions ont été calculées à partir du volume total occupé par la distribution de grains de la Table 1 de Weingartner et Draine (2001). Le modèle $R_V = 3.1$ de Weingartner et Draine (2001) correspond aux valeurs de leur Table 1 pour $b_C = 60$ ppm. b_C est la proportion de carbone dans les distributions en taille de grains suivant une loi log-normale, utilisées pour construire le modèle de poussière.

(b) Idem pour $R_V = 5.5$ et $b_C = 30$ ppm.

(c) Ligne de visée de l'étoile ζ Oph de type O située à 138 pc. L'abondance des éléments contenus dans les poussières a été déduite de la différence entre l'abondance solaire et l'abondance en phase gazeuse mesurée en absorption en direction de ζ Oph.

(d) Abondance solaire donnée par Asplund et al. (2009).

Bien qu'étendue à des gros grains pouvant certainement produire du *coreshine* (MC11, WD01 5.5B), ces deux distributions de poussière présentent deux inconvénients. D'une part, ils ne contiennent pas de glace alors qu'elle apparaît très tôt dans les nuages et modifie l'albedo des poussières, d'autre part ces grains sont sphériques là où la croissance par coagulation conduit à des formes irrégulières. C'est pourquoi j'ai décidé de tester 3 types de poussière supplémentaires : des grains poreux, extrapolés à partir d'un modèle sphérique dans lequel on inclut une part de vide (Ysard et al. 2012), des agrégats construits à partir d'une taille unique et pouvant grossir jusqu'à une taille de $4 \mu\text{m}$ (Min et al. 2016) et des agrégats glacés allant jusqu'à $1 \mu\text{m}$ (Ormel et al. 2009). Ces dernières distributions ont servi de point de comparaison avec des distributions semblables des modèles MC11 et WD01 (voir Annexe D) afin d'avoir une idée de comment la porosité, les glaces et l'agrégation des grains peut jouer sur l'efficacité de diffusion. En effet, ces distributions ont elles-mêmes leur propres désavantages : les modèles de Ysard et al. (2012) avec différents degrés de porosité (0, 10, 20, 40%) sont bien en dessous de $1 \mu\text{m}$ et ne pourront être comparés qu'entre eux pour savoir si ils produisent plus ou moins de diffusion, ceux de Min et al. (2016) présentent un ensemble de taille discret et non une distribution en taille comparable aux autres distributions, et ceux de Ormel et al. (2009) ne peuvent pas être directement comparés entre eux en termes de taille, avec et sans glace, car ils résultent d'une simulation dynamique de coagulation. Ce sont donc des grandes tendances que j'ai cherché à dégager ici.

3.3.1 DustEM

Je vais détailler dans cette partie l'obtention des propriétés des grains de type MC11. Le modèle initial, typique du milieu diffus à haute latitude galactique (DHGL), est constitué de 5 populations : deux populations de

PAH, des petits grains carbonés (0.6 à 20 nm), des gros grains carbonés (4 nm à 0.15 μm) et des silicates (4 nm à 0.2 μm). Compte tenu des longueurs d'onde associées au *coreshine*, j'ai décidé de me concentrer sur les deux populations (grains carbonés et silicates) les plus grosses. Le nombre de grains par taille a_d suit une loi de puissance avec une coupure exponentielle de la forme :

$$D(a_d) \propto a_d^\alpha \quad \text{pour } a_d < a_t \quad (3.17)$$

$$\propto a_d^\alpha e^{-[(a_d - a_t)/a_c]^\gamma} \quad \text{pour } a_d > a_t, \quad (3.18)$$

avec α une puissance différente pour les silicates et les grains carbonés. a_t , a_c et γ correspondent aux tailles servant à définir la coupure exponentielle. La partie non coupée (équation 3.17) s'apparente à la distribution MRN (Mathis et al. 1977) pour laquelle $\alpha = -3.5$. Ici le modèle de poussière de Compiegne et al. (2011) présente des valeurs de α de -2.8 pour les grains carbonés (CBx2) et -3.4 pour les silicates (aSil).

Type	...	M_d/M_H	ρ	a_{\min}	a_{\max}	α	$a_{t,c}$	γ
CBx2	...	$1.45 \cdot 10^{-3}$	1.81	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-4}$	-2.8	$1.5 \cdot 10^{-5}$	2
aSil	...	$7.8 \cdot 10^{-3}$	3.5	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-4}$	-3.4	$2 \cdot 10^{-5}$	2

TABLE 3.3 – Table descriptive des paramètres d'entrée de *DustEM*. ρ est en g.cm^{-3} , toutes les tailles de grains a_{\min} , a_{\max} et $a_{t,c}$ sont données en cm. Les paramètres en gras correspondent à ceux que j'ai modifiés pour obtenir nos propres distributions. M_d/M_H est le rapport de la masse des grains par rapport à la masse de gaz.

DustEM est un logiciel qui permet d'obtenir l'émission des grains, sans transfert radiatif, à partir de leur distribution en taille et leurs propriétés optiques. Il a été couplé à CRT par N. Ysard et nous avons décidé de nous en servir pour calculer les différentes propriétés optiques de nos distributions en taille de grains¹³. Le logiciel fournit les valeurs de Q_{abs} , Q_{sca} , et g pour chaque type de grains du modèle DHGL, pour 50 tailles individuelles entre 3 Å et 10 μm , et 800 longueurs d'onde individuelles entre 40 nm et 100 μm . Les coefficients optiques ont été générés avec le formalisme de Mie et les indices de réfraction de Zubko et al. (2004) pour les grains carbonés et ceux de Li et Draine (2001) pour les silicates. Les paramètres d'entrée du fichier prennent la forme de la Table 3.3.

La masse totale de poussière par rapport au gaz (en incluant les 5 types du modèles DHGL) s'élève à 1.1%. Les deux populations retenues représentent alors 72% en masse du modèle, c'est-à-dire l'essentiel de la masse. Si l'on augmente les paramètres a_{\min} , a_{\max} et $a_{t,c}$ sans modifier le rapport M_d/M_H alors cela revient à déplacer la distribution vers les plus gros grains comme illustré dans la Table 3.4.

Ces différents types de distributions (modèle MC11) ont ensuite été incorporés dans différentes parties du modèle de nuage. En effet, le modèle

13. Cette démarche s'inclut déjà dans une possibilité de tester ces types de grains en émission.

Nom du modèle	a_{\min} nm	a_{\max} μm	a_c μm	$\langle a_d \rangle$ nm
aSil / CBx2	4	2	0.2/0.150	15.37 / 25.2
Cx.2	4	2	0.2	28.25
aS25 / Cx25	4	2	0.25	16.12 / 30.9
aS.3 / Cx.3	4	2	0.3	16.76 / 33.24
aS.4 / Cx.4	4	2	0.4	17.8 / 37.3
aS.5 / Cx.5	4	2	0.5	18.65 / 40.8
aS.6 / Cx.6	4	2	0.6	19.37 / 43.87
aS.7 / Cx.7	4	2	0.7	19.99 / 46.59
aS.8 / Cx.8	4	2	0.8	20.55 / 48.9
aS.9 / Cx.9	4	2	0.9	21.06 / 50.75
aS1m / Cx1m	4	2	1.0	21.52 / 52.14
aS2m / Cx2m	4	5	2.0	24.72 / 70.56
aS5m / Cx5m	4	9	5.0	29.12 / 97.18
S10 / C10	10	2	0.15	31.44 / 43.47
S20 / C20	20	2	0.5	66.1 / 106.88
S50 / C50	50	2	1.0	154.72 / 236.4

TABLE 3.4 – *Descriptif des distributions obtenues grâce à DustEM et de leur taille moyenne à partir des gros grains du modèle DGHL. Cette table est extraite de l'article I.*

de nuage a été divisé en 3 grandes parties : une enveloppe, un cœur externe et un cœur interne. J'ai simplement combiné un modèle de silicates avec un modèle de grain carbonés dans chaque couche, en imposant que les grains de l'enveloppe correspondent au modèle DHGL et que ceux du cœur interne soient au moins aussi gros que ceux du cœur externe. Cette transition abrupte d'une couche à l'autre n'est certainement pas fidèle à la réalité, mais elle est suffisante pour explorer un éventuel effet de gradient dû à la variation des propriétés des poussières en pénétrant dans le nuage. Afin de comparer à une transition moins abrupte, j'ai également constitué un modèle de nuage où les distributions en taille varient du bord au centre en 10 couches (GRAD).

3.4 RÉSULTATS

3.4.1 Résumé des principaux résultats en français

Dans ce premier article, j'ai à la fois regroupé la plus grande étude des cas de *coreshine* au travers de la Galaxie et identifié des régions où le *coreshine* semble particulièrement présent (voir Partie 2.2). Pour étudier ces régions propices à l'apparition du *coreshine*, j'ai construit deux modèles de nuage représentatifs des observations, et qui, combinés à une grille de modèles de poussière, m'ont permis de tester le comportement de différents types de poussière, en fonction de la longueur d'onde. Nous avons développé une méthode afin de déterminer les valeurs de I_{bg} pour chaque ligne de visée afin d'être en mesure de comparer nos observations aux modélisations. Nous avons ainsi pu confirmer l'absence de cas de *coreshine* dans le plan galactique à cause de la brillance du fond de ciel. En utilisant à la fois les observations du *coreshine* (à 3.6 et 4.5 μm) et les observations en NIR, j'ai

pu démontrer plusieurs effets :

- Les sources enfouies influencent l’intensité absolue et relative (entre les deux bandes) qui sont observées pour le *coreshine*. Nous avons pu tester, en plaçant une source interne mimant une proto-étoile au sein du nuage, que le rapport se trouve modifié comme attendu. D’une part la présence d’une source de rayonnement supplémentaire favorise notre capacité à détecter le *coreshine*, d’autre part si le rayonnement de la source et le cocon de poussière qui l’entoure et redistribue ce rayonnement sont bien caractérisés, alors cette détermination peut atténuer partiellement les autres sources d’incertitude. En effet, le flux absolu diffusé devenant plus important, l’impact de l’évaluation précise de I_{bg} est plus faible.
- Pour les nuages ne contenant pas de protoétoiles, un champ de rayonnement incident tel qu’il a été présenté dans la Partie 3.1.2 est suffisant pour expliquer les observations en faisant varier les propriétés des poussières. Ce résultat est important car des travaux simultanés ont choisi de laisser ce paramètre libre. En effet, d’autres études autorisent une multiplication (L260 – Andersen et al. 2013, 12 globules cométaires¹⁴ – Launhardt et al. 2013, ainsi que L1506C, L1439, et L1498 – Steinacker et al., A&A, sous presse) ou une division (L1498 – Shirley et al. 2005, L1512, L1544 et L1689B Evans et al. 2001) du champ de rayonnement de manière globale. Nous sommes convaincus qu’il est bien plus prudent de fixer le champ de rayonnement par rapport aux observations DIRBE et de ne relâcher cette contrainte que dans des cas particuliers où l’éclairement local domine. Nous marquons ici notre volonté d’entreprendre la modélisation au travers de la variation des propriétés des poussières, *sans toucher au champ de rayonnement sans justification préalable*. Nous visons ainsi à lever, au moins partiellement, la dégénérescence sur le contenu en grains des nuages par l’approche multi-longueurs d’onde.
- Les petits grains $\lesssim 50$ nm n’influencent pas les observations du *coreshine*.
- La taille des grains et leur croissance par coagulation permet d’augmenter à la fois l’intensité absolue et relative du *coreshine* avec une saturation du rapport de *coreshine* ($4.5/3.6 \mu\text{m}$) au delà d’une taille maximale pour la distribution de 1 micron.
- Les agrégats sont plus efficaces à produire de la diffusion que les grains compacts sphériques, y compris ceux pour lesquels on inclut artificiellement de la porosité. Cependant, ils ne semblent pas pouvoir reproduire le rapport $K/3.6 \mu\text{m}$ sans un mélange avec d’autres types de grains. Cette vision est probablement compatible avec une

14. Ces sources font partie du projet *Herschel* avec temps d’observation garanti : *The Early Phases of star formation*. Il s’agit de CB4, CB6, CB17, CB26, CB27, BHR12, CB68, B68, CB130, B335, CB230 et CB244.

coagulation progressive des grains en pénétrant dans le nuage.

- Les manteaux de glaces semblent décroître le rapport de *coreshine* tandis qu'ils ont tendance à augmenter le rapport $K/3.6\ \mu\text{m}$, pour une distribution en taille similaire. La glace pourrait donc elle aussi aider à rendre les agrégats compatibles avec les observations NIR.
- De la même façon, une transition plus progressive du bord au centre (modèle en 10 couches, GRAD) a tendance à augmenter le rapport $K/3.6\ \mu\text{m}$, tout en gardant un rapport de *coreshine* comparable à une distribution unique avec la même taille maximale. Ce résultat pourrait aller dans le sens d'une visualisation progressive des petits grains contenus dans les couches externes aux plus gros grains présents dans les couches internes en passant du NIR au MIR.

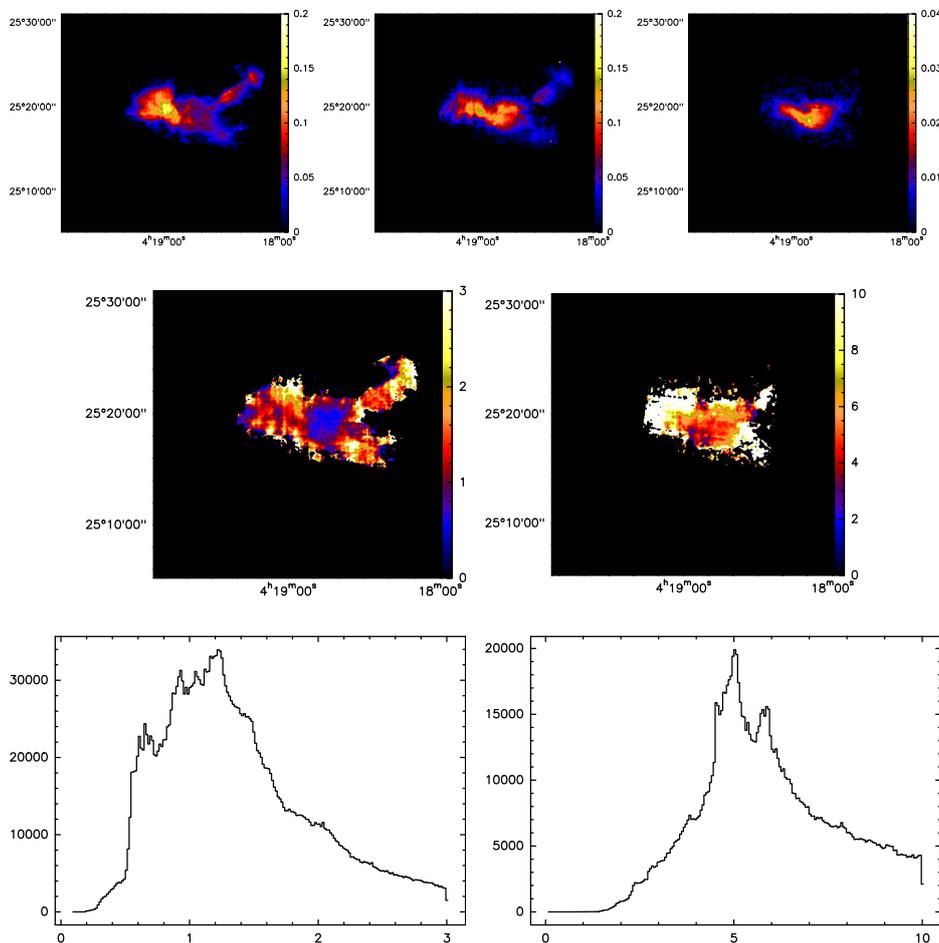


FIGURE 3.5 – Exemple de rapports J/K et $K/3.6\ \mu\text{m}$ pour L1506C. Toutes les images sont soustraites des étoiles et du fond d'après la méthode décrite Annexe C.2. De gauche à droite, en haut : images soustraites en J, K, et I1, au milieu rapport J/K et $K/3.6\ \mu\text{m}$, en bas histogramme de ces rapports.

- Les rapports J/K , $K/3.6\ \mu\text{m}$ et $4.5/3.6\ \mu\text{m}$ ont pu être contraints par les observations. Le rapport J/K adopte des valeurs allant de 0.3 à 3 avec une grande variation spatiale et une apparence bimodale (voir Figure 3.5), les parties les plus externes étant celles présentant le

plus grand rapport. Cependant, la bande J est à la fois plus sensible aux petits grains et dépend plus de la structure du nuage. En effet, la brillance de surface des nuages due à la diffusion dans le NIR suit une relation simple avec la densité de colonne de poussière (Nakajima et al. 2003, Foster et Goodman 2006, Padoan et al. 2006) jusqu'à un seuil d'environ $A_V \sim 15$ magnitudes.

- Le rapport $K/3.6 \mu\text{m}$ est plus homogène spatialement et varie entre 3.5 et 6. Il permet d'évaluer une limite en taille pour une distribution de grains (Andersen et al. 2013) ou plus vraisemblablement de placer une limite sur la proportion de gros grains compatible avec les observations (articles I et II). Cette limite en abondance des gros grains se retrouve dans la contrainte d'une carte globalement en absorption à $5.8 \mu\text{m}$ ainsi qu'à $8 \mu\text{m}$.
- Le rapport de *coreshine* ($4.5 \mu\text{m}/3.6 \mu\text{m}$) plafonne à une valeur de 0.5 à cause des propriétés des grains combinées au rayonnement incident. En effet, les grains ont une efficacité de diffusion plus faible à $4.5 \mu\text{m}$ qu'à $3.6 \mu\text{m}$ et le champ de rayonnement standard est lui aussi moins intense à $4.5 \mu\text{m}$ qu'à $3.6 \mu\text{m}$ (en l'absence de sources enfouies). Ce rapport trace les gros grains et les parties les plus enfouies et il est relativement peu sensible au modèle de nuage en lui-même.

L'ensemble de cette étude a permis d'appréhender les méthodes de modélisation de la diffusion, comme les propriétés des poussières susceptibles de reproduire au mieux nos observations. Le modèle de nuage aura alors vocation à être modifié dans le cadre de la modélisation d'une source individuelle, tout en tirant parti des enseignements de ce premier article.

Article I

Propriétés des poussières dans les nuages moléculaires déduites de la modélisation et de l'observation du *coreshine*

Article accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* le 16 juillet 2014 (Lefèvre et al. 2014)

NB : Le terme *carbonates* devrait être remplacé par *carbonaceous grains*.

Dust properties inside molecular clouds from coreshine modeling and observations[★]

C. Lefèvre¹, L. Pagani¹, M. Juvela², R. Paladini³, R. Lallement⁴, D. J. Marshall⁵, M. Andersen^{6,7}, A. Bacmann^{6,7}, P. M. McGehee³, L. Montier^{8,9}, A. Noriega-Crespo^{3,10}, V.-M. Pelkonen^{2,11}, I. Ristorcelli^{8,9}, and J. Steinacker^{6,7}

¹ LERMA & UMR8112 du CNRS, Observatoire de Paris, 61, Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France
e-mail: charlene.lefevre@obspm.fr

² Department of Physics, PO Box 64, University of Helsinki 00014, Finland

³ Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

⁴ GEPI Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

⁵ Laboratoire d'Astrophysique Instrumentation Modélisation (AIM) Paris-Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁶ Université Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁷ CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

⁸ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31028 Toulouse Cedex 4, France

⁹ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

¹⁰ Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD, 21218, USA

¹¹ Finnish Centre for astronomy with ESO, University of Turku, Väisäläntie 20, 21500 Piikkiö, Finland

Received 28 April 2014 / Accepted 16 July 2014

ABSTRACT

Context. Using observations to deduce dust properties, grain-size distribution, and physical conditions in molecular clouds is a highly degenerate problem.

Aims. The coreshine phenomenon, a scattering process at 3.6 and 4.5 μm that dominates absorption, has revealed its ability to explore the densest parts of clouds. We use this effect to constrain the dust parameters. The goal is to investigate to what extent grain growth (at constant dust mass) inside molecular clouds is able to explain the coreshine observations. We aim to find dust models that can explain a sample of *Spitzer* coreshine data. We also examine the consistency with near-infrared data we obtained for a few clouds.

Methods. We selected four regions with a very high occurrence of coreshine cases: Taurus-Perseus, Cepheus, Chameleon, and L183/L134. We built a grid of dust models and investigated the key parameters to reproduce the general trend of surface brightnesses and intensity ratios of both coreshine and near-infrared observations with the help of a 3D Monte Carlo radiative transfer code. The grid parameters allowed us to investigate the effect of coagulation upon spherical grains up to 5 μm in size derived from the DustEm diffuse interstellar medium grains. Fluffiness (porosity or fractal degree), ices, and a handful of classical grain-size distributions were also tested. We used the near- and mostly mid-infrared intensity ratios as strong discriminants between dust models.

Results. The determination of the background-field intensity at each wavelength is a key issue. In particular, an especially strong background field explains why we do not see coreshine in the Galactic plane at 3.6 and 4.5 μm . For starless cores, where detected, the observed 4.5 μm /3.6 μm coreshine intensity ratio is always lower than ~ 0.5 , which is also what we find in the models for the Taurus-Perseus and L183 directions. Embedded sources can lead to higher fluxes (up to four times higher than the strongest starless core fluxes) and higher coreshine ratios (from 0.5 to 1.1 in our selected sample). Normal interstellar radiation-field conditions are sufficient to find suitable grain models at all wavelengths for starless cores. The standard interstellar grains are not able to reproduce observations and, because of the multiwavelength approach, only a few grain types meet the criteria set by the data. Porosity does not affect the flux ratios, while the fractal dimension helps to explain coreshine ratios, but does not seem able to reproduce near-infrared observations without a mix of other grain types.

Conclusions. Combined near- and mid-infrared wavelengths confirm the potential of revealing the nature and size distribution of dust grains. Careful assessment of the environmental parameters (interstellar and background fields, embedded or nearby reddened sources) is required to validate this new diagnostic.

Key words. ISM: clouds – dust, extinction – infrared: ISM – radiative transfer

1. Introduction

The study of low-mass stars and of planet formation starts by understanding the place where they form and evolve, that is, inside dense molecular clouds. There, the gas and the dust are in constant interaction through collisions that can lead to heat exchange and, in suitable conditions, to the freezing of gas molecules onto dust grains. Inside the molecular cloud, the dust

content is known to evolve mainly via grain growth: by accretion of heavy gas particles onto the dust grains that increases the total dust mass (Hirashita 2012), and by the presence of sticky ice mantles (volatile species frozen onto the grains, Walmsley et al. 2004), which favors coagulation (Ossenkopf 1993; Ormel et al. 2009). Ice mantle formation beyond $A_V \sim 3$ mag (Whittet et al. 2001, 2013) implies a change in the grain properties throughout molecular clouds. In addition, interstellar grains evolve with time during the prestellar phase. They continue to grow or possibly reach a stationary state in the cloud envelope (Ormel et al. 2009), while in the densest region, the dust

[★] Table 1 and appendices are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

evolution becomes complex in the presence of an embedded object such as Class 0 or Class I protostars (André et al. 2000). The thermo-mechanical action of the protostellar object will affect the grains by shattering them in the outflows (Anderl et al. 2013) and by evaporating the grain mantles, releasing water (and other species) into the surrounding gas (Fraser et al. 2001), as seen by *Herschel* (Kristensen et al. 2012; van der Tak et al. 2013). In this context, to infer the molecular cloud stage from the dust properties is a complex problem that begins by understanding the dust grain content.

Grain properties can be investigated in different manners, for example, via a characterization of the extinction curve. In the optical and UV, this curve changes depending on the dominant grain growth mechanism: accretion or coagulation (Hirashita & Voshchinnikov 2014). In the near-infrared (NIR) and mid-infrared (MIR) ranges, this change is a clue to coagulation (Chapman et al. 2009; Ascenso et al. 2013) and to the presence of ice mantles (McClure 2009). Nevertheless, grain growth deduced indirectly from the extinction curve is sensitive to the wavelength normalization (Fitzpatrick & Massa 2007). In this context, a very efficient way to learn about the properties of larger grains (micrometer size) is through the recently discovered effect of MIR dust scattering, or “coreshine effect” (Pagani et al. 2010; Steinacker et al. 2010). The coreshine effect is widespread and detected in at least half of the molecular clouds investigated by Pagani et al. (2010) and Paladini et al. (in prep.), and thus can be used as a tool to explore the properties of the dust responsible for this phenomenon.

Coreshine is observed at those MIR wavelengths, 3–5 μm , where the scattering by large grains is strong enough to be seen in emission. The best examples are seen in the 3.6 and 4.5 μm *Spitzer* Infrared Array Camera (IRAC) filters (Pagani et al. 2010). When the absence of emission in the 5.8 and 8 μm IRAC filters excludes the presence of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs), there is no need to consider an active emission process in the modeling, and only scattering and absorption have to be treated, as presented in Steinacker et al. (2010). The same restriction to absorption and scattering modeling is also pertinent for shorter wavelengths (optical and NIR), as demonstrated by Lehtinen & Mattila (1996) for a standard interstellar radiation field (ISRF).

The investigation potential of coreshine, combined with the modeling of other wavelengths, provides an opportunity to better constrain both cloud structures and dust properties. Indeed, thanks to the low opacities at MIR wavelengths and to the anisotropic scattering, coreshine provides access deep inside the clouds and brings information on their 3D structure. The feasibility of the method has been shown (Steinacker et al. 2010; Andersen et al. 2013), but to quantify our capacity of building a 3D model of a real cloud and deduce grain properties from a combination of wavelengths, we need to evaluate the impact of the free parameters and of the boundary conditions on the modeling. Here, we compare our models with observations and deduce general trends on the grain properties for the regions where most of the clouds present coreshine. The set of dust models will constitute a future data base to start modeling molecular clouds in absorption and scattering from visible to MIR. In a forthcoming paper, we will model a specific cloud while also including the far-infrared (FIR) emission to further constrain the dust properties and cloud structure.

In Sect. 2, we present a summary of the observations and the strategy adopted to analyze them. In Sect. 3, we describe the Monte Carlo radiative transfer code used for the simulations, focus on the importance of constraining the radiation field, and

present the cloud model and dust content, which are the free parameters to be explored. In Sect. 4, we describe the results obtained from the observational data and compare them with our grid of models. We discuss the coreshine phenomenon and what a multiwavelength approach can add to investigating the grain properties. We present our conclusions in Sect. 5.

2. Observations and analysis

2.1. NIR data

NIR data have been obtained with WIRCAM, the CFHT Wide IR CAMera. Its field of view is $20' \times 20'$ with a pixel size of $0.3''$. It is large enough to cover each of the selected targets, including a large area around them. The observations were obtained (and continue to be taken) for a total of eight sources (L183 and a set of sources in the Taurus region) in the standard J , H , and K_s (hereafter K) spectral bands. The observations, data processing, and data themselves will be presented in detail in a forthcoming paper. We used some J - and K -band observations to have a first look at the comparison with models, without performing any exact fits.

2.2. Coreshine data

To investigate the presence of coreshine phenomenon inside a sample of molecular clouds, we used *Spitzer* data taken by IRAC (Fazio et al. 2004) at 3.6, 4.5, 5.8 and 8 μm (Cryogenic mission) complemented by that from the Warm mission (3.6 and 4.5 μm only). When possible, the 3.6 and 4.5 μm data were compared with *Spitzer* 8 μm and/or WISE 12 μm maps¹ (Wright et al. 2010) to define the size of the core in absorption, and optical data (in R or B) to delimit the size of the surrounding cloud. These *Spitzer* observations were collected at different epochs and show a median frame-integration time per pixel from 50 s (from molecular cores to planet-forming disks (c2d) – Evans et al. 2009) to 1800 seconds (Hunting Coreshine Survey, HCS, *Spitzer* cycles 8 and 9 – Paladini et al., in prep.). The sensitivity for a unit exposure-time in the warm mode (HCS) is similar to that in the cold mode (P94 program: Search for Low-Luminosity YSOs – Lawrence & Keene 2004, c2d)², which allowed us to merge the observations. The aim of the HCS proposal was to obtain an unbiased sample, and our analysis confirms the $\sim 50\%$ detection rate of coreshine as in Pagani et al. (2010, Paladini et al., in prep.).

The coverage is entirely dependent on the program and on the target. The *Spitzer* field of view size is $5.12' \times 5.12'$ with a native pixel size of $1.2''$. The full width at half maximum (FWHM) of the point spread function (PSF) varies from $1.66''$ at 3.6 μm to $1.98''$ at 8 μm . For the nearby molecular clouds, the maps are large enough to include both the cores and their environment. The sensitivity for an extended source at 4.5 μm is about 90% of the 3.6 μm sensitivity for both warm and cold campaigns². However, the data must be corrected for column pull-down and zodiacal emission³ (Paladini et al., in prep.). It must be noted that even if *Spitzer* data are absolutely calibrated using point sources, the extended emission calibration can be as

¹ <http://skyview.gsfc.nasa.gov/current/cgi/titlepage.pl>

² <http://ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/propkit/pet/senspet/>

³ <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysis/tools/contributed/irac/wcpc/>

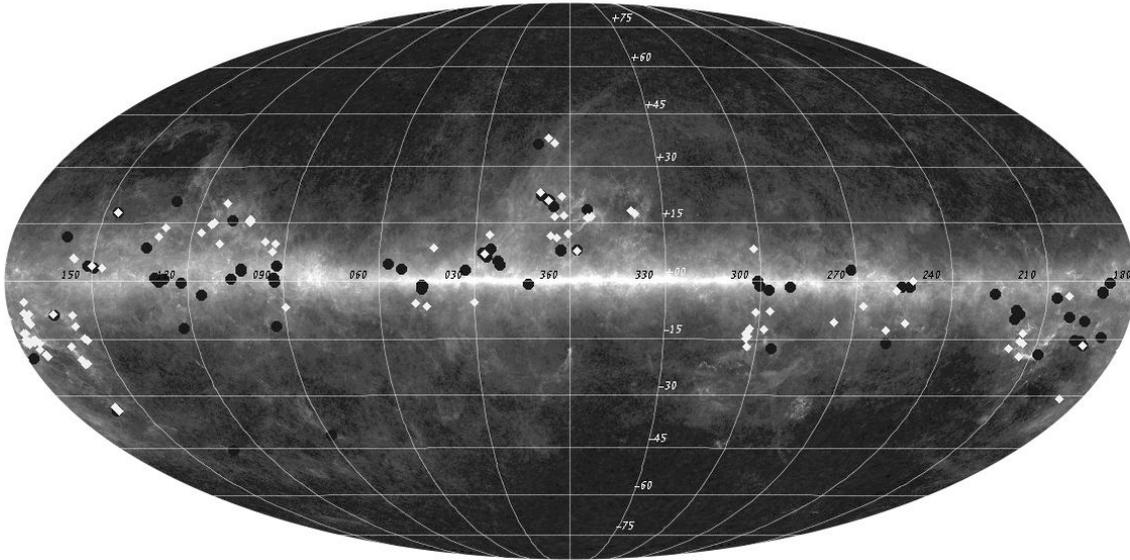


Fig. 1. Mollweide map of the $3.6\ \mu\text{m}$ coreshine spatial distribution according to the selected sample of 215 sources across the Galaxy. Black filled circles represent negative cases, white diamonds are associated with clouds that show coreshine. The background image is the combined *Planck* 353–545–857 GHz map. Coordinate steps in longitude are 30 degrees and 15 degrees in latitude.

uncertain as 10%. Indeed, while the drift of the electronics zero level is small, the zodiacal light estimate remains slightly uncertain because of its time dependence and the spatial resolution of the model used to derive it. Although this is of no importance for differential measurements, such as the coreshine intensity defined as the net signal above the background, it becomes a problem for evaluating the absolute background intensity behind the clouds. Indeed, the observational value $I_{\text{back,Sp}}$ can vary by a factor of two from one campaign to another because the uncertainty on the zodiacal light estimate is on the same order as the background value itself (and consequently cannot be used as a reference for I_{back} in the modeling, Sect. 3.2.2).

The sample of the 215 sources presented in Table C.1 and in Fig. 1 is essentially a compilation of previous surveys including the c2d and P94 surveys, which were the main archives for the identification of coreshine sources in Pagani et al. (2010), the new HCS survey (Paladini et al., in prep.), plus a few more targets of interest detected thanks to WISE (Wright et al. 2010) or recently identified in the *Spitzer* Archive (including the Gum/Vela region, Pagani et al. 2012). The total number of clouds that show coreshine is 108 with some preferential directions on the sky. Indeed, the Taurus, Perseus, Aquila, and Aries complex (hereafter Taurus-Perseus) reveals almost 100% coreshine detection (Fig. 2, Table C.1). Cepheus and Chameleon regions also display a large portion of coreshine cases. Finally, because of its high Galactic latitude and its complexity, L183 will be also one of the regions of interest for this study. Among these 108 positive coreshine detections, we chose to ignore the cores located in the Orion/Monoceros and ρ Oph regions where the coreshine occurrence drops to $\sim 50\%$ (Table C.1). In these regions the coreshine occurrence is likely dominated by the effect of local sources, which make the radiation field difficult to constrain, adding another degree of freedom. Therefore, they are beyond the goal of our global study of coreshine. With this selection criterion, we are left with 72 coreshine sources.

2.3. Analysis

From the observations, we quantified the scattering excess above the surrounding background. To proceed with the measurement,

two steps are mandatory: i) removal of the point sources to keep only the extended emission; ii) subtraction of the background contribution ($I_{\text{back,Sp}}$) under the core to deduce the remaining intensity. We used the SExtractor software (Bertin & Arnouts 1996) and tuned its parameters to remove point sources and keep only the extended emission.

First, SExtractor computes the background from a large scale mesh. This coarse background is resampled to the original resolution, the fluctuations are dampened by applying a median filter to the mesh points. The result is subtracted internally from the original image. Next, the object detection step works on a smoothed image and requires to set up a detection threshold. The objects are detected from an image smoothed with a Gaussian kernel that has a FWHM equal to 1.5 pixels. Each detection is required to contain at least 3 pixels above 1.5σ . The difficulty here is to adjust the background mesh size so that the coreshine emission is removed as part of the background while the extended saturated stars remain so that they can be detected as objects by SExtractor. If the mesh size is too small, they will appear in the final image. On the other hand, if the mesh size is too large, the extended coreshine emission would not be included in the background estimate, but be detected instead as a source. The object identification file was checked, and for most coreshine cases, we chose a mesh size of 32×32 pixels, but sometimes we adapted the mesh size to 64×64 instead. Then, the object list can be used to either remove the sources from the image for display or to produce a mask of the point sources for measurements. This source subtraction method with the optimized parameters works on almost all *Spitzer* maps (even in crowded fields) and allows us to mask or to subtract compact objects and to retrieve only extended emission (Fig. 3).

Because coreshine is a phenomenon defined as a signal in excess with respect to the surrounding background emission, the coreshine intensity has to be background subtracted. To perform this subtraction, it is mandatory to interpolate the background value ($I_{\text{back,Sp}}$) at the core position. Because of the extended nature of the coreshine effect, the process cannot be automatized. After subtracting the point sources, we masked the coreshine region by hand and subtracted either a plane by

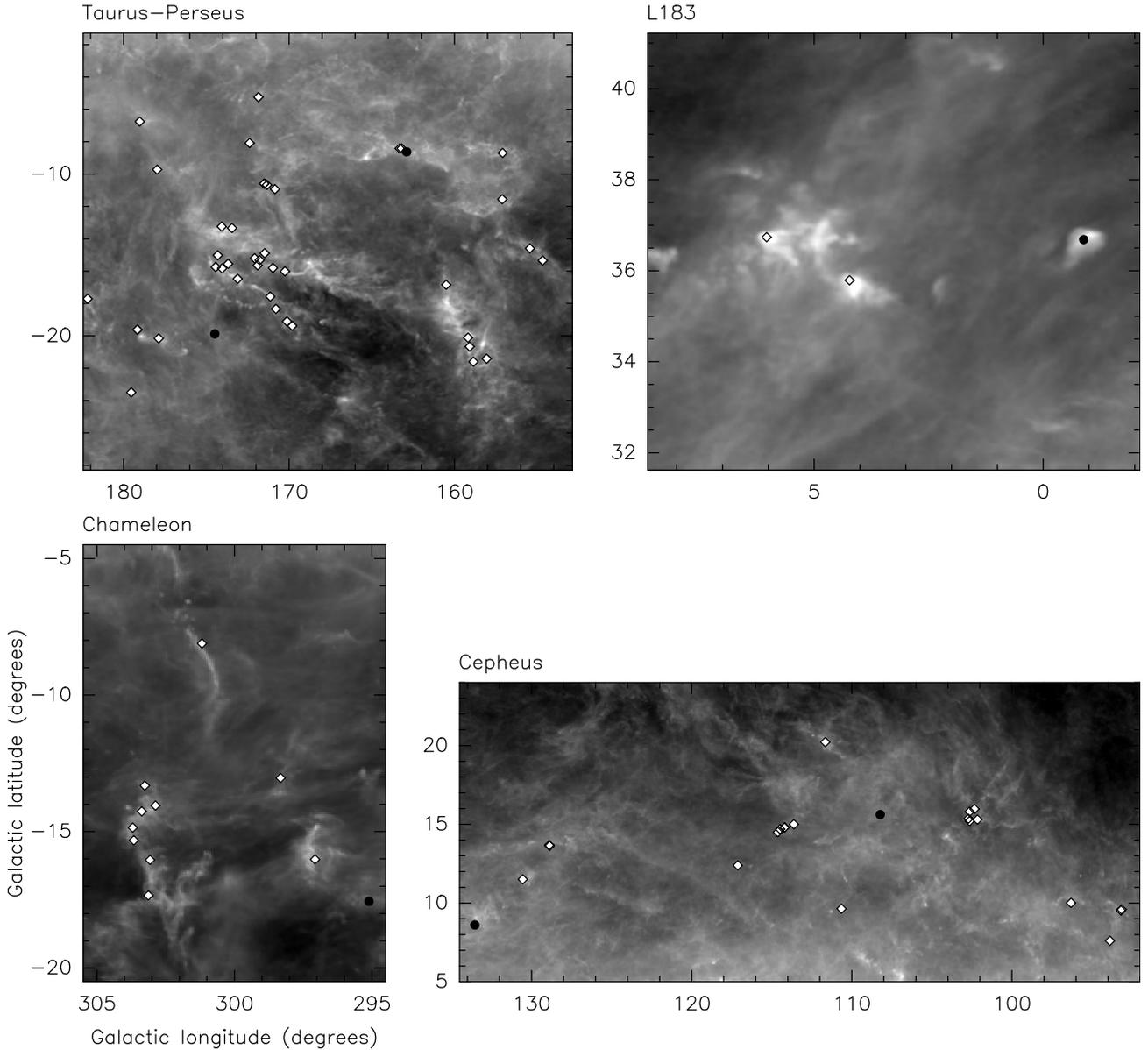


Fig. 2. Zoom from Fig. 1 on the four regions of interest.

least-squares fitting or repeated the background subtraction process with SExtractor, interpolating across the coreshine-masked region. This interpolation is usually safe when the masked region remains small, but can become less accurate for large sources. However, the interpolation of the background is normally close to a plane. We compared both subtraction methods for the very extended coreshine emission of L183 and found good agreement between the two methods, with a difference smaller than 10%.

The 3.6 and 4.5 μm cleaned images were convolved with a Gaussian kernel of 10'' FWHM to reduce the noise by a factor of ~ 6 . Then we measured the peak flux for the 3.6 μm image and built the 4.5 μm /3.6 μm ratio image, eliminating all pixels with a 4.5 μm flux below 3σ (after smoothing). This is a good compromise to avoid the strong fluctuations due to noise. We computed the histogram of the ratio map and took the maximum and the FWHM to characterize its dispersion (Fig. 3). We selected four regions of interest (Fig. 2) where most of the clouds present coreshine. We applied this method to the 72 cores from these regions that show a positive coreshine signal (Table 1).

3. 3D radiative transfer modeling

Many 3D dust radiative transfer codes are available today (see review by Steinacker et al. 2013). In this section, we first present one of these 3D codes (Continuum Radiative Transfer – CRT)⁴. We discuss the main input parameters: the radiation field, the cloud model, and the dust properties. While the radiation-field parameter is important to constrain, we focus on the dust property variations to see the influence of grain growth (especially coagulation) in reproducing the observational trends region by region.

3.1. Monte Carlo radiative transfer code

The radiative transfer calculations were made with the CRT program (Juvella & Padoan 2003; Juvella 2005). This implements the basic Monte Carlo scheme where a number of photon packages

⁴ <https://wiki.helsinki.fi/display/~mjuvela@helsinki.fi/CRT>

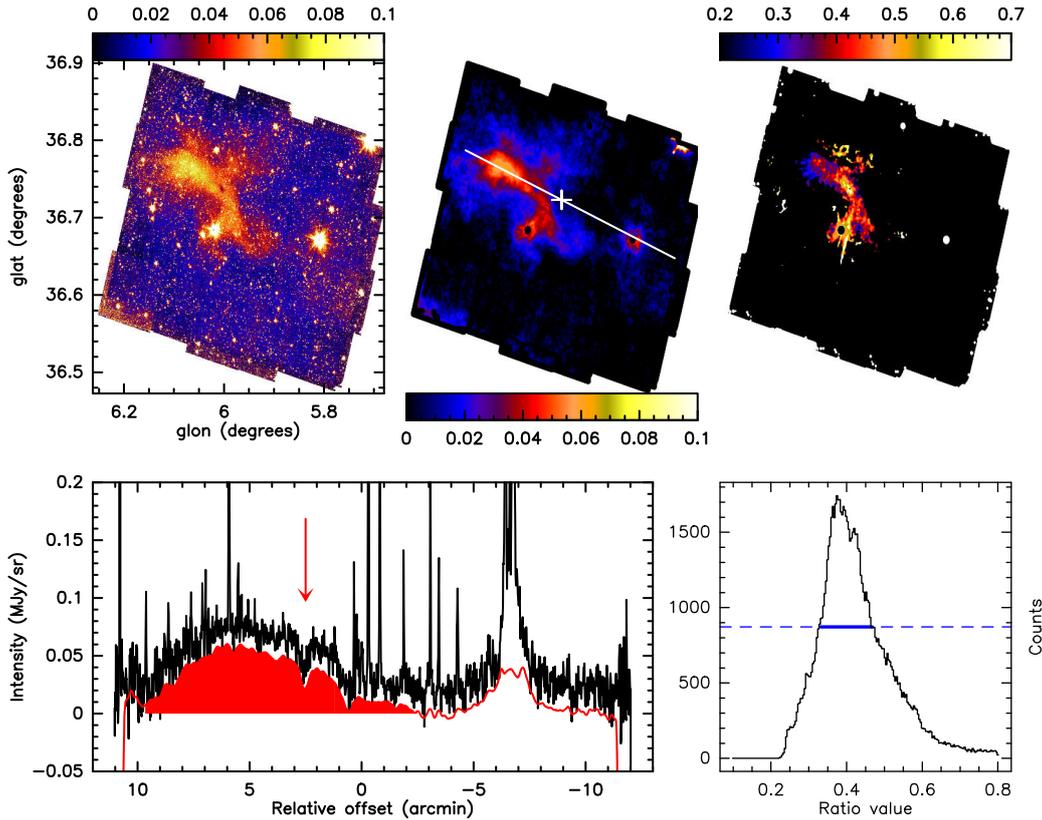


Fig. 3. *Top:* from left to right, L183 original image in galactic coordinates from the HCS survey (IRAC 1, $3.6\ \mu\text{m}$), point sources and background-subtracted image showing the $3.6\ \mu\text{m}$ coreshine intensity (with a Gaussian smoothing), and coreshine ratio ($4.5/3.6$) image. The white line shows the position of the cut presented below, the white cross indicates the zero-position reference. *Bottom left:* the profile through the cut for the source data (black) and through the cleaned and smoothed image (red); the $3.6\ \mu\text{m}$ coreshine zone is highlighted by the red shading. The intensities are given in MJy sr^{-1} . The cut has been chosen to fit both a region with strong coreshine intensity ($\sim 50\ \text{kJy sr}^{-1}$ here) and to show the internal depression, which traces self-absorption, $\sim 2.5\ \text{arcmin}$ from the zero reference, marked by the red arrow on the profile. *Bottom right:* the coreshine ratio histogram. The blue line displays the FWHM of the histogram.

are sent out from each of the radiation sources, the propagation and scattering of the photons is followed, and the intensity of the scattered radiation exiting the medium is registered. The density field can be discretized using spherical or cylinder geometries (see Ysard et al. 2012) or, as in the case of this paper, using full 3D Cartesian grids. CRT allows the use of multiple dust populations and spatial variations of their abundance. In addition to the density field, only the dust optical opacity (e.g., relative to hydrogen), the albedo, and the scattering phase function need to be specified to calculate the scattering. For the scattering phase function, that is, the probability distribution of the scattering angles, CRT allows the use of the Henyey-Greenstein approximation with the asymmetry dust parameter $g = \langle \cos \theta \rangle$, or one can use any scattering function tabulated as a function of the scattering angle θ . We used the usual Henyey-Greenstein approximation. Its validity is discussed in Sect. 3.3.2.

In our calculations, the main source of radiation is the interstellar radiation field that is described with all-sky DIRBE maps (Hauser et al. 1998) in HEALPix format (Górski et al. 2005), using a separate map to describe the sky brightness at each of the simulated wavelengths (Sect. 3.2.1). The influence of using a single wavelength instead of several averaged wavelengths taking into account the filter response has been tested and shows no statistical differences for the coreshine wavelengths. The simulation runs were made with 100 million photon packets, and we estimated the numerical uncertainty on the modeling result to be $1\ \text{kJy sr}^{-1}$. The original positions of the emitted photon packages are weighted with the sky intensity, so that more packages

(with correspondingly lower weight or smaller photon number) are generated from the Galactic plane and, in particular, from the direction of the Galactic center. CRT uses the forced-first scattering method (Mattila 1970) to ensure adequate sampling of scattered flux in regions of low opacity. To improve the quality of the scattered-light images, the peel-off technique (Yusef-Zadeh et al. 1984) was used, where after a photon package is scattered, CRT always explicitly calculates the fraction of photons that scatter toward the observer and escape the cloud without further interactions (I_{sca} , Sect. 3.2.2).

The images of scattered light were built using the peeled photons, and they represent the surface brightness visible for an observer far outside the cloud. CRT has an option for calculating peel-off images for several directions during the same run. In the present case, images were only calculated in one direction as determined by the relative locations of the selected clouds and the observer. In practice, the cloud model was viewed along one coordinate axis and the background DIRBE maps were rotated so that the illumination geometry was correct.

3.2. Incident and background interstellar radiation fields

To model dust extinction and emission, the ISRF has to be determined. Two different quantities are needed: the sky brightness in all directions, which determines the illumination of the cloud, and the surface brightness behind the cloud, which determines the net effect of absorption along the line of sight of

Table 2. I_{diff} (in kJy sr^{-1}) and bg values for the four lines of sight and the six wavelengths.

Line of sight	$I_{\text{diff}}(J)$	$I_{\text{diff}}(K)$	$I_{\text{diff}}(3.6)$	$I_{\text{diff}}(4.5)$	$I_{\text{diff}}(5.8)$	$I_{\text{diff}}(8.0)$	bg_1	bg_2
L183	99 (88) \pm 20	63 (52) \pm 22	58 (51) \pm 14	63 (53) \pm 22	602 (604) \pm 3	1826 (1832) \pm 9	0.75	0.5
Taurus-Perseus	70 (73) \pm 21	31 (34) \pm 13	70 (72) \pm 7	65 (75) \pm 7	725 (678) \pm 10	2201 (2057) \pm 31	0.95	0.75
Chameleon	101 (96) \pm 12	46 (48) \pm 7	53 (56) \pm 4	31 (33) \pm 5	498 (500) \pm 14	1512 (1517) \pm 42	0.7	*
Cepheus	28 (51) \pm 23	3 (27) \pm 22	25 (36) \pm 10	15 (25) \pm 10	475 (475) \pm 5	1441 (1442) \pm 16	0.45	*
CIRB	8.9 \pm 6.3	14.7 \pm 4.5	15.6 \pm 3.3	(14) ^a	(12) ^a	(11) ^a		

Notes. For the four directions, we give the central pixel value, the average value of the nine pixels in brackets, and the dispersion of the nine pixels as an estimate of the uncertainty. ^(a) Estimated values from [Levenson et al. \(2007\)](#) Fig. 10.

our observations. The background-field determination requires a precise treatment, which we discuss in more detail below.

3.2.1. Incident ISRF

The all-sky illumination has to take into account the contribution of stellar sources; O and B stars dominate the UV field ([Habing 1968](#)) and mostly K stars/red giants for the longer wavelengths. The diffuse part due to ambient stellar light scattered from small grains, UV light reprocessed in PDRs, and PAHs emission must also be considered. Different Galactocentric distances can lead to different intensity estimates ([Mathis et al. 1983](#)), but taking into account the fact that the molecular clouds we study are close to us (with a distance range from 100 pc – L183 – to 325 pc – Cepheus) we made the approximation that the illumination seen by the objects is the same as the one observed from Earth. Only an anisotropic ISRF was considered in this study, since its presence is essential to be able to see scattered light in excess of the background field (Appendix A).

The Galaxy, and especially the Galactic center, is the main source of the anisotropic ISRF that illuminates the clouds. The zodiacal-subtracted mission average (ZSMA) DIRBE survey directly provides the 3D all-sky maps^{5,6} with an accurate estimate of the sky flux at J , K , $3.5 \mu\text{m}$, $4.9 \mu\text{m}$ and $12 \mu\text{m}$ wavelengths (and up to $240 \mu\text{m}$, which is beyond our scope here, [Hauser et al. 1998](#)). We used HEALPix maps with parameter $N_{\text{SIDE}} = 256$, giving sky pixels with a size of $13.7'$, which is smaller than the DIRBE resolution of $\sim 40'$ ([Hauser et al. 1998](#)). At NIR wavelengths the radiation field was directly obtained thanks to filter conversion from DIRBE to 2MASS ([Levenson et al. 2007](#)): DIRBE 1 (J) was divided by 0.97 and DIRBE 2 (K) by 0.88 to obtain the NIR radiation map inputs. The ISRF at the MIR wavelengths was obtained by rescaling the DIRBE 3 ($3.5 \mu\text{m}$), 4 ($4.9 \mu\text{m}$) and 5 ($12 \mu\text{m}$) map fluxes to *Spitzer* fluxes (at 3.6 , 4.5 and $8 \mu\text{m}$, respectively) thanks to filter-color corrections and wavelength-scaling deduced from the Galactic spectrum by [Flagey et al. \(2006, their Table 2\)](#). To deduce the illumination at $5.8 \mu\text{m}$, we took the 0.3 observed color value $R_{5.8/8.0}$ for GLIMPSE ([Benjamin et al. 2003](#); [Flagey et al. 2006](#)), consistent with [Li & Draine \(2001\)](#) and not dependent on the line of sight, which assumes that the stellar contribution at this wavelength is completely negligible compared with the diffuse contribution. This presumes that we are dominated by PAH emission and there is no offset between bands (Fig. 9 in [Flagey et al. 2006](#)).

3.2.2. Cloud background field

To illuminate the cloud, it is mandatory to consider all the contributions (both stellar $I^*(\lambda)$ and diffuse $I_{\text{diff}}(\lambda)$). On the other hand, the observed signal is the combination of radiation coming from behind the cloud, attenuated on its way through the cloud, and of the fraction of the radiation field that is scattered toward Earth. Therefore we have to be careful about how we evaluate this background value, I_{back} . The DIRBE resolution implies that the stellar contribution in a particular beam is always present and wavelength dependent:

$$I_{\text{back}}(\lambda) = I_{\text{diff},(l,b)}(\lambda) * bg + \text{CIRB} \quad (1)$$

$$I_{\text{diff},(l,b)}(\lambda) = \text{DIRBE}_{(l,b)}(\lambda) - I^*(\lambda), \quad (2)$$

where bg is the fraction of the diffuse light on the line of sight coming from behind the cloud, and CIRB is the cosmic infrared background due to unresolved galaxies from the early Universe (e.g. [Gorjian et al. 2000](#); [Levenson et al. 2007](#)). To evaluate this stellar contribution we considered two different approaches. In the first method, we made a sky-direction independent guess on the proportion of the stellar contribution relative to the diffuse contribution in each DIRBE filter. We then used the J/K band ratio to deduce the extinction on the line of sight, and evaluated the stellar contribution in the 3.5 and $4.9 \mu\text{m}$ filters by using stellar color ratios and the extinction previously deduced (see [Bernard et al. 1994](#) and Appendix B for details). This method is powerful because it gives an all-sky map of the stellar contribution at each wavelength. Nevertheless, it implies the major hypothesis that the signals in DIRBE 1 and DIRBE 2 bands are only due to the stellar contribution. Even though the relative contribution of the diffuse emission is weak in the J and K bands (10–20%), the previous hypothesis is too strong since we are also interested in this residual value. Despite this limitation, this method gives a good approximation at 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ of the diffuse cloud background field intensity.

The second method is based on the flux subtraction of the sources by summing them from 2MASS and WISE point source catalogs ([Skrutskie et al. 2006](#); [Cutri et al. 2012a,b](#)). This has been done in several studies that tried to estimate the CIRB, and we basically applied the same method as described in [Levenson et al. \(2007\)](#). The DIRBE HEALPix maps are made of pixels of equal area but of different shape (healpixels, [Górski et al. 2005](#)). Each healpixel contains the average of all pointings that fall inside that pixel for all orientations, because DIRBE observed each position in the sky many times with different position angles. The probability that a star contributes to the measured flux of a healpixel is therefore not trivial to evaluate ([Levenson et al. 2007](#)). For each cloud direction, the healpixel shape is different, and we have to compute the probability map of the stellar contributions for each of them separately. We started from the probability that a star falls inside the DIRBE pixel for any position angle (this probability is 1 inside a $20'$ radius and 0 outside

⁵ <http://cade.irap.omp.eu/documents/Ancillary/4Aladin/>

⁶ http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_overview.cfm

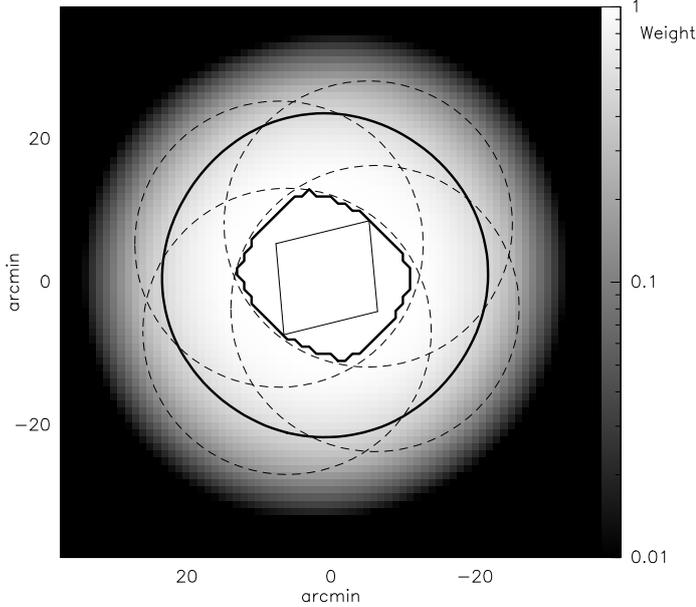


Fig. 4. Weight map of a DIRBE healpixel. This represents the probability for a star to contribute to the healpixel flux as a function of its position in the sky. The diamond shape represents the particular healpixel (here in the Taurus-Perseus region). The thick pillow-like contour delimits the region inside which all stars contribute in all individual observations (probability = 1). The dashed circles represent the probability = 1 for a star to contribute for the given pointing. Each of the four circles is centered on one of the four corners of the diamond shape. The outer thick circle is the probability = 0.5 for a star to contribute.

a 28' radius) and added the DIRBE pixel probability map for all positions inside the healpixel shape (discretized to the arcmin level). The resulting weight map was renormalized to unity in its center. This map is displayed in Fig. 4 for the Taurus-Perseus region. This weight mask was applied to a catalog of point sources to compute their contribution to the healpixel.

For each cloud of interest, we retrieved the DIRBE pixel value that covers the cloud and its eight neighbors, and the shape of that particular healpixel. We computed the weight map as described above and retrieved the 2MASS and WISE point-source catalogs of the corresponding region (from the VizieR database). The point-source fluxes were obtained by using the zero-flux reference of Jarrett et al. (2011) for WISE and of Cohen et al. (2003) for 2MASS. Then we converted for each band the individual stellar contribution to *Spitzer* fluxes or kept it in 2MASS fluxes, summed with the appropriate weight maps and subtracted from the DIRBE pixel value (scaled to *Spitzer* or 2MASS fluxes). The number of point sources considered varies from 5 000 in the 2MASS catalog at high Galactic latitude (36°, L183) up to 30 000 sources in the WISE catalog for lower latitudes (−14°, Chameleon). An example measurement using nine pixels along with a point-source contribution estimate is shown in Fig. 5.

The results for the four regions are summarized in Table 2. For each line of sight and wavelength, we give the value of the central pixel, the average value of the nine pixels, and the dispersion. The I_{diff} values obtained from individual lines of sight were chosen to be representative of the complete region for the Taurus-Perseus complex, the southern part of Chameleon, and the L183 direction. The Cepheus region is more heterogeneous. It shows a gradient in the direction of the Galactic plane and has to be considered more cautiously (Fig. 6).

The CIRB contribution (Eq. (1)) is negligible compared to I_{diff} in *J*, but is in the 50–100% range in *K*. It represents ~25–50% of the diffuse flux at 3.6 μm and 4.5 μm . At 5.8 and 8 μm , the star contribution is considered to be negligible and the background emission is directly measured from the interpolated DIRBE fluxes in these bands, as explained in Sect. 3.2.1.

The method is efficient but can become inaccurate when very bright stars enter the field because their flux is not always correctly estimated in the WISE or 2MASS catalogs, although it represents a major portion of the total flux in the DIRBE pixel. For a discussion about nonlinearities and saturation caused by bright stars in determining the photometry, we refer to the explanatory supplements of the WISE and 2MASS missions⁷. The adopted correction also assumes that the completeness of the input catalogs is similar to the depth to which point sources are removed in our analysis of the diffuse signal. Indeed, the faint end of the source distribution is only a few kJy sr^{-1} in *J* and *K* and even less at coreshine wavelengths (Levenson et al. 2007). The uncertainty on the method can be estimated from the fluctuations between the nine adjacent pixels and from the fact that no pixel should show a flux lower than the CIRB flux (Table 2). The zodiacal light subtraction we used is also challenged by some authors, and the result slightly depends on the adopted zodiacal light correction (see Table 5 in Levenson et al. 2007).

The two methods agree well qualitatively at 3.5 and 4.9 μm , but not in *J* and *K* bands. While the first method assumes that all the *J* band flux is due to the stars, the second method finds a sizable fraction of the flux to be due to the diffuse light (10 to 25%). This is expected since the standard interstellar grains in the diffuse medium are more efficient at scattering light at 1.2 μm than at 2.2 μm . The diffuse contribution reaches a minimum in the *K* band. The diffuse emission fraction is also higher in the 3.5 and 4.9 μm bands since the stellar contribution decreases with increasing wavelength. When we obtained results below the CIRB intensity, we replaced I_{diff} by the CIRB intensity in our models. This occurred only in the Cepheus direction, for the *K*, 3.6, and 4.5 μm bands. The second method is more reliable for deriving the measurement of $I_{\text{diff}}(\lambda)$ when we investigate a particular direction (modeling a cloud), while the first is more useful in exploring what occurs at Galactic scales in the MIR.

The measurement of $I_{\text{diff}}(\lambda)$ is not the only parameter we need to know to reconstruct the absorption part of the final map; the portion of the diffuse emission that is in front of our cloud (foreground = *fg*) and the one that is behind (background = *bg*) is a key element as well (see Eq. (1)). These quantities are directly linked to the portion of dust in the diffuse medium that is located in front and behind the cloud. They are evaluated based on a model of dust in our Galaxy up to 300 pc by Lallement et al. (2014, *bg1*) and has to be taken as an indication rather than as a precise value. That is why, for certain lines of sight, and when possible, we also used another estimate based on a different method by Marshall et al. (2006) to evaluate the uncertainty on the *fg* and *bg* values. This method, known to be unreliable below one kpc, has been refined and gives better approximations at smaller heliocentric distances (Marshall et al., in prep., *bg2*).

At the end, it is the product of $I_{\text{diff}}(\lambda)$ with the *bg* value that gives I_{back} (Eq. (1)). The contrast level of the emergent flux (I_{final}) in final model maps will depend on this I_{back} value as

⁷ http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/doc/sec1_6b.html;
http://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allsky/expsup/sec1_4b.html#brt

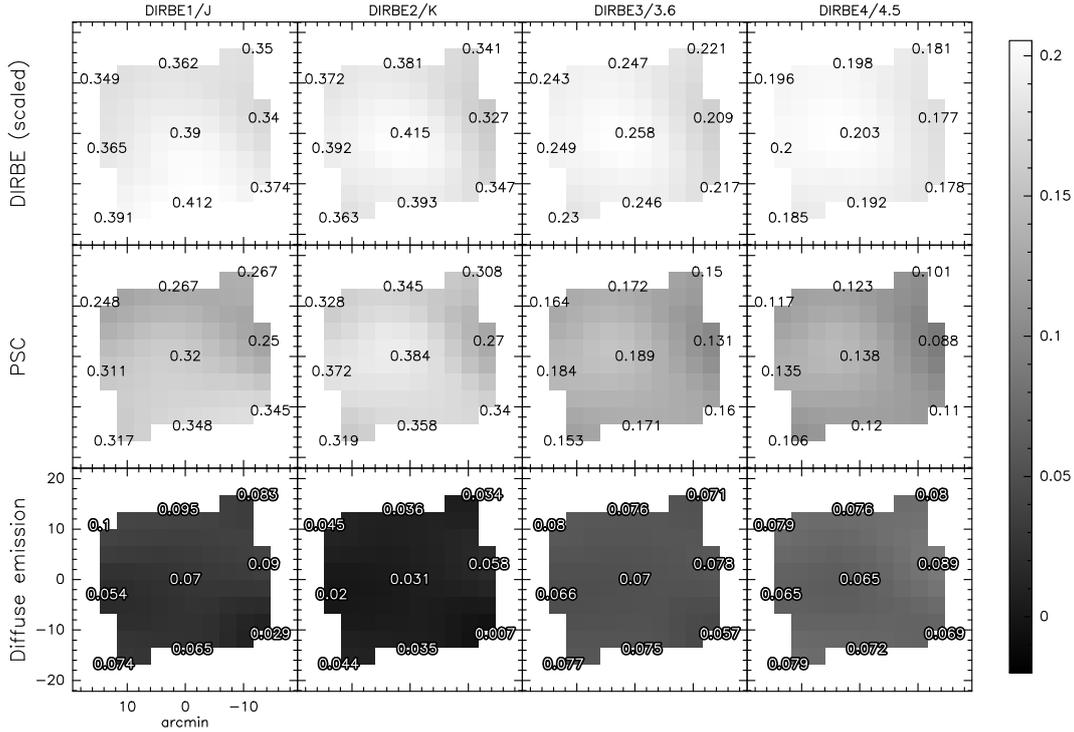


Fig. 5. Nine nearest healpixels toward a single Taurus-Perseus position (here, L1544). Each column corresponds to a wavelength. The *top* row shows the DIRBE values (rescaled to 2MASS or *Spitzer* units), the *middle* row the star flux contribution (PSC), and the *bottom* row the remaining diffuse emission $I_{\text{diff}}(\lambda)$. Gray scale and values are given in MJy sr^{-1} .

follows:

$$I_{\text{final}} = (I_{\text{sca}} + I_{\text{back}} * \exp(-\tau)) - I_{\text{back}}, \quad (3)$$

with I_{sca} the scattered-light image, τ the integrated extinction opacity map, both obtained from the radiative transfer code, and $(I_{\text{sca}} + I_{\text{back}} * \exp(-\tau))$ the transmitted signal from the cloud. The focus on four different regions allows us to explore different (I_{diff}, bg) pair values and see the impact on the emerging intensity in the modeling.

3.3. Molecular cloud content

3.3.1. Cloud model

Because modeling in three dimensions is mandatory (Appendix A), we chose to use a general 3D shape that represents most of the data clouds. An inclined ellipsoid was taken as the cloud model. This cloud model was built to correspond to 40 pixels for a cloud radius (core+envelope) equal to 16 000 AU (Fig. 7). This corresponds to a resolution ranging from $2''$ to $7''$ depending on the distance of the region, a few times the *Spitzer* resolution. Because the coreshine varies slowly throughout the cloud (red area Fig. 3) and because we are interested in the surface brightness (in MJy sr^{-1}), this resolution is not crucial. We made a compromise by limiting the total number of cells (with a size of $104 \times 104 \times 104$ cells) to reduce the computational time. However, we kept enough cells to dedicate reasonable physical space to the cloud in our modeling cube while keeping some room for the external part. This also explains why we chose a jump at lower density to the envelope instead of a smooth variation. This has a minor impact on the modeling.

The minor axis has been designed to be half the major axis, and the inclination angle is 60° to see a possible gradient

effect as a function of the direction of the Galactic center. The adopted density profile for the core is a Plummer profile adapted to an ellipsoid (from Doty et al. 2005 and Whitworth & Ward-Thompson 2001),

$$n(x, y, z) = \frac{n_0}{1 + \left[\frac{r}{a_0}\right]^\alpha}, \quad (4)$$

with

$$r = \sqrt{\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}}, \quad (5)$$

where n is the number density, n_0 is the reference density, a_0 the radius associated with $\frac{n_0}{2}$, (x, y, z) defines the position, and (a, b, c) are parameters specifying the shape of the ellipsoid, with an index of $\alpha = 2.5$. Generally used on a sphere, this type of profile (Fig. 7) is common and realistic for simple molecular clouds like L1544 in the Taurus-Perseus region (Doty et al. 2005).

While the detailed shape does not really matter for our toy cloud model, the column density has to be more representative of the range of our observations. We defined two models, one with a central density of $n_0(\text{H}_2) = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ($M_{\text{high}} = 1.5 M_\odot$) and another one with $n_0(\text{H}_2) = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ($M_{\text{low}} = 0.4 M_\odot$), which give a peak column density of $9.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and $2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, and we assumed a gas-to-dust ratio of 133 (Compiègne et al. 2011). The 3D cube model of more than one million cells is divided into two regions: an envelope and a core. The envelope, of constant density (1000 cm^{-3}), is always filled with a standard diffuse grain-size distribution since NIR studies seem to be able to reproduce scattering in the outer parts of the investigated clouds with such distributions (Juvella et al. 2012). The core itself is divided into two parts of approximately equal thickness (Fig. 7) in which different grain characteristics

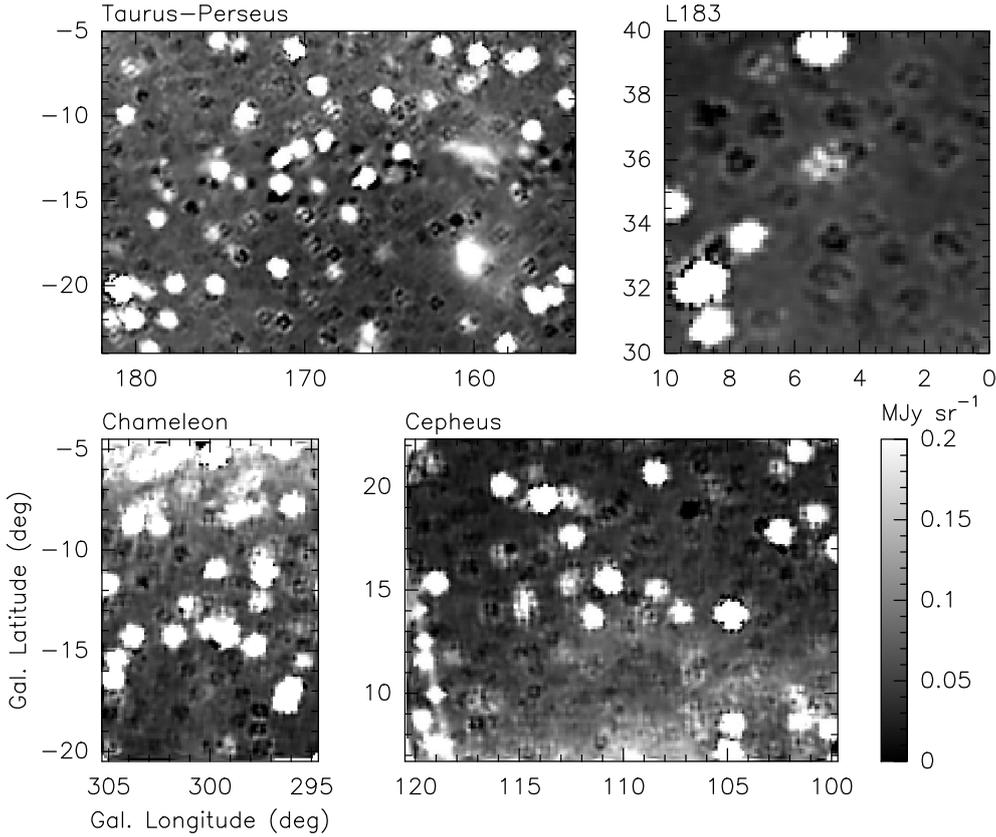


Fig. 6. Maps of the diffuse emission I_{diff} at $3.6 \mu\text{m}$ for the four regions obtained with the second method at the DIRBE resolution.

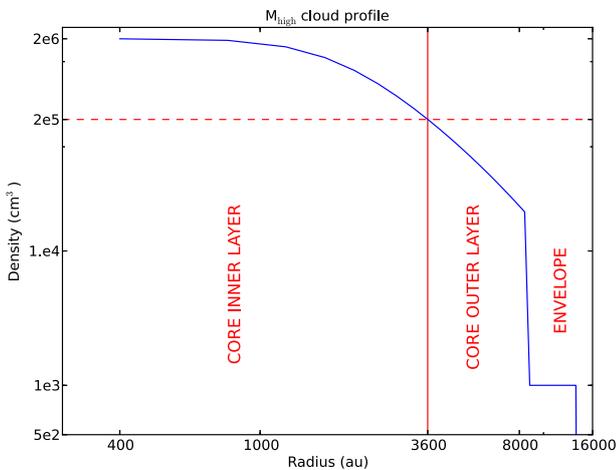


Fig. 7. Cloud profile for the second cloud model (M_{high}) with a central density of $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

are tested. The threshold between the two core layers is situated at a density of $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (for M_{high}) and $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (for M_{low}). Grain property gradients can thus be investigated from the envelope standard distribution to the inner core evolved grains.

3.3.2. Dust properties

The main dust models used in this paper are based on an extrapolation of standard grains able to fit the observations in the diffuse medium (comprised of a mixture of silicates and carbonaceous grains, in the classical proportion of 3/4 to 1/4, respectively) from DustEm. DustEm is a software package implemented by Compiègne et al. (2011) that is able to compute the dust emission from a spherical grain-size distribution and grain

optical properties (obtained internally by using the Mie theory and the IDL code DustProp). Since we focused our study on scattering and absorption and not on emission, DustEm was used as a tool to average the grain properties on their size distribution wavelength by wavelength. In each cloud layer (see Sect. 3.3.1), we mixed the two dust species and adjusted their size distributions independently. This hypothesis is justified because the two species are assumed to be able to coagulate in separate ways (deduced from the extinction curves, Hirashita & Voshchinnikov 2014).

Our extrapolation started from the biggest grain-size distributions of DustEm (hereafter aSil and CBx2 according to the notations in Compiègne et al. 2011, Table 3). The goal is to investigate to what extent grain growth inside molecular clouds, especially coagulation, is able to explain the cores shine observations. For both species, $1 \mu\text{m}$ grains are known to be sufficiently efficient in scattering and producing cores shine (Pagani et al. 2010 and Fig. 8) but some questions remain: is the suppression of the smallest grains required to observe cores shine? Is there a size limitation for the distribution? What is the influence of the change of the slope of the power-law or of the complete dust distribution itself? What is the impact of taking into account ice mantles and fluffy grains?

In this perspective, we tried different short cutoffs (smallest size for the grain-size distribution: a_{min}) and long exponential cutoffs ($e^{-(a/a_{\text{cut}}-1)^2}$, where a is the grain radius, a_{cut} the cutoff radius) which were applied to the original size-distribution power-law (Compiègne et al. 2011, Table 3). In particular, the index of the original power-law is -3.4 for the silicates and -2.8 for the carbonates. The a_{min} value evolves from 4 nm (aSil, CBx2) up to 50 nm (C50, S50) while the high cutoff value changes as well. Nevertheless, we also chose to compare grain-size distributions with the same high cutoffs and different short cutoffs to test the influence of small grains (e.g., from Cx1m to C50). All

Table 3. Different types of modeled grains and their properties.

Grain model name	a_{\min} nm	a_{\max} μm	a_{cut} μm	$\langle a \rangle$ nm
<i>DustEm extended</i> ¹				
aSil / CBx2	4	2	0.2/0.150	15.37/25.2
Cx.2	4	2	0.2	28.25
aS25 / Cx25	4	2	0.25	16.12/30.9
aS.3 / Cx.3	4	2	0.3	16.76/33.24
aS.4 / Cx.4	4	2	0.4	17.8/37.3
aS.5 / Cx.5	4	2	0.5	18.65/40.8
aS.6 / Cx.6	4	2	0.6	19.37/43.87
aS.7 / Cx.7	4	2	0.7	19.99/46.59
aS.8 / Cx.8	4	2	0.8	20.55/48.9
aS.9 / Cx.9	4	2	0.9	21.06/50.75
aS1m / Cx1m	4	2	1.0	21.52/52.14
aS2m / Cx2m	4	5	2.0	24.72/70.56
aS5m / Cx5m	4	9	5.0	29.12/97.18
S10 / C10	10	2	0.15	31.44/43.47
S20 / C20	20	2	0.5	66.1/106.88
S50 / C50	50	2	1.0	154.72/236.4
<i>Other bare grains</i>				
WD31 ² (Si/Gra)	0.35	0.3/1.0	0.25/0.4	
WD55 ² (Si/Gra)	0.35	0.3/1.5	0.25/0.6	
WD55B ² (Si/Gra)	0.35	0.3/6.0	0.25/3.	
ORNI2 ³	0.1	0.6	0.3	
<i>With ices</i> ³				
ORI2	0.1	0.6	0.3	
ORI3	0.1	2.5	1.2	
<i>Porous</i> ⁴				
	ρ g cm^{-3}	α	a_{cut} μm	
YSA 0%	2.87	-2.4	0.234	
YSA 10%	2.59	-2.4	0.242	
YSA 25%	2.16	-2.4	0.256	
YSA 40%	1.72	-2.4	0.276	
<i>Fractal</i> ⁵				
				a μm
MIN0.2				0.2
MIN0.8				0.8
MIN1.2				1.2
MIN2.4				2.4
MIN4.0				4.0

Notes. Except for DustEm grains, only an approximation of the real law is given for the sake of comparison – see references for the exact dust law. For the fractal aggregates a single size is used, for the others we used a size distribution.

References. (1) Compiègne et al. (2011); (2) Weingartner & Draine (2001); (3) Ormel et al. (2009); (4) Ysard et al. (2012); (5) Min et al. (in prep.).

the grain-size distributions between CBx2 and Cx1m, as well as aSil and aS1m, were also used to reproduce a smooth increase in size throughout the cloud (GRAD model hereafter). The change of the whole distribution itself was investigated through different grain types from the literature (Weingartner & Draine 2001; Ormel et al. 2009), as was the porosity (Ysard et al. 2012) and the fractal dimension (Min et al., in prep.).

For all the grain models, the optical properties were averaged in each cell of the cloud. DustEm provides averaged parameters for each grain-size distribution, taking into account the grain-distribution law and the dust mass for each species. Therefore, we considered three averaged parameters: the mean scattering efficiency $\langle Q_{\text{sca}} \rangle$, the mean absorption efficiency $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$, and the mean phase asymmetry factor $\langle g \rangle$. This phase function, the

probability for a photon packet to be scattered in a given direction, is well-approximated by the Henyey-Greenstein expression

$$P_{\text{HG}}(\mu) = \frac{1}{2} \frac{1 - \langle g \rangle^2}{(1 - 2\langle g \rangle\mu + \langle g \rangle^2)^{3/2}}, \quad (6)$$

with

$$\mu = \cos(\theta),$$

and

$$\int_{-1}^1 P_{\text{HG}}(\mu) d\mu = 1,$$

which is accurate enough for spherical grains up to a form factor $x = 2\pi\langle a \rangle/\lambda$ equal to 10, with $\langle a \rangle$ the mean size of the grain-size distribution and λ the wavelength. In this paper, the form factors of the size-averaged dust models vary from 0.04 to 0.4 at $3.6 \mu\text{m}$ (Table 3). Only the axial backward scattering might not be taken sufficiently into account. The full radiative transfer equations are described in Steinacker et al. (in prep.). Nevertheless, the averaging process on the whole size distribution was tested by comparing a full distribution and the same distribution cut into three parts and put together in the same cell. No difference was found when the size-distribution discretization had been increased up to 600 steps in DustEm.

To understand the competition between scattering and absorption at NIR and MIR wavelengths, it is important to examine the individual properties for the different sizes and grain components (Fig. 8). Figure 8 shows that for a given total dust mass, $\langle Q_{\text{sca}} \rangle$ increases faster than $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$ when $\langle a \rangle$ increases. This is undoubtedly linked to the emergence of coreshine in dark clouds (Steinacker et al. 2010). However, real clouds present a mixture of different grain types and grain sizes, which implies some degeneracy. They are partly removed by modeling the cloud at several discrete wavelengths (from J band to $8 \mu\text{m}$).

Because the grains of Compiègne et al. (2011) are not the only ones able to explain the observations in the diffuse medium, and to explore beyond spherical grains, we added a sample of dust grain varieties. In our grid of models, silicate and graphite mixtures (Weingartner & Draine 2001, WD31, WD55, WD55B), porous grains without ices (Ysard et al. 2012, YSA 0%, YSA 10%, YSA 20%, YSA 40%), monomer fractal aggregates with different sizes (Min et al., in prep.⁸, MIN0.2, MIN0.8, MIN1.2, MIN2.4, MIN4.0) or compact agglomerates with ices (Ormel et al. 2009, ORI2, ORI3) and their counterpart without ices (Ormel et al. 2009, ORNI2) were included with different maximum sizes (see Table 3 and references for more details). We did not attempt to provide a review of all the grain types available in the literature, among which a -C:H grains (Jones 2013), and iron inclusions in silicates (Jaeger et al., in prep.⁹) are other possibilities. The goal was to open the scope of what types of grains will be suitable to explain our observations.

4. Results

The coreshine strength is linked to the grain properties and to the environmental conditions. The modeling has to account for the absolute coreshine intensity, which is a contrast problem and

⁸ See http://events.asiaa.sinica.edu.tw/meeting/20131118/talk/2013112111_Talk_MichielMin.pdf

⁹ See http://events.asiaa.sinica.edu.tw/meeting/20131118/talk/2013112117_Talk_CorneliaJaeger.ppt

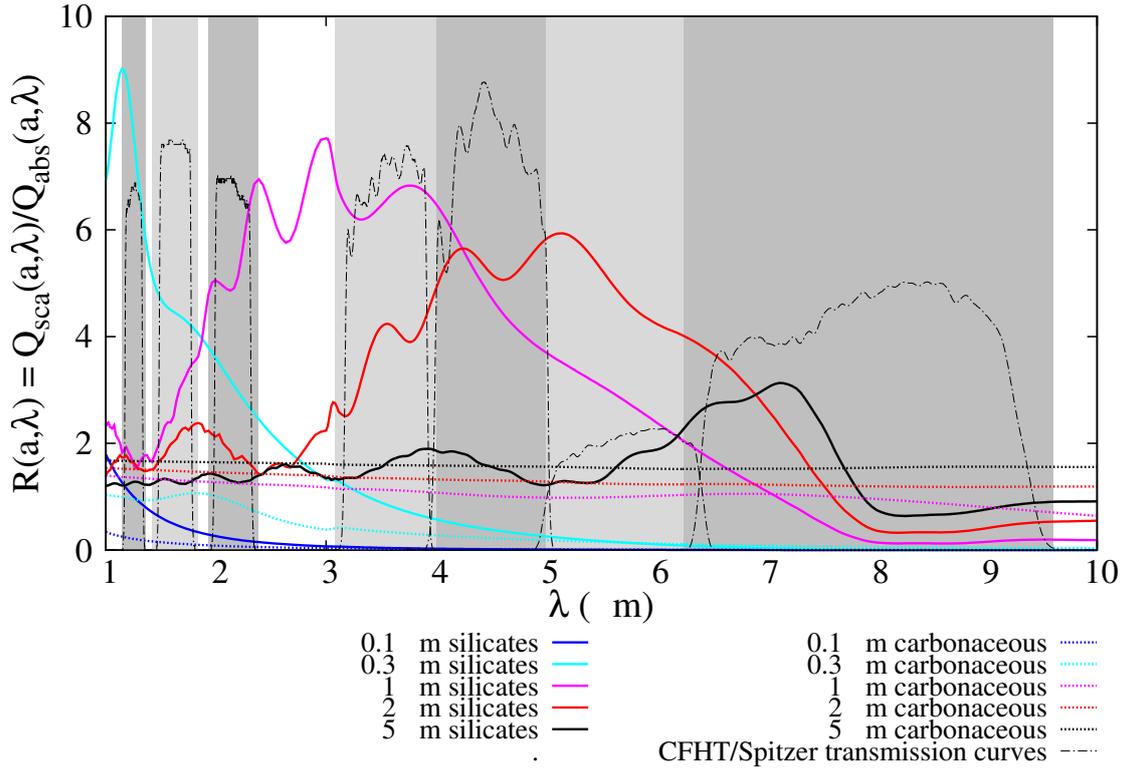


Fig. 8. Ratio of the scattering and absorption efficiencies for individual grain types and grain sizes. The grain properties are taken from [Compiègne et al. \(2011\)](#). The gray bands delineate the different filter bandpasses (CFHT *J*, *H*, *Ks*, *Spitzer* 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm).

a competition between scattering and absorption. These extinction processes are linked to the dust properties, and in particular to the grain-size distribution. However, these properties are degenerate when considering a single wavelength. Therefore, we adopted a multiwavelength approach in which the albedo variation between wavelengths, dependent on the dust population itself, is well-characterized by intensity ratio measurements.

In Sect. 4.1, we present the measurements of the two key quantities, the 3.6 μm intensity and the coreshine ratio (between 4.5 and 3.6 μm wavelengths) for the observational sample of the four regions. In Sect. 4.2, we expose the conditions necessary for coreshine to occur and retrieve the correct absolute intensity from modeling, while in Sect. 4.3, we detail the use of the different intensity ratios as a tool.

4.1. Surface brightness and coreshine ratio in observations

We investigated two thirds of the detected coreshine cases, located in four different directions of the Galaxy, to search for either spatial or physical regional variations. The two main regions we ignored (Orion/Monoceros and ρ Oph) present an equal number of detections and nondetections, which indicates that these regions might be more sensitive to specific local conditions and are beyond the scope of this work. Figure 9 gives the 4.5 μm /3.6 μm ratio as a function of the 3.6 μm intensity for all the sources (values are given in Table 1). The horizontal bars represent a $\pm 10\%$ uncertainty that is a conservative value of the error budget, which is dominated by the background removal, while the vertical bars represent the range of ratios around the peak ratio value (Sect. 2.3 and Fig. 3). Some of the weakest sources (21) have a signal-to-noise ratio at 4.5 μm that is too low to safely estimate the coreshine ratio. Their 3.6 μm intensity ranges from 10 to 40 kJy sr^{-1} . For the others, the 3.6 μm intensity

ranges from 21 to 390 kJy sr^{-1} , and their ratio from 30 to 110%. Starless cores are in a narrower range, 10 to 100 kJy sr^{-1} and ratios from 35 to 51% (the L1517C case – 53% – is weak and noisy and probably not different from its neighbors, L1517 A and B – 51%). This upper limit of $\sim 50\%$ is well-explained by the fact that the incoming DIRBE illumination ratio is only 70% at 4.5 μm with respect to 3.6 μm and that the scattering efficiency of grains up to 1 μm is always lower at 4.5 μm than at 3.6 μm (Fig. 8). In contrast, the stronger and redder coreshine flux of many sources with local or embedded young stellar objects (YSOs) is clearly linked to the YSOs themselves, which provide more photons than the ISRF locally, with a much redder color because of their dust cocoon.

However, some of the sources with nearby or embedded protostars may remain similar to the starless cores. There are three possible reasons: the source is i) too weak (like the VeLLO – very low luminosity object – in L1521F); ii) too deeply buried (like the strong jet driver L1157–mm/IRAS 20386+6751); or iii) too far outside the cloud, although this is difficult to estimate since the relative position of the cloud and the YSO are not known with enough precision along the line of sight (see Table 1 and references therein). This is the case for the L1157 region, which shows a low ratio (41%) near the embedded driving source of its strong outflow, and partly along the southern outflow itself, while it displays a high ratio (71%) just beyond the tip of this southern outflow where no YSO can be seen. A possible explanation is that the outflow provokes a shock region (B1 seen in H_2) that emits in the MIR with a 4.5 to 3.6 μm ratio of 2.5 that might change the coreshine ratio of that part of the cloud.

For several sources the embedded object has a limited range of influence, and if the core is extended, a multimodal ratio distribution appears (Fig. 10). In the cloud (G303.72-14.86)

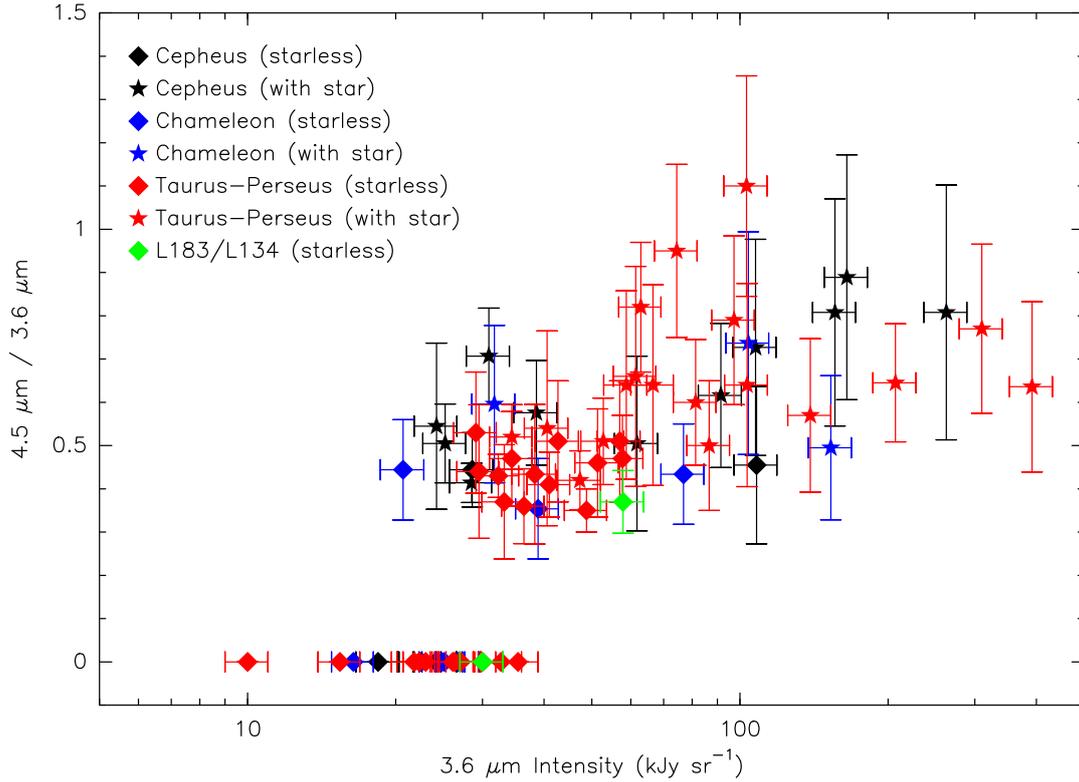


Fig. 9. Coreshine ratio for the selected data sample of 72 sources as a function of the $3.6 \mu\text{m}$ intensity. Diamonds indicate starless cores, stars indicate clouds with a known local protostar.

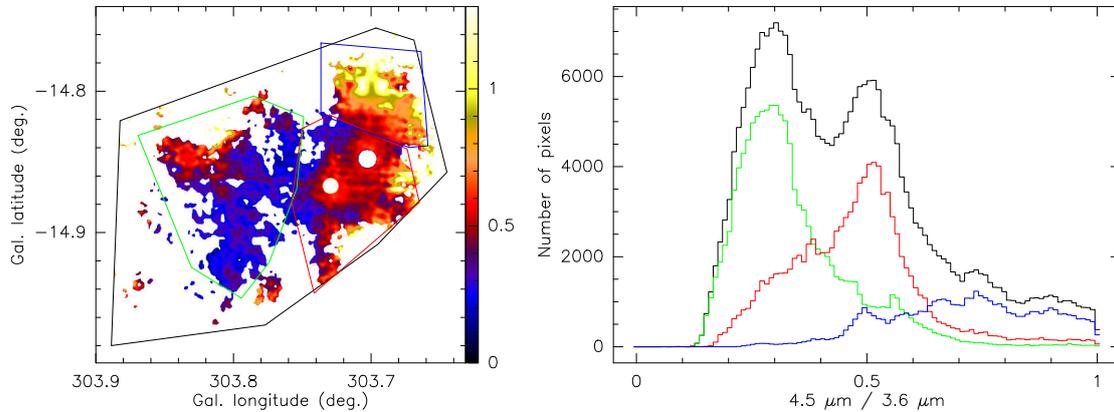


Fig. 10. G303.72–14.86 coreshine ($4.5 \mu\text{m}/3.6 \mu\text{m}$) ratio map and ratio histogram. Each histogram is calculated for the region delimited by the polygon of the same color.

presented in Fig. 10, the strongest source is at the top end of the cloud, inside the blue polygon, and two other interacting but weaker stars are situated just below, inside the red polygon. The sources themselves are masked, hence the white spots. The situation for YSOs is quite complex, because other physical effects (e.g., dust alignment due to polarization – Chapman et al. 2013 – and/or dust destruction) could have a profound impact on the coreshine effect. Indeed, for L1152 and L1228 there is a suggestion from NIR (*JHKs*) and MIR (*Spitzer*) that there are regions where shocks have destroyed grains (Chapman et al. 2009), which would potentially affect the coreshine effect. This is probed by the fact that even though the radiation is enhanced by the local source, the $5.8 \mu\text{m}$ band remains in absorption, which would not be possible with too large grains.

Although the scattering effect does not seem to change much across the Galaxy, as shown in Pagani et al. (2010, their Fig. 4),

we expected to find some difference between the four regions when taking into account the background and the contrast problem (see next section). Of course, Pagani et al. (2010) indicated scattering effects toward the Galactic center, while we show below that it is impossible to see any, but Fig. 9 clearly shows that away from the Galactic plane and bulge, there is no difference between the regions either in absolute flux or in ratio values, while the background values I_{back} vary by a factor of up to around four between Cepheus and Taurus-Perseus (Table 2). Moreover, the main incoming radiation field, from the Galactic center, is either behind the cloud, on its side, or behind the observer (in the Taurus-Perseus direction, which implies some efficient backward-scattering for anticenter cores, Steinacker et al. 2014a). The dispersion seems to be dominated by individual cloud properties instead, with little sensitivity on the coreshine ratio.

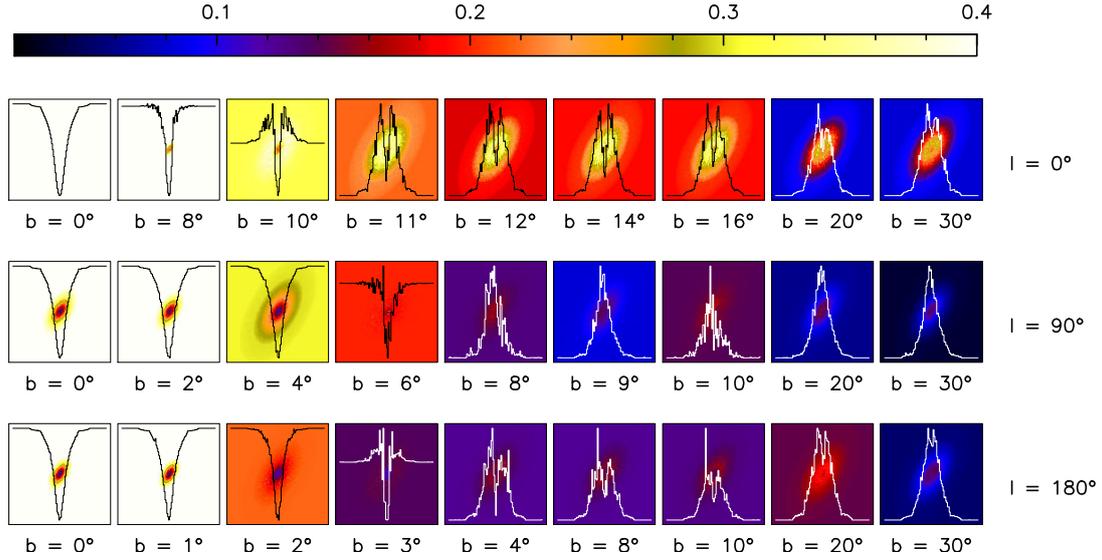


Fig. 11. Emergence of coreshine for three Galactic longitudes and nine Galactic latitudes (given below each plot in degrees). The images show the cloud with its background. The central profile (cut along the x -axis) helps to visualize the coreshine emergence. Fixed color scale images (MJy sr^{-1}) display in particular the background-field variation (I_{back}).

Finally, the very high proportion of coreshine cases in these regions is an interesting question. Either the grown grains are already present in the local diffuse medium of these regions and become apparent when the dust is concentrated enough, or the grains coagulate relatively fast after the clouds are formed and before the turbulence dissipates in the cores (Steinacker et al. 2014b). In the first case, the presence of the grown grains in the diffuse medium might explain the excess of emission at 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ seen by Flagey et al. (2006). In principle, this could be verified by examining the differential MIR spectrum on lines of sight that sample the diffuse medium inside and outside the Gum/Vela region for which the low number of cores with coreshine and the high presence of PAHs may indicate the erosion of large grains by the blast wave (Pagani et al. 2012). The second hypothesis would require the modeling of grain growth together with cloud contraction and turbulence dissipation.

4.2. Coreshine emergence

To study the coreshine emergence as a function of the galactic position, we used the all-sky background map obtained after stellar subtraction (following the first method, see Sect. 3.2.2), and we modeled this for several elevations toward the Galactic center direction, 90° from it (in longitude) and toward the Galactic anticenter direction (Fig. 11) for a given cloud (M_{low}) and grain-size distribution (aS1m/Cx1m) models. We easily explain that it is not possible to observe coreshine in the Galactic plane because of the strong background field, even with favorable grain properties (grain-size distribution up to $1 \mu\text{m}$ grains and $\langle Q_{\text{sca}} \rangle$ greater than $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$). For a Galactic longitude (l) of 0° , the bulge dominates the background field so strongly that coreshine is not able to appear until a galactic latitude (b) around 10° . In contrast, in the anticenter direction coreshine is able to appear rapidly with elevation, as low as $b \geq 3^\circ$. When the main illumination field comes from behind, at small angles, coreshine appears for higher background values than for other illumination directions ($\sim 300 \text{ kJy sr}^{-1}$ instead of $\sim 120 \text{ kJy sr}^{-1}$, Fig. 11). The values are compatible to what was found by Steinacker et al. (2014a); here we also compare these criteria directly with the detections. This modeling correctly explains the observations (Fig. 1), but

the b values given in Fig. 11 have to be taken qualitatively since the values can change with the presence of local sources, the grain properties, and the background portion estimates. Finally, of all the clouds that contain enough micron-size grains to efficiently scatter the MIR light, only those outside the Galactic plane are detectable via their coreshine emission, and the 50% detection of positive coreshine cases (Pagani et al. 2010; Paladini et al., in prep.) is only a lower limit in terms of grown grains in clouds¹⁰.

In addition to the Galactic plane contrast problem, clouds will also appear in absorption if $\langle Q_{\text{sca}} \rangle$ is lower than $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$. Nevertheless, there are not many cases in real absorption outside of the Galactic plane in our data collection (Table C.1). Scattering is always present in dark clouds, even when the cloud is seen in absorption. The coreshine phenomenon starts to appear when the scattering signal is able to exactly compensate for the extinction of the background field. Incidentally, clouds would totally disappear if this equilibrium was reached at MIR wavelengths. The coreshine phenomenon can be understood either by the presence of large grains ($\sim 0.5\text{--}1 \mu\text{m}$) or a stronger local radiation field that would only enhance I_{sca} (Eq. (3)). The enhancement of the local radiation field has to be considered cautiously since it has to be consistent with FIR emission of the clouds. Here, we are not referring to embedded YSOs, but to the large-scale local radiation field that surrounds starless cores. Incidentally, Evans et al. (2001) showed that for a selection of prestellar cores in Taurus and ρ Oph regions, FIR observations seem to require a lower ISRF than standard to be fitted. In contrast, for the ρ Oph region, Roy et al. (2014) argued that the ISRF is one order of magnitude higher than standard.

At 5.8 and $8 \mu\text{m}$, all the clouds of the cold *Spitzer* survey (Pagani et al. 2010) appear to be in absorption. While at $8 \mu\text{m}$, this is partly due to the $9.7 \mu\text{m}$ silicate absorption feature wing that intercepts half of the $8 \mu\text{m}$ filter width, at $5.8 \mu\text{m}$, it is only due to the background field strength. Indeed, the diffuse part I_{diff} increases globally more and more with the wavelength (Table 2) in the IRAC bands range, as can be seen in Flagey et al. (2006).

¹⁰ For the reason of the same contrast problem, investigating coreshine in other galaxies might be a challenge.

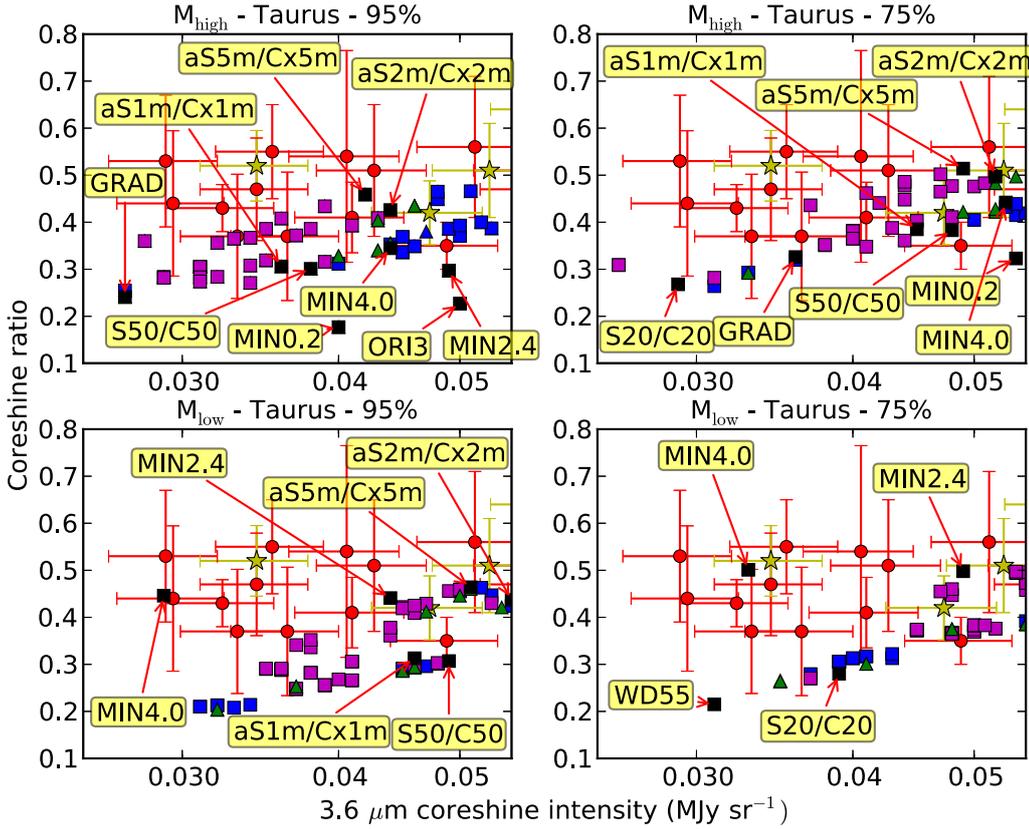


Fig. 12. Coreshine ratio versus $3.6 \mu\text{m}$ intensity in the Taurus-Perseus direction. Zoom on the starless core cases, full range is displayed in Fig. 14 – Difference between M_{high} (upper row) and M_{low} (lower row) modeling without internal source for the two background fractions (95%, *bg1*, left, 75%, *bg2*, right). Observations – red circles: starless cores; yellow stars: cores with YSOs. Models – black squares: single grain population; blue squares: carbonates bigger than silicates in at least one of the two layers; purple squares: silicates bigger than carbonates in at least one of the two layers; green triangles: everything else. Grain model names refer to Table 3 for spatially constant grain size distribution.

In parallel to this increase of the diffuse background field, the scattering efficiencies drop. This provides additional constraints, in particular, our modeling can eliminate the grain models for which the $5.8 \mu\text{m}$ map shows emission. This is especially true for distributions that include grains in the range $2\text{--}5 \mu\text{m}$ for both silicates and carbonaceous grains (aS5m/Cx5m) and places an upper limit for the grain size based on the $5.8 \mu\text{m}$ diagnostic deep inside the core. Nevertheless, this limit in size has to be taken cautiously since it is dependent on the grain-size distribution law and on the grain composition. It has to be understood as an upper limit on the abundance of grains larger than $2 \mu\text{m}$, and the WD55B distribution, for example, remains compatible with absorption at $5.8 \mu\text{m}$. The $8 \mu\text{m}$ map always appears in absorption in our simulations and is not, as expected, sensitive to the grain properties, but could be used to constrain the silicate column density.

4.3. Intensity ratios as discriminants

We aim to separate the grain models according to their ability to explain the observed intensity ratios between bands. We start from the coreshine ratio ($4.5/3.6$) and extend the method to a comparison between NIR and MIR bands ($K/3.6$) and to NIR ratio (J/K ratio). The four modeled directions cover a range of local properties like the Galactic center direction and the differential local background field $R_{\lambda_1/\lambda_2}(I_{\text{back}}) = I_{\text{back}}(\lambda_1)/I_{\text{back}}(\lambda_2)$ (Table 2).

To measure the ratios, we took the median value inside a polygon on the simulated map ratios. We obtained the model uncertainty by comparing these ratios computed with different I_{back} estimates (obtained with the second method, Sect. 3.2.2), namely the center-pixel values versus the nine-pixel average values, and the two *bg* estimates (*bg1*, *bg2*) (Table 2). The suitable grain models are those that satisfy all the criteria, taking into

account the uncertainties on the background variation. For the M_{low} cloud model (see Sect. 3.3.1), the chosen polygon is very central and corresponds to a mean value of $A_V = 23$ mag (assuming $R_V = 5.5$), while the mean polygon extinction for the M_{high} model is about $A_V = 21$ mag, chosen to be between the two layers and outside the internal depression.

4.3.1. Grain properties deduced from the coreshine ratio

We plot the coreshine ratio derived from the model calculations as a function of the $3.6 \mu\text{m}$ coreshine intensity for all the grain models and separately for the four modeled directions corresponding to the observed regions (Figs. 12 to 15). All the models that do not show coreshine at both 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ are not displayed on the ratio plots, especially the WD31, ORI2, ORN12, and YSA models. Figure 12 confirms that the two different cloud models that investigate different zones with close averaged visual extinction give coherent results and that we correctly represent the observational range. Moreover, the plots are not really sensitive to the background portion itself concerning the coreshine ratio range (*bg* = 95 or 75% for the Taurus-Perseus region, Fig. 12, and *bg* = 75 or 50% for the L183 direction, Fig. 13). However, this implies some degeneracy in the grain-property solutions for some regions (Fig. 12). Conversely, regions where the I_{sca} term is dominant (Eq. (3), Fig. 13) give more reliable results. This regime is reached for the L183 and Cepheus regions. For the following, we keep the estimates by Lallement et al. (2014) as a reference (*bg1*, Table 2).

The first question is to determine whether small grains have any impact on the coreshine modeling. We found that no differences appear between models that contain small grains between 4 and 10 nm and those without grains below 10 nm (from aSil to S10 grains and from CBx2 to C10, Tables 3, 4). Removing the small grains at constant dust mass has been tested

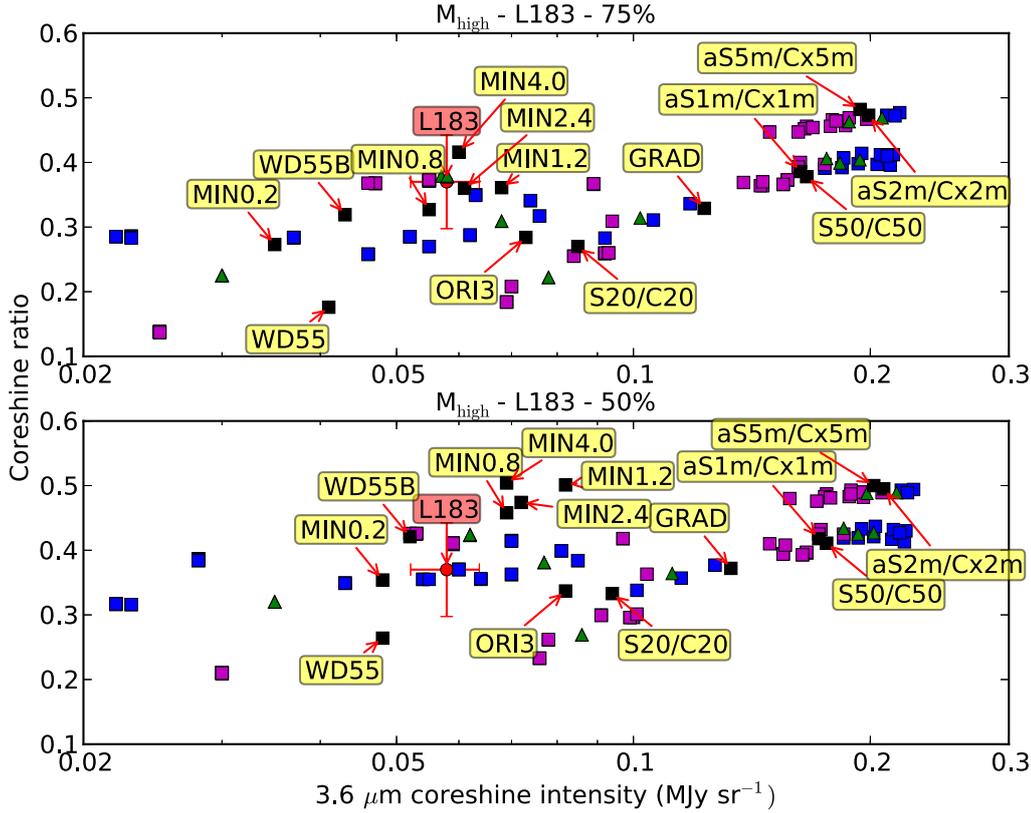


Fig. 13. Same as Fig. 12 in L183 direction with the two background proportion estimates: 75% (*bg1*, top), and 50% (*bg2*, bottom).

up to 50 nm (S50, C50) and the results are very similar to those with the same high cutoff ($a_{\text{cut}} = 1 \mu\text{m}$), but with a starting size of 4 nm (aS1m, Cx1m), especially when taking into account the uncertainties (see, e.g., Fig. 13). The suppression of the smaller grains is therefore not mandatory for explaining the coreshine phenomenon because they neither contribute to nor attenuate the signal significantly.

On the other hand, we tested the large grain-size increase beyond the expected limits (Andersen et al. 2013). The more the mean size of the distribution $\langle a \rangle$ increases, the more the $3.6 \mu\text{m}$ flux increases as well. The grain models on the right side of the ratio plots (Figs. 12 to 15) have the highest number of big grains, with an exponential cutoff at $1 \mu\text{m}$ (aS1m, Cx1m), $2 \mu\text{m}$ (aS2m, Cx2m), or $5 \mu\text{m}$ (aS5m, Cx5m). However, when the high cutoff of the grain-size distribution increases, the coreshine ratio starts to saturate, and consequently, grain growth alone is not a pertinent answer to increase the ratio beyond 50% for the Taurus-Perseus and L183 regions (Figs. 13 and 14) and 65% for Cepheus and Chameleon regions (Fig. 15). This is well-explained by the combination of three effects. First, the integrated illumination field intensity at $4.5 \mu\text{m}$ deduced from the scaled DIRBE map is only 70% of the $3.6 \mu\text{m}$ intensity. Second, an I_{back} lower at $4.5 \mu\text{m}$ than at $3.6 \mu\text{m}$ helps to increase the ratio, as explained in Sect. 4.2. Since the ratio values of I_{back} at 4.5 and $3.6 \mu\text{m}$ $R_{4.5/3.6}(I_{\text{back}})$ remain at around 1 for the Taurus-Perseus region and L183 direction, they have a minor impact on the coreshine ratio, while the lower $I_{\text{back}}(4.5 \mu\text{m})$ toward Chameleon and Cepheus provides an explanation of why ratios near 65% are reached (Fig. 15). In the third place, the ratio of the scattering and absorption efficiencies (Fig. 8) becomes flatter with wavelength for both grain types when the grain size is increased up to $5 \mu\text{m}$.

We also confirm what has been found previously (Pagani et al. 2010; Steinacker et al. 2010). Classical diffuse medium

grains (WD31 Weingartner & Draine 2001, aSil and CBx2) are not efficient enough to scatter in the MIR range. Indeed, it is well known that the ratio of visual extinction to reddening, $R_V = 3.1$, is not valid in dense, cold environments, and $R_V = 5.5$ has been advocated (Weingartner & Draine 2001). This change of slope has been explained by grain growth. While the WD55 model gives a $3.6 \mu\text{m}$ coreshine flux between 20 and 50 kJy sr^{-1} and a coreshine ratio of about 20%, depending on the local conditions (direction and I_{back} values), the WD55B model, which includes grains up to $10 \mu\text{m}$ in size, has been found promising by other observations in the MIR (Ascenso et al. 2013), and allows the coreshine ratio to increase up to 40%.

The previous results were obtained for compact spherical grains, and we also investigated the consequences of the fluffiness and of the coagulation, which has to be understood here as an agglomeration of smaller grains. We tested the evolved grains of Ormel et al. (2009), with or without ices, with different evolution timescales. We aimed to compare three different populations: i) a reference population, without ices, and an evolution timescale of 1×10^5 years (ORNI2), which happened to produce no coreshine in the modeling; ii) another one starting from the same distribution, and which evolved in the presence of ice mantles (ORI2); and iii) one that has grown during a longer timescale of 3×10^5 years with ices (ORI3). Despite the presence of ices, which favor coagulation, the ORI2 grain-size distribution has not had enough time to reach a sufficient size (Fig. 1 in Ormel et al. 2009) to make coreshine appear, as our models confirm. In contrast, the ORI3 model traces some evolution like the WD55B model and shows a ratio compatible with the observations. For these two models, even though the ratio is compatible with the observations, the $3.6 \mu\text{m}$ flux is higher than observed, which is acceptable since we could always adjust the cloud model to obtain the correct flux with an identical ratio.

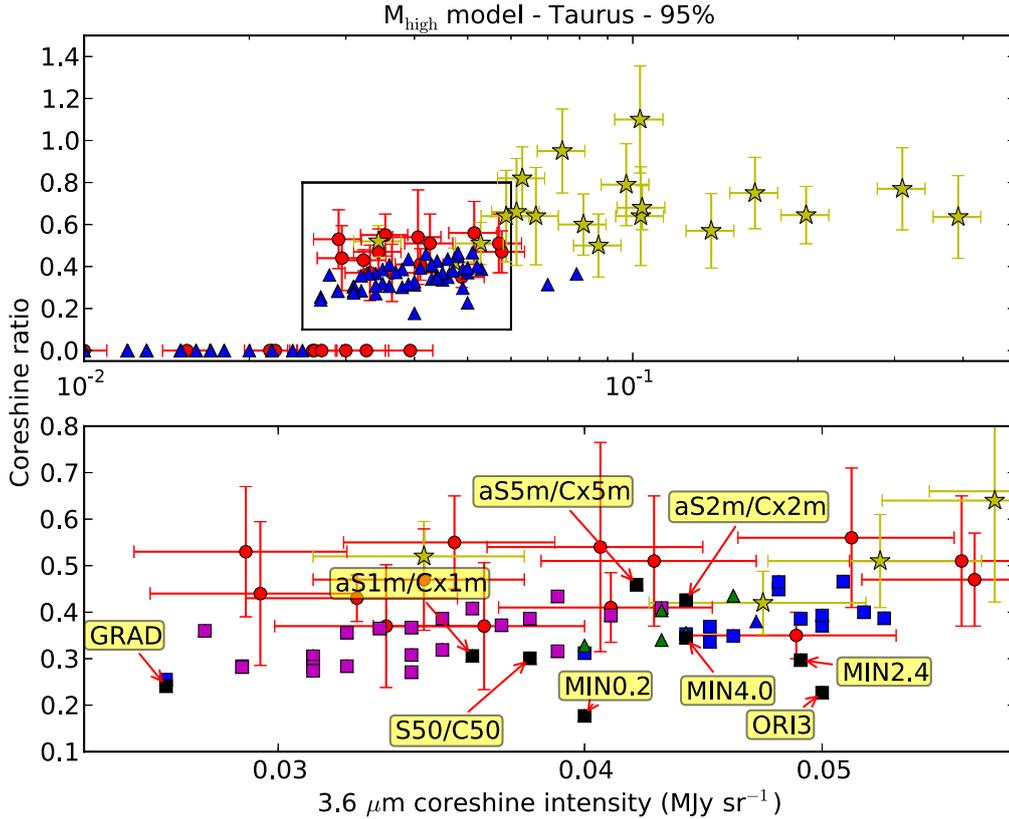


Fig. 14. *Top:* observations, same as Fig. 12 in Taurus-Perseus direction. Blue triangles: all (undifferentiated) starless models. *Bottom:* zoom of the rectangle in the top image, symbols identical as in Fig. 12.

These comparisons show that the first key role of ices is to favor growth, but the $3.05 \mu\text{m}$ H_2O ice feature included in the edge of the IRAC filter might also play a role in increasing the coreshine ratio by changing the dust optical properties in the same way as the silicate feature enhances the absorption in the $8 \mu\text{m}$ filter. Since, without ices, the largest size reachable in Ormel bare-grain models is about $1 \mu\text{m}$, similar to the size obtained with the ORI2 model, which produces no coreshine, it is not possible to compare the ORI3 model to the same size distribution without ices to separate the ice effect from the pure-growth effect.

Scattering optical properties are supposed to be more sensitive to grain surface variations than absorption efficiencies. Consequently, we expect to see a direct impact of the fluffiness on the coreshine. To calculate optical properties for fluffy grains, one can focus on the porosity with a simple approach where the portion of silicates, carbonaceous grains, and vacuum in the grains do not depend on their sizes (Ysard et al. 2012), or one can explore the fractal dimension, which means to focus on the asymmetry of the grains themselves, built by agglomeration of monomers (Min et al. 2006). First, we studied the influence of the degree of porosity. The grains from Ysard et al. (2012) that were able to explain the FIR emission in L1506C (Ysard et al. 2013), a condensation in a Taurus filament, are not efficient enough to produce coreshine at $4.5 \mu\text{m}$, while the $3.6 \mu\text{m}$ coreshine flux, about 13 kJy sr^{-1} (compared with 33 kJy sr^{-1} , Table 1), does not vary from 0% porosity to 40% porosity (YSA models). Because porosity does not seem to be an answer to change the $3.6 \mu\text{m}$ coreshine intensity, and correspondingly the coreshine ratio, we examined the influence of fractal structure. As preliminary results, we tested fractal aggregates that show optical properties quite different from the compact spherical grains (Min et al. 2006). These fluffy monomer aggregates behave like

small spherical silicate particles for the $9.7 \mu\text{m}$ silicate feature (Min et al., in prep.). Their sizes vary from $0.2 \mu\text{m}$ to $4 \mu\text{m}$ ¹¹.

We had to approximate the real phase function provided by Min et al. by an equivalent asymmetry coefficient ($\langle g \rangle$, Eq. (6)). As we discuss below, the phase function is not expected to modify the coreshine ratio by much, especially because this approximation applies to both wavelengths. Indeed, the two coreshine wavelengths are close enough so that the respective variation in the phase function is weak. These grains are really promising since they do not necessarily imply a significant grain growth to produce a ratio about 40 to 50% and could be an interesting answer for clouds, which would not show much evolution from other tracers such as depletion (e.g., L1521E Tafalla & Santiago 2004; Pagani et al. 2010). Furthermore, we find the same saturation of the ratio for the agglomerates as for pure spherical grains with grain growth, which seems to confirm a maximum size efficiency, as can also be deduced from Fig. 8. *Fractal aggregates behave like big spherical grains to produce a high coreshine ratio.*

To limit the number of models, we restrained ourselves to two layers for the part dedicated to the core (Sect. 3.3.1), that is why we did not aim to fit the observations exactly. We introduced a finer slicing in ten layers inside the core, filled with grains with a high cutoff that increased from $0.2 \mu\text{m}$ to $1 \mu\text{m}$ (GRAD model). We obtained a ratio close to a two-layer core model with a_{cut} of $1 \mu\text{m}$ (aS1m and Cx1m mixed), but with less flux (see, e.g., Fig. 14), which is expected for the observations. This again emphasizes that *the cloud model and the way we fill it with several layers would act only on the absolute coreshine fluxes and would not modify the ratio.*

¹¹ Priv. comm., Min et al. (in prep.).

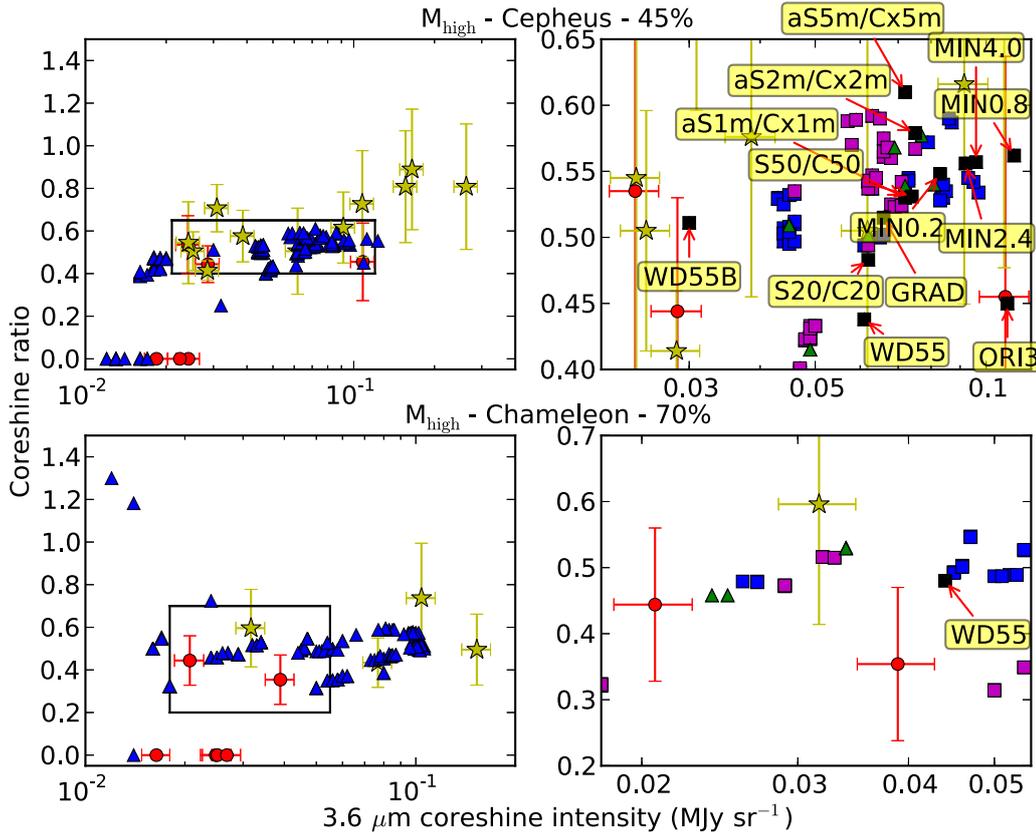


Fig. 15. Same as Fig. 12 in the Chameleon and Cepheus directions. *Top*: Cepheus region, *top right*: zoom on the starless observational zone, *bottom*: Cepheus region with its zoom (*bottom right*).

The phase function can slightly change the ratio, especially if backward-scattering becomes a non-negligible quantity. This is the case for the Taurus-Perseus region, for which the main anisotropic radiation source (the Galactic center) comes from behind us. Nevertheless, even if we consider an extreme case with $\langle g \rangle = -0.99$, which corresponds to a probability of 75% to have axial backward-scattering, the ratio in the Taurus-Perseus region, with the same $\langle Q_{\text{sca}} \rangle$ and $\langle Q_{\text{abs}} \rangle$ absolute values, increases from 35 to 40% for grains up to $1 \mu\text{m}$ (aS1m, Cx1m). The variation is even smaller for less extreme probability changes. In the most extreme case, even if the ratio is not really sensitive to the phase function modification, the absolute intensity at $3.6 \mu\text{m}$ has been enhanced by almost a factor 30 to reach a few hundred kJy sr^{-1} . Incidentally, the emergence of coreshine for some dust models will be dependent on this parameter. We estimate that the Henyey-Greenstein approximation is satisfactory for most of the directions since the ratio is only slightly sensitive to phase function variations. We will investigate the impact on the absolute flux by considering the true phase function when we perform a full cloud model, especially for regions in the regime where the influence of I_{back} is dominant (Sect. 4.2).

4.3.2. Impact of a local source

Since the presence of an embedded object is often found to enhance the coreshine ratio and the coreshine intensity in its vicinity (Table 1, Figs. 9 and 10), we explored the influence of a Class 0 or a Class I object in our model. The full treatment of a protostar reddened by its compact and dense dust cocoon is beyond the scope of this work. To investigate its possible effects qualitatively, we inserted blackbodies (stars) in the model with temperatures and fluxes typical of Class 0 or I objects at coreshine wavelengths. We ran the test with three different

temperatures, 400, 950, and 2150 K, and adjusted the flux accordingly. At 400 K, the 4.5/3.6 ratio is 3.8 and is representative of a Class 0 case, as was observed for IRAM 04191 (Chen et al. 2012). At 950 K, it is almost flat (1.2), and we obtain a flux and a coreshine ratio similar to what could be deduced for a Class 0/I object like IRAS 04016+2610 or IRAS 04361+2547 (Robitaille et al. 2007). At 2150 K, it is typical of a solar type Class I protostar and its 4.5/3.6 ratio is 0.8, like IRAS 04325+2402 (Robitaille et al. 2007), which is close to the DIRBE all-sky ratio of 0.7. The class distinction is not very important here since it depends very much on the geometry of the source and other factors that are beyond the scope of this paper. Several papers discuss these classification problems (e.g., Robitaille et al. 2007; Enoch et al. 2009; Kirk et al. 2009).

For the densest cloud model (M_{high}), we introduced these three different stars at the edge of the cloud. The test with the Class I object (2150 K) shows a small enhancement of the coreshine ratio in the vicinity of the object (Fig. 16). With the Class 0/I object at 950 K, the ratio is increased to ~ 0.8 . Finally, with the Class 0 object (400 K), depending on its actual flux, the ratio can vary from below 0.5 for a negligible contribution (as in L1157 near the embedded object) to ≥ 2 if the local source flux dominates. We can therefore clearly reproduce the trend of the observations. However, we are not trying to make exact fits, and to proceed with the modeling, one has to constrain the local radiation field that emanates from the embedded source to avoid the degeneracy between the grain properties and the local source flux and color.

Indeed, the question arises whether an embedded protostar can be helpful in modeling the coreshine effect. If the protostar is weak and deeply embedded, its properties will be difficult to assess and its impact on the cloud scattered-light will only add another degree of freedom. Similarly, if the source is clearly

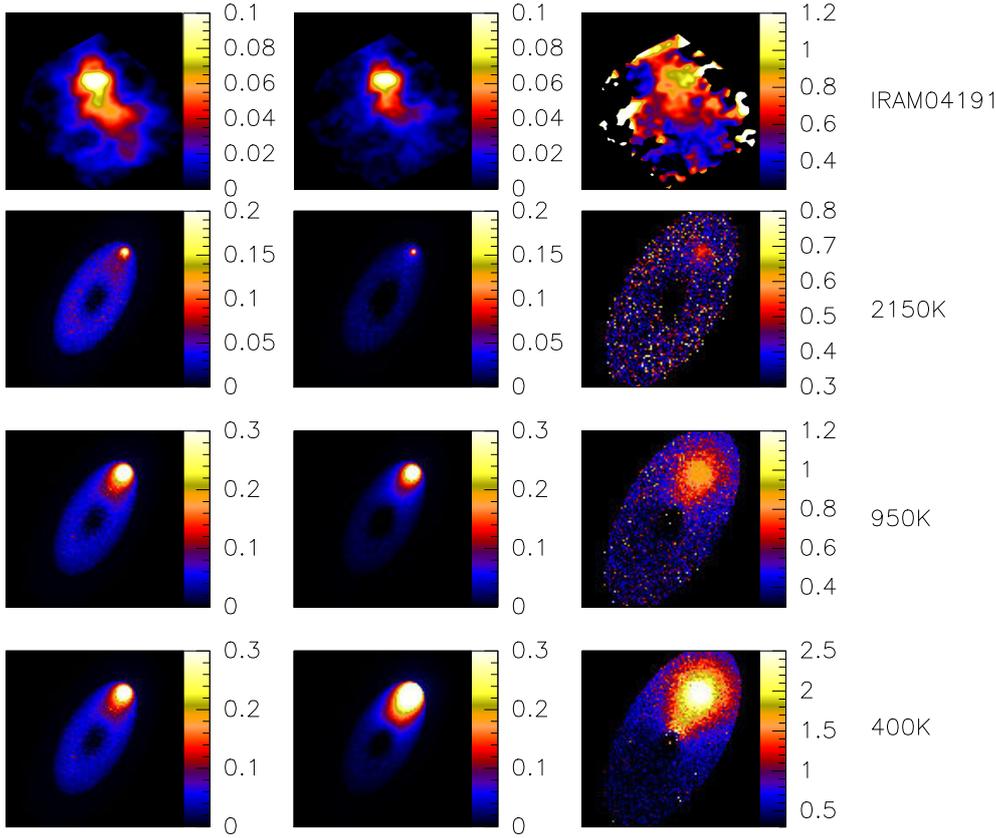


Fig. 16. From left to right: IRAC 1 ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC 2 ($4.5 \mu\text{m}$), core-shine ratio. First row: analysis of IRAM 04191 *Spitzer* observations. Next rows: modeling in the dense case (M_{high}) for the three internal sources. Color scales are given in MJy sr^{-1} .

outside of the core, its distance to the cloud along the line of sight will remain a free parameter. If the YSO is clearly embedded in the cloud, but not too deeply, or in contact with it, so that its contribution can be measured directly, little uncertainty is added. This has three more advantages: first, the ISRF becomes dominated by the local source and is therefore better constrained; second, as the scattered flux will be higher, the error due to the background uncertainty in the modeling becomes smaller; and third, the $5.8 \mu\text{m}$ criterion becomes even more constraining in enhanced ISRF conditions. Indeed, a stronger ISRF increases the capability to produce coreshine (either smaller grains can shine or big grains shine more). In a local stronger field, the non-detection of emission at $5.8 \mu\text{m}$ therefore places a more stringent constraint on the abundance of grains above $1 \mu\text{m}$, as presented in Sect. 4.2. However, the presence of a Class 0 or Class I object indicates a more evolved cloud and, presumably, more evolved grains. Therefore studying starless clouds or protostellar clouds are both important and have caveats.

4.3.3. Extension to the NIR

The information obtained from the coreshine ratio, which is more sensitive to the grain models than to the other free parameters, can be extended to NIR wavelengths. Specific studies on NIR scattering have been done before (Malinen et al. 2014 and references therein). Our approach assumes that the different wavelengths are close enough to investigate the same volume of the cloud and far enough to see a variation in the slope for the different grain types (Fig. 8). Because our NIR observations are limited to a few cases, we only set a range for the expected ratio values, which we admit does not provide much constraint. Nevertheless, we attempted to see whether the multiwavelength approach could lead to a sample of suitable grain models.

First, we studied the $K/3.6 \mu\text{m}$ ($= \text{NIR/MIR}$) ratio as a function of the coreshine ratio toward L183 and the Taurus-Perseus complex. The observational range obtained for this ratio is between 3.5 and 6 for L183 and 3.2 and 7 for Taurus-Perseus region (Figs. 17 and 18). This eliminates models with a valid coreshine ratio but a NIR/MIR ratio that is too low (ellipse, Fig. 17). In both directions, the selected models correspond to relatively large grain-size distributions, which is what we expected because the K band is assumed to sample a region close to the core (see Fig. 19 and Andersen et al. 2013). Nevertheless, when the grain-size distributions contain too many large grains (aS2m/Cx2m, aS5m/Cx5m), the NIR/MIR ratio becomes too low. Grain growth on spherical grains decreases the NIR/MIR ratio because when $\langle a \rangle$ increases, the K intensity increases, but more slowly than the $3.6 \mu\text{m}$ coreshine intensity. This mainly applies to clumps with $A_V > 10$ mag, when the K band is already significantly saturated. In the same way, the fractal aggregates, even the $0.2 \mu\text{m}$ monomer aggregates, also seem to predict a NIR/MIR ratio that is too low. In contrast, ice mantles (ORI3) give a higher NIR/MIR ratio and are one of the more suitable grains for the Taurus-Perseus region. In both directions, grain size distributions that contain bigger silicates than carbonates are more likely to be able to explain the observations (purple squares – Figs. 17 and 18). Some spatially constant grain-size distributions are also able to explain them, especially those up to $1 \mu\text{m}$ with or without ices (aS1m/Cx1m, ORI3). Finally, the L183 direction is well explained by silicates up to $1 \mu\text{m}$ and with different grain-size distributions for the carbonates (from a high cutoff of $0.15 \mu\text{m}$, CBx2, to $1 \mu\text{m}$, C50) while the Taurus-Perseus direction can tolerate a wider variety of grains as a solution, for example, model A has standard grains in the external core layer and grains up to $1 \mu\text{m}$ (S50/C50) in the inner layer (Table 4). In this case, only the second layer is visible in coreshine (Fig. 19),

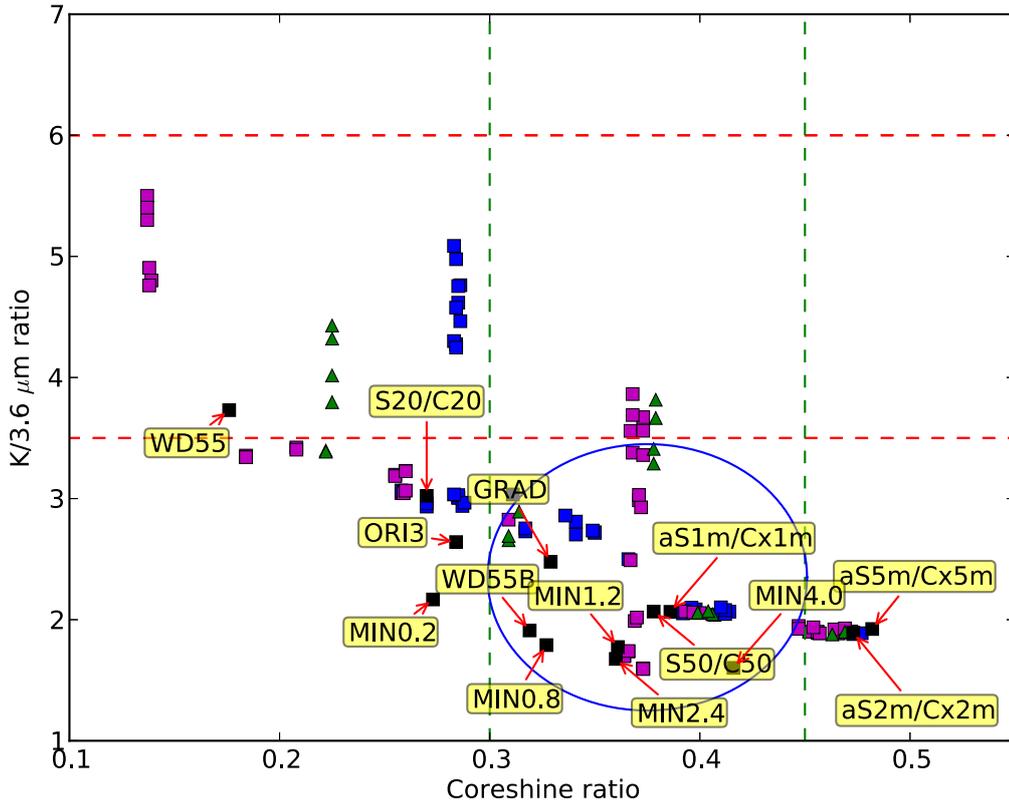


Fig. 17. NIR/MIR ratio versus coreshine ratio plot for L183 for the M_{high} model. Observations: red dashed lines: observational range of the NIR/MIR ratio, green dashed lines: observational range of the coreshine ratio. Models: same as Fig. 13. Blue ellipse delineates the coreshine-compatible grains that are eliminated from the NIR/MIR ratio.

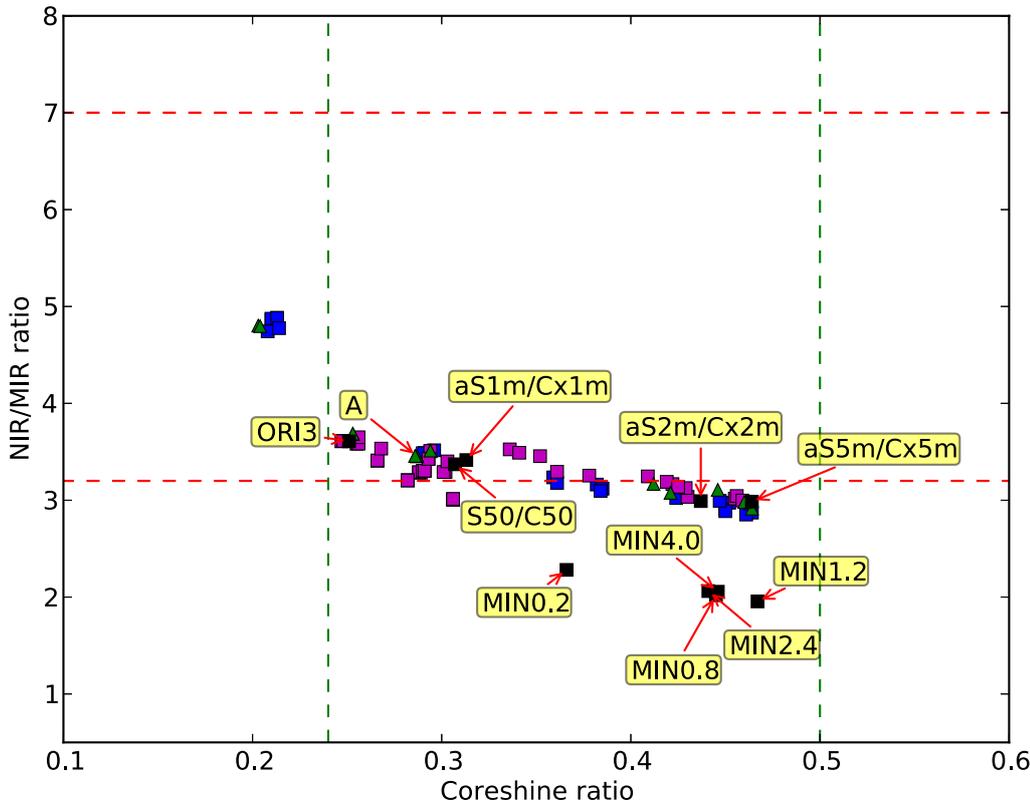


Fig. 18. Same as Fig. 17 for the Taurus-Perseus region with the M_{low} model.

and almost the same region emits in K band while the J signal is more extended.

The simple cloud model we used could be a limitation to investigating shorter wavelengths, which are assumed to be more sensitive to the smaller grain part of the distribution contained in

the extended envelope. Nevertheless, we obtained interesting results about the J/K ratio (NIR ratio). The typical observational range obtained for the J/K ratio is from 0.3 to 3, and this ratio is highly position-dependent, which is well-reproduced in the modeling (model A, Fig. 19). Globally, it shows a bimodal

Table 4. Suitable grain types for L183 and Taurus-Perseus regions.

Outer layer	Inner layer	3.6/4.5	NIR/MIR	NIR/NIR
L183 (M_{high})				
Larger silicates				
aSil C10	S50 C20	0.367	3.559	0.934
S10 CBx2	S50 CBx2	0.373	3.672	0.881
S10 CBx2	S50 C10	0.373	3.560	0.888
S10 CBx2	S50 C20	0.368	3.863	0.923
S10 C10	S50 C20	0.368	3.690	0.926
Others				
S10 CBx2	S50 C50	0.379	3.665	0.933
S10 C10	S50 C50	0.379	3.816	0.936
Taurus-Perseus (M_{low})				
Larger silicates				
aSil CBx2	S50 CBx2	0.289	3.284	0.337
aSil CBx2	S50 C10	0.288	3.288	0.336
aSil CBx2	S50 C20	0.247	3.608	0.534
aSil C10	S50 C10	0.288	3.289	0.336
aSil C10	S50 C20	0.248	3.613	0.533
aS1m Cx1m	aS2m Cx1m	0.361	3.294	0.697
aS1m Cx1m	aS5m Cx1m	0.336	3.525	0.736
aS1m Cx1m	aS5m Cx2m	0.409	3.246	0.833
aS2m Cx1m	aS2m Cx1m	0.378	3.254	0.694
aS2m Cx1m	aS5m Cx1m	0.352	3.455	0.726
aS5m Cx1m	aS5m Cx1m	0.341	3.490	0.726
S10 CBx2	S50 CBx2	0.291	3.303	0.337
S10 CBx2	S50 C10	0.290	3.304	0.336
S10 CBx2	S50 C20	0.248	3.613	0.535
S10 C10	S50 C10	0.291	3.304	0.337
S10 C10	S50 C20	0.248	3.611	0.535
S20 CBx2	S50 CBx2	0.282	3.207	0.346
S20 CBx2	S50 C10	0.282	3.206	0.346
S20 CBx2	S50 C20	0.255	3.583	0.534
S20 CBx2	S50 C50	0.293	3.428	0.611
S20 C10	S50 C10	0.282	3.204	0.346
S20 C10	S50 C20	0.256	3.584	0.533
S20 C10	S50 C50	0.293	3.426	0.611
S20 C20	S50 C20	0.256	3.650	0.582
S50 CBx2	S50 C20	0.266	3.407	0.510
S50 CBx2	S50 C50	0.302	3.291	0.593
S50 C10	S50 C20	0.266	3.411	0.509
S50 C10	S50 C50	0.301	3.291	0.592
S50 C20	S50 C20	0.268	3.533	0.562
S50 C20	S50 C50	0.303	3.401	0.651
Larger carbonates				
aS1m Cx1m	aS1m Cx2m	0.359	3.236	0.750
aSil C50	S50 C50	0.294	3.509	0.703
S10 C20	S50 C50	0.290	3.486	0.683
S10 C50	S50 C50	0.294	3.505	0.706
S20 C50	S50 C50	0.296	3.516	0.688
Others				
^a aSil CBx2	S50 C50	0.287	3.453	0.620
aSil C10	S50 C50	0.287	3.455	0.620
aSil C20	S50 C20	0.253	3.683	0.589
aSil C20	S50 C50	0.291	3.487	0.682
S10 CBx2	S50 C50	0.286	3.456	0.623
S10 C10	S50 C50	0.286	3.457	0.623
S10 C20	S50 C20	0.253	3.687	0.589
S20 C20	S50 C50	0.294	3.512	0.666
Constant				
S50 C50	S50 C50	0.307	3.371	0.672
aS1m Cx1m	aS1m Cx1m	0.313	3.415	0.686
ORI3		0.251	3.608	0.709

Notes. ^(a) Model A.

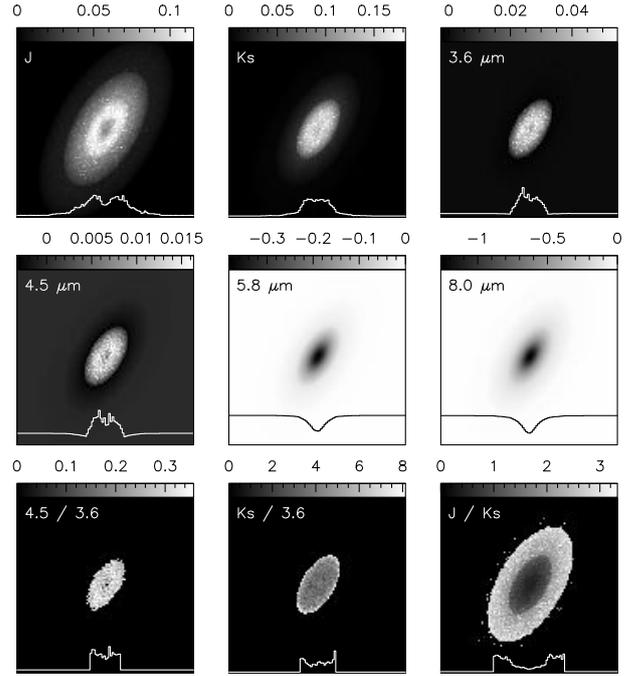


Fig. 19. Model A simulation outputs for Taurus-Perseus region. The last row is ratio maps. The histogram displays the horizontal cut along the x -axis through the center. Gray scale given in MJy sr^{-1} .

distribution: one around 3 for the part dominated by the J region of emission, and one below 1 for the central part dominant at the K wavelength. In particular, the model-output median values for this ratio, which averaged this bimodal behavior, varies only from 0.3 to 0.9 (Table 4), for the remaining suitable grains. Therefore it cannot be used as an indicator to differentiate the models and is assumed to be more sensitive to the cloud structure than to the grain properties.

In conclusion, the preliminary constraints set by the multi-wavelength approach give us suitable grain models as the solution for the Taurus-Perseus and L183 regions in standard ISRF illumination conditions. L183 ratios are well reproduced by grain models that contain larger silicates or a mix of larger carbonates in one layer and larger silicates in the other layer, while the Taurus-Perseus region also admits spatially constant grain-size distribution models as solutions (Table 4). In particular, grains that might explain the observations in the Taurus-Perseus region are in general larger than those able to explain the L183 observations. The addition of water ices decreases the coreshine ratio but increases the NIR/MIR ratio and could be an answer for some cores in the Taurus-Perseus region, but has to be considered carefully. Larger silicates also have the tendency to increase the NIR/MIR ratio while decreasing the coreshine ratio, and carbonates increase the latter and yield higher flux at $3.6 \mu\text{m}$. In any case, grain composition has an important role to play, and the classical spherical silicates/carbonates approach has to be modulated, for example, the fractal dimension is a main actor even if it is not able to explain the NIR/MIR ratio alone for both regions.

5. Conclusion

We explored a radiative transfer model to study the scattering of NIR and MIR light in dark clouds by varying the grain properties and evaluating the impact of other parameters such as the ISRF and the background-field intensities. We compared our large sample of coreshine observations with the modeling and

selected a handful of cases to explore the capability of coreshine to separate dust properties. Our results are the following:

- The emergence of coreshine is a contrast problem that has to be treated carefully. The cloud background-field estimation is a key point to the modeling. We adapted the Levenson method with careful flux conversion to the pertinent wavelengths. Moreover, the choice of keeping the standard ISRF is the safest approach and also a real challenge that will benefit from emission modeling in future studies.
- Merging previous samples of coreshine observations to build sufficient statistics, some Galactic regions appear to be favored. This could be considered in a larger picture as the presence of previously grown grains in the initial diffuse medium of these individual regions. It opens the scope of modeling coreshine with regard to individual regions or for clouds in close environmental conditions (such as L1517A,B,C, and D, or L134 and L183).
- The use of 3.6 and 4.5 μm coreshine bands and especially their ratio, referred to as coreshine ratio, adds constraints on the grain properties in the core.
- The highest coreshine ratios and fluxes are obtained for clouds that contain an embedded object, probing the influence of local change in the radiation field, which has been tested qualitatively in our modeling.

The main conclusions for the grain properties are:

- Small grains have no influence in the modeling on the coreshine ratio.
- For any given coreshine ratio, the absolute 3.6 μm flux value is somewhat adjustable from both the cloud model and the phase function.
- The size increase is mandatory but not sufficient to explain coreshine. The coreshine ratio quantity tends to saturate with the grain size increase, both for spherical compact grains and for agglomerates of monomers. While bare spherical grains show a saturation of this ratio above a high exponential cutoff of 1 μm , fluffiness helps to raise the saturation limit.
- Since dust grains inside molecular clouds are expected to be icy, the role of ice mantles needs to be further investigated. Indeed, we expect ices to favor fluffiness and growth, but in the meantime, the only model we tested shows that it decreases the coreshine ratio. New models of icy grains are urgently needed.
- Both the NIR/MIR ratio for the core outer layer and the absence of emission at 5.8 μm for any layers eliminate a mix of silicates and carbonates that both include grains above $\sim 2 \mu\text{m}$ in meaningful quantity.
- Porosity has no impact at the studied wavelengths.
- The comparison with other wavelengths for a valid coreshine ratio can help to distinguish between the cloud models and the grain properties.
- When the NIR and MIR do not sample the same zone, we might be able to peel the cloud layer by layer thanks to the multiwavelength approach. If the same region is sampled, the grain-size distribution properties have to be customized to be compatible with the observations at the different wavelengths.

We gathered a database for the grain behavior that covers grain growth by coagulation (up to 5 μm in size). We extended our study to include aggregates and ice mantles and found several promising grain types that are able to reproduce the observations. We constrained the ISRF and the background value for

different lines of sight and deduced the impact of the other free parameters on the modeling. The complementarity with NIR observations introduced to highlight the promising perspective of a 3D multiwavelength cloud modeling has to be investigated on a real cloud following all the key points above and extending the study to FIR emission.

Acknowledgements. This research has made use of observations from *Spitzer* Space Telescope and data from the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which are operated by the Jet Propulsion Laboratory (JPL) and the California Institute of Technology under contract with NASA. Based on observations obtained with WIRCam, a joint project of CFHT, Taiwan, Korea, Canada, France, and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. This publication makes use of data products from the Wide-field Infrared Survey Explorer, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. This research makes a large use of the CDS (Strasbourg, France) services, especially Aladin (Bonnarel et al. 2000), Simbad and Vizier (Ochsenbein et al. 2000) and of the NASA Lambda data base at GSFC. We thank J.-Ph. Bernard, Nathalie Ysard and Vincent Guillet for fruitful discussions, Michiel Min for providing us his agglomerates of monomers in advance of publication and the DIM ACAV and “Région Ile de France” for financial support. M.J. and V.-M.P. acknowledge the support of Academy of Finland grant 250741. M.A., J.S. acknowledge support from the ANR (SEED ANR-11-CHEX-0007-01). We thank the referee for the careful reading of our paper and the valuable comments.

References

- Alcalá, J. M., Spezzi, L., Chapman, N., et al. 2008, *ApJ*, 676, 427
 Anderl, S., Guillet, V., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 2013, *A&A*, 556, A69
 Andersen, M., Steinacker, J., Thi, W.-F., et al. 2013, *A&A*, 559, A60
 André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
 Ascenso, J., Lada, C. J., Alves, J., Román-Zúñiga, C. G., & Lombardi, M. 2013, *A&A*, 549, A135
 Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, *PASP*, 115, 953
 Bernard, J. P., Boulanger, F., Désert, F.-X., et al. 1994, *A&A*, 291, L5
 Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., et al. 2000, *A&AS*, 143, 33
 Brady Ford, A., & Shirley, Y. L. 2011, *ApJ*, 728, 144
 Chapman, N. L., Mundy, L. G., Lai, S.-P., & Evans, II, N. J. 2009, *ApJ*, 690, 496
 Chapman, N. L., Davidson, J. A., Goldsmith, P. F., et al. 2013, *ApJ*, 770, 151
 Chen, X., Arce, H. G., Dunham, M. M., & Zhang, Q. 2012, *ApJ*, 747, L43
 Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. 2003, *AJ*, 126, 1090
 Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A. P., et al. 2011, *A&A*, 525, A103
 Connelley, M. S., & Greene, T. P. 2010, *AJ*, 140, 1214
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2012a, *VizieR Online Data Catalog: II/311*
 Cutri, R. M., Wright, E. L., Conrow, T., et al. 2012b, *Explanatory Supplement to the WISE All-Sky Data Release Products*, Tech. Rep.
 Di Francesco, J., Johnstone, D., Kirk, H., MacKenzie, T., & Ledwosinska, E. 2008, *ApJS*, 175, 277
 Doty, S. D., Everett, S. E., Shirley, Y. L., Evans, N. J., & Palotti, M. L. 2005, *MNRAS*, 359, 228
 Dunham, M. M., Evans, II, N. J., Bourke, T. L., et al. 2006, *ApJ*, 651, 945
 Dunham, M. M., Crapsi, A., Evans II, N. J., et al. 2008, *ApJS*, 179, 249
 Enoch, M. L., II, N. J. E., Sargent, A. I., & Glenn, J. 2009, *ApJ*, 692, 973
 Evans, N. J. I., Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 193
 Evans, N. J. I., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
 Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. 2007, *ApJ*, 663, 320
 Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. 2006, *A&A*, 453, 969
 Fraser, H. J., Collings, M. P., McCoustra, M. R. S., & Williams, D. A. 2001, *MNRAS*, 327, 1165
 Gómez-Ruiz, A. I., Hirano, N., Leurini, S., & Liu, S.-Y. 2013, *A&A*, 558, A94
 Gorjian, V., Wright, E. L., & Chary, R. R. 2000, *ApJ*, 536, 550

- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *ApJ*, 622, 759
- Green, J. D., Evans, II, N. J., Jørgensen, J. K., et al. 2013, *ApJ*, 770, 123
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, *ApJ*, 508, 25
- Hirashita, H. 2012, *MNRAS*, 422, 1263
- Hirashita, H., & Voshchinnikov, N. V. 2014, *MNRAS*, 437, 1636
- Jarrett, T. H., Cohen, M., Masci, F., et al. 2011, *ApJ*, 735, 112
- Jones, A. P. 2013, *A&A*, 555, A39
- Jones, B. F., & Cohen, M. 1986, *ApJ*, 311, L23
- Juvela, M. 2005, *A&A*, 440, 531
- Juvela, M., & Padoan, P. 2003, *A&A*, 397, 201
- Juvela, M., Malinen, J., & Lunttila, T. 2012, *A&A*, 544, A141
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., Di Francesco, J., et al. 2009, *ApJS*, 185, 198
- Kristensen, L. E., van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., et al. 2012, *A&A*, 542, A8
- Lallement, R., Vergely, J.-L., Valette, B., et al. 2014, *A&A*, 561, A91
- Lawrence, C., & Keene, J. 2004, *Spitzer Proposal*, 94
- Lee, J.-E., Lee, H.-G., Shinn, J.-H., et al. 2010, *ApJ*, 709, L74
- Lehtinen, K., & Mattila, K. 1996, *A&A*, 309, 570
- Levenson, L. R., Wright, E. L., & Johnson, B. D. 2007, *ApJ*, 666, 34
- Li, A., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lippok, N., Launhardt, R., Semenov, D., et al. 2013, *A&A*, 560, A41
- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, *ApJS*, 186, 111
- Malinen, J., Juvela, M., Zahorec, S., et al. 2014, *A&A*, 563, A125
- Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., & Picaud, S. 2006, *A&A*, 453, 635
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
- Mattila, K. 1970, *A&A*, 9, 53
- McClure, M. 2009, *ApJ*, 693, L81
- Min, M., Dominik, C., Hovenier, J. W., de Koter, A., & Waters, L. B. F. M. 2006, *A&A*, 445, 1005
- Ochsenbein, F., Bauer, P., & Marcout, J. 2000, *A&AS*, 143, 23
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1998, *ApJ*, 502, 296
- Ormel, C. W., Paszun, D., Dominik, C., & Tielens, A. G. G. M. 2009, *A&A*, 502, 845
- Ossenkopf, V. 1993, *A&A*, 280, 617
- Pagani, L., Steinacker, J., Bacmann, A., Stutz, A., & Henning, T. 2010, *Science*, 329, 1622
- Pagani, L., Lefèvre, C., Bacmann, A., & Steinacker, J. 2012, *A&A*, 541, A154
- Rebull, L. M., Padgett, D. L., McCabe, C.-E., et al. 2010, *ApJS*, 186, 259
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., & Wood, K. 2007, *ApJSS*, 169, 328
- Roy, A., André, P., Palmeirim, P., et al. 2014, *A&A*, 562, A138
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Spezzi, L., Alcalá, J. M., Covino, E., et al. 2008, *ApJ*, 680, 1295
- Stecklum, B., Launhardt, R., Fischer, O., et al. 2004, *ApJ*, 617, 418
- Steinacker, J., Pagani, L., Bacmann, A., & Guieu, S. 2010, *A&A*, 511, A9
- Steinacker, J., Baes, M., & Gordon, K. D. 2013, *ARA&A*, 51, 63
- Steinacker, J., Andersen, M., Thi, W.-F., & Bacmann, A. 2014a, *A&A*, 563, A106
- Steinacker, J., Ormel, C. W., Andersen, M., & Bacmann, A. 2014b, *A&A*, 564, A96
- Stutz, A. M., Launhardt, R., Linz, H., et al. 2010, *A&A*, 518, L87
- Tafalla, M., & Santiago, J. 2004, *A&A*, 414, L53
- van der Tak, F. F. S., Chavarría, L., Herpin, F., et al. 2013, *A&A*, 554, A83
- Walawender, J., Bally, J., Kirk, H., & Johnstone, D. 2005, *AJ*, 130, 1795
- Walmsley, C. M., Flower, D. R., & Pineau des Forêts, G. 2004, *A&A*, 418, 1035
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Hough, J. H., & Shenoy, S. S. 2001, *ApJ*, 547, 872
- Whittet, D. C. B., Poteet, C. A., Chiar, J. E., et al. 2013, *ApJ*, 774, 102
- Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2001, *ApJ*, 547, 317
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Ysard, N., Juvela, M., Demyk, K., et al. 2012, *A&A*, 542, A21
- Ysard, N., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 2013, *A&A*, 559, A133
- Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & White, R. L. 1984, *ApJ*, 278, 186

Table 1. 3.6 μm coreshine intensity and 4.5/3.6 coreshine ratio sorted by increasing ratio value for each detected cloud of the four regions.

Name	3.6 μm intensity kJy sr ⁻¹	4.5/3.6 median	<i>FWHM</i>	Protostar	Class ^a	L_{Bol}^b L_{\odot}	Refs.
Taurus-Perseus							
G171.80–09.78	10	–	–				
CB24	15	–	–				
L1503	22	–	–				
G179.18–19.62	22	–	–				
G182.19–17.71	23	–	–				
G170.81–18.34	26	–	–				
L1552	26	–	–				
G169.82–19.39	27	–	–				
CB20	27	–	–				
G173.45–13.34	30	–	–				
G177.89–20.16	33	–	–				
B18–3 = G174.39–13.43	35	–	–				
G154.68–15.34	49	0.35	0.10				
G170.99–15.81	36	0.36	0.17				
L1506C	33	0.37	0.26				
L1507A (G171.51–10.59)	41	0.41	0.15				
IRAS 03282+3035	47	0.42	0.14	IRAS 03282+3035	Class 0	1.2	1
G173.69–15.55	32	0.43	0.10				
L1544	39	0.43	0.32				
L1512	30	0.44	0.31				
L1521E	51	0.46	0.25				
L1498	34	0.47	0.22				
G171.34–10.67	58	0.47	0.20				
G170.26–16.02	87	0.50	0.30	IRAS 04181+2654AB	Class I	–	2
L1521F	53	0.51	0.20	VeLLO ^c	Class 0	0.36	3
L1517A	57	0.51	0.28				
L1517B	43	0.51	0.28				
G157.10–08.70	34	0.52	0.15	IRAS 03586+4112 (?) ^d			
L1517C	29	0.53	0.28				
L1507	41	0.54	0.35	2MASS J04432023+2940060	Class II	–	4
IRAM 04191	140	0.57	0.36	IRAM 04191–IRS	Class 0	0.28	5
L1439	81	0.60	0.29	IRAS 04559+5200	Class I	≥ 0.5	6, 7
TMC2 ^e	100	0.64	0.47	IRAS 04294+2413	Class 0 ?	0.78 (L_{IR})	8
L1448mm	59	0.64	0.44	L1448-mm	Class 0	8.6	9
G163.21–08.40	67	0.64	0.46	IRAS 04218+3708 (?) ^d			
G157.12–11.56	390	0.64	0.39	IRAS 03484+3845 (?) ^d			
G155.45–14.59	210	0.64	0.27	IRAS 03330+3727 (?) ^d			
G160.51–16.84	61	0.66	0.51	B5 IRS1 (IRAS 03445+3242)	Class I	3.8	10
G171.91–15.65	310	0.77	0.39	DG Tau B	Class I	0.86	2, 11
Barnard18–1	97	0.79	0.39	IRAS 04292+2422(E+W)	Class I	0.6	10
G163.32–08.42	63	0.82	0.30	IRAS 04223+3700	Class 1	2.7	10
G158.86–21.60	74	0.95	0.40	IRAS 03249+2957	Class I	0.3	1
Barnard1	100	1.1	0.51	IRAS 03301+3057 (cluster)	Class I	2.7 (L_{IR})	12
L183 / L134							
L183	58	0.37	0.14				
L134 ^f	>30	–	–				

Notes. ^(a) Protostar classes depend on the criterion (spectral index or T_{Bol}). Whenever possible, we used the second one. Geometry effects also count. See Robitaille et al. (2007) and Kirk et al. (2009) for further details. ^(b) If (L_{IR}) is indicated, it is the integrated IR luminosity, because L_{Bol} is not available. ^(c) VERY Low-Luminosity Object. ^(d) A bright IRAS source is observed in the vicinity of the cloud, but no study of the source has been found in the literature. Its YSO status is therefore not proved but probable. ^(e) TMC2 is usually considered to be starless (e.g., Brady Ford & Shirley 2011). The IRAC coreshine images and ratio show that the nearby YSO at $\sim 4'$ is illuminating it. ^(f) The *Spitzer* L134 3.6 μm map is too narrow compared with the coreshine extent in the WISE image and a part of the flux is missing. ^(g) A bright star at position 12h57m20s $-80^{\circ}15'42''$ (J2000) seems to illuminate the cloud. It is not listed in SIMBAD. ^(h) L1333 contains a submm source: JCMTSF J022611.7+752732 (Di Francesco et al. 2008). ⁽ⁱ⁾ Kirk et al. (2009) have renamed L1251A as L1251W, and L1251C as L1251A. We kept the SIMBAD definition of the source parts. ^(j) This part of the L1251 source is named either L1251B or L1251E, depending on the authors; SIMBAD separates them by $3.5'$.

References. (1) Enoch et al. (2009); (2) Rebull et al. (2010); (3) Dunham et al. (2008); (4) Luhman et al. (2010); (5) Dunham et al. (2006); (6) Stecklum et al. (2004); (7) Lippok et al. (2013); (8) Onishi et al. (1998); (9) Green et al. (2013); (10) Connelley & Greene (2010); (11) Jones & Cohen (1986); (12) Walawender et al. (2005); (13) Spezzi et al. (2008); (14) Alcalá et al. (2008); (15) Evans et al. (2009); (16) Gómez-Ruiz et al. (2013); (17) Lee et al. (2010); (18) Kirk et al. (2009); (19) Stutz et al. (2010).

Table 1. continued.

Name	3.6 μm intensity kJy sr^{-1}	4.5/3.6 median	$FWHM$	Protostar	Class ^a	L_{Bol}^b L_{\odot}	Refs.
Chameleon							
G302.89–14.05	16	–	–				
G298.34–13.03	25	–	–				
G303.28–13.32	25	–	–				
Mu8	27	–	–				
G297.09–16.02	39	0.35	0.23				
G303.09–16.04	77	0.43	0.23				
G303.68–15.32	21	0.44	0.23				
G303.39–14.26	150	0.50	0.33	IRAS 12553–7651	Class I	1.2	13
G303.15–17.34 ^g	32	0.60	0.36				
G303.72–14.86	100	0.74	0.52	IRAS 13014–7723	Class II	1.6	14, 15
Cepheus							
G093.20+09.53	18	–	–				
L1155E	22	–	–				
G093.16+09.61	24	–	–				
G130.56+11.51	24	–	–				
L1157	28	0.41	0.09	IRAS 20386+6751	Class 0	11	16
L1155C	29	0.44	0.17				
L1247	110	0.46	0.36				
L1251A	62	0.50	0.40	L1251A–IRS1–4	Class I, I, 0 & 0	IRS3 = 0.8	17
L1333 ^h	25	0.50	0.18				
L1148	24	0.54	0.38	L1148–IRS	Class I	0.44	18
L1152	39	0.58	0.24	L1152 1–3	Class 0, I, & I	1.5, 0.6, 2.1	18
L1262	92	0.62	0.33	IRAS 23238+7401	Class 0	1.5	19
L1157–outflow	31	0.71	0.22	Outflow shock region ?			
L1228	110	0.73	0.50	IRAS 20582+7724 (cluster)	Class I	2.3	18
L1221	160	0.81	0.52	L1221–IRS1 & 3	Class 0 & 0	3.0 & 1.4	18
L1251C ⁱ	260	0.81	0.59	IRAS 22343+7501 (cluster)	Class I	33	18
L1251B ^j	160	0.89	0.57	IRAS 22376+7455 (cluster)	Class 0	15	18

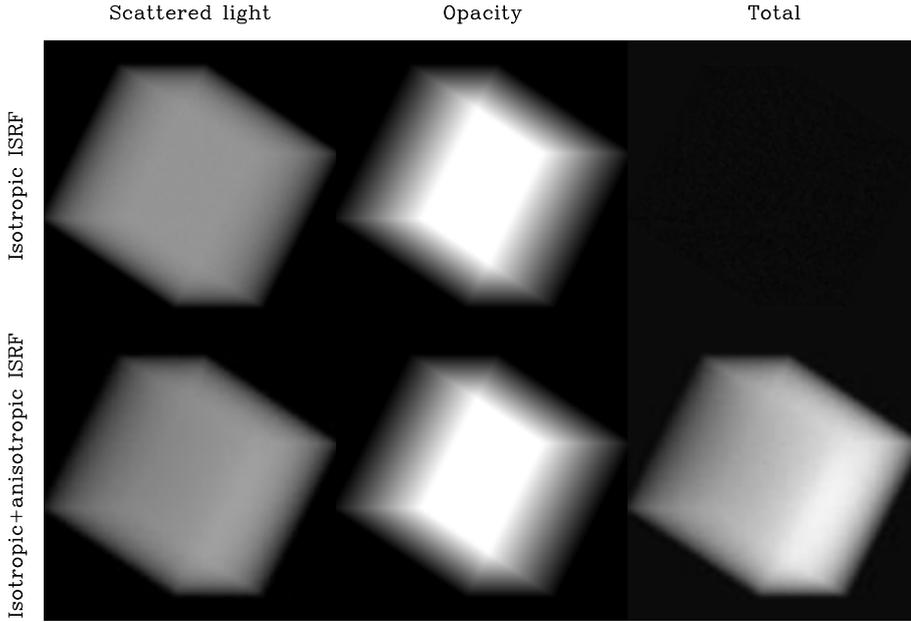


Fig. A.1. A cubic cloud filled with scattering (absorptionless) dust at constant density in an isotropic (*upper row*) or isotropic+anisotropic field (*lower row*). The *left column* shows only the scattered photons, the *middle column* the opacity along the line of sight (identical for both cases), and the *right column* the net surface brightness.

Appendix A: Isotropy versus anisotropy for the incident radiation field

Coreshine (and any types of scattering processes) can only be seen in emission if it follows a number of conditions, as discussed in Sect. 4.2. Another compulsory condition is the anisotropy of the incident ISRF. This anisotropy can come from large scales (such as the Galactic structure) or small scales (such as stars, near or far). To illustrate the importance of anisotropy we considered two simple cases: only isotropic illumination, or the combination of one type of anisotropic source with the isotropic illumination.

If the ISRF is isotropic, there is no preferred direction for photons to travel. To see the cloud in emission, we need to introduce some anisotropy to concentrate photons toward a privileged direction, that is, toward the observer. The cloud would therefore have to produce this anisotropy. To increase the number of photons toward the observer, the cloud would have to act like a telescope mirror pointed at Earth to collect photons from many directions to redirect them in a single direction (this would of course lower the number of photons scattered in some other directions). Since the cloud has no such focusing capabilities and the observer no privileged position, an isotropic ISRF cannot make a cloud glow. In fact, for any direction across the cloud there are as many deviated photons away from that line than there are photons from other directions that are deviated into that propagation line and all the scatterings cancel out. This is in an ideal case without absorption. In presence of absorption, a part of the photons are lost and the cloud can only appear as a darker object against the background sky, never in emission. The field must therefore be anisotropic.

In the anisotropic case, there is one noticeable direction, which is the line going from the localized light source to the cloud (we consider a single source of photons, such as a nearby star, superimposed on an isotropic ISRF). This is the path with the highest number of photons traveling toward the cloud. As in the isotropic case, photons enter from all directions and are partly deviated, partly untouched (and partly absorbed, but we still ignore absorption here). The difference to the isotropic case is that across the cloud along this particular line, there will be

more deflected photons away from it than photons brought back onto it. The opposite can occur for some or all of the other directions (depending on details such as the phase function of the grain-scattering properties). Therefore, away from this path, the number of deviated photons that leave the cloud increases (while it decreases along the path). Eventually, there can be more photons deviated toward the observer from the anisotropic source than photons coming from behind the cloud and deviated away from the observer. The net effect is to show the cloud in emission.

To illustrate this effect we ran a model based on a cube of constant density, tilted at 30° angles on two axes to see the edges and three sides. The cube is either in an isotropic field or a composite of isotropic and anisotropic fields. It is filled with dust with only scattering capability (absorption coefficient is set to zero). Figure A.1 shows the results. The left column shows slightly different images of scattered photons, but taking into account the background illumination absorption due to the cloud opacity (displayed in the central figure), following Eq. (3), the cloud completely disappears in the isotropic field. This is explained by the fact that all the photons scattered toward the observer (as seen in the left panel) are exactly compensated for by the photons scattered away from the line of sight for the radiation field coming from behind the cloud. A close inspection of the image reveals the cube only by the numerical noise of the Monte Carlo radiative transfer code. If the cloud opacity had not been set to zero, the cloud would have been seen in absorption against the background, while for the isotropic+anisotropic case, the cloud would have appeared in emission or in absorption, depending on the balance (Sect. 4.2).

Appendix B: Global method for subtracting the stellar contribution

We assume that the intensity in the DIRBE1 ($1.25 \mu\text{m}$) and DIRBE2 ($2.2 \mu\text{m}$) bands is only due to the sum of individual stellar contributions (PSC):

$$I_K = I_K^* = \sum I_{\text{PSC},K} = \text{DIRBE2} \quad (\text{B.1})$$

$$I_J = I_J^* = \sum I_{\text{PSC},J} = \text{DIRBE1}. \quad (\text{B.2})$$

The intrinsic color I_{int} of the stellar component was measured from high Galactic latitude and low dust emission regions and is also equal to

$$I_{\text{int}}(\lambda_1/\lambda_2) = \frac{I_{\lambda_2}^* \times \exp(\tau_{\lambda_2})}{I_{\lambda_1}^* \times \exp(\tau_{\lambda_1})}. \quad (\text{B.3})$$

We deduce the extinction on each line of sight by using the measured value of the intrinsic color between J and K ($I_{\text{int}}(J/K) = 1.$), its definition (Eq. (B.3)) and the previous assumptions (Eqs. (B.1) and (B.2)),

$$I_{\text{int}}(J/K) = 1. = \frac{I_K^* \times \exp(\tau_K)}{I_J^* \times \exp(\tau_J)} = \frac{\text{DIRBE2}}{\text{DIRBE1}} \times \exp(\tau_K - \tau_J). \quad (\text{B.4})$$

Finally, we use Eq. (B.3) to yield the stellar contribution in each band,

$$I_{3.6}^* = I_{\text{int}}(J/3.6) \times I_J^* \times \exp(\tau_J) / \exp(\tau_{3.6}). \quad (\text{B.5})$$

Taking into account our assumption (Eq. (B.2)) and the conversion coefficient deduced from the extinction curve of [Rieke & Lebofsky \(1985\)](#) with $R_V = 3.1$, we obtain

$$I_{3.6}^* = I_{\text{int}}(J/3.6) \times \text{DIRBE1} \times \exp(\tau_J) / \exp(0.5\tau_K) \quad (\text{B.6})$$

$$I_{3.6}^* = I_{\text{int}}(J/3.6) \times \text{DIRBE1} \times \frac{\text{DIRBE2}}{\text{DIRBE1}} \times \frac{1.}{\exp(0.5)} \quad (\text{B.7})$$

$$I_{3.6}^* = I_{\text{int}}(J/K) \times I_{\text{int}}(K/3.4) \times \text{DIRBE2} \times \frac{1.}{\exp(0.5)}, \quad (\text{B.8})$$

with $I_{\text{int}}(J/K) = 1.$ and $I_{\text{int}}(3.4/K) = 1.7$ ([Bernard et al. 1994](#)).

We obtain the diffuse emission map,

$$I_{\text{diff}}(3.4) = \text{DIRBE3} - I_{3.4}^*. \quad (\text{B.9})$$

In the same way, using $I_{\text{int}}(4.9/3.4) = 2.1$, we compute the other diffuse emission map,

$$I_{\text{diff}}(4.9) = \text{DIRBE4} - I_{4.9}^*. \quad (\text{B.10})$$

Appendix C: Source sample**Table C.1.** Source table classified region by region.

Name	Gal. longitude	Gal. latitude	Status ^a	Region
G190.15–14.34	–169.85	–14.34	P?	Orion
L1570	–169.32	–0.45	N	Orion
CB42	–167.42	–2.80	N	Orion
CB41	–167.30	–2.93	N	Orion
G195.09–16.41	–164.90	–16.41	C	Orion
G196.21–15.50	–163.78	–15.50	P	Orion
B35A	–163.07	–10.36	P	Orion
G198.03–15.24	–161.96	–15.25	P	Orion
CB46	–156.98	–3.73	C	Orion
G209.28–19.62	–150.71	–19.63	N	Orion
G214.69–19.94	–145.31	–19.95	C?	Orion
G203.57–30.08	–156.42	–30.09	N	Eridanus
G202.21–09.17	–157.79	–9.18	N	Monoceros
L1633	–153.13	–4.39	A	Monoceros
G211.70–12.17	–148.29	–12.18	N	Monoceros
G215.41–16.39	–144.58	–16.39	C	Monoceros
G216.69–13.88	–143.31	–13.88	C	Monoceros
G216.76–16.06	–143.24	–16.06	C	Monoceros
G219.28–09.27	–140.71	–9.27	U	Monoceros
G219.35–09.70	–140.65	–9.71	N	Monoceros
G219.37–07.68	–140.63	–7.69	N?	Monoceros
G219.26–17.89	–140.73	–17.90	C	Lepus
G227.30–03.77	–132.69	–3.77	N	Canis major
BHR7	–107.47	0.07	C	Gum/Vela
CG30/31	–106.82	–1.66	P	Gum/Vela
BHR13	–106.41	2.95	A	Gum/Vela
BHR14	–106.18	–10.91	P+C?	Gum/Vela
BHR16	–104.56	–3.95	C?	Gum/Vela
DC257.3–2.5	–102.72	–2.45	C?+A	Gum/Vela
BHR21	–100.56	–12.73	C+P	Gum/Vela
BHR22	–100.48	–16.45	P	Gum/Vela
BHR30	–94.73	–0.01	A	Gum/Vela
BHR31	–94.35	–7.69	A	Gum/Vela
DC266.0–7.5	–94.00	–7.41	A	Gum/Vela
BHR36	–92.64	–7.51	A	Gum/Vela
BHR37	–92.54	–7.41	A+P	Gum/Vela
BHR34	–92.42	–6.47	C?+P?	Gum/Vela
BHR40	–92.42	–6.44	P	Gum/Vela
BHR38/39	–92.36	–6.01	P	Gum/Vela
BHR41	–92.35	–7.36	A	Gum/Vela
BHR42	–92.04	–7.78	P	Gum/Vela
BHR44	–90.53	3.95	A	Gum/Vela
BHR43	–90.50	2.95	A	Gum/Vela
BHR47	–87.55	2.01	A	Gum/Vela
BHR53	–85.78	–0.39	A	Gum/Vela
BHR55	–84.00	1.85	A	Gum/Vela
BHR56	–83.81	–10.59	C	Gum/Vela
BHR59	–68.94	–1.66	A	Carina
BHR71	–62.28	–2.78	A	Musca
DC298.3–131 (G298.34–13.03)	–61.66	–13.04	C	Musca
BHR76	–59.42	–3.13	N	Musca
Mu8	–58.78	–8.28	C	Musca
BHR78	–58.78	–0.37	A	Crux
BHR83	–57.90	7.44	C	Centaurus
G295.13–17.56	–64.86	–17.56	N	Chameleon
G297.09–16.02	–62.91	–16.02	C	Chameleon
G302.89–14.05	–57.11	–14.05	C?	Chameleon
G303.09–16.04	–56.91	–16.04	C	Chameleon
G303.15–17.34	–56.84	–17.35	C	Chameleon
G303.28–13.32	–56.71	–13.32	C?	Chameleon
G303.39–14.26	–56.60	–14.27	C	Chameleon

Notes. ^(a) A = Absorption, C = Coreshine, N = nothing, P = PAHs (or bright-rimmed cores or emission in all 4 bands), U = useless. Can be combined when two or three parts of the same cloud display different statuses.

Table C.1. continued.

Name	Gal. longitude	Gal. latitude	Status ^a	Region
G303.68–15.32	–56.32	–15.33	C	Chameleon
G303.72–14.86	–56.27	–14.86	C	Chameleon
BHR86	–56.13	–14.16	U	Chameleon
DC338.2+16.4	–21.84	16.38	C	Lupus
DC338.8+16.5–2	–20.97	16.73	C	Lupus
L1681 (ρ Oph E)	–7.00	16.65	C	ρ Oph
ρ Oph D	–6.35	17.71	N	ρ Oph
G354.19+16.27	–5.80	16.28	C	ρ Oph
ρ Oph 9	–5.63	16.17	C+P+A	ρ Oph
G356.96+07.27	–3.03	7.27	N	ρ Oph
B59	–2.89	7.12	C	ρ Oph
L1772	–1.30	6.03	U	ρ Oph
L4	0.24	11.71	C	ρ Oph
L43	1.35	20.98	C	ρ Oph
B68	1.52	7.08	N	ρ Oph
Fest 1–457	1.71	3.651	N	ρ Oph
B72	1.78	6.95	N	ρ Oph
L63	1.84	16.59	C	ρ Oph
L100 (G003.07+09.95)	3.08	9.97	U	ρ Oph
L111	3.30	10.43	C	ρ Oph
CB68	4.51	16.34	C	ρ Oph
L158	4.86	19.62	N	ρ Oph
G004.92+17.95	4.92	17.95	?	ρ Oph
L162 (G005.03+19.07)	5.03	19.08	N	ρ Oph
L173	5.30	11.08	C	ρ Oph
L191 (G006.08+20.26)	6.09	20.26	N	ρ Oph
L204C–2 (in G006.41+20.56)	6.34	20.46	P + C?	ρ Oph
G006.41+20.56 (core–s4)	6.42	20.56	C	ρ Oph
L234E	7.65	21.18	P	ρ Oph
L260 (G008.67+22.14)	8.68	22.14	C	ρ Oph
L328	13.03	–0.83	A	ρ Oph?
CB103	23.89	11.12	C	ρ Oph
L723	52.98	3.05	A/N	ρ Oph
L1780	–1.10	36.88	P	Serpens
L134A	4.24	35.81	C	Serpens
L183 (G006.04+36.74)	6.00	36.74	C	Serpens
G011.40+36.19	11.40	36.19	N	Serpens
L429–C	21.62	3.75	A	Serpens
L438	22.29	4.97	N	Serpens
L462–1	23.69	7.56	N	Serpens
L483	24.89	5.40	A	Serpens
L492	25.50	6.18	C	Serpens
L507	26.72	6.71	N	Serpens
L648–1(G043.02+08.36)	43.02	8.37	C	Hercules
L531	28.46	–6.41	C	Aquila
G032.93+02.68	32.94	2.69	A	Aquila
B335	44.94	–6.56	C	Aquila
L673	46.28	–1.25	A	Aquila
L673–7	46.46	–1.46	A	Aquila
L675	46.52	–2.02	A	Aquila
CB188	46.53	–1.01	A	Aquila
L694–2	48.41	–5.83	C	Aquila
L771(G057.08+04.46)	57.10	4.45	N	Vulpecula
G089.03–41.28	89.03	–41.29	N	Pegasus
B158	89.64	–6.63	C	Cygnus
G092.26+03.80	92.26	3.81	A	Cygnus
L1014	92.57	–0.25	N	Cygnus
L1021	93.00	0.71	N	Cygnus
G093.16+09.61	93.16	9.61	C	Cygnus
G093.20+09.53	93.21	9.54	C	Cygnus
G093.22–04.59	93.23	–4.59	P?	Cygnus
G093.31–11.68	93.32	–11.68	N	Lacerta
CB228	93.89	7.60	C	Cepheus
B148	96.31	10.02	C	Cepheus
L1148	102.18	15.26	C	Cepheus
L1155E	102.61	15.20	C	Cepheus

Table C.1. continued.

Name	Gal. longitude	Gal. latitude	Status ^a	Region
L1155C-2	102.70	15.37	C	Cepheus
L1165	103.17	2.68	N	Cepheus
L1166	103.29	3.18	N	Cepheus
G105.55+10.40	105.56	10.41	N	Cepheus
L1197	106.35	0.48	N	Cepheus
G108.23+15.61	108.24	15.62	N?	Cepheus
L1221	110.65	9.64	C	Cepheus
L1228	111.67	20.22	C	Cepheus
Bern48	112.40	20.59	U	Cepheus
L1251A-2	113.99	14.92	C	Cepheus
L1251A	114.19	14.81	C	Cepheus
L1251C	114.48	14.69	C	Cepheus
L1251B	114.68	14.48	C	Cepheus
L1262	117.12	12.41	C	Cepheus
L1247	125.42	12.41	C	Cepheus
G128.25+20.78	128.25	20.78	U	Cepheus
L1152	102.36	15.98	C	Draco
L1157	102.65	15.80	C	Draco
G108.85-00.80	108.85	-0.80	P	Cas
L1253	115.84	-3.54	N	Cas
L1301	122.09	-0.36	A	Cas
CB6	122.60	5.00	P?	Cas
L1325	127.27	0.55	A	Cas
G127.88+02.66	127.88	2.67	?	Cas
L1333	128.89	13.69	C	Cas
G128.95-00.18	128.96	-0.19	A+P	Cas
L1345	130.36	0.77	N	Cas
G130.56+11.51	130.56	11.51	C	Cas
L1355	133.55	8.61	N	Cas
G131.35-45.73	131.36	-45.73	N	Pisces
G145.87+17.77	145.88	17.78	C	Cameleopardalis
L1389	147.02	3.39	C	Cameleopardalis
G149.41+03.37	149.41	3.38	A?	Cameleopardalis
G149.58+03.45	149.59	3.45	P	Cameleopardalis
G150.22+03.91	150.23	3.92	C	Cameleopardalis
G151.45+03.95	151.46	3.96	P?	Cameleopardalis
CB24	155.76	5.91	C	Auriga
L1439	156.05	6.02	C	Auriga
G159.65+11.39	159.65	11.40	N?	Auriga
G170.77-08.51	170.77	-8.52	U	Auriga
L1512	171.86	-5.24	C	Auriga
L1517	172.38	-8.09	C	Auriga
L1448	158.06	-21.42	C	Aries
L1455 (G158.86-21.60)	158.86	-21.60	C	Aries
L1457 (G158.88-34.18)	158.88	-34.18	C	Aries
G158.97-33.01	158.97	-33.02	C	Aries
IRAS 03282+3035	159.09	-20.66	C	Aries
G159.67-34.31	159.68	-34.32	N?	Aries
G154.68-15.34	154.69	-15.35	C	Perseus
G155.45-14.59	155.46	-14.59	C?	Perseus
G157.10-08.70	157.10	-8.71	C	Perseus
G157.12-11.56	157.13	-11.57	C	Perseus
Barnard1	159.20	-20.12	C	Perseus
B5 (G160.51-16.84)	160.51	-16.84	C	Perseus
G162.90-08.63	162.91	-8.63	N	Perseus
G163.21-08.40	163.21	-8.40	C?	Perseus
G163.32-08.42	163.32	-8.42	C	Perseus
G169.82-19.39	169.83	-19.39	C	Taurus
L1498	169.97	-19.00	C	Taurus
G170.26-16.02	170.27	-16.02	C	Taurus
G170.81-18.34	170.82	-18.35	C?	Taurus
L1521B-2(G170.99-15.81)	170.87	-15.87	C	Taurus
L1503	170.92	-10.93	C	Taurus
L1506C	171.15	-17.57	C	Taurus
L1507A (G171.51-10.59)	171.34	-10.70	C	Taurus
G171.34-10.67	171.34	-10.67	C	Taurus

Table C.1. continued.

Name	Gal. longitude	Gal. latitude	Status ^a	Region
L1521F (G171.49–14.908)	171.49	–14.90	C	Taurus
CB23	171.50	–10.60	C	Taurus
L1521–2	171.55	–14.67	U	Taurus
G171.80–09.78	171.80	–9.78	C	Taurus
G171.91–15.65	171.91	–15.66	C?	Taurus
L1521E	172.09	–15.20	C	Taurus
G173.45–13.34	173.45	–13.34	C	Taurus
L1524–4	173.62	–16.26	C	Taurus
B18–2 (G173.69–15.55)	173.66	–15.54	C	Taurus
B18–1	173.82	–15.87	C	Taurus
TMC2	174.06	–15.81	C	Taurus
G174.08–13.24	174.09	–13.25	C?	Taurus
CB20	174.31	–15.01	C	Taurus
B18–3 (G174.44–15.75)	174.45	–15.74	C	Taurus
G174.50–19.88	174.51	–19.89	P	Taurus
B18–5	174.72	–15.44	U	Taurus
G177.89–20.16	177.89	–20.16	C	Taurus
L1544	177.98	–9.71	C	Taurus
L1552	179.02	–6.75	C	Taurus
G179.18–19.62	179.19	–19.63	C?	Taurus
IRAM 04191	179.56	–23.50	C	Taurus
G182.19–17.71	182.20	–17.72	C	Taurus

MODÉLISATION D'UN NUAGE EN ABSORPTION ET DIFFUSION : L183

SOMMAIRE

4.1	PRÉSENTATION DE L183	92
4.1.1	Description du nuage	92
4.1.2	Synthèse des données	94
4.2	CONSTRUCTION DU MODÈLE DE NUAGE	100
4.2.1	Construction des catalogues d'étoiles	101
4.2.2	Construction d'une carte d'extinction à partir des catalogues d'étoiles	103
4.2.3	Comparaison avec l'inversion de la carte à $8\mu\text{m}$	106
4.3	CONSTRUCTION DES AGRÉGATS	111
4.3.1	Théorie des Milieux Effectifs (EMT)	113
4.3.2	Approximation Dipolaire Discrète (DDA)	116
4.3.3	Propriétés optiques des agrégats	118
4.4	RÉSULTATS	122
4.4.1	Résumé des principaux résultats en français	122
	Article II	128

C E chapitre sera consacré à la construction d'un modèle de nuage cohérent avec les observations *Spitzer* combinant absorption et diffusion. Le modèle de nuage est basé sur les cartes de densité de colonne obtenues d'après plusieurs approches. Chacune de ces approches possède ses propres limitations. Le rougissement stellaire en NIR est fiable mais limité aux zones peu denses ($A_V \sim 40$ mag) avec une faible résolution ($\sim 1'$). L'extinction des poussières dans l'infrarouge moyen est relativement indépendante de la longueur d'onde et rend difficile l'exploitation des sources rougies vues au travers du nuage. Enfin, les densité et densité de colonne déduites à l'aide des molécules sont obtenues à une meilleure résolution mais dépendent des conditions d'excitation dans le nuage et certaines hypothèses sur sa géométrie et sa densité.

Compte tenu de ces limitations, nous avons essayé, comme d'autres études avant nous (Bacmann et al. 2000, Stutz et al. 2009, Butler et Tan 2012), de déduire la densité de colonne à partir de l'inversion de l'extinction mesurée à $8\mu\text{m}$. Cette méthode donne accès à une résolution bien supérieure mais suppose que l'opacité des poussières soit relativement insensible à leur propriétés et que l'extinction soit complètement dominée par l'absorption. Le test de cette inversion dans le cas de L183 et la comparaison aux autres méthodes m'a conduit à invalider ces hypothèses. J'ai ensuite modélisé la carte à $8\mu\text{m}$ en tenant compte de la diffusion pour confirmer l'importance de celle-ci et déterminer les propriétés des grains capables de reproduire les observations.

4.1 PRÉSENTATION DE L183

4.1.1 Description du nuage

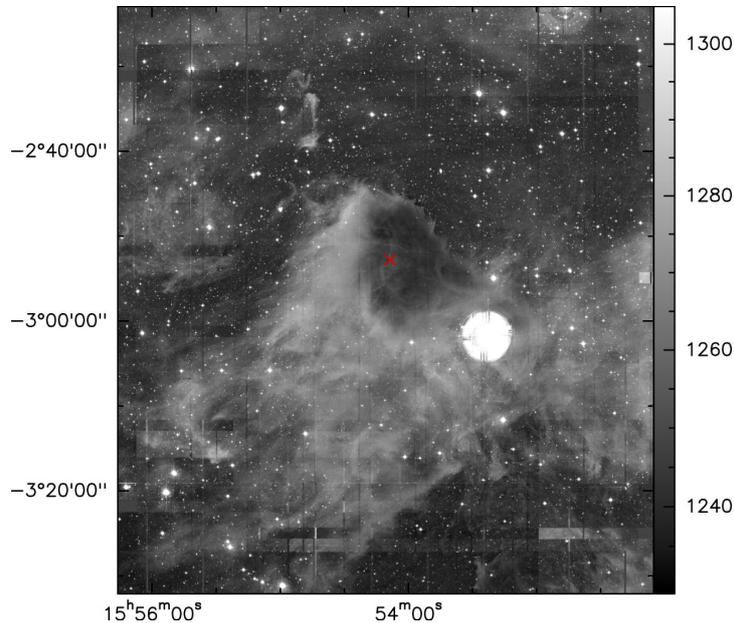


FIGURE 4.1 – *L183* vu en bande *R* par la caméra *MegaCam* du *Canada France Hawaiï Telescope (CFHT)*. L'échelle d'intensité est en Jy.sr^{-1} . La croix rouge marque la position du cœur préstellaire.

L183 est un nuage moléculaire dense qui fait partie du complexe Lynds 134 qui inclut 3 nuages de masse comparable : L134, L183 et L169 (Fig. 2.11). L183 correspond à la partie nord du complexe (il est aussi appelé, de par ce fait, L134N, Evans et al. 1975). Sa position favorable dans le ciel ($l=6^\circ$, $b=36^\circ$) et sa proximité (110 ± 10 pc, Franco 1989, $z\sim 65$ pc, Blaauw 1991) en font un sujet d'étude idéal, à la fois pour la chimie et pour la poussière (Swade 1989a;b, Laureijs et al. 1995, Dickens et al. 2000). En effet, son isolement garantit que l'émission observée, qu'elle soit issue des molécules ou de la poussière, provient exclusivement du nuage.

Beaucoup de molécules ont pu être détectées à l'intérieur du nuage, dont certaines pour la première fois comme NO (McGonagle et al. 1990) et ND_2H (Roueff et al. 2000). Cependant, aucune molécule liée à la présence de chocs dans les jets protostellaires (comme SiO) et peu de molécules complexes (CH_3OH , HCOOH , H_2CO) ont été détectées en phase gazeuse dans L183 (Requena-Torres et al. 2007). Cela suggère l'absence de formation stellaire active, bien que le nuage contienne plusieurs condensations observées par exemple grâce à NH_3 (Ungerechts et al. 1980), ^{13}CO (Laureijs et al. 1995) ou aux poussières en émission (Pagani et al. 2003). Le cœur le plus dense se situe dans la partie protégée du rayonnement du nuage, à la position $15^{\text{h}}54^{\text{m}}08.57^{\text{s}} -2^{\circ}52'47.79''$ (J2000, Fig. 4.1). Ce cœur est considéré comme préstellaire avec une densité maximale estimée à $\sim 2\times 10^6\text{cm}^{-3}$ et une masse globale de $\sim 2.5\text{M}_\odot$ contenue dans un rayon de 1' (Pagani et al. 2007, Lique et al. 2015).

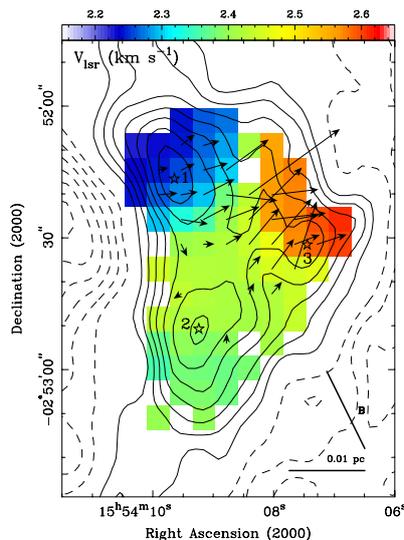


FIGURE 4.2 – Décomposition du cœur de L183 en plusieurs sous-structures observées par interférométrie. Le gradient de vitesse est représenté par des flèches dont la longueur équivaut à 1 seconde d’arc pour 1 km s^{-1} . La direction du champ magnétique projetée sur le plan du ciel, déduite par Crutcher et al. (2004), est indiquée par la ligne noire dans le coin droit de l’image. Figure extraite de Kirk et al. (2009).

Alors que d’autres cœurs préstellaires sont en effondrement (L1689B : Bacmann et al., en préparation, L1506C : Pagani et al. 2010a), le PSC de L183 semble assez statique bien qu’accompagné d’une légère rotation à quelques milliers d’unités astronomiques du centre. En effet l’étude des profils de N_2H^+ et N_2D^+ par Pagani et al. (2007) révèle une combinaison entre d’une part de la rotation pure et d’autre part un écoulement ou bien un basculement le long du filament. Il n’est pas aisé d’expliquer cette dynamique en s’appuyant sur la structure du champ magnétique car l’étude de la polarisation n’atteint pas les couches les plus internes. Néanmoins, il est possible de comparer la structure à petite échelle obtenue par les observations de N_2H^+ , réalisées à l’aide de l’interféromètre BIMA (Kirk et al. 2009), à la direction du champ magnétique dans les couches plus externes (Crutcher et al. 2004). Ces observations semblent en accord avec un cœur en rotation, du fait de la conservation du moment angulaire lors de l’effondrement, qui pourrait mener à la formation de plusieurs systèmes stellaires. Cependant, nous tenons à souligner que ces observations concernent uniquement N_2H^+ qui est déplété au-delà d’une densité de $5\text{--}7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Pagani et al. 2007) et qu’il nous semble plus prudent de s’appuyer sur une étude plus complète. Nos récentes observations ALMA de L183 pourront aider à mieux comprendre la présence d’éventuelles sous-structures (comme c’est le cas dans Ophiuchus, Friesen et al. 2014). Nous considérerons donc, à ce jour, le cœur de L183 comme une entité unique, sans que soit écartée la possibilité de modéliser le cœur sous forme de fragments dans les perspectives de ce travail.

Notre choix s’est porté sur L183 pour les raisons que nous venons d’évoquer : son isolement en fait une cible idéale pour modéliser la diffusion et l’existence de nombreuses études complémentaires offre l’opportunité de mieux contraindre le modèle. Le fond de ciel au niveau de L183 présente une

valeur faible, et le nuage bénéficie d'un angle d'éclairement particulier qui gouverne probablement l'extension du halo (voir Figure 4.1 et Laureijs et al. 1995). On constate que le nuage s'étend beaucoup en direction du centre Galactique (situé dans le coin en bas à gauche de la Figure 4.1), mais semble s'arrêter beaucoup plus abruptement dans la partie en haut à droite. Cette répartition de la matière s'expliquerait par l'anisotropie de l'éclairement UV (Laureijs et al. 1995). En effet, la présence d'étoiles OB (l'association Sco OB2 et ζ Oph) augmenterait le champ UV d'un facteur au moins 3 dans ces directions¹ et impacterait directement la géométrie du nuage. Néanmoins, ce champ de rayonnement est rapidement atténué et seules les couches très externes et très loin du cœur pourraient être affectées par une quelconque augmentation du champ de rayonnement. Dans le visible, comme dans l'infrarouge, c'est donc bien la direction du centre Galactique qui gouverne l'anisotropie du rayonnement². Cependant, il est utile de garder à l'esprit que la morphologie du nuage est façonnée par l'environnement externe et notamment par la direction du champ de rayonnement UV³. Nous illustrerons également l'effet de l'anisotropie du champ de rayonnement sur le chauffage des poussières à l'aide d'un autre exemple (IRAS16293-E) dans l'annexe E.

4.1.2 Synthèse des données

Nous disposons à la fois de données en extinction et en émission pour L183. Toutes les données sont listées au début du manuscrit, dans la rubrique 'Télescopes' des Notations, accompagnées d'une indication sur le chapitre où elles sont présentées. Les données utiles à la construction du modèle de nuage et la façon de les employer sont détaillées séparément dans les sections suivantes.

NIR : Données VISTA

L'intérêt d'acquérir des données dans l'infrarouge proche a déjà été abordé dans le Chapitre 3 au travers des conclusions de l'article I. En effet, le *coreshine* est très utile pour caractériser les gros grains mais n'est pas sensible aux plus petits grains, de par les longueurs d'onde mises en jeu. Il faut alors se tourner vers des longueurs d'onde plus courtes pour mieux contraindre cette partie de la distribution en taille des grains à partir de la brillance de surface du nuage.

Un autre avantage de l'infrarouge proche est qu'une grande partie des étoiles est visible à travers le nuage. Ces étoiles sont rouges et leur ex-

1. Ces étoiles sont par hasard globalement dans la même direction que le centre Galactique.

2. La présence de ces sources UV ne remet donc pas en question la pertinence de l'utilisation des cartes de champ de rayonnement décrites dans la partie 3.1.2 pour les longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge moyen. On pourra facilement se convaincre d'après la Fig. 2.6 que la contribution des étoiles OB chute rapidement aux longueurs d'onde à modéliser.

3. On pensera au cas particulier de la Tête de Cheval dans la constellation d'Orion comme illustration la plus frappante de ce phénomène, avec des distances mises en jeu bien plus faibles cependant.

l'extinction est relativement contrastée en infrarouge proche et peu sensible⁴ au modèle de poussière (voir Figure 4.10). Ainsi, l'extinction mesurée dans l'infrarouge proche est un bon traceur de la densité de colonne de poussière présente sur la ligne de visée des étoiles. Pour déduire des informations sur la nature des poussières mais aussi sur la densité de colonne, il est nécessaire de réaliser des observations avec un long de temps de pose (appelées ci-après poses profondes). D'une part, la haute latitude Galactique de L183 et son extinction dans le visible très importante (Fig. 4.1) va diminuer de manière importante le nombre d'objets que l'on sera capable de voir au travers des zones les plus éteintes et, d'autre part, la brillance de surface due à la diffusion nécessite un bon contraste par rapport au fond de ciel qui ne peut être obtenu qu'en pose profonde.

Nous avons alors opté pour la caméra VIRCAM (*VISTA InfraRed CA-Mera*) sur le télescope dédié VISTA de 4.1 m de diamètre. Cette caméra infrarouge possède un large champ de vue de 1.65° de côté. La matrice de détecteurs est composée de 16 détecteurs HgCdTe carrés de 2048 pixels de côté soit environ 67 millions de pixels d'une taille moyenne de $0.339''$. La particularité de cette caméra concerne l'organisation de ses 16 détecteurs en 4 lignes et 4 colonnes séparées d'environ $10.4'$ selon l'axe horizontal et $4.9'$ selon l'axe vertical (voir la Figure 4.3).

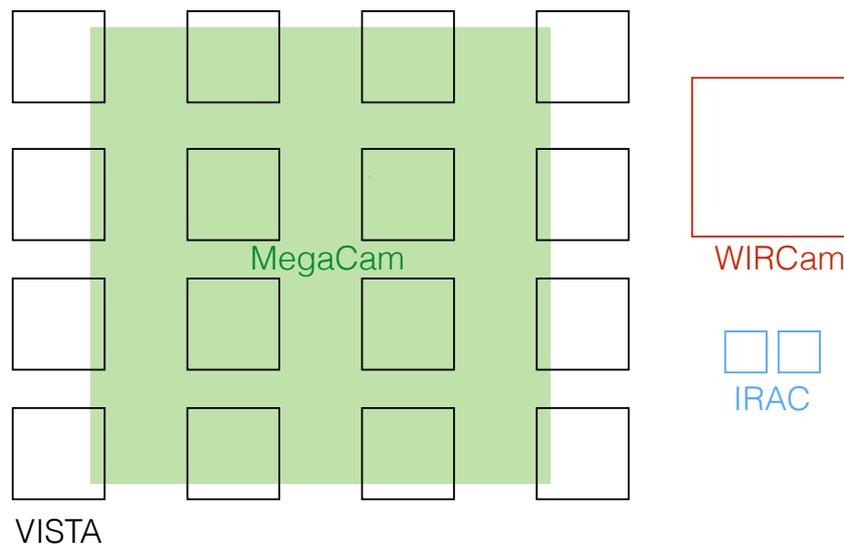


FIGURE 4.3 – Visualisation à l'échelle des différents champs de vue des caméras NIR et MIR. Pour alléger la représentation, la caméra MegaCam est vue comme un bloc unique alors qu'elle est composée de 36 détecteurs juxtaposés. De même, la caméra WIRCam (*Wide-field InfraRed Camera*) qui est la caméra infrarouge disponible sur le CFHT est en réalité composée de 4 détecteurs distincts. Pour IRAC, le champ de vue représente l'acquisition simultanée de 2 canaux différents.

Afin de disposer au mieux du champ offert par la caméra et de le couvrir uniformément en tenant compte de la distribution des détecteurs, il faut trouver un compromis entre le nombre de décalages nécessaires⁵ et notre

4. On notera que la forme de la courbe d'extinction et le lien avec les propriétés des poussières est sujet à débat et que cela dépend de la normalisation que l'on emploie (Fitzpatrick 1999, Fitzpatrick et Massa 2007).

5. Ces décalages sont des décalages sur le ciel $< 30''$ qui sont effectués par un mouve-

nécessité de travailler en pose profonde. L'utilisation de décalages a également l'avantage de mieux permettre de s'affranchir des pixels défaillants⁶ et de limiter l'impact des étoiles brillantes dans le champ. Nous avons utilisé respectivement 5, 7 et 8 décalages pour les bandes J, H et K avec des temps d'intégration respectifs de 15 secondes pour la bande J et de 10 secondes pour les bandes H et K. Cela conduit à un temps total d'observation de 3382 s en J, 3454 s en H et 3940 s en K pour atteindre des magnitudes limites de l'ordre de 22 mag en J, 21 mag en H et 20 mag en K dans le système de magnitude Vega, avec un seuil de détection de 4σ . Cette limite en magnitude est fixée dans le but de détecter autant de sources que possible près des zones denses à savoir le filament central et le cœur préstellaire avec une résolution suffisante (voir Partie 4.2). Les magnitudes limites requises sont alors bien meilleures que ce qui peut être effectué dans le cadre d'une cartographie à grande échelle du ciel (K \sim 18.1 mag, *Vista Hemisphere Survey*) et offrent dans le même temps des données concernant la diffusion avec une taille de champ et une sensibilité parfaitement adaptées à nos besoins.

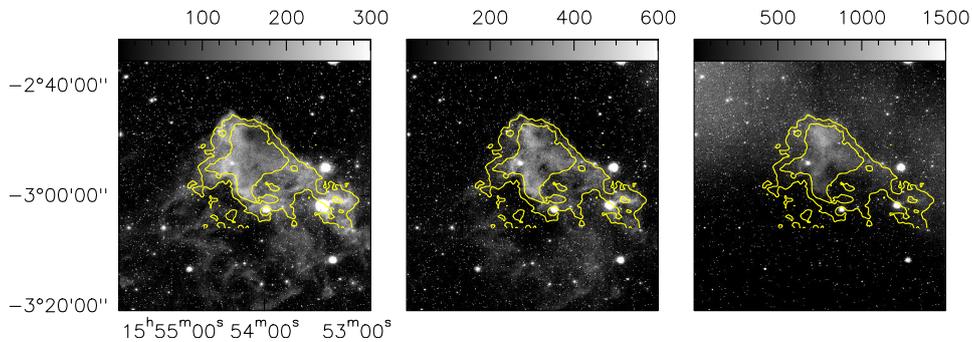


FIGURE 4.4 – Aperçu de nos données VISTA. De gauche à droite : J, H, K. Il s'agit d'une version tronquée pour correspondre à une taille comparable à celle de la Figure 2.9 et lissée à une résolution de 3" pour obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Les contours jaunes correspondent à $A_V = 5$ et 10 mag, d'après Paganì et al. (2004).

Données Spitzer IRAC

Les données *Spitzer* dont je fais usage ici ont déjà été maintes fois évoquées dans les chapitres précédents. Nous allons cependant décrire leur acquisition pour les deux programmes d'observations qui recouvrent nos besoins. La caméra IRAC de *Spitzer* a la particularité de pouvoir observer simultanément dans les 4 canaux différents, autrement dit dans deux domaines de longueurs d'onde, avec deux champs de vue de $\sim 5.2' \times 5.2'$. Cette observation simultanée est possible grâce à des séparateurs de faisceaux dichroïques (*beamsplitter*) pour séparer les courtes longueurs d'onde, [2.5–5.3 μm] des plus longues [5.3–9.5 μm], et ce pour chaque champ de vue. Une fois séparés, les deux faisceaux viennent chacun percuter un détecteur InSb pour les plus courtes longueurs d'onde et Si:As pour les plus longues (voir le schéma de principe Figure 4.5). Les canaux d'observations fonctionnent donc par paires (I1 : 3.6 μm + I3 : 5.8 μm et I2 : 4.5 μm + I4 : 8 μm) dont

ment d'ensemble du télescope et non à l'aide d'un mouvement de basculement du miroir secondaire comme il est possible de le trouver sur d'autres télescopes.)

6. *i.e.* pixels chauds et saturés ou pixels morts.

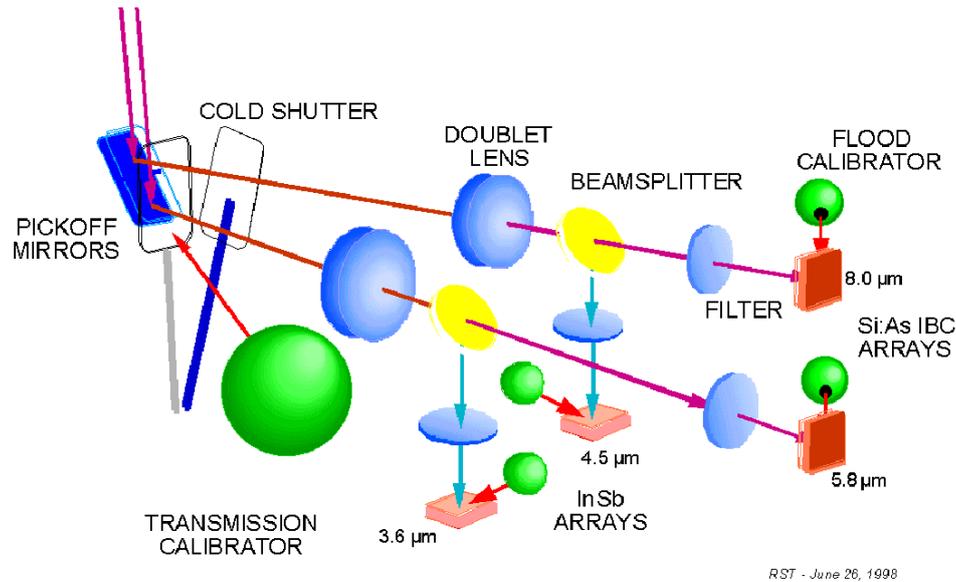


FIGURE 4.5 – Schéma de principe de la caméra IRAC intégrée à Spitzer. Le faisceau entre par le haut et vient frapper les miroirs avant de passer par les doublets optiques puis le séparateur. Source : <https://www.cfa.harvard.edu/irac/iraclayout.html>.

les centres sont séparés par $6.7'$ (Figure 4.3). Si l'on veut qu'une certaine zone soit couverte par tous les canaux et qu'elle est plus grande que $5.2'$, il faut alors procéder au même genre de décalages que ceux effectués pour acquérir nos données VISTA. Le motif utilisé pour ce décalage (*dithering pattern*) aura à la fois une grande influence sur le temps total d'observation mais aussi sur la couverture spatiale et le rapport signal sur bruit obtenu dans chaque partie du nuage.

Une première campagne d'acquisition de L183 a eu lieu dans le cadre du programme P94⁷ en 2005. Ce sont ces images qui ont permis la découverte du *coreshine* par Pagani et al. (2010b). Ces observations tout à fait satisfaisantes présentaient une moyenne de 10 à 12 pointages par position avec un temps d'exposition de 30 secondes. Nous avons pu les compléter par d'autres observations plus profondes encore dans le cadre du programme *Hunting Coreshine with Spitzer, HCS* (voir Partie 2.2). Nous avons choisi un motif légèrement plus resserré avec des pas de 150 lignes et 270 colonnes contre 270×240 pour les précédentes observations. Cela permet de garder un rapport signal à bruit plus constant le long de la carte, ce qui est préférable dans le cadre de l'étude du *coreshine*. Cependant, cette deuxième série d'observations, effectuée en 2011, n'a pas pu bénéficier du mode froid de *Spitzer* et n'a pu observer que dans les canaux 1 et 2 soit 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$. Les deux phases d'observations de *Spitzer* (froide et chaude) ne présentent pas exactement la même PSF et il reste difficile de combiner les cartes. Compte tenu de la très bonne sensibilité des deux programmes pris séparément et des problèmes liés à la lumière zodiacale (exposés aux Chapitre 3), j'ai préféré

⁷ *Search for Low-Luminosity YSOs and Measurement of Infrared Extinction in Dark Clouds and Bok Globules* (C. Lawrence, PI).

utiliser le mode chaud (HCS) à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$ et P94 pour les deux autres longueurs d'onde. Il s'agit des données présentées dans la Figure 2.9.

Données moléculaires de N_2H^+ et N_2D^+ provenant de Pagani et al. (2007) et recalculées pour nos besoins

Lorsque l'on s'intéresse vraiment au cœur du nuage les observations dans le visible comme dans l'infrarouge proche ou lointain ne sont pas très contraignantes (voir Chapitre 5). Cependant, obtenir un profil de densité à partir des observations moléculaires peut s'avérer compliqué à cause de la déplétion des molécules dans le cœur au delà d'une certaine densité. En effet, seules les molécules NH_3 , N_2H^+ , H_3^+ et leurs isotopologues peuvent survivre dans ces cœurs (Tafalla et al. 2002). La détection de H_2D^+ est loin d'être systématique car elle est très compliquée depuis le sol et demande des conditions météorologiques idéales. La détection de NH_3 semble tournée vers des couches plus chaudes (et donc un peu moins denses) que N_2H^+ . En effet, les transitions métastables de NH_3 sont plus faciles à thermaliser, avec une densité critique de $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, que les transitions rotationnelles de N_2H^+ avec des densités critiques $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Pagani et al. (2007) ont alors proposé d'utiliser N_2H^+ et N_2D^+ comme traceurs de la densité dans les cœurs préstellaires. Les profils en densité du PSC de L183 et du cœur nord déduits de la modélisation de l'émission de N_2H^+ et N_2D^+ (Pagani et al. 2007) sont présentés dans la Figure 4.6.

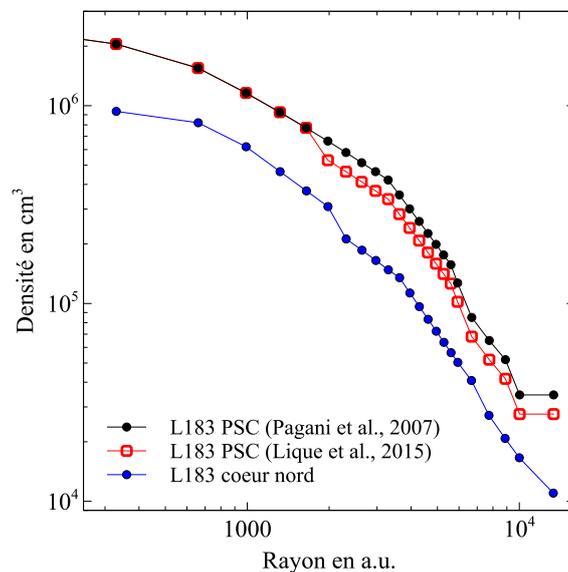


FIGURE 4.6 – Profil de densité des cœurs central (PSC) et nord ($+30''$, $+210''$ par rapport au PSC) de L183. Le profil en noir est extrait du meilleur modèle de Pagani et al. (2007). Le profil en rouge est notre interprétation de l'impact des corrections à apporter à Pagani et al. (2007) en intégrant les nouveaux coefficients de collision de N_2H^+ calculés par Lique et al. (2015). Le profil en bleu est une estimation de la densité dans le cœur nord en calquant l'apparence du profil de densité sur celui du cœur central.

Cependant les modèles de transfert radiatif permettant de reproduire les observations peuvent conduire à un cœur plus chaud et moins dense, ou plus froid et plus dense. Ils dépendent également des taux de collision

calculés pour les molécules, ce qui a un impact direct sur le profil de nuage déduit (Lique et al. 2015, Figure 4.6). En l’occurrence, une reconsidération des taux de collision de N_2H^+ conduit à une diminution de la densité de colonne dans les parties internes du PSC d’environ 8% et jusqu’à 20% pour les parties externes. Cet impact peut même s’avérer bien plus critique dans un régime optiquement mince ($n \ll$ densité critique). Il est donc important de contraindre autant que possible la densité par d’autres moyens. C’est pourquoi nous préférons toujours construire le modèle de nuage à partir des observations dans l’infrarouge proche pour les parties les plus externes et l’affiner grâce aux observations tout en tenant compte des informations apportées par N_2H^+ et N_2D^+ pour les parties denses.

Données spectroscopiques d’étoiles environnantes provenant de Whittet et al. (2013)

Il est important dans cette partie de présenter les données qui nous serviront à convertir les données MIR, notamment les observations Spitzer à $8\ \mu\text{m}$, en extinction (section 4.2.3). Afin de traiter correctement l’extinction, il faut en principe tenir compte du type stellaire de l’étoile pour laquelle on veut caractériser la quantité de poussières sur la ligne de visée. En effet, le spectre stellaire, et la température de corps noir de l’étoile notamment, vont influencer la valeur de l’extinction que l’on va déduire. Ainsi, si l’on s’intéresse à l’excès de couleur entre la bande J et la bande K par exemple, il faudra tenir compte de la couleur intrinsèque de l’étoile $(J-K)_0$ (Figure 4.7). On déduira alors :

$$E(J-K) = (J-K)_m - (J-K)_0, \quad (4.1)$$

avec $(J-K)_m$, les valeurs mesurées par photométrie ou provenant d’un catalogue d’étoiles, ici 2MASS.

	Coordonnées 2MASS	Type	$(J-K)_0$ mag	$(J-K)_m$ mag	$E(J-K)$ mag	$\tau_{9.7}$
A	15532007-0254567	M3 III	1.14	1.411	0.32	0.14 ± 0.02
B	15534803-0302027	K3 III	0.82	1.388	0.62	0.24 ± 0.06
C	15542941-0248237	K5 III	0.96	1.538	0.64	–
D	15535853-0302314	K3 III	0.82	1.47	0.70	0.24 ± 0.03
E	15541974-0245257	G2 III	~ 0.5	1.55	1.11	–
F	15533207-0254129	K3 III	0.82	1.914	1.16	–
G	15534065-0253550	K0 III	0.64	2.42	1.87	0.46 ± 0.10
H	15542044-0254073	K3 III	0.82	3.076	2.36	0.52 ± 0.04
I	15540027-0250324	G8 III	2.97	0.59	2.49	0.56 ± 0.09

TABLE 4.1 – Table regroupant les informations à propos des étoiles vues à travers L183 basée sur Whittet et al. (2013). Les valeurs consignées dans la colonne $(J-K)_0$ sont les valeurs typiques⁸ pour les étoiles du type indiqué d’après *Astrophysical Quantities* (Ast 2001). Les $(J-K)_m$ sont obtenus à partir du catalogue 2MASS. Cette valeur de référence peut légèrement varier en fonction de la température de la source et il est toujours mieux de l’estimer directement à partir du spectre de l’étoile (Figure 4.7)

8. <http://www.not.iac.es/instruments/notcam/ReferenceInfo/temp.html>

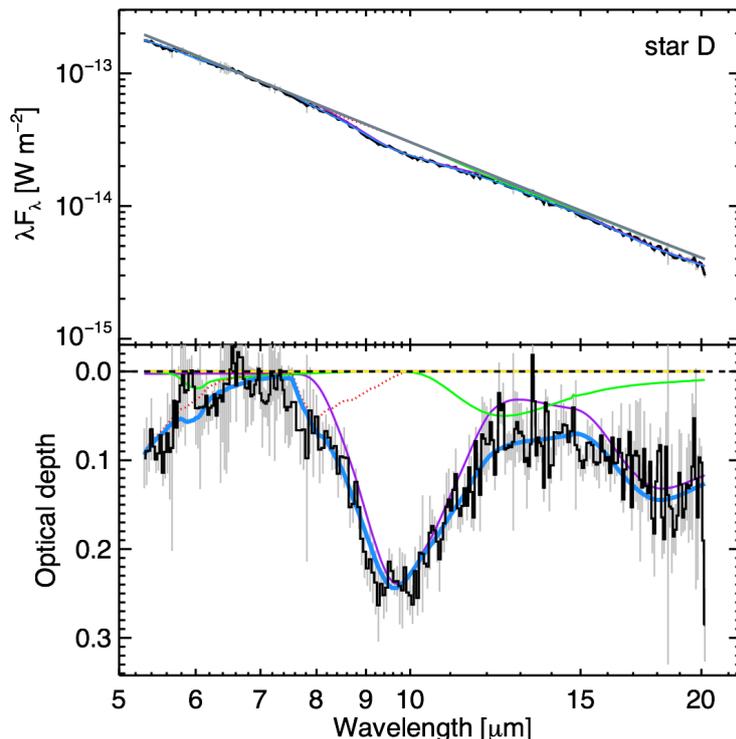


FIGURE 4.7 – Spectre de l'étoile *D* et profondeur optique des poussières dans la raie des silicates. Figures extraites de Whittet et al. (2013). Dans la figure du haut, les observations sont tracées en noir et le fit du continuum (spectre de l'étoile + continuum d'absorption des poussières) en gris. Dans la figure du bas, l'extinction totale modélisée par Whittet et al. (2013) est représentée en bleu. Cette extinction est composée de l'extinction par les silicates amorphes (violet), de la glace d'eau (en vert) présents dans les poussières et de l'absorption de CO et SiO provenant de la photosphère de l'étoile (en pointillés rouge).

Dans le voisinage de L183, 9 spectres d'étoiles ont pu être acquis à l'aide du spectromètre IRS de *Spitzer*. La campagne d'observations (Programme 40432, Whittet et al. 2013) a été menée afin d'étudier les glaces et les silicates sur ces lignes de visées. La table 4.1 regroupe les informations concernant ces étoiles et la figure 4.7, les différentes mesures faites sur le spectre. En effet, à partir des données acquises entre 5 et 20 μm , il est notamment possible de déduire du spectre stellaire la forme de la raie des silicates et sa profondeur optique. Il est important de noter pour la suite que cette profondeur optique dont la valeur au pic est notée $\tau_{9.7}$ (Table 4.1) ne contient pas l'absorption par le continuum des poussières (voir Annexe F).

4.2 CONSTRUCTION DU MODÈLE DE NUAGE

Le modèle de nuage pour être réaliste doit être en accord avec les observations que l'on possède dans le plan du ciel et les cartes de densité de colonne que l'on en déduit. Pour construire un modèle de nuage en 3 dimensions à partir des cartes de densité de colonne, il faut obligatoirement faire des hypothèses. On suppose par exemple une loi de variation de la densité

dans la troisième direction, d'adopter une certaine géométrie pour le nuage ou de contraindre sa forme par une analyse multi-longueurs d'onde. Ici j'ai fait le choix de construire le modèle de nuage à partir d'une symétrie de révolution de la carte de densité de colonne. J'ai donc supposé que son aspect dans le plan du ciel est représentatif de sa géométrie à 3 dimensions et j'ai ajouté comme contrainte qu'il ne soit pas plus profond que large. J'ai alors simplement renormalisé les densités sur une épaisseur donnée afin de bien retrouver la densité de colonne en sommant sur la troisième dimension. La construction des cartes de densité de colonne est donc une étape essentielle qui tire parti du rougissement des étoiles et de l'observation des molécules dans le cœur du nuage.

4.2.1 Construction des catalogues d'étoiles

La première étape de ce travail consiste à extraire le signal provenant des étoiles de nos données VISTA. Pour ce faire, il faut d'abord localiser les étoiles et mesurer leur flux. Cette étape est réalisée à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin et Arnouts 1996), qui permet la détection des sources et la mesure de leur flux. La procédure de détection des objets est analogue à la description faite dans l'Annexe C.2 avec les paramètres consignés dans la Table C.1. Compte tenu de la taille physique de nos données VISTA et du nombre d'objets à détecter (~ 75000), SExtractor est le logiciel approprié de par sa performance à traiter les fichiers FITS volumineux mais aussi à fournir des informations photométriques en plus des informations astrométriques. La photométrie des objets a été réalisée à l'aide d'une ouverture elliptique de type Kron (1980) et les sources détectées ont été classifiées comme des galaxies ou des étoiles suivant leur forme. Plusieurs étapes ont été alors réalisées pour obtenir les catalogues finaux servant à la mesure de l'extinction. La Table 4.2 résume le nombre de sources retenues au cours des différentes étapes.

Etape	J	H	K	I1	I2
0	107428	111112	86480	14144	12697
1	2412	2489	790	1510	1244
2	22.91	22.66	22.9	17.32	16.75
3	J+H+K : 74876		H+K+I1* : 17261		I1+I2 : 8412

TABLE 4.2 – Construction des catalogues. 0 = catalogue initial issu de SExtractor avec les paramètres présentés en Annexe C.2, 1 = catalogue ne contenant que des étoiles avec un paramètre de classification ($CLASS_STAR$) > 0.99 . 2 = magnitude zero déduite de la corrélation entre les étoiles de l'étape 1 et les catalogues 2MASS pour J, H, K et WISE pour I1, I2. 3 = Nombre d'objets dans les catalogues finaux après croisement des catalogues indiqués. * : Le catalogue composé des détections communes à H, K et I1 intègre également les détections communes à H, K et la bande WISE 1 afin de ne pas perdre le grand champ de VISTA.

Les différentes étapes effectuées sont :

1. La séparation entre étoiles et galaxies. On cherche ici à ne retenir que les étoiles car les galaxies ont un rougissement additionnel dû à leurs propres poussières et non à la poussière du nuage que l'on cherche à caractériser.

2. La corrélation avec un catalogue d'étoiles existant pour étalonner les magnitudes.
3. Le croisement d'au moins deux catalogues provenant de différentes longueurs d'onde pour éliminer la majorité des fausses détections, en intégrant tous les objets possiblement associés à des étoiles.

Plus la valeur de classification issue de SExtractor (`CLASS_STAR`) est proche de 1 et plus la source détectée est probablement une étoile. Compte tenu du nombre important d'étoiles dont nous disposons, je n'ai retenu que les sources avec un paramètre `CLASS_STAR` supérieur à 0.99 pour effectuer les corrélations avec le catalogue 2MASS (voir Figure 4.8).

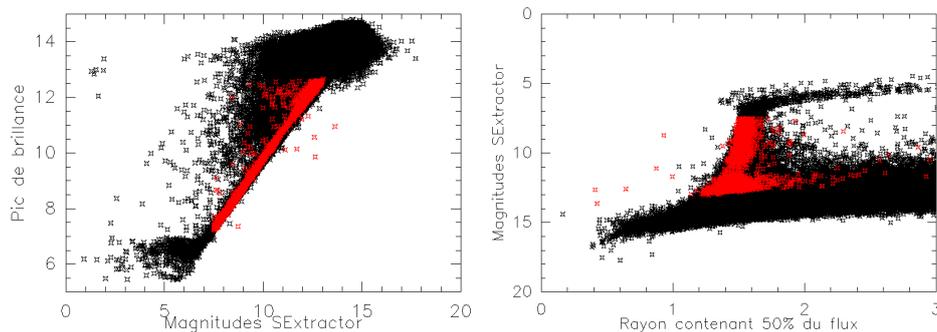


FIGURE 4.8 – Illustration du sous-échantillon sélectionné pour la corrélation avec 2MASS, en bande J. En noir l'échantillon total, en rouge l'échantillon composé d'étoiles.

A l'issue de ce croisement avec le catalogue 2MASS, étalonné en magnitude, on obtient alors une série de points que l'on peut décrire par une droite affine d'équation $y=ax+b$, avec a et b les paramètres à ajuster (voir Figure 4.9). Le paramètre b est la correction à apporter sur la magnitude zéro entrée en face du mot clef `MAG_ZERO` de SExtractor, tandis que la pente de la corrélation reste toujours proche de 1 au bruit de mesure près (0.997 pour J, 1.002 pour H et 1.004 pour K).

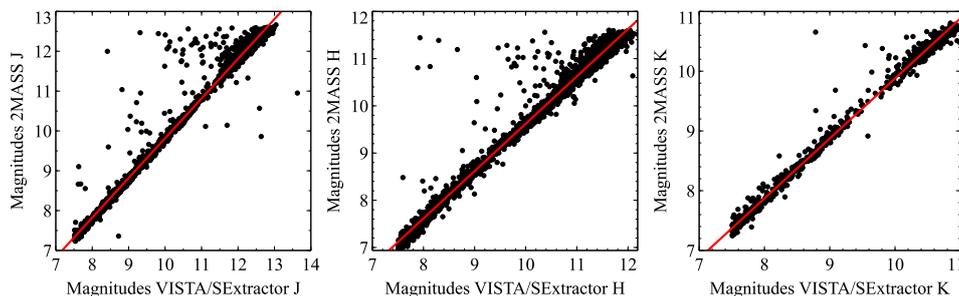


FIGURE 4.9 – Corrélation entre les données VISTA et les données 2MASS pour définir la magnitude zéro.

Compte tenu de l'étalement du catalogue complet qui est plus important que celui du sous-échantillon (voir Figure 4.8) on se contentera de modifier la valeur de la magnitude zéro pour établir la corrélation sans tenir compte d'une quelconque correction sur la valeur de la pente. Pour I1 et I2 en revanche, pour lesquels nous disposons de bien moins de sources détectées, j'ai retenu toutes les sources avec une contrepartie dans les catalogues WISE

à 3.4 (W1) et 4.9 μm (W2) sans autre classification basée sur la nature des objets détectés⁹. Une fois les magnitudes ajustées en fonction des catalogues de référence, on peut alors les croiser entre eux et garder les sources en commun entre les trois catalogues VISTA (J, H, K) d'une part, les deux catalogues Spitzer (I1, I2) d'autre part, et enfin celle en commun entre les catalogues H, K et I1+W1 combinés.

4.2.2 Construction d'une carte d'extinction à partir des catalogues d'étoiles

Deux méthodes permettent de retrouver l'extinction à partir de catalogues d'étoiles : le comptage d'étoiles ou le calcul du rougissement. Dans les deux cas, l'idéal est de considérer des longueurs d'onde qui laissent voir beaucoup d'étoiles au travers du nuage, ce qui explique notre choix pour l'infrarouge proche et moyen.

Le comptage d'étoiles est une méthode statistique qui permet de relier la densité surfacique d'étoiles à l'extinction (Wolf 1923, Bok 1956). L'avantage de cette méthode est de ne reposer que sur une seule longueur d'onde. En effet, en supposant que la densité d'étoiles est constante sans extinction¹⁰ et vaut N_0 , alors l'extinction à la longueur d'onde λ et à la position (α, δ) vaut :

$$A_\lambda(\alpha, \delta) = \frac{1}{p_\lambda} \log\left(\frac{N_0}{N(\alpha, \delta)}\right) \quad (4.2)$$

avec p_λ la pente de la fonction de luminosité dans la bande λ . Cette méthode nécessite néanmoins un nombre d'étoiles relativement important par élément de résolution. L'équation 4.2 décrit une statistique poissonnienne et par conséquent, l'erreur commise sur l'extinction sera proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{N}}$, soit une erreur variable si l'on garde la résolution constante. Afin de faire en sorte que l'incertitude devienne indépendante de l'extinction, Cambrésy et al. (1997) ont proposé une alternative en remplaçant la grille à maille de taille fixe par une grille adaptative dans laquelle le nombre d'étoiles est fixe.

La seconde méthode repose sur l'excès de couleur (*Near-Infrared Color Excess*, NICE, Lombardi et Alves 2001) due à la présence des poussières et implique l'utilisation de plusieurs longueurs d'onde (Lada et al. 1994). Cet excès de couleur est défini par rapport à la couleur intrinsèque de l'étoile que l'on observe (voir Partie 4.1.2) :

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_{\text{obs}} - (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0 = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2} \quad (4.3)$$

Il faut donc également dans cette méthode considérer un champ de référence qui permet de définir $(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0$. On peut ensuite relier l'excès de

9. Comme je vais utiliser ces deux catalogues pour déduire des mesures d'extinction par comptage d'étoiles, une mesure extrêmement précise de la magnitude n'est pas nécessaire.

10. Ce qui est vrai sur des petites échelles et nécessite un choix attentif du champ de référence. Cela suppose également que toutes les étoiles se trouvent derrière le nuage ce qui est généralement le cas pour les nuages moléculaires proches.

couleur $E(\lambda_1 - \lambda_2)$ à l'extinction dans le visible (ou n'importe quelle autre bande j) en utilisant une loi d'extinction $k_{ij} = A_{\lambda_i} / A_{\lambda_j}$. Dans l'infrarouge proche (J, H, K), cette loi d'extinction n'est pas très sensible au modèle de poussière (Indebetouw et al. 2005, Figure 4.10). En revanche, au delà de la bande K, il est important d'utiliser un modèle de poussière cohérent avec les observations. Cependant, il ne faut pas oublier que cette loi d'extinction est moyennée pour plusieurs lignes de visée et que la majorité d'entre elles ne concerne pas les zones les plus denses (voir Fitzpatrick et Massa 2007). Nous nous contenterons dans un premier temps d'utiliser le modèle WD01 5.5B comme approximation correcte de la loi d'extinction dans les parties les plus denses (Cambrésy et al. 2011, Ascenso et al. 2013). En effet, le but de notre travail est de trouver le(s) modèle(s) de poussière(s) compatibles avec nos observations et cette hypothèse pourra être vérifiée *a posteriori*.

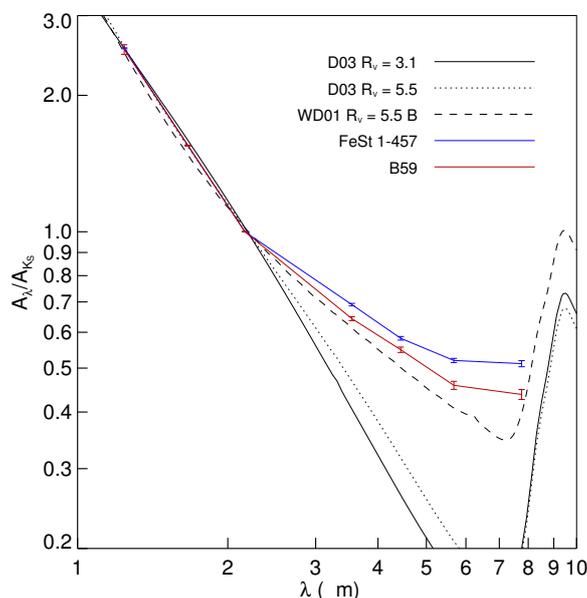


FIGURE 4.10 – Extinctions obtenues pour les nuages moléculaires denses FeSt 1–457 (en bleu) et Barnard 59 (en rouge). L'extinction des modèles de poussière de Draine (2003) et Weingartner et Draine (2001) est également représentée. On constate que le modèle WD01 5.5B est plus proche des observations et qu'aux longueurs d'onde proche-infrarouge la réponse varie peu suivant les modèles de poussière avec cette normalisation. Figure extraite de l'article d'Ascenso et al. (2013).

Là encore le nombre d'étoiles dans chaque élément du maillage intervient dans l'estimation de l'extinction par la relation :

$$A_{\lambda_j} = \frac{1}{N} \sum_1^N \frac{(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_{\text{obs}} - (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0}{k_{1j} - k_{2j}} \quad (4.4)$$

On voit directement que l'erreur commise avec cette méthode dépend de la précision obtenue sur la photométrie et de la loi d'extinction choisie. Lombardi (2005) estime néanmoins que l'erreur commise sur l'extinction dans le visible à partir des bandes H et K est 10 fois moins grande que celle obtenue par le comptage d'étoiles en bande K, pour un même nombre d'étoiles. Une version optimisée (NICER, Lombardi et Alves 2001) permet d'utiliser plusieurs bandes à la fois en analysant la répartition des sources dans un graphique utilisant deux excès de couleur, par exemple (J–H) en

fonction de (H–K). C’est cette version à laquelle je me référerai quand il s’agira de construire nos cartes en extinction par excès de couleur.

J’ai alors construit 3 cartes correspondant à nos trois catalogues croisés (voir Table 4.2) :

- la carte C1 : Il s’agit d’une carte construite par excès de couleur à partir des catalogues croisés J, H, K convertie avec les k_{ij} du modèle de WD01 3.1. Le choix de tels coefficients d’extinction sert à s’assurer que la partie diffuse soit correctement considérée. En effet, compte tenu de la taille de nos données VISTA (Figure 4.4), nous avons la chance de pouvoir bien contraindre l’extinction à la transition entre milieu diffus et milieu dense.
- la carte C2 : La deuxième carte est elle aussi construite par excès de couleur avec les catalogues croisés H, K, I1+W1. Les coefficients d’extinction utilisés sont ceux du modèle 5.5B de WD01 pour tracer les parties plus denses. En effet, l’utilisation d’une longueur d’onde au delà de K nous incite à utiliser une loi d’extinction plus proche de la situation réelle.
- la carte C3 : Cette dernière carte utilise le catalogue I1 croisé avec I2 pour éliminer les faux positifs et faire un comptage des étoiles dans la bande I1. En effet, de nombreuses étoiles sont visibles dans la partie dense, ce qui permet de bien évaluer l’extinction. Là encore la conversion adoptée entre $A_{3.6}$ et A_V tire parti des valeurs obtenues à partir des observations des nuages denses (voir la Figure 6 de Ascenso et al. 2013). Seules les valeurs en deçà de la magnitude de complétude¹¹ ont été conservées, suivant la prescription de Bok (1956).

Ces trois cartes ont ensuite été reprojctées sur une grille de 20 arcsecondes de résolution et combinées en conservant C1 en dessous de 20 magnitudes, la moyenne (C1+C2+C3)/3 entre 20 et 40 magnitudes et C3 au delà de 40 magnitudes. Le résultat est présenté dans la Figure 4.11 et peut être directement comparé à la carte obtenue par Pagani et al. (2004). On obtient une extinction de ~ 90 magnitudes au pic de densité avec des valeurs compatibles avec les données de N_2H^+ de Pagani et al. (2007) (révisées par Lique et al. 2015). En effet, la figure 4.6 montre une densité maximale de $\sim 2.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, soit $N(H_2) \sim 1.2 \times 10^{23} \text{ cm}^2$. En utilisant la conversion de Bohlin et al. (1978, Équation 4.5) et la définition de R_V (Équation 2.1), on obtient la relation 4.6 qui permet de convertir cette valeur en extinction.

$$\frac{N(HI + H_2)}{E(B - V)} \simeq \frac{2N(H_2)}{E(B - V)} = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (4.5)$$

$$\frac{N(H_2)}{A_V} = \frac{2.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}}{R_V} \quad (4.6)$$

On déduit alors que $N(H_2) \sim 1.2 \times 10^{23} \text{ cm}^2$ équivaut à $A_V \sim 128$ pour $R_V = 3.1$ et 227 pour $R_V = 5.5$. Compte tenu des limitations intrinsèques

11. Les magnitudes de complétude sont de 20.5 pour J, 19.7 pour H, 19 pour K, 18 à 3.6 μm et 17.5 à 4.5 μm .

liées à l'utilisation de l'extinction, nous estimons que les résultats trouvés sont compatibles avec ceux de N_2H^+ à la même résolution (Figure 4.6 et Figure 4.15).

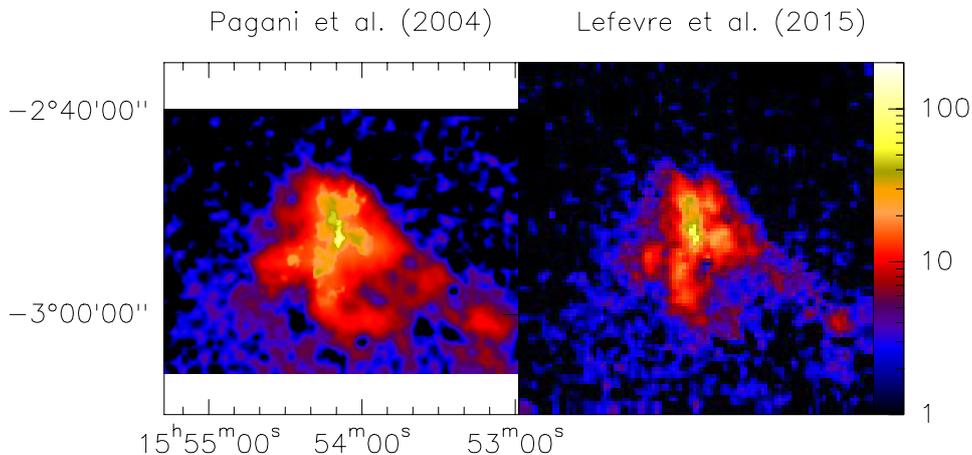


FIGURE 4.11 – Comparaison entre la carte d'extinction de Pagani et al. (2004) et celle construite à partir des catalogues d'étoiles provenant des données VISTA et Spitzer. (Lefèvre et al. 2015)

4.2.3 Comparaison avec l'inversion de la carte à $8\ \mu\text{m}$

La carte à $8\ \mu\text{m}$ est vue, contrairement au *coreshine*, en absorption globale par rapport au fond de ciel, I_{bg} (Figure 2.9). L'extinction différentielle lorsque l'on soustrait le fond de ciel est de la même forme que l'équation décrivant le *coreshine* (Équation 2.11), soit :

$$\Delta = I_{\text{sca}} + I_{\text{bg}}(e^{-\tau_8} - 1) \quad (4.7)$$

Les études précédentes basées sur ce signal différentiel à $8\ \mu\text{m}$ pour différentes sources (Bacmann et al. 2000, Stutz et al. 2009, Butler et Tan 2012) ont choisi de négliger la diffusion et de supposer :

$$\Delta = I_{\text{bg}}(e^{-\tau_8} - 1) \quad (4.8)$$

Cette hypothèse semblait justifiée par le fait que la longueur d'onde mise en jeu est beaucoup plus importante que la taille présumée des grains dans le nuage. A l'aide de cette dernière relation et en connaissant la valeur de I_{bg} , on pensait pouvoir obtenir τ_8 à partir de la mesure de Δ . En utilisant ensuite les coefficients de conversion provenant d'une loi d'extinction, ainsi que la relation $\tau_8 = 0.921A_8$, on espérait pouvoir en déduire directement A_V .

La première étape consiste à soustraire le fond de ciel et les étoiles afin d'obtenir le signal Δ . Cette étape est strictement identique à celle décrite pour obtenir le signal de *coreshine* et je renvoie le lecteur à l'Annexe C.2 pour plus de détails. On signale simplement ici que la valeur minimale est atteinte à la position du PSC avec $\Delta = \Delta_{\text{min}} = -0.35\ \text{MJy sr}^{-1}$. La deuxième étape requiert d'évaluer l'intensité du fond de ciel, et ce, compte tenu du fait qu'il est impossible de la mesurer directement à partir des observations (voir Section 3.2).

J	K	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8.0 μm
88 ± 20	52 ± 22	51 ± 14	53 ± 22	604 ± 3	1832 ± 9

TABLE 4.3 – *Intensité de l'émission diffuse pour L183 (I_{diff} , en kJy sr^{-1}). On rappelle ici la moyenne des neuf pixels DIRBE (d'une taille de $13.7'$) correspondants à la ligne de visée de L183 et aux pixels environnants. La dispersion autour de la moyenne pour ces 9 pixels est indiquée ici comme incertitude. On rappelle que cette valeur I_{diff} doit être multipliée par la proportion de la matière située derrière le nuage bg, que l'on a évaluée entre 50 et 75%. Ces valeurs sont extraites de l'Article I.*

La Table 4.3 rappelle les différentes valeurs issues de l'Article I pour l'émission diffuse (I_{diff}). A l'aide de notre méthode, c'est-à-dire à partir de la soustraction de l'émission stellaire sur les lignes de visées DIRBE, j'avais évalué cette contribution à $\sim 1.8 \text{ MJy sr}^{-1}$ dans la bande à $8 \mu\text{m}$. La valeur calculée à partir de cette méthode est largement dépendante de la conversion entre la carte DIRBE à $12 \mu\text{m}$ et la carte IRAC à $8 \mu\text{m}$. On rappelle que cette conversion est tirée de Flagey et al. (2006) et qu'elle est consignée dans la Table 3.1. Alors qu'un facteur 3 entre l'émission diffuse à $5.8 \mu\text{m}$ et celle à $8 \mu\text{m}$ semble en accord avec le profil Galactique tel que présenté par Flagey et al. (2006), nous tenons à rappeler que ces valeurs sont très dépendantes de la ligne de visée et notamment de la quantité de PAH présents. De plus, d'autres estimations plus récentes, obtenues à partir des observations du ciel complet par WISE à $12 \mu\text{m}$, ont déterminé une émission diffuse de l'ordre de $\sim 0.6 \text{ MJy sr}^{-1}$ dans la direction de L183 (Meisner et Finkbeiner 2014, Figure 4.12).

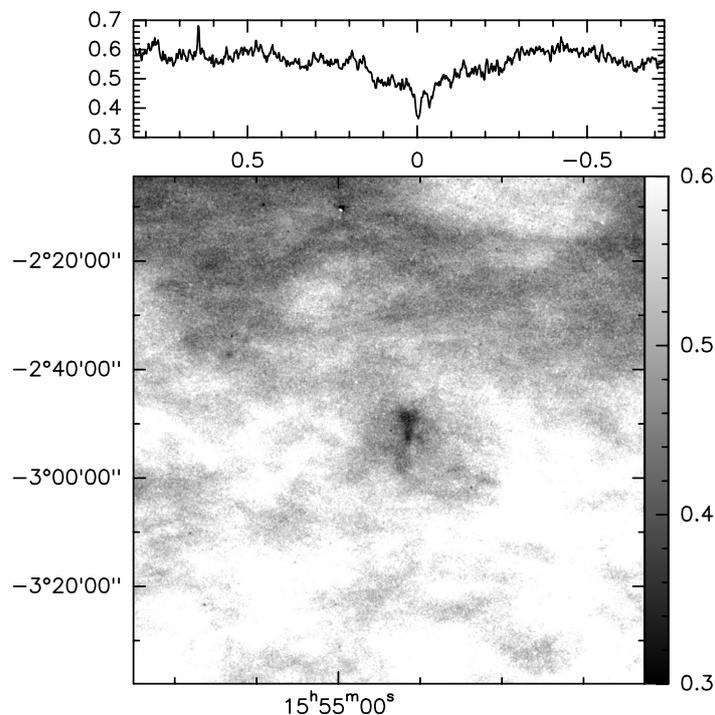


FIGURE 4.12 – *Emission diffuse à $12 \mu\text{m}$ déduite par Meisner et Finkbeiner (2014) d'après WISE. L'échelle de gris est en MJy sr^{-1} . La coupe a été prise horizontalement en passant par le PSC, elle est graduée en degrés. Le 0 marque la position du PSC le long de la coupe.*

Une réévaluation de l'émission diffuse à $8 \mu\text{m}$, indépendamment des

coefficients de conversion, nous semble donc importante avant de pouvoir inverser la carte à $8\ \mu\text{m}$ pour la convertir en extinction¹². Le fond de ciel ne peut pas être directement mesuré dans l'image *Spitzer* à cause de l'incertitude sur la lumière zodiacale (voir Partie 3.2). La seule mesure fiable reste donc la mesure différentielle Δ . Par conséquent, pour déduire I_{bg} , il faut connaître τ_8 à une position où l'on est capable de mesurer Δ (voir la relation 4.8). Pour cela, on peut utiliser une région dans le nuage où l'extinction est connue et la convertir en opacité à $8\ \mu\text{m}$ en considérant un modèle de poussière.

Comme je souhaitais comparer le résultat à la carte en extinction présentée Figure 4.11, j'ai volontairement ignoré la valeur de τ_8 que l'on pourrait déduire de la carte d'extinction. A la place, j'ai choisi de faire usage des étoiles pour lesquelles je disposais avec précision de l'excès de couleur sur la ligne de visée (Table 4.1). L'ensemble de ces étoiles est présenté sur la Figure 4.13, superposé à la carte Δ en coordonnées galactiques.

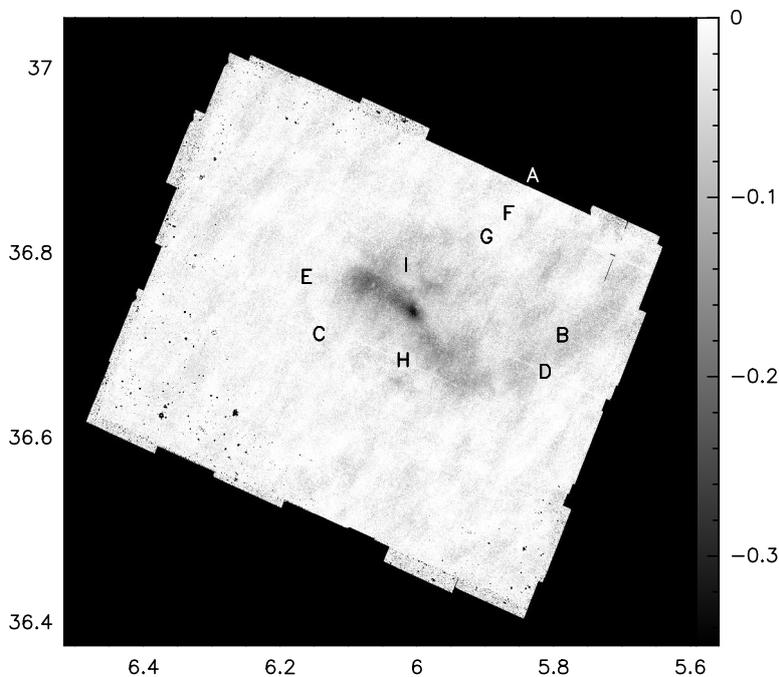


FIGURE 4.13 – Carte de l'extinction différentielle Δ à $8\ \mu\text{m}$. Les étoiles indiquées par des lettres sont celles provenant de Whittet et al. (2013) et correspondent à celles présentées Table 4.1. L'échelle est en MJy sr^{-1} .

L'étoile A se situe en dehors du champ de la carte *Spitzer* et les valeurs de Δ au voisinage des étoiles C, E, F et G sont dominées par le bruit et nettement inférieures au seuil de 3σ qui vaut $\sim 60\text{kJy sr}^{-1}$. Enfin, le signal de l'étoile H est bien trop étalé sur les images originales (voir Figure 2.9 ou Figure C.3 pour une orientation similaire) pour qu'on puisse l'utiliser. En effet, l'idée est de mesurer la valeur de Δ très près de l'étoile et de supposer que cette valeur est identique au niveau de l'étoile pour laquelle on connaît E(J-K). Nous n'avons donc retenu que les étoiles B, D et I afin de calculer

12. Cet effet est important à $8\ \mu\text{m}$ du fait de la prépondérance des PAH et de la différence majeure entre le filtre DIRBE $12\ \mu\text{m}$ et IRAC $8\ \mu\text{m}$. Les conversions pour les filtres IRAC 1 et 2 qui sont plus proches des filtres DIRBE, avec des coefficients de conversion de l'ordre de l'unité (Table 3.1), ne sont pas remis en question ici.

le fond de ciel.

Etoile	E(J-K) mag	τ_8 3.1	τ_8 5.5B	Δ kJy sr ⁻¹	$I_{bg,min}$ MJy sr ⁻¹	$I_{bg,max}$ MJy sr ⁻¹
B	0.62	0.067	0.15	-64 ± 6	0.42	1.08
D	0.70	0.076	0.17	-62 ± 6	0.36	0.93
I	2.49	0.27	0.60	-80 ± 8	0.16	0.37

TABLE 4.4 – Valeurs de fond de ciel calculées au voisinage des étoiles. Les notations (3.1) and (5.5B) se réfèrent aux coefficients de conversion pour les deux modèles de poussière de Weingartner et Draine (2001). La Table est extraite de l'Article II.

L'opacité à 8 μm τ_8 a été calculée à partir de E(J-K) et des coefficients de conversion de Weingartner et Draine (2001) pour les modèles WD01 3.1 et WD01 5.5B. I_{bg} a été ensuite calculé en inversant la formule 4.8 soit :

$$I_{bg} = \frac{\Delta}{(e^{-\tau_8} - 1)}. \quad (4.9)$$

La valeur maximale de I_{bg} est obtenue pour le plus petit τ_8 qui est celui calculé avec le modèle WD01 3.1 et la valeur minimale de I_{bg} est obtenue avec le plus grand τ_8 , associé au modèle WD01 5.5B. Ces valeurs tiennent compte de l'incertitude sur Δ .

La Table 4.4 nous indique une valeur de I_{bg} comprise entre 0.42 et 1.08 MJy sr⁻¹ pour l'étoile B, 0.36 et 0.93 MJy sr⁻¹ pour l'étoile D et 0.16 et 0.37 MJy sr⁻¹ pour l'étoile I. Un premier constat révèle que les étoiles B et D sont relativement compatibles avec des valeurs proches de celles de Meisner et Finkbeiner (2014). Cependant, les valeurs de I_{bg} déduites de l'étoile I sont quasiment incompatibles avec celles des deux autres étoiles et pire encore elles ne sont pas physiquement acceptables. En effet, d'après la formule 4.9 même si τ_8 tendait vers l'infini, la valeur minimale que pourrait prendre I_{bg} serait $-\Delta_{min}$, soit 0.35 MJy sr⁻¹. On ne peut pas non plus décider d'adopter une valeur de ~ 0.35 MJy sr⁻¹ pour respecter la compatibilité entre les trois étoiles car elles ne sont pas obtenues avec les mêmes coefficients de conversion. Tandis que le 0.37 MJy sr⁻¹ de l'étoile I est obtenu avec le modèle WD01 3.1, ceux les plus bas pour l'étoile B et D sont obtenus avec le modèle WD01 5.5B. Une évolution des poussières et l'utilisation de différents coefficients n'a *a priori* rien de gênant, seulement l'étoile I est beaucoup plus rougie que les étoiles B et D et devrait donc être celle pour laquelle on utilise le coefficient de conversion avec le plus grand R_V . Il existe donc un problème notable sur l'évaluation fournie par l'étoile I auquel je reviendrai dans la Partie 4.4.1. En ce qui concerne la valeur de I_{bg} choisie pour inverser la carte à 8 μm , j'ai décidé de conserver les valeurs compatibles avec les deux étoiles B et D soit entre $0.42 \text{ MJy sr}^{-1} \leq I_{bg} \leq 0.93 \text{ MJy sr}^{-1}$.

Une fois une valeur de I_{bg} adoptée il suffit d'inverser la relation 4.8 :

$$\tau_8 = -\ln\left(\frac{I_{bg}}{\Delta} + 1\right) \quad (4.10)$$

En adoptant des coefficients de conversion cohérents avec les valeurs de I_{bg}

choisies, soit $A_8/A_V = 0.02$ pour WD01 3.1 et $A_8/A_V = 0.045$ pour WD01 5.5B, on obtient des cartes d'extinction directement comparables à celle de la Figure 4.11. Les deux cas extrêmes $I_{bg} = 0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$ (5.5B) et $I_{bg} = 0.93 \text{ MJy sr}^{-1}$ (3.1) sont présentés dans la Figure 4.14.

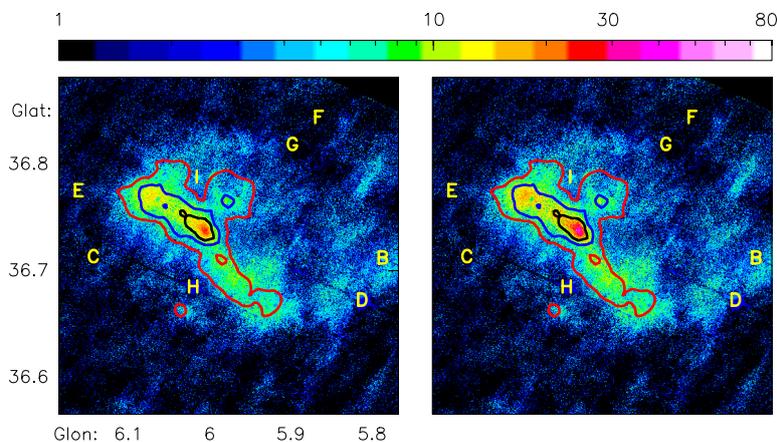


FIGURE 4.14 – Cartes d'extinction obtenues à partir de l'inversion de l'extinction diffuse à $8 \mu\text{m}$ pour deux valeurs de I_{bg} . Les contours à 15, 25 et 50 magnitudes de la carte en extinction de la Figure 4.11 sont tracés respectivement en rouge, bleu et noir à titre de comparaison. À gauche : $I_{bg} = 0.93 \text{ MJy sr}^{-1}$ et à droite $I_{bg} = 0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$.

On constate que les valeurs d'extinction obtenues à partir de l'inversion de la carte à $8 \mu\text{m}$ sont globalement trop faibles. Une valeur de I_{bg} de 0.93 MJy sr^{-1} conduit à une valeur au pic de 34 magnitudes et pour $I_{bg} = 0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$ on atteint à peine 82 magnitudes d'extinction dans le visible. Ces valeurs sont présentées à la résolution de Spitzer avec une taille de pixel de $1.2''$ et une résolution d'environ $2.8''$. Lorsque l'on les transpose à la même résolution que les cartes présentées dans la Figure 4.11, l'inversion de la carte à $8 \mu\text{m}$ donne des valeurs systématiquement plus faibles que les valeurs obtenues par l'extinction stellaire ou à l'aide du profil des raies de N_2H^+ (Figure 4.15). Cette incompatibilité ne se limite pas au pic d'extinction puisqu'elle est présente dès 25 magnitudes d'extinction dans la partie du nuage correspondant au filament nord (Figure 4.14). Or des valeurs aussi faibles que celles données par l'inversion de la carte à $8 \mu\text{m}$ ne pourraient pas expliquer la disparition apparente des étoiles au travers du filament nord, impliquant une extinction dans le visible au moins égale à 40 magnitudes.

Le seul moyen d'expliquer une telle différence est de remettre en question l'équation 4.8. En effet, si la diffusion n'est pas négligeable, même à $8 \mu\text{m}$, alors l'équation 4.9 devient :

$$\tau_8 = -\ln\left(\frac{I_{bg}}{\Delta - I_{sca}} + 1\right) \quad (4.11)$$

En incluant I_{sca} on peut atteindre des valeurs de τ_8 plus élevées et ainsi trouver une extinction compatible avec les autres traceurs. Puisque la diffusion n'est visiblement pas négligeable, il faut caractériser son intensité par la modélisation et trouver une distribution de poussière compatible avec les

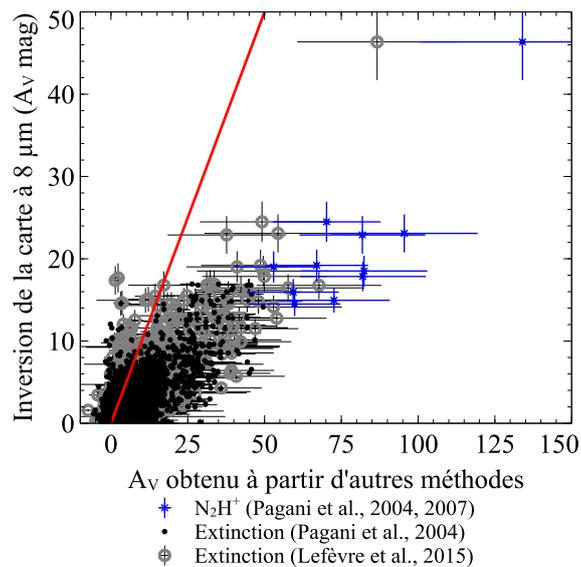


FIGURE 4.15 – Mise en évidence de l’incompatibilité entre l’inversion de la carte à $8\ \mu\text{m}$ et les autres méthodes d’estimation de l’extinction dans le visible (Lefèvre et al. 2015). Le trait rouge représente la première bissectrice sur laquelle devrait se trouver tous les points.

observations. Dans la partie suivante, je vais illustrer comment il est possible d’obtenir des modèles de poussières efficaces à diffuser à 8 microns et je décrirai dans la partie 4.4.1 comment il est possible d’expliquer nos observations avec ce type de poussière et un modèle de nuage construit à partir de la carte en extinction de la Figure 4.11 tout en incluant un cœur compatible avec le profil de la Figure 4.6.

4.3 CONSTRUCTION DES AGRÉGATS

La construction des modèles de poussière ne fait pas partie intégrante du travail de la thèse. Cependant, j’ai souhaité détailler la démarche afin de mieux comprendre les modèles utilisés. Les méthodes exactes sont très coûteuses en temps de calcul¹³. Cependant, il est possible de faire quelques tests à l’aide des méthodes approchées. En comparant méthodes approchées et méthodes exactes à partir de la littérature, il est possible de choisir la méthode approchée la plus représentative. Cela permet de s’attarder sur l’impact de la physique microscopique sur nos modélisations et de mieux comprendre l’origine d’une contribution importante de la diffusion à $8\ \mu\text{m}$. La modélisation pourra alors bénéficier de modèles de grains construits à l’aide des méthodes exactes tout en comprenant les implications d’éventuelles modifications de ces modèles grâce aux méthodes approchées.

La première étape consiste à s’interroger sur l’intensité de la contribution de la diffusion attendue à $8\ \mu\text{m}$. Cette contribution peut facilement être déduite de la formule 4.7. On estime alors I_{sca} par :

$$I_{\text{sca}} = \Delta - I_{\text{bg}}(e^{-\tau_8} - 1), \quad (4.12)$$

13. Les calculs des propriétés optiques peuvent prendre plusieurs mois pour les plus gros grains, dont la taille devient comparable à la longueur d’onde à considérer.

avec $\tau_8 = 0.921A_V \times 0.045 \sim 5.5$ et $I_{bg} = 0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$ si on choisit le modèle 5.5B plus proche des observations. Cela donne une intensité pour I_{sca} d'environ 0.4 MJy sr^{-1} , soit plus qu'à $3.6 \mu\text{m}$ ($\sim 0.1 \text{ MJy sr}^{-1}$). Bien sûr, cette estimation est très dépendante des propriétés des poussières et j'ai adopté pour la modélisation une valeur de $I_{bg} \sim 0.6 \text{ MJy sr}^{-1}$ compatible à la fois avec Meisner et Finkbeiner (2014) et avec les valeurs déduites des étoiles B et D. En effet, on ne s'attend pas à ce que la contribution de la diffusion soit importante aux alentours des étoiles B et D vue leur faible extinction.

Il nous faut alors trouver des modèles de poussières efficaces à diffuser à $8 \mu\text{m}$. Nous avons vu pour les distributions en taille de grains de forme sphérique que l'efficacité de diffusion s'effondre assez rapidement avec la longueur d'onde (Partie 2.2.2 et Annexe D). Nous avons pu également constater, pour le *coreshine* que les agrégats étaient plus efficaces à diffuser que les grains sphériques à volume occupé équivalent. C'est donc naturellement vers cette piste que j'ai choisi de me tourner.

L'utilisation d'agrégats dans nos modélisations découle de plusieurs évidences observationnelles. Nous savons que les grains grossissent dans les cœurs denses, ce qui est à la fois constaté grâce au phénomène de *coreshine* (Steinacker et al. 2010) mais aussi par l'émission des poussières dans le domaine submillimétrique (Stepnik et al. 2003). La glace acquise par les grains dès le bord du nuage ($A_V \sim 3 \text{ mag}$) accélère cette croissance. La mesure de la polarisation dans le milieu diffus nous laisse penser que les grains possèdent au moins une direction privilégiée et ne sont pas sphériques. Pour les cœurs denses, la coagulation conduit donc naturellement à des structures irrégulières telles que peuvent être les poussières interplanétaires¹⁴. Enfin, dans les étapes ultérieures de la formation stellaire et planétaire, les grains sont censés rester sous forme d'agrégats même dans les disques proto-planétaires (Mulders et al. 2013, Testi et al. 2014). C'est leur forme, combinée à leur composition, qui leur donnent des propriétés de diffusion particulières que je vais présenter dans les sections 4.3.1 et 4.3.2.

J'ai déjà abordé l'influence de la composition des grains sur les propriétés optiques au Chapitre 2 et le lien entre les propriétés optiques et les coefficients diélectriques dans l'Annexe B. Les agrégats que je vais "construire" ne seront pas homogènes mais constitués d'un mélange de silicates, de grains carbonés et éventuellement de glace d'eau, il ne seront pas totalement compacts non plus et il faudra prendre en compte le remplissage du volume. Tous ces éléments possèdent des indices diélectriques différents qui peuvent être trouvés dans des bases de données comme celle d'Heidelberg (*Heidelberg - Jena - St.Petersburg - Database of Optical Constants*¹⁵, Henning et al. 1999). Je vais décrire les deux théories permettant d'obtenir un indice de réfraction effectif m_{eff} en tenant compte de la forme, de l'irrè-

14. Hormis les collectes *in situ*, ces poussières interplanétaires ont été remodelées par leur entrée dans l'atmosphère. Il faut donc être prudent quant à la comparaison de leur structure. Cependant, on constate bien un modèle global de grain assez chahuté et non compact.

15. <http://www.mpia.de/HJPD0C/>

gularité et du mélange des différents éléments dans les grains : la Théorie des Milieux Effectifs (EMT) et l'Approximation Dipolaire Discrète (DDA). Dans les deux cas, l'agrégat est constitué d'un ensemble de cellules considérées comme des dipôles. C'est dans le calcul de l'interaction avec les autres dipôles (et donc le champ électrique induit) que les deux méthodes se différencient : la méthode DDA procède au calcul exact tandis que l'EMT s'appuie sur une représentation moyenne de la géométrie caractéristique de l'environnement de chaque dipôle.

4.3.1 Théorie des Milieux Effectifs (EMT)

La Théorie des Milieux Effectifs repose sur la représentation spectrale de la topologie de l'agrégat par une fonction $g[L]$ (Bergman 1978). L est un facteur géométrique compris entre 0 et 1 caractérisant l'excentricité de la particule suivant chaque axe et appelé facteur de dépolariation. L'indice diélectrique effectif, $\epsilon_{\text{eff}} = m_{\text{eff}}^2$, est caractérisé par la possibilité de développer ou non des résonances entre deux phases (d'indices ϵ_1 et ϵ_2). Il est défini comme :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_2 \left(1 - f_1 \int_0^1 \frac{g[L]}{t - L} dL \right) \text{ où } t = \frac{1}{1 - \epsilon_1/\epsilon_2}, \quad (4.13)$$

et où f_1 est le facteur de remplissage de l'élément 1, que l'on notera simplement f dans la suite, avec $f_2 = (1-f)$. Les résonances possibles sont définies par la grandeur complexe t lorsque celle-ci possède une partie réelle¹⁶ comprise entre 0 et 1. Le fait que cette résonance se produise effectivement ou non, est définie par la topologie au travers de la fonction $g[L]$. En intégrant par rapport à L , on parcourt donc l'ensemble des résonances possibles.

Cette représentation a l'avantage de séparer les propriétés diélectriques des constituants (définies par t) de l'influence de la géométrie (définie par $g[L]$). Pour 2 constituants identiques mais différentes géométries (ou règles de mélange), l'indice diélectrique effectif résultant sera donc différent. Les hypothèses faites pour mélanger les deux phases sont donc capitales et ce sont elles qui font de cette méthode, une méthode approchée. $g[L]$ doit respecter deux conditions :

$$\int_0^1 g[L] dL = 1 \quad (4.14)$$

$$\int_0^1 L g[L] dL = \frac{1-f}{3}, \quad (4.15)$$

$$\text{avec } \int_0^1 L dL = 1 \quad (4.16)$$

Les différentes règles de mélange sont répertoriées dans la Table 4.5 et conduisent à différentes fonctions $g[L]$. Les deux règles les plus utilisées sont celles de Bruggeman (1935) et Maxwell Garnett (1904) qui résultent d'hypothèses très différentes. L'approche de Bruggeman suppose qu'aucun des deux matériaux n'est prédominant. L'approche de Maxwell-Garnett considère des inclusions de petites tailles, à faible concentration, dans une matrice. Il est

16. Autrement dit $Re(\epsilon_1/\epsilon_2) \geq 1$

Règles	Formule
Bruggeman	$f \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_1 + 2\epsilon_{\text{eff}}} + (1-f) \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_2 + 2\epsilon_{\text{eff}}} = 0$
Garnett	$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_2 \left[1 + \frac{3f \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}}{1 - f \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}} \right]$
Garnett inversée	$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_1 \left[1 + \frac{3(1-f) \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1}}{1 - (1-f) \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1}} \right]$
Looyenga	$\epsilon_{\text{eff}}^{1/3} = f\epsilon_1^{1/3} + (1-f)\epsilon_2^{1/3}$
Birchak	$\epsilon_{\text{eff}}^{1/2} = f\epsilon_1^{1/2} + (1-f)\epsilon_2^{1/2}$
Lichtenecker	$\log \epsilon_{\text{eff}} = f \log \epsilon_1 + (1-f) \log \epsilon_2$

TABLE 4.5 – Règles de mélange des propriétés diélectriques pour l'EMT.

possible de décrire ces deux approches à partir d'une forme beaucoup plus générale¹⁷ :

$$\epsilon_{\text{eff}} - \epsilon_0 = \frac{\sum_{\sigma} \sum_{i=1}^3 f_{\sigma} \epsilon_0 \frac{\alpha_i^{\sigma}}{V^{\sigma}}}{\sum_{\sigma} \sum_{i=1}^3 f_{\sigma} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_0} \frac{\alpha_i^{\sigma}}{V^{\sigma}}}, \text{ avec (4.17)}$$

$$\frac{\alpha_i^{\sigma}}{V^{\sigma}} = \frac{\epsilon_i^m - \epsilon_0 [\epsilon_i^m + (\epsilon_i^c - \epsilon_i^m) \Delta L_i] + f_c \epsilon_i^m (\epsilon_i^c - \epsilon_i^m)}{[\epsilon_i^m + (\epsilon_i^c - \epsilon_i^m) \Delta L_i] [\epsilon_0 + (\epsilon_i^m - \epsilon_0) L_i^m] + f_c L_i^m \epsilon_i^m (\epsilon_i^c - \epsilon_i^m)} \quad (4.18)$$

La relation 4.18 est extraite de Bohren et Huffman (1983) et les différentes notations correspondent aux fonctions diélectriques de l'environnement du grain ϵ_0 , du cœur ϵ_i^c et du manteau ϵ_i^m et $\Delta L_i = L_i^c - f_c L_i^m$ avec f_c la fraction du volume occupé par le cœur à l'intérieur d'un grain cœur+manteau. L'indice i se réfère à la direction (x, y, z) et l'indice σ au nombre de types de grains différents (cœur+manteau) composant l'agrégat.

Dans le cas de particules sphériques ne distinguant pas le cœur du manteau, on a $L_1=L_2=L_3=1/3$ d'après la relation 4.16. L'approximation de Bruggeman implique $\epsilon_0 = \epsilon_{\text{eff}}$ et les relations 4.17 et 4.18 se simplifient en :

17. Pour le développement complet depuis les équations de Maxwell en formalisme quasi-statique à l'aide de la polarisabilité, je renvoie le lecteur à Ossenkopf (1991).

$$\epsilon_{\text{eff}} \sum_{\sigma} f_{\sigma} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{3} \frac{\alpha_i^{\sigma}}{V_{\sigma}} = 0 \quad (4.19)$$

$$\frac{\alpha_i^{\sigma}}{V_{\sigma}} = \frac{\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}} + (\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_{\text{eff}}) L_i} \quad (4.20)$$

En utilisant un mélange de deux phases ($\sigma = 1, 2$), chacune de fonctions diélectriques isotropes, on retrouve la règle de Bruggeman (voir Table 4.5) à l'aide de l'étape suivante :

$$\frac{1}{3} f_1 \left[\frac{\epsilon_1 - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}} + (\epsilon_1 - \epsilon_{\text{eff}}) \times \frac{1}{3}} \right] + \frac{1}{3} f_2 \left[\frac{\epsilon_2 - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}} + (\epsilon_2 - \epsilon_{\text{eff}}) \times \frac{1}{3}} \right] = 0 \quad (4.21)$$

La démarche pour obtenir la règle de Maxwell–Garnett à partir de la relation 4.17 est sensiblement la même. On suppose là aussi avoir affaire à des particules sphériques de fonction diélectrique isotrope, le développement du numérateur est donc identique au terme de gauche de l'équation 4.21 avec $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_2$ soit $f_1 \left[\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \times \frac{1}{3}} \right]$. En effet, on pose $\epsilon_0 = \epsilon_2$ où la deuxième composante est celle de la matrice qui compose l'environnement. Le dénominateur de l'équation 4.17 peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \sum_{\sigma} f_{\sigma} \sum_{i=1}^3 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_2} \frac{1}{3} \frac{\alpha_i^{\sigma}}{V_{\sigma}} &= \sum_{\sigma} f_{\sigma} \sum_{i=1}^3 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_2} \times \frac{1}{3} \frac{\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_2}{\epsilon_2 + (\epsilon_i^{\sigma} - \epsilon_2) L_i} \\ \text{soit } \frac{1}{3} f_1 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \times \frac{1}{3}} + \frac{1}{3} f_2 &= \frac{f_1 \epsilon_2 + f_2 (\epsilon_1 + 2\epsilon_2)}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} \\ &= \frac{f(\epsilon_2 - \epsilon_1 - 2\epsilon_2) + \epsilon_1 + 2\epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} = \frac{-f}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} + 1 \quad (4.22) \end{aligned}$$

On retrouve là encore la formulation simplifiée de Garnett présentée dans la Table 4.5. Un développement identique mais en inversant ϵ_1 et ϵ_2 conduit à la relation Garnett inversée.

Il me semblait important de partir de l'expression générale (Équation 4.17) pour aller vers les règles les plus souvent utilisées. Cela permet d'établir clairement que les formules de la Table 4.5 sont des approximations qui dépendent des hypothèses posées. Ceci dit rien n'empêche de retourner à la forme générale et de dériver une forme plus élaborée. C'est d'ailleurs l'avantage majeur de la Théorie des Milieux Effectifs. Il est facile de rajouter en complexité : décomposition cœur/manteau, particules ellipsoïdales, mélange de plus de 2 composantes (y compris du vide), sans rien changer à la complexité ni au temps de calcul. Une fois l'indice diélectrique effectif calculé on est alors capable de déduire les coefficients de la même manière que pour une particule unique avec la théorie de Mie (voir Annexe B).

4.3.2 Approximation Dipolaire Discrète (DDA)

La méthode de l'Approximation Dipolaire Discrète consiste à considérer l'agrégat comme un ensemble de N éléments (monomères) répartis sur une grille. Chacun des éléments se comporte comme un dipôle et ressent à la fois le champ électrique externe et le champ induit par les autres monomères. Si le nombre de dipôles est suffisamment grand, alors les solutions tendent vers les solutions exactes des équations de Maxwell. Pour que l'approximation soit valable, il faut que l'espacement entre les dipôles reste bien plus petit que la longueur d'onde. En effet, cette méthode repose sur la relation de Clausius–Mossotti qui relie la polarisabilité aux constantes diélectriques.

Chaque monomère ressent le champ électrique incident sous la forme : $p_i = \alpha_i E_{\text{inc},i}$. Le moment dipolaire local ressenti par la particule i , \mathbf{P}_i est alors la somme du moment dipolaire induit par le champ électrique incident, p_i , et ceux induits par les particules voisines j :

$$\mathbf{P}_i = \alpha_i \left(\mathbf{E}_{\text{inc},i} - \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \mathbf{P}_j \right) \quad (4.23)$$

La matrice¹⁸ \mathbf{A}_{ij} détermine le champ électrique à la position du monomère i et due au champ dipolaire du monomère j (pour la forme développée voir Draine 1988). Pour $i=j$, on a $\mathbf{A}_{ii} = \alpha_i^{-1}$, ce qui permet de réécrire l'équation 4.23 comme :

$$\sum_{j=1}^N \mathbf{A}_{ij} \mathbf{P}_j = \mathbf{E}_{\text{inc},i} \quad (4.24)$$

Une fois que les \mathbf{P}_i sont déterminés par inversion du problème, on les relie aux coefficients de diffusion et d'absorption par :

$$\kappa_{\text{abs}} = \frac{4\pi x}{|E_{\text{inc}}|^2} \sum_{i=1}^N \left[\text{Im}(\mathbf{P}_i \cdot (\alpha_i^{-1})^* \mathbf{P}_i^* - \frac{2}{3} x^3 |\mathbf{P}_i|^2) \right] \quad (4.25)$$

$$\kappa_{\text{sca}} = \frac{x^4}{|E_{\text{inc}}|^2} \int_{4\pi} d\Omega \left| \sum_{i=1}^N [\mathbf{P}_i - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_i) \mathbf{n}] \right|^2, \quad (4.26)$$

avec \mathbf{n} un vecteur unité dans la direction de la diffusion et x le facteur de forme égal à $2\pi a_{\text{eff}}/\lambda$ de façon identique au Chapitre 2 mais avec a_{eff} à la place de a_d .

L'avantage de la méthode est de pouvoir construire des particules de n'importe quelle forme tandis que l'EMT est limitée à des particules symétriques. De plus, lorsque l'espacement entre les particules tend vers 0, on retrouve la théorie de Mie. Les limitations concernent surtout les différents critères numériques nécessaires à un calcul exact. Ces critères concernent la taille des cellules et le nombre de dipôles utilisés et sont les suivants :

- La taille des monomères doit être inférieure à $(2k|m|)^{-1}$ avec k le nombre d'onde = $2\pi/\lambda$ et m l'indice diélectrique. Cependant Penttilä

18. On note ici les matrices et les vecteurs en caractères gras.

et al. (2007) et Zubko et al. (2010) ont démontré que cette méthode était précise à quelques pourcents pour les particules de formes irrégulières même au-delà de ce critère.

- Le nombre de monomères doit être adapté en fonction de l'indice de réfraction m pour garder une erreur constante. A titre d'exemple, si pour une sphère composée de N dipôles on souhaite que l'erreur reste inférieure à un certain seuil Δ_{err} , alors il faut $N > N_{\text{min}} \sim 60|m - 1|^3(\Delta_{\text{err}}/0.1)^{-3}$.
- Il est également important que l'échelle de variation du champ électrique soit grande comparée à la distance d , entre la particule et son plus proche voisin, $d = (4\pi/3N)^{1/3}a_{\text{eff}}$. Cette condition est équivalente à celle du premier point de cette liste soit $kd|m| \lesssim \beta$. Cela donne, là encore, une contrainte sur le nombre de monomères à utiliser : $N \gtrsim \frac{4\pi}{3}(ka_{\text{eff}})^3|m|^3\beta^{-3}$, avec $\beta \sim \delta_{\text{err}}/0.1$ (Draine 1988). On voit directement que pour calculer les propriétés optiques de larges agrégats (c'est-à-dire possédant un important a_{eff}) il faut utiliser beaucoup de monomères si l'on souhaite contrôler l'erreur commise. Pour un grain 10 fois plus gros, il faudra ainsi 1000 fois plus de monomères pour garder une erreur comparable. Enfin l'erreur dépend là encore de $|m|^3$ ce qui signifie que le problème est encore plus important pour les matériaux conducteurs possédants de grandes valeurs de $|m|$.

Compte tenu du temps de calcul et de la difficulté à maîtriser l'erreur en fonction de la composition et de la taille équivalente de l'agrégat, de nombreuses études ont cherché à comparer la méthode DDA à l'EMT. À titre d'exemple, d'après Maron et Maron 2008, la meilleure règle pour la description d'un mélange glace/silicates est celle de Maxwell-Garnett lorsque le volume de silicates inclus dépasse 17%. Les glaces poreuses seraient, toujours d'après la même étude, mieux représentées par la règle de Looyenga. Enfin, dans la majorité des cas de mélanges testés entre deux des 6 éléments proposés (glace, silicates, grains carbonés, vide, SiC ou fer), la règle de Lichtenecker est celle qui donne le plus souvent le meilleur résultat. Bien que ces intercomparaisons soient utiles, il ne faut pas oublier que les grains interstellaires sont un mélange complexe de plus de deux éléments et ces résultats ne peuvent être appliqués aveuglément. Idéalement, il faudrait, à chaque fois, déterminer numériquement la meilleure méthode en fonction du facteur de forme et des composantes mises en jeu, mais cela impliquerait d'avoir systématiquement recourt à la DDA à titre comparatif.

Sans aller aussi loin dans l'analyse, plusieurs résultats concernant les règles de Bruggeman et de Maxwell-Garnett sont encourageants quant à leur capacité à reproduire les méthodes exactes. Tout d'abord, la forme du grain (élongation et porosité) est probablement l'aspect le plus influent sur les propriétés optiques, en dehors des bandes liées à la présence d'un élément chimique. À ce jour, cette forme du grain est totalement négligée dans l'utilisation des modèles de grains pour la plupart des modèles de PDR qui utilisent des grains compacts sphériques mais aussi dans le calcul de l'émiss-

sion des poussières pour les nuages denses. Pourtant, la structure des grains modifie significativement leurs propriétés optiques et donc leur température (Blanco et Bussoletti 1980, Voshchinnikov et al. 2005). Les résultats de l'EMT concernant la capacité à reproduire les propriétés optiques des modèles de grains poreux sont encourageants (Voshchinnikov et al. 2007). Si l'on considère par exemple un modèle de "glace sale"¹⁹ d'indice complexe $m_2=1.33+0.01i$ dans le domaine visible auquel on mélange de la porosité, c'est-à-dire du vide, $m_1=1.0+10^{-10}i$, l'erreur commise par rapport à la DDA ne dépasse pas 5% avec la règle de Bruggemann pour des facteurs de forme $x \lesssim 25$ selon Voshchinnikov et al. (2007). Ce résultat est d'autant plus intéressant qu'il concerne des degrés de porosités ($f_1=f$) allant de 0 à 90%. De plus, le paramètre d'asymétrie de la fonction de phase $\langle g \rangle$, ainsi que le rapport $Q_{\text{abs}}/Q_{\text{sca}}$, sont eux aussi très proches du modèle DDA (voir leurs Figures 1 et 7). La règle de Maxwell-Garnett semble, elle aussi, une bonne approximation contrairement à ce qui a pu être affirmé par le passé (Perrin et Lamy 1990), et ce même pour représenter des diffusions multiples (Mallet et al. 2005), ou pour des grains possédant des manteaux (Voshchinnikov et al. 2005). Ces méthodes approchées peuvent donc être très utiles pour considérer des agrégats avec différents paramètres sans pour autant devoir passer par une modélisation DDA.

4.3.3 Propriétés optiques des agrégats

Les agrégats que j'ai eu l'opportunité d'utiliser²⁰ dans l'Article I, et que j'ai également choisi de tester comme source potentielle d'une importante quantité de diffusion à $8\mu\text{m}$, ont été réalisés à l'aide de la méthode DDA (Min et al. 2016). Ils sont construits à partir d'une base de particules irrégulières qui repose sur la génération d'un champ aléatoire gaussien (GRF) auquel on applique un seuil qui définit si la cellule est du vide ou de la matière (pour plus de détails, voir Min et al. 2007). Cette méthode permet de créer des particules de forme irrégulière dont les propriétés optiques moyennées sur un ensemble de particules sont statistiquement identiques à la moyenne des propriétés optiques d'une distribution de particules dont la forme, plus simple, n'a pas nécessairement besoin d'être réaliste. Une application typique est celle de la représentation des particules irrégulières par une distribution de sphères creuses (*DHS : Distribution of Hollow Sphere*). Dans cette approche, les particules réelles ne sont bien sûr pas des sphères creuses mais les propriétés optiques sont moyennées sur une distribution de sphères creuses dont le degré interne de vide varie uniformément de 0 à f_{max} , alors que le volume de la particule est gardé constant. La valeur de f_{max} représente alors le degré d'irrégularité des particules réelles pour laquelle la DHS fournit des propriétés optiques mimant les particules réelles (Min et al. 2003; 2005).

Ces agrégats présentent à la fois une importante dimension réaliste concernant la représentation du comportement de particules irrégulières

19. Le terme "glace sale" s'oppose ici à glace pure, c'est un mélange de glaces, voir la base de données HPJDOC pour plus de détails.

20. Nous remercions à cette occasion Michiel Min d'avoir calculé leurs propriétés optiques à 3.6 et $4.5\mu\text{m}$ pour nos besoins.

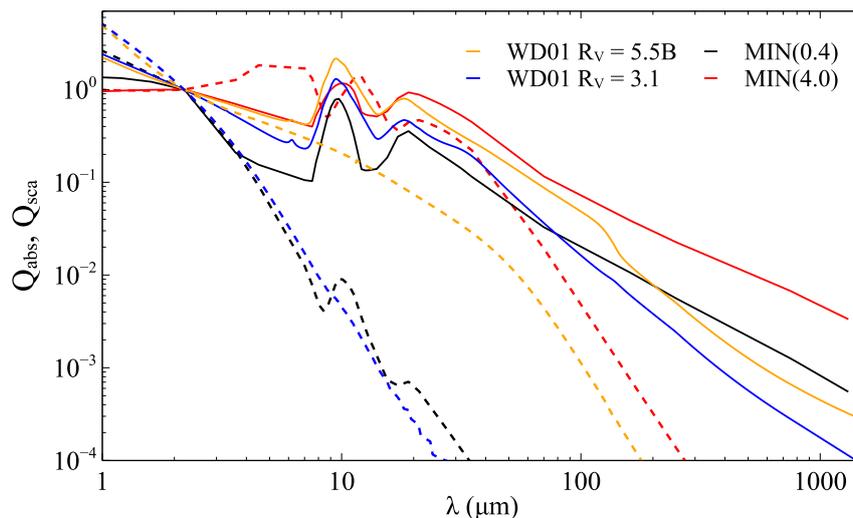


FIGURE 4.16 – Propriétés optiques des agrégats entre 1 et 300 μm , comparées aux modèles WD01 3.1 et 5.5B. Les différentes couleurs correspondent aux différents modèles de poussière. Les efficacités de diffusion sont tracées en pointillés, celles d’absorption en traits pleins. Toutes les courbes ont été normalisées par leur valeur à 2.2 μm pour être directement comparées.

mais également des propriétés globales intéressantes. Ils se comportent comme des petits grains compacts en ce qui concerne la forme de la raie des silicates (Min et al. 2007), la température ou la polarisation mais comme des gros grains en ce qui concerne la diffusion. En effet, ils possèdent un degré d’anisotropie assez élevé qui permet d’expliquer par exemple les observations de la diffusion dans les disques protoplanétaires (Mulders et al. 2013). La Figure 4.16 montre les propriétés de ces agrégats en fonction de leur taille comparées aux deux distributions sphériques de Weingartner et Draine (2001) WD01 3.1 et WD01 5.5B.

On constate à partir de la Figure 4.16, tout comme la Figure 2.8 que les petits grains (ceux contenus dans la distribution WD01 3.1 ou les agrégats de taille équivalente à 0.4 μm) ne sont pas efficaces à diffuser avec un Q_{sca} qui s’effondre très rapidement avec la longueur d’onde. En revanche, les distributions contenant des gros grains (WD01 5.5B avec des grains jusqu’à 10 μm ou les agrégats de taille équivalente à 4 μm) présentent une efficacité de diffusion relativement importante dans la gamme des bandes *Spitzer*. On constate également que pour une efficacité d’absorption normalisée sensiblement identique, ces deux modèles se comportent différemment autour de 8 μm en ce qui concerne l’efficacité de diffusion normalisée. L’efficacité de diffusion du modèle WD01 5.5B décroît lentement, tandis que pour les agrégats la diffusion peut être comparable, voir plus importante (si l’on considère l’intégration dans le filtre I4 de *Spitzer*) à 8 μm qu’à 3.6 μm . C’est exactement le genre de comportement dont nous avons besoin pour expliquer nos observations dans la bande I4 de L183 (voir Partie 4.2.3).

Influence de différents paramètres avec les méthodes DHS et EMT

Les agrégats dont je dispose sont déjà constitués, avec leur propre degré d'irrégularité, leur composition fixée, et correspondent à une taille équivalente donnée. Cela présente l'avantage de réduire le nombre de degrés de liberté, déjà conséquent dans nos modélisations, mais réduit aussi l'aspect critique que l'on peut apporter sur l'interprétation des résultats. J'ai donc décidé de reproduire le comportement des agrégats par la méthode DHS combinée à la méthode EMT afin de voir comment différents paramètres influent sur les propriétés optiques. Cette inter-comparaison est principalement motivée par le fait que les agrégats que j'utilise ne possèdent pas de glace alors que celle-ci apparaît très rapidement dans les nuages (Whittet et al. 2001).

J'ai utilisé pour ces quelques tests l'outil de calcul²¹ des propriétés optiques des poussières du projet DIANA (*DiscAnalysis*, Woitke et al. 2015). Ce calcul implique l'utilisation d'une distribution de sphères creuses (méthode DHS) avec un rapport maximum de vide qui correspond au f_{\max} de Min et al. (2005). Le modèle de poussière par défaut est composé de 15% de carbone (Zubko et al. 1996) en volume, 60% de silicates amorphes ($\text{Mg}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{SiO}_3$, Dorschner et al. 1995) et 25% de vide. Toutes les propriétés diélectriques proviennent de données de laboratoire. La distribution en taille utilisée pour les sphères suit une loi de type MRN en $a_d^{3.5}$. La taille minimale de la distribution est $a_{\min} = 0.05 \mu\text{m}$ et la taille maximale est $a_{\max} = 3 \text{ mm}$, par défaut. Le nombre de tailles considérées est donné par le nombre de pas de la décomposition (n_{bins}). L'irrégularité des particules utilisée pour la méthode DHS est quant-à-elle définie par défaut à $f_{\max} = 0.8$. La somme de toutes les abondances f_j (vide compris) doit être égale à 1.

Chaque espèce est d'abord rendue poreuse de manière indépendante en mélangeant les indices diélectriques du vide ($m_V = 1 + 0i$) et de l'espèce concernée j ($m_j = e_{1j} + e_{2j}i$). La règle de mélange utilisée est la suivante :

$$m_{\text{mix}} = \text{Re}(m_V \times \sqrt{m_{\text{eff}}}) + \text{Im}(m_V \times \sqrt{m_{\text{eff}}}) \times i, \quad (4.27)$$

$$\text{avec } m_{\text{eff}} = \frac{2 \times \sum_{j=1}^{n_j} \frac{m_j^2 - m_V^2}{m_j^2 + 2m_V^2} \times f_j + 1}{1 - \sum_{j=1}^{n_j} \frac{m_j^2 - m_V^2}{m_j^2 + 2m_V^2} \times f_j} \quad (4.28)$$

Le calcul est effectué à toutes les longueurs d'ondes à pas d'échantillonnage constant et ensuite les propriétés optiques des grains sont calculées à l'aide de la procédure DMilay (Toon et Ackerman 1981) qui traite les sphères composées de plusieurs couches. J'ai modifié la version du code fournie afin qu'elle puisse également inclure les glaces, avec les indices diélectriques tirés de Warren et Brandt (2008). J'ai ensuite ajusté les différents paramètres (a_{\min} , a_{\max} , f_{carbon} et f_V représentant le degré de porosité) afin de

21. <http://www.diana-project.com/data-results-downloads/fortran-package-to-compute-diana-standard-dust-opacities/>

mimer les agrégats fournis par Min. La Figure 4.17 montre cet ajustement au travers de l'albedo (courbe rouge et croix marron). La similitude des propriétés, tant l'albedo que les valeurs absolues des coefficients massiques d'absorption et de diffusion, me permet d'affirmer que le modèle construit est équivalent aux agrégats de $4\ \mu\text{m}$. Ce modèle peut alors servir de base à nos comparaisons.

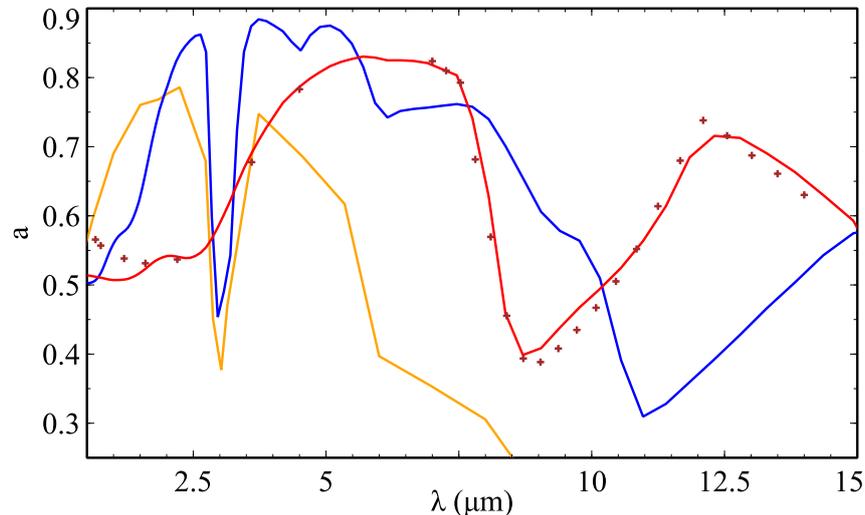


FIGURE 4.17 – Albedo en fonction de la longueur d'onde et ajout de glaces d'eau par la méthode DHS. Les croix marron représentent les agrégats de Min et al. (2016) de rayon équivalent à $4\ \mu\text{m}$, la courbe rouge est un modèle similaire construit par la méthode DHS. La courbe bleue représente ce même modèle avec 66% de glace en volume et la courbe orange, le modèle de Pollack et al. (1994) incluant la même quantité de glace et reproduite par Henning et Stognienko (1996)²².

Le premier point à considérer est celui concernant l'influence de la glace qui ne sera pas incluse dans nos simulations en utilisant les modèles de poussières de Min et al. (2016). La version modifiée du code me permet d'ajouter la glace simplement en spécifiant son volume, sa masse volumique ($0.92\ \text{g cm}^{-3}$) et en renormalisant les différents coefficients pour que la somme reste bien égale à 1. J'ai choisi d'adopter un volume de glace de 66% correspondant à la fraction massique déduite dans les nuages moléculaires et donnée par Pollack et al. (1994). On voit directement que la glace a un impact non négligeable sur l'albedo à toutes les longueurs d'onde (courbe bleue) et en particulier là où les raies de la glace se trouvent. Elle a tendance à diminuer très fortement l'albedo dans ces raies et l'albedo dans la raie des silicates est lui aussi fortement affecté. Bien évidemment, l'amplitude de cet effet dépend de la taille équivalente du grain concerné et donc de la quantité de glace, cependant l'effet global constaté est une diminution probable de la quantité de diffusion à $3.6\ \mu\text{m}$ et une augmentation à $8\ \mu\text{m}$ due à la présence de glace d'eau.

Le deuxième effet dont nous ne maîtrisons pas l'impact concerne l'irrégularité des grains. Afin de reproduire au mieux le modèle de Min, j'ai fixé le paramètre f_{max} à une valeur de 0.2. Si l'on augmente ce paramètre jusqu'à $f_{\text{max}}=0.8$ (Min et al. 2007), on voit alors très nettement le comportement changer dans l'infrarouge proche. Cette constatation est très intéressante

pour la suite du travail concernant l'infrarouge proche et pourrait expliquer certaines incompatibilités que j'ai constatées à ce jour dans cette gamme de longueurs d'onde. En particulier, l'obtention de valeurs trop élevées pour $E(J-K)$ comparé à ce qui peut être déduit à partir du type stellaire des étoiles pourrait être expliqué par un changement dans l'irrégularité des grains.

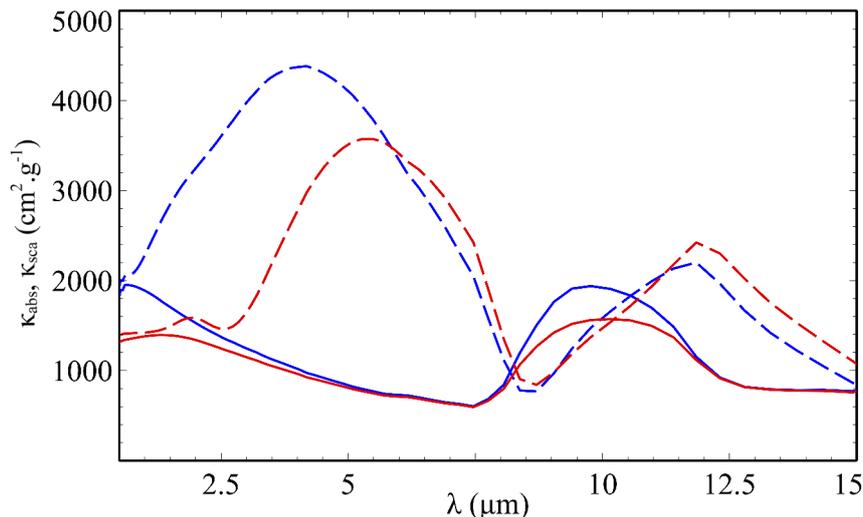


FIGURE 4.18 – Variation des coefficients d'extinction massique avec le degré d'irrégularité. Les courbes rouges correspondent au modèle de référence présenté Fig. 4.17 et les courbes bleues à ce même modèle avec $f_{max}=0.8$.

Les autres paramètres ont été volontairement forcés pour obtenir des agrégats comparables à ceux dont j'ai fait usage dans l'article II. Il est donc inutile de présenter la variation des propriétés optiques en fonction de ces paramètres. Il est bon néanmoins de savoir que ces agrégats construits avec la méthode DDA se comportent comme des gros grains ($\sim 10 \mu\text{m}$) très poreux ($f_V \sim 0.75\%$). Récemment, des agrégats ayant un comportement proche de celui présenté dans la Figure 2.8 (mais avec de plus petit rayons équivalents) ont été publiés (Köhler et al. 2015). Ces agrégats sont eux aussi constitués d'une répartition entre cœur et manteaux et ils ont été construits à la fois avec et sans glace d'eau. Bien que les propriétés optiques ne soient pas encore publiques, ces études simultanées sont très encourageantes pour la suite de nos modélisations de la diffusion dans l'infrarouge proche et moyen et les méthodes approchées présentées ici me serviront de base solide pour mieux appréhender leurs propriétés.

4.4 RÉSULTATS

4.4.1 Résumé des principaux résultats en français

De par les propriétés optiques qu'ils présentent, ce sont les agrégats de taille équivalente à $4 \mu\text{m}$ que j'ai choisi d'utiliser dans la modélisation de L183. Compte tenu de leur efficacité à diffuser, il apparaît évident qu'ils doivent être mélangés à un modèle de poussière moins efficace sur les bords du nuage. C'est d'ailleurs également ce que suggéraient nos résultats de l'Article I pour espérer obtenir des résultats cohérents avec les observations

en infrarouge proche (au travers du rapport $K/3.6\ \mu\text{m}$ notamment). D'un point de vue plus pratique, on ne s'attend pas à passer directement des grains du milieu diffus à des gros agrégats déjà coagulés. Une transition continue avec la densité nous apparaissait donc la solution la plus naturelle pour décrire la situation dans le nuage. J'ai utilisé notre modèle de nuage de symétrie de révolution construit à partir de la carte présentée dans la Figure 4.11, auquel j'ai ajouté un cœur sphérique²³ dont le profil correspond à celui attendu pour N_2H^+ (Figure 4.20). A partir de ce modèle de densité, j'ai alors simplement cherché à équilibrer la répartition entre l'abondance de grains peu efficaces (WD01 3.1) et très efficaces (MIN_4.0) au travers du nuage. Cette étape ayant été réalisée à masse de poussière constante, elle est donc représentative de la coagulation dans le nuage. N'importe quelle combinaison plus réaliste²⁴ et possédant des propriétés optiques moyennées identiques²⁵ est tout aussi valable que cette première description brute.

Importance de la diffusion à $8\ \mu\text{m}$

A l'aide de cette distribution de grains bimodale, j'ai réussi à reproduire à la fois les observations dans la bande I4 mais également dans la bande I1 (Figure 4.19). Ce qui me permet de valider le modèle de poussière et de confirmer l'importance de la diffusion à $8\ \mu\text{m}$. En effet, reproduire les observations à partir d'un modèle de nuage cohérent à la fois avec les cartes d'extinction stellaire et la densité obtenue à partir de N_2H^+ , n'est possible que si l'on tient compte de la contribution de la diffusion. La figure 4.20 présente de manière synthétique nos résultats concernant la capacité à reproduire les observations dans la bande à $8\ \mu\text{m}$ avec et sans diffusion.

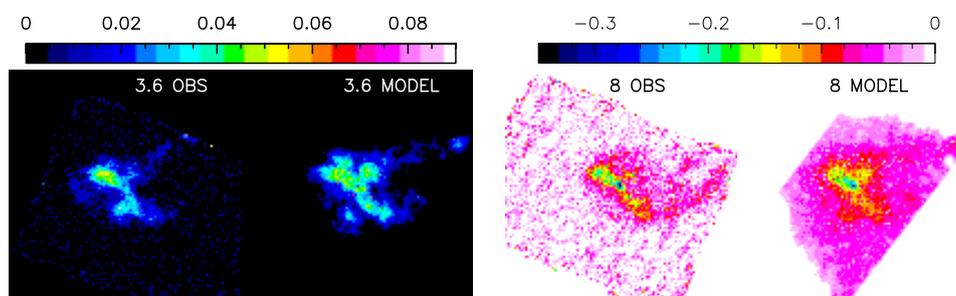


FIGURE 4.19 – Comparaison entre les observations et la modélisation de L183. Les valeurs présentées correspondent à CS (Equation 2.11) et Δ (Equation 4.7) avec les échelles de couleur correspondantes en MJy sr^{-1} .

On constate à $8\ \mu\text{m}$ que l'intensité de la diffusion, I_{sca} , atteint jusqu'à $\sim 0.5\ \text{MJy sr}^{-1}$ et qu'elle contribue également beaucoup dans toute la zone visible en *coreshine* avec une valeur autour de $0.2\ \text{MJy sr}^{-1}$ en moyenne.

23. Pour plus de détails concernant le modèle de nuage, je renvoie le lecteur aux discussions contenues dans l'Article II et aux deux notes de bas de page suivantes.

24. On pense notamment à un modèle qui partirait des grains du milieu diffus et intégrerait des agrégats de plus en plus gros en allant vers les zones les plus denses.

25. A cet occasion, il est utile de rappeler que cette modélisation cherche à reproduire des propriétés moyennées sur la ligne de visée qui dépendent à la fois du modèle de nuage et des modèles de poussières tout au long de la ligne de visée. Il me paraît donc totalement prématuré de définir un modèle de poussière comme unique solution, surtout après les incertitudes sur le calcul des propriétés optiques des poussières présentés dans la Partie précédente.

Il est également important de noter que la présence d'auto-absorption à $3.6 \mu\text{m}$, à la position du cœur dense (Figure 4.19) résulte d'une importante densité au cœur du nuage. Cela confirme que le modèle déduit des observations de N_2H^+ est tout à fait compatible avec nos observations puisqu'un modèle moins dense ne conduirait pas à cette auto-absorption²⁶.

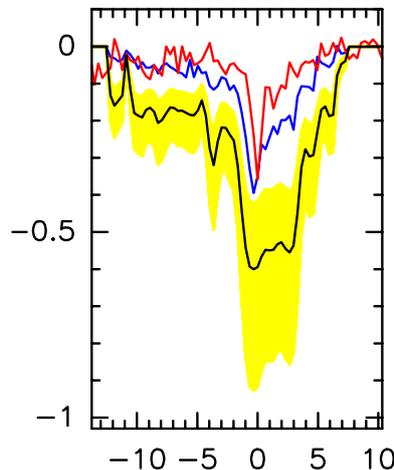


FIGURE 4.20 – Comparaison observations/modélisation de la coupe horizontale au travers du PSC, à $8 \mu\text{m}$, avec et sans diffusion. Cette coupe est graduée selon l'axe des abscisses en arcminutes et en MJy sr^{-1} selon l'axe des ordonnées. Les observations sont tracées en rouge, la modélisation sans diffusion en jaune pour I_{bg} variant de 0.42 à 0.93MJy sr^{-1} . La courbe noire est un cas particulier pour $I_{\text{bg}} = 0.58 \text{MJy sr}^{-1}$ et sa contrepartie en prenant en compte la diffusion est représentée en bleu et correspond à la coupe le long du modèle de la Figure 4.19.

Grâce à la prise en compte de la diffusion, il est également possible de retrouver des valeurs cohérentes pour le calcul du fond de ciel à partir de l'étoile I (voir Partie 4.2.3). En effet, même si la diffusion est totalement négligeable devant l'étoile (compte-tenu de son flux), la détermination du fond de ciel dans le voisinage de l'étoile est sensible à la quantité de diffusion mesurée sur la ligne de visée. Cette quantité étant bien plus importante devant l'étoile I que devant les étoiles B et D, cela explique que les résultats sans diffusion soit biaisés (Table 4.4).

Etoile	τ_8^*	$\tau_{9.7}^*$ peak	I_{sca}^* kJy sr^{-1}	I_{bg} MJy sr^{-1}
B	0.16 ± 0.02	0.19 ± 0.05	41 ± 4	$0.58\text{--}0.88$
D	0.21 ± 0.02	0.25 ± 0.05	65 ± 7	$0.56\text{--}0.81$
I	0.62 ± 0.06	0.47 ± 0.09	170 ± 17	$0.46\text{--}0.64$

TABLE 4.6 – Valeurs de fond de ciel dérivées à partir de la modélisation. Les valeurs de Δ utilisées pour le calcul de I_{bg} sont extraites de la Table 4.4. La notation * signifie que ces valeurs ont été mesurées dans les cartes obtenues par la modélisation.

On constate que notre valeur de 0.58MJy sr^{-1} utilisée pour obtenir les Figures 4.19 et 4.20 est tout à fait compatible avec les valeurs au niveau des

26. L'auto-absorption à $3.6 \mu\text{m}$ est donc un bon indice d'une importante densité lorsque du *coreshine* est tout de même observé tout autour. C'est le cas par exemple des nuages IRAS16293 (Annexe E) et L1544.

3 étoiles. Elle peut s'interpréter comme une valeur d'émission diffuse allant de ~ 0.7 à 1.2 MJy sr^{-1} pour des valeurs de bg (voir Partie 3.2) allant de 50 à 75%. Compte-tenu des valeurs obtenues par Meisner et Finkbeiner (2014) plus proches de 0.6 MJy sr^{-1} à $12 \mu\text{m}$, nous confirmons une évaluation de la matière située derrière le nuage de plus de 75% ce qui conduit à une utilisation d'une valeur de fond de ciel à $3.6 \mu\text{m}$ d'environ 0.03 MJy sr^{-1} . On explique l'écart avec le calcul de l'Article I par la conversion basée sur une ligne de visée différente à partir de Flagey et al. (2006). Par ailleurs, nos valeurs de τ_8 issues de la modélisation sont assez proches des valeurs obtenues à partir de la conversion de E(J-K) à l'aide du modèle WD01 5.5B (voir Table 4.4). Ce constat est important car il laisse présager un bon comportement pour reproduire la courbe d'extinction (Figure 4.10) et valide *a posteriori* l'utilisation de ces coefficients comme référence.

E(J-K) vs tau

Un moyen de caractériser rapidement l'extinction sur toute l'étendue du nuage, sans avoir à la calculer pour chaque longueur d'onde, est de comparer l'excès de couleur entre la bande J et la bande K, à l'extinction à plus grande longueur d'onde. En effet, comme la partie NIR est censée être assez stable quelle que soit l'évolution des poussières dans le nuage, cette comparaison peut directement nous donner une idée de l'évolution des poussières. On s'attend assez naturellement à ce que A_8 augmente lorsque les poussières grossissent d'après la Figure 4.10. Cependant, d'après les tables 4.4 et 4.6, la relation entre E(J-K) et τ_8 semble être assez constante. Cette relation en apparence constante concerne des lignes de visée relativement peu denses et j'ai voulu étendre cette comparaison à tout le nuage.

Une modélisation rapide de l'opacité en J et en K nous donne facilement E(J-K) par la relation :

$$E(J - K) = A_J - A_K = \frac{\tau_J - \tau_K}{0.921} \quad (4.29)$$

On peut ensuite tracer E(J-K) en fonction de τ_8 pour toutes les lignes de visée (Figure 4.21)

On obtient alors le comportement attendu, c'est à dire une déviation de la corrélation, qui trace l'évolution des poussières en allant vers les zones les plus denses. Il est important de noter que les E(J-K) que j'ai obtenus sont globalement plus faibles que ceux attendus pour les étoiles I et H. Cela est tout à fait compréhensible du fait de l'aplatissement des sections efficaces des poussières de Min à ces longueurs d'onde (voir Figure 4.16). Cependant, ces valeurs concernent des E(J-K) encore proches de la limite de corrélation avec $E(J-K) < 2 \text{ mag}$. Cela peut signifier que la balance dans les parties externes comprend un peu trop de poussière évoluée et qu'il faudrait inclure des agrégats un peu moins gros et donc des modèles intermédiaires ou bien que le modèle de nuage doit être modifié dans les parties externes plus sensibles aux courtes longueurs d'ondes.

Cet effet de seuil vers $E(J-K) \sim 2 \text{ mag}$ n'est pas sans rappeler les études concernant la corrélation entre E(J-K) et l'intensité dans la raie

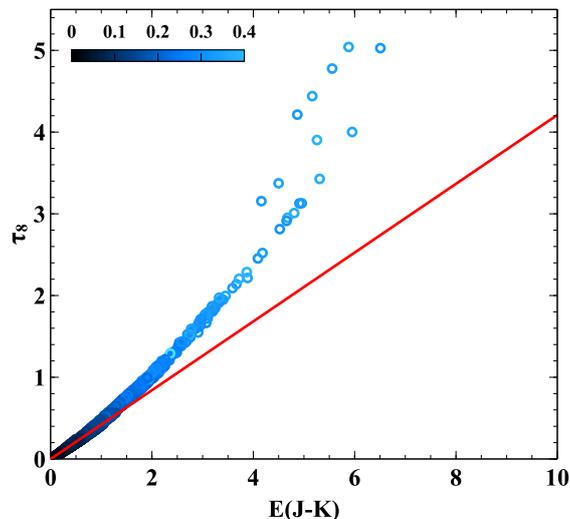


FIGURE 4.21 – $\tau_{9.7}$ en fonction de $E(J-K)$ d'après les modélisations, représenté par des cercles ouverts. La couleur des cercles correspond à l'intensité de I_{sca} en MJy sr^{-1} telle que donnée dans la barre de couleur en haut à gauche. $E(J-K)$ est indiqué en magnitude et la droite rouge représente la corrélation aux faibles $E(J-K)$.

des silicates à $9.7 \mu\text{m}$ (Chiar et al. 2007, Whittet et al. 2013). En effet, autour d'un seuil $E(J-K) \sim 2 \text{ mag}$, la corrélation $E(J-K)$ avec $\tau_{9.7}$ cesse également d'être valable. Cependant, au-delà de cette limite, les différentes observations montrent un comportement inverse à celui présenté dans la Figure 4.21. Chiar et al. (2007) ont alors supposé que cet effondrement était dû à la coagulation et au fait que $\tau_{9.7}$ ne traçait pas l'opacité totale des poussières. D'autre part, Whittet et al. (2013) ont émis l'hypothèse que cet écart à la corrélation serait dû à une variation systématique de $E(J-K)$ avec les propriétés des poussières. Cette proposition va à l'encontre de la supposition générale concernant la stabilité de la loi d'extinction dans le NIR quelques soient les propriétés optiques des modèles de poussières (voir Figure 4.10). Quelle que soit l'origine de cette variation, il est important de rappeler ici que $\tau_{9.7}$ n'est que la mesure du pic d'opacité dans la raie des silicates, c'est-à-dire sans le continuum (voir Figure 4.7).

Il est possible d'obtenir rapidement une grandeur comparable à ce $\tau_{9.7}$ mesuré (dans la raie seule) en effectuant une modélisation à 3 longueurs d'onde (6.5 , 9.7 et $12 \mu\text{m}$) dont 2 se trouvent de part et d'autre de la raie des silicates pour évaluer puis soustraire la composante continue. On a alors :

$$\tau_{9.7}^* = \tau_{9.7} - (\tau_{6.5} + \tau_{12})/2. \quad (4.30)$$

Les valeurs de $\tau_{9.7}^*$ obtenues par la modélisation autour des étoiles B,D et I sont consignées dans la Table 4.6 et sont tout à fait comparables à celles obtenues par Whittet et al. (2013, Table 4.1). Si $\tau_{9.7}^*$ ne trace pas l'opacité totale des poussières, comme suggéré par Chiar et al. (2007), alors on s'attend à ce que $\tau_{9.7}^*$ s'effondre lorsque $\tau_{9.7}$ augmente. C'est exactement le comportement que l'on constate d'après nos modélisations. On observe également une légère décroissance de $\tau_{9.7}^*$ en fonction de $E(J-K)$ par rapport

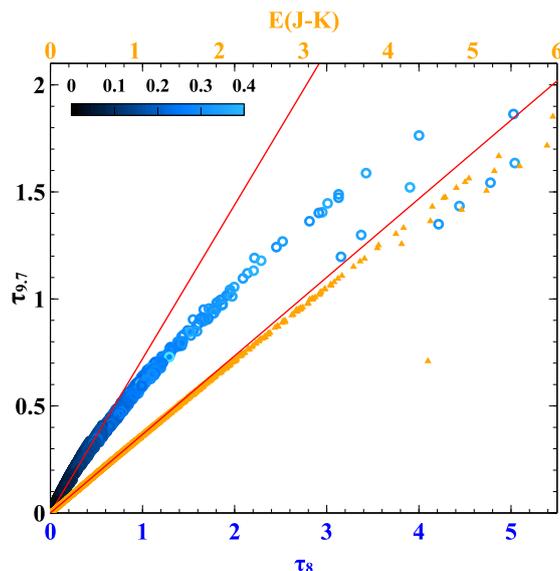


FIGURE 4.22 – $\tau_{9.7}$ en fonction de τ_8 et $E(J-K)$ d'après les modélisations

à la corrélation (Figure 4.22).

On remarque cependant que l'effet n'est pas aussi marqué que ce qu'on pourrait attendre. La présence des glaces pourrait jouer un rôle important, ainsi que l'irrégularité des grains (voir Figure 4.18). Une amélioration de la transition dans les parties externes du nuage, pour passer des modèles de poussière non coagulés à ceux coagulés, sera nécessaire pour bien modéliser les courtes longueurs d'onde. Néanmoins, nos modélisations montrent que la coagulation pourrait expliquer, au moins en partie, pourquoi $\tau_{9.7}$ cesse d'être un traceur de l'opacité totale des poussières sur la ligne de visée. Cela provient essentiellement du fait que l'on ne mesure pas l'augmentation de l'opacité dans le continuum due à la croissance des poussières (voir Annexe F).

L'ensemble des résultats présentés dans ce Chapitre trouve sa place dans l'Article II. La production d'une quantité suffisante de diffusion à $8\ \mu\text{m}$ tout en contrôlant la quantité de *coreshine* pose une forte contrainte sur les modèles de poussière. Outre cette contrainte, la présence d'une contribution importante de la diffusion à $8\ \mu\text{m}$ rappelle que celle-ci ne peut être négligée dans les études utilisant la mesure de l'extinction par rapport au fond de ciel et que l'opacité à 8 microns n'est pas linéaire avec l'extinction. Dans une prochaine étape, la modélisation inclura de plus courtes longueurs d'onde, ce qui permettra de mieux étudier les relations avec $E(J-K)$. Cela donnera surtout l'opportunité de mieux contraindre les plus petits grains de la distribution qui ne sont pas vus par le *coreshine*. La levée de dégénérescence concernant les parties externes du modèle de nuage sera possible grâce à des modélisations en visible/proche infrarouge comme exposé dans l'Article I, mais aussi grâce aux longueurs d'onde en émission comme à $250\ \mu\text{m}$. Ce sont ces ouvertures vers un modèle encore plus complet que j'aborderai dans le Chapitre suivant.

Article II

De l'importance de la diffusion à 8 microns : plus brillante qu'on ne pourrait le croire

Article accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* le 7 décembre 2015 (Lefèvre et al. 2015)

LETTER TO THE EDITOR

On the importance of scattering at $8\mu\text{m}$: Brighter than you think

C. Lefèvre¹, L. Pagani¹, M. Min², C. Poteet³, and D. Whittet³

¹ LERMA & UMR8112 du CNRS, Observatoire de Paris, 61, Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

² Sterrenkundig Instituut Anton Pannekoek, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

³ Department of Physics, Applied Physics and Astronomy and New York Center for Astrobiology, Rensselaer Polytechnic Institute, 110 Eighth Street, Troy, NY 12180, USA
e-mail: charlene.lefevre@obspm.fr

Received July, 20, 2015; accepted December, 7, 2015

ABSTRACT

Context. Extinction and emission of dust models need for observational constraints to be validated. The coreshine phenomenon has already shown the importance of scattering in the 3 to 5 μm range and its ability to validate dust properties for dense cores.

Aims. We want to investigate whether scattering can also play a role at longer wavelengths and to place even tighter constraints on the dust properties.

Methods. We analyze the inversion of the Spitzer $8\mu\text{m}$ map of the dense molecular cloud L183, to examine the importance of scattering as a potential contributor to the line-of-sight extinction.

Results. The column density deduced from the inversion of the $8\mu\text{m}$ map, when we neglect scattering, disagrees with all the other column density measurements of the same region. Modeling confirms that scattering at $8\mu\text{m}$ is not negligible with an intensity of several hundred kJy sr^{-1} . This demonstrates the need of efficiently scattering dust grains at MIR wavelengths up to $8\mu\text{m}$. Coagulated aggregates are good candidates and might also explain the discrepancy at high extinction between E(J–K) and $\tau_{9.7}$ toward dense molecular clouds. Further investigation requires considering efficiently scattering dust grains including ices as realistic dust models.

Key words. ISM: clouds – ISM: dust, extinction – infrared: ISM – radiative transfer

1. Introduction

Although star formation occurs deep inside molecular cores, the process of conversion from the interstellar medium reservoir into cores, and ultimately into protostars, is still being debated. The mass distribution inside clouds has consequences for their equilibrium and their ability to form prestellar cores. Molecular clouds can be divided into two categories: translucent clouds (with a visible extinction of $A_V \sim 1\text{--}5$ mag) and dark molecular clouds ($A_V > 5$ mag). The latter may contain gas and dust density peak(s), the so-called self-gravitating core(s). A common threshold of extinction of $A_V \sim 8$ mag (André et al. 2014), above which star formation can occur, has been claimed for molecular clouds in the solar vicinity. Nevertheless, this threshold has not been found for clouds located farther than the Gould Belt (Schisano et al. 2014; Montillaud et al. 2015). It stresses that the mass distribution has to be characterized from core to core.

Cloud and core column density maps can be obtained by different methods: molecular tracers, far-infrared dust emission, or near-infrared (NIR) stellar extinction (Goodman et al. 2009). Molecular tracers give high-angular resolution maps, but do not systematically peak at the same position, and can be depleted onto grains. Moreover, their abundances rely on excitation conditions and chemical network. Far-infrared dust emission as seen by the *Herschel* Space Observatory reveals the cold dust deeply hidden in molecular clouds. However, the column density of the coldest grains cannot be retrieved through spectral energy distribution fitting, even when including submillimeter data. Indeed, the presence of surrounding warmer dust can lead

to underestimating the core mass by a factor of 3 (Pagani et al. 2015). Finally, star counts, as well as NIR stellar extinction, are cloud-model independent, but may suffer from both the cloud location and density effects. The number of stars decreases by a factor of 10 with ~ 3 magnitudes of extinction, which leads to a typical limit of 40 mag for clouds above the Galactic plane. Reliable column densities can be obtained by these methods (Foster et al. 2008; Lombardi 2009), but despite their accuracy at low and intermediate A_V , they are not adapted to scrutinizing high density cores. Moreover, at high Galactic latitude, the resolution may degrade to typically less than $1'$.

Other studies have chosen to rely on the surface brightness extinction at mid-infrared wavelengths to estimate column density toward dense regions (e.g., Bacmann et al. 2000; Stutz et al. 2009; Butler & Tan 2012). The use of the *Spitzer* $8\mu\text{m}$ map gives the opportunity to reach a resolution of $2.8''$, a factor of ~ 4 better than what can be obtained with dust emission or molecular lines with single-dish observations. In principle, by knowing the background intensity behind the cloud, I_{bg} , and inverting the $8\mu\text{m}$ map, one can retrieve reliable column densities and masses in a wide range of visual extinctions up to $A_V \sim 200$ mag. Two assumptions are needed: the $8\mu\text{m}$ opacities have to be relatively unresponsive to the dust properties, and the scattering at this wavelength has to be negligible.

The importance of scattering has already been probed in the $3\text{--}5\mu\text{m}$ wavelength range by the detection of coreshine in more than 100 molecular clouds (Pagani et al. 2010; Lefèvre et al. 2014). Coreshine appears when scattering is strong enough to overpass the background extinction and make the densest regions shine owing to the presence of large grains (Steinacker et al. 2010). In this letter, we investigate the impact of neglect-

Send offprint requests to: C.Lefèvre

ing dust scattering at 8 μm toward the L183 molecular cloud and compare our results with existing dust models available in the literature.

2. Observations and analysis

L183 is a molecular cloud located 36.7 degrees above the Galactic plane, for which NIR maps at J, H, and K_s bands were performed with the Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA). These large scale maps (1.6 square degrees) allow us to complete the previous CFHTIR data from Pagani et al. (2004) with a wider field of view. To sample the highly extinguished regions, we also included the *Spitzer*/IRAC observations (R. Paladini, PID: 80053 and C. Lawrence, PID: 94). Using these data, we built three source catalogs to be converted into extinction maps: c1 (J, H, K_s), c2 (H, K_s , 3.6 μm), and c3 (3.6 μm , 4.5 μm). All three catalogs sample different regions and were combined to obtain our reference column density map (C_{ext}). Thus, the conversion of the surface brightness of the *Spitzer* 8 μm map into extinction map (8_{ext}) can be compared to the C_{ext} reference map. Below, we present the technical details of how these maps are constructed.

The source catalogs were built using the SExtractor routine (Bertin & Arnouts 1996), and nearly 78000 stars were detected in all three NIR bands and 8500 in both the 3.6 and 4.5 μm bands, but on a smaller surface. The final image calibration was done by cross-correlating with the Two Micron All Sky Survey (2MASS) point source catalog for the NIR range, and the Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) catalog at MIR wavelengths. The completeness magnitudes are down to 20.5 for J, 19.7 for H, 19 for K_s , 18 at 3.6 μm , and 17.5 at 4.5 μm .

To obtain a robust column density map from the catalogs, we used the constant resolution NICER algorithm (Lombardi & Alves 2001) with a nearby reference field from the 2MASS and WISE catalogs. The NICER algorithm relies on multi-band catalogs to deduce the extinction and reduce the noise toward low extinction regions. We used it with both the J, H, and K_s catalogs (c1) and the H, K_s and 3.6 μm catalogs (c2). The two maps (c1, c2) were converted to visual extinction maps assuming the A_λ/A_V ratio conversion from dust models. While the NIR conversion ratios for c1 are not very sensitive to the dust model, the conversion to obtain c2 strongly depends on the dust model. As a result, the adopted A_λ/A_V coefficients were taken from the Weingartner & Draine (2001, WD01) $R_V=3.1$ dust model for external regions (c1) and $R_V=5.5$ (case B including large grains, hereafter 5.5B) dust model to obtain the c2 map. Indeed, the 5.5B dust model correctly reproduces the extinction law toward dense molecular clouds, even if it does not include ices (Ascenso et al. 2013). Nevertheless, because of the decreasing number of stars with extinction, the two maps do not go beyond 40 mag, so we also used the statistical information of star distribution from our 3.6/4.5 μm catalog.

This star-counting method provides a third map (c3) with a better estimate of the extinction toward the dense core in the region where c1 and c2 lack information. The c1, c2, and c3 maps were all smoothed to a resolution of 1' to ensure that enough stars are present in each grid cell. The c1, c2, and c3 maps were finally combined by retaining c1 values below 20 mag, the mean of the three maps between 20 and 40 mag, and only c3 beyond. The visual extinctions we obtained (C_{ext}) are recorded on the x axis of Fig. 1.

The first step in obtaining 8_{ext} was to subtract the stellar and background intensities from *Spitzer* maps, following the method of Lefèvre et al. (2014). The residual signal (Δ) decreases to -350 kJy sr^{-1} (Δ_{min}) toward the prestellar core (PSC) at 8 μm . If

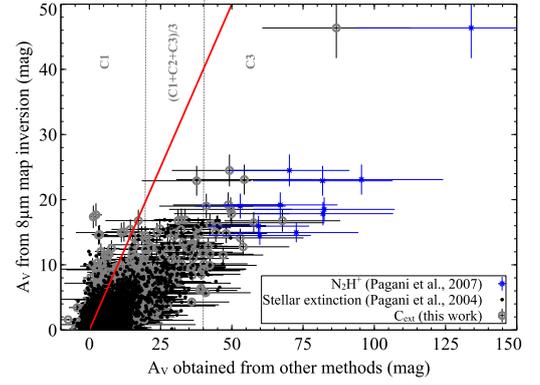


Fig. 1. Comparison between A_V obtained from different methods at the 20'' resolution. The A_V obtained from the 8 μm map inversion is associated to the highest peak value ($I_{\text{bg,min}} = 0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$). The red line shows the one-to-one relation. Gray lines and C1, C2, C3 refer to the different catalogs used to build the extinction map.

we suppose that the extinction is only due to absorption by the dust, as in Bacmann et al. (2000), it is directly related to Δ by $\Delta = I_{\text{bg}} (e^{-\tau_8} - 1)$, where τ_8 is the 8 μm dust opacity integrated along the line of sight, and I_{bg} is the background intensity value. Using nearby stars for which the stellar type is known (Whittet et al. 2013 and Fig. A.1), the value of I_{bg} was independently estimated from the 8 μm map. Among the eight stars falling onto the 8 μm map, we kept the ones for which the Δ value is reliable ($3\sigma \sim 60 \text{ kJy sr}^{-1}$). Since we make the approximation that the τ_8 value from each star is locally the same as the one in its vicinity, we also eliminated the H star, saturated at 8 μm . We were left with three stars (B, D, I) with a known $E(J-K) = (J-K)_{2\text{MASS}} - (J-K)_0$. From their $E(J-K)$, we obtained the τ_8 values by assuming A_8/A_K conversion coefficients. We adopted the same conversion coefficients as the ones used to obtain the c1 and c2 maps, which give a range of possible values for τ_8 (Table 1).

Table 1. Background values calculated at the vicinity of the stars. The star names and $E(J-K)$ values refer to Whittet et al. (2013) and the (3.1) and (5.5B) notations to the dust models from Weingartner & Draine (2001).

Star	$E(J-K)$ mag	τ_8 3.1	τ_8 5.5B	Δ kJy sr^{-1}	$I_{\text{bg,min}}$ MJy sr^{-1}	$I_{\text{bg,max}}$ MJy sr^{-1}
B	0.62	0.067	0.15	-64 ± 6	0.42	1.08
D	0.70	0.076	0.17	-62 ± 6	0.36	0.93
I	2.49	0.27	0.60	-80 ± 8	0.16	0.37

The calculated background values are minimal ($I_{\text{bg,min}}$) for WD01(5.5B) and maximal ($I_{\text{bg,max}}$) for WD01(3.1). The compatible I_{bg} values between stars B and D range from 0.42 to 0.93 MJy sr^{-1} (Table 1), which is comparable to the values proposed by Lefèvre et al. (2014) from a different method. Nevertheless, I_{bg} calculated from the I star is unreasonably low, since only $I_{\text{bg}} \geq |\Delta_{\text{min}}|$ are physically meaningful. The value of $I_{\text{bg,max}}$ from Star I is slightly compatible with the $I_{\text{bg,min}}$ obtained for Stars B and D, but is calculated with a lower R_V value. This is not expected because Star I is more attenuated than Stars B and D, from their $E(J-K)$ values. Given this incompatibility, we rely only on Stars B and D for the I_{bg} value and will revisit Star I in the discussion. From the I_{bg} range, we retrieve the τ_8 maps and adopt their associated conversion coefficients to obtain the extinction maps: $A_8/A_V(3.1)=0.02$ for $I_{\text{bg}}=0.93 \text{ MJy sr}^{-1}$ and $A_8/A_V(5.5B)=0.045$ for $I_{\text{bg}}=0.42 \text{ MJy sr}^{-1}$.

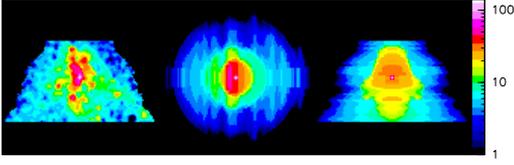


Fig. 2. A_V maps of the cloud model with the common color scale in magnitudes. Left: facing the cloud; middle: from above; right: from the side.

The peak value obtained for the δ_{ext} map (34 or 82 mag) at $2.8''$ resolution is too low when compared to the value obtained from N_2H^+ observations (Pagani et al. 2007; Lique et al. 2015). In fact, inside a $10''$ radius, the column density of $\text{N}(\text{H}_2)$ is $1.2_{-0.3}^{+0.5} \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, which corresponds to an extinction of at least $A_V = 130_{-32}^{+54}$ mag when assuming the Bohlin et al. (1978) conversion. Moreover, δ_{ext} is systematically lower than C_{ext} beyond 25 magnitudes of extinction (Fig. 1). The region where the $8\ \mu\text{m}$ inversion fails to reproduce stellar extinction corresponds to the northern filament and its surroundings (Fig. A.1). In this region, the low values given by the inversion of the $8\ \mu\text{m}$ map could not explain the diminishing numbers of background stars in NIR+MIR.

Thanks to the ample number of star counts and overlapping of the techniques between A_V ranges, we have confidence in the A_V values estimated from stellar extinction. This result is confirmed by the compatibility of our C_{ext} map with N_2H^+ estimates, as well as dust seen in emission at 1.2 mm (Pagani et al. 2004, Fig. 1). Considering more sophisticated methods of building C_{ext} would help to reduce the uncertainties (i.e., Foster et al. 2008) but would not compensate for the difference between C_{ext} and δ_{ext} (Fig. A.1). Thus, the only way to explain the discrepancy between the δ_{ext} map and other column density estimates is by considering that the apparent extinction is weaker than the true extinction owing to an additional component. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) have already been excluded in this cloud (Steinacker et al. 2010), and given the extremely cold temperatures inside the cloud, we are left with scattering as the only plausible source of compensation.

3. Modeling with scattering

If significant, the scattering contribution, I_{sca} , is part of the measured Δ value: $\Delta = I_{\text{bg}}(e^{-\tau_{8\ \mu\text{m}}} - 1) + I_{\text{sca}}$. We estimated I_{sca} following several steps. First, we build a representative cloud density model based on C_{ext} and N_2H^+ information. To compare the modeling with observations, we adopt a background value consistent with the extinction toward Stars B and D at $8\ \mu\text{m}$ (Table 1). Then, we vary the dust properties inside the cloud density model until finding a compatible solution with the $8\ \mu\text{m}$ map. Finally, we validate our solution using several tests.

To study the scattering contribution, it is mandatory to consider the anisotropy of the radiation field, by using a 3D radiative transfer code and take that opportunity to include a 3D cloud model (Lefèvre et al. 2014). First, we use the C_{ext} map, and make a rotational symmetry to obtain the 3D model. Given the velocity gradient inside the northern filament (Pagani et al. 2009) and the triangular flaring shape of the cloud, we required that the model be as elongated in depth as in width. This first approximation might not be correct, but is sufficient for our needs. A central core compatible with the N_2H^+ density profile (Pagani et al. 2007; Lique et al. 2015) was placed at the cloud center, and densities were scaled in the third dimension to reproduce the absolute column density (Fig. 2 – left). The resolution adopted for the modeling is $20''$ per cell to correctly sample the NIR extinction maps.

Assuming this cloud model, we estimated τ_8 and its associated peak scattering intensity from $I_{\text{sca}} = \Delta_{\text{min}} - I_{\text{bg}}(e^{-\tau_{8\ \mu\text{m}}} - 1)$. The strength of the scattering component has to vary from $\sim 100 \text{ kJy sr}^{-1}$ for the lowest I_{bg} value to several hundred kJy sr^{-1} for the highest I_{bg} value. With this rough estimate, we expect at least as much scattering in the $8\ \mu\text{m}$ band as in the $3.6\ \mu\text{m}$ band and, depending on the true background value, possibly more. Among the previous dust models tested in Lefèvre et al. (2014), only a few are able to scatter enough in the $8\ \mu\text{m}$ *Spitzer* band. We chose to test two sets of dust models (Fig. 3): the compact spherical dust models from WD01, and the fluffy aggregates of monomers (Min et al. 2015, App. B). As a simplification, we chose a bimodal distribution with one population of small compact spherical grains (WD01, $R_V = 3.1$) that dominates the external regions with no scattering, and large aggregates (MIN_{4.0}) to progressively fill the inner region. Using the CRT radiative transfer code of Juvela & Padoan (2003), the appropriate balance between the two dust populations was constrained by the coresine intensity ($\Delta_{3.6}$) with the I_{bg} value at $3.6\ \mu\text{m}$ taken from Lefèvre et al. (2014).

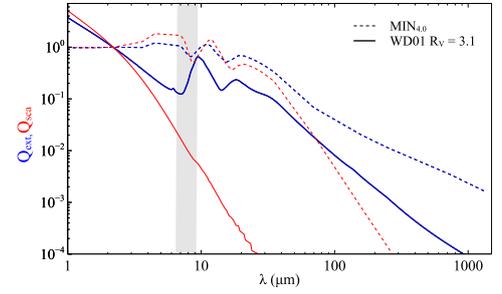


Fig. 3. Dust optical properties (scattering efficiency, Q_{sca} , in red; total extinction efficiency, Q_{ext} , in blue). The WD01 (3.1) model is displayed by solid lines, and MIN fluffy aggregates with an equivalent spherical size of $4.0\ \mu\text{m}$ are plotted with dotted lines. A gray area represents the $8\ \mu\text{m}$ filter width. All the dust coefficients have been normalized by their value at the K_s wavelength.

4. Compatibility of the modeling with observations

Assuming a cloud model compatible with both the NIR extinction and the N_2H^+ density, we find that the associated Δ values derived from the models are always deeper than the observed values when not considering I_{sca} (Fig. 4). However, when the I_{sca} contribution is taken into account, it is possible to find a suitable solution by including the right abundance of dust that is able to scatter at $8\ \mu\text{m}$. Given the degeneracy of the solutions and the assumptions regarding the cloud geometry, we chose to illustrate the I_{sca} contribution with our bimodal dust populations and focus on their relative abundances. A variation in the relative abundance of the MIN_{4.0} population proportional to the density $n^{0.25}$ gives an adequate match to the horizontal cut toward the core, as well as good agreement between the observed and model Δ values at 3.6 and $8\ \mu\text{m}$ (Fig. 4). The dust mass is fixed in our modeling, which does not include ices, and corresponds to grain growth by coagulation with the density. Ice coatings may promote coagulation by changing the sticking coefficient of the grains and the scattering efficiency at coresine wavelength (Andersen et al. 2014; Lefèvre et al. 2014). However, no ice-coated dust distribution, able to produce efficient scattering at $8\ \mu\text{m}$, is publicly available presently.

We find that even if the scattering is negligible in front of the stars compared to the stellar flux, it is not the case in their vicinity, where the I_{bg} value has been deduced. Taking the I_{sca} values

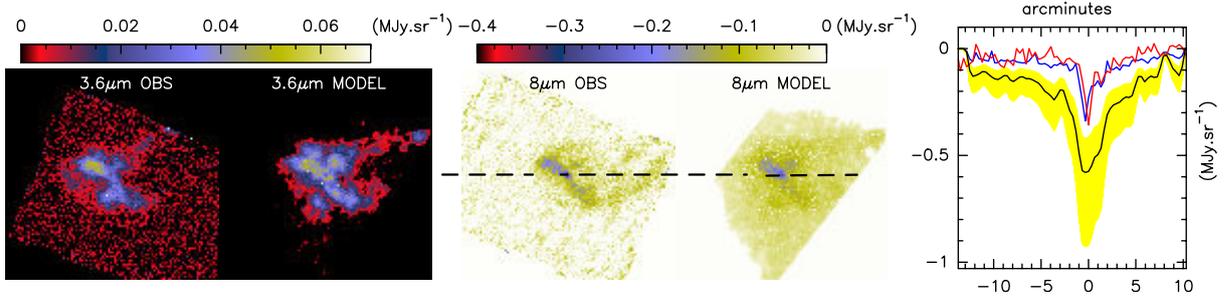


Fig. 4. From left to right: $3.6\ \mu\text{m}$ observations with subtracted background and stars ($\Delta_{3,6}$) compared to its modeling, and the same at $8\ \mu\text{m}$ (Δ_8). The black dashed line shows the horizontal cut through the core represented in the last panel. The red line corresponds to the profile from observations (Δ_8), and the yellow filled shape displays modeling profiles without I_{sca} for I_{bg} values ranging from 0.42 to $0.93\ \text{MJy sr}^{-1}$. The black profile is the one example without I_{sca} for $I_{\text{bg}} = 0.58\ \text{MJy sr}^{-1}$, and the blue one is the same model when including I_{sca} .

Table 2. Background values derived from modeling. I_{bg} : calculated with Δ values from Table 1. A_V : deduced from $E(J-K)$.

Star	τ_8^*	$\tau_{9,7}^*$ peak	I_{sca}^* kJy sr $^{-1}$	I_{bg} MJy sr $^{-1}$	A_V mag
B	0.16 ± 0.02	0.19 ± 0.05	41 ± 4	$0.58\text{--}0.88$	2.2
D	0.21 ± 0.02	0.25 ± 0.05	65 ± 7	$0.56\text{--}0.81$	2.5
I	0.62 ± 0.06	0.47 ± 0.09	170 ± 17	$0.46\text{--}0.64$	8.8

in the region of the stars into account, we calculated again I_{bg} (see Sect. 3) based on the τ_8^* values around Stars B, D, and I obtained from modeling (Table 2). We confirm that the I_{bg} value used for the modeling is now compatible with the three stars (Fig. 4: $I_{\text{bg}} = 0.58\ \text{MJy sr}^{-1}$). Moreover, τ_8^* values are similar to the ones calculated with WD01 5.5B (Table 1). We also obtained (Table 2 and App. C) compatible values at the silicate absorption peak ($\tau_{9,7}^*$) with the ones of Whittet et al. (2013). However, grain growth by coagulation is expected to contribute to the relative decrease in $\tau_{9,7}$ with respect to the total dust opacities (Chiar et al. 2007), hence with τ_8^* . Since grains are coagulating in L183, we expect to observe that $\tau_{9,7}$ would no longer be correlated beyond a given τ_8 threshold, which is what we find from the modeling (App. C). This result confirms that $\tau_{9,7}$ might not be a good tracer of the total column density toward dark clouds.

5. Conclusions

From all the validation tests, we found that including a fraction of efficiently scattering dust grains (here the MIN $_{4,0}$ or any kind of aggregates with a scattering behavior similar to the red dashed line, Fig. 3) is mandatory for reproducing the $8\ \mu\text{m}$ observations. Nevertheless, only a few available dust models are efficient enough to produce significant scattering up to $8\ \mu\text{m}$. The WD01 5.5B dust grains are somewhat efficient ($I_{\text{sca}} \sim 0.1\ \text{MJy sr}^{-1}$), but cannot reproduce the observations for an I_{bg} value greater than $0.4\ \text{MJy sr}^{-1}$. Aggregates are much more efficient at scattering the light at MIR wavelengths than compact spherical grains, and probably the only way to explain deeper Δ values observed toward other dense cores (i.e., IRAS16293, Pagani et al. in prep.). They are also compatible with grain growth by coagulation and with the expected deviation from the correlation of $\tau_{9,7}$ and τ_8 with $E(J-K)$. This is also in accord with the idea that grains remain fluffy even in the dense prestellar cores and protoplanetary disks (Mulders et al. 2013).

We demonstrated the importance of scattering up to $8\ \mu\text{m}$ and the necessity of using realistic dust models. The final τ_8 map obtained from the modeling is compatible with a filament at $A_V > 25$ mag and a central density for the core of $1.8 \times 10^6\ \text{cm}^{-3}$. Multiwavelength modeling, including NIR wavelengths, will

place more constraints on the cloud shape and small grains, as discussed in Lefèvre et al. (2014). Since ices are present at relatively low extinction and can have an impact on coagulation and scattering efficiencies, smaller aggregates with ices (Köhler et al. 2015) will be investigated in a future paper. Adopting such dust models will also have consequences on the interpretation of data in emission since aggregates are known to be better emitters (Stepnik et al. 2003). In this paper, the emissivities of the aggregates are higher by at least one order of magnitude at far-infrared wavelengths than for spherical grains (Fig. 3).

Acknowledgements. This work was supported by the CNRS program "Physique et Chimie du Milieu Interstellaire" (PCMI), the DIM ACAV and "Région Ile de France". CP and DW acknowledge support from the NASA Astrobiology and Exobiology programs. We thank N. Ysard for fruitful discussions.

References

- Andersen, M., Thi, W.-F., Steinacker, J., & Tothill, N. 2014, *A&A*, 568, L3
 André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, *PPVI*, 27
 Ascenso, J., Lada, C. J., Alves, J., et al. 2013, *A&A*, 549, A135
 Bacmann, A., André, P., Puget, J.-L., et al. 2000, *A&A*, 361, 555
 Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., et al. 1994, *ApJ*, 423, L71
 Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
 Butler, M. J. & Tan, J. C. 2012, *ApJ*, 754, 5
 Chiar, J. E., Ennico, K., Pendleton, Y. J., et al. 2007, *ApJ*, 666, L73
 Dorschner, J., Begemann, B., Henning, et al. 1995, *A&A*, 300, 503
 Draine, B. T. & Flatau, P. J. 1994, *JOSA A*, 11, 1491
 Foster, J. B., Román-Zúñiga, C. G., Goodman, et al. 2008, *ApJ*, 674, 831
 Goodman, A. A., Pineda, J. E., & Schnee, S. L. 2009, *ApJ*, 692, 91
 Juvela, M. & Padoan, P. 2003, *A&A*, 397, 201
 Köhler, M., Ysard, N., & Jones, A. P. 2015, *ArXiv e-prints*
 Lefèvre, C., Pagani, L., Juvela, M., et al. 2014, *A&A*, 572, A20
 Lique, F., Daniel, F., Pagani, L., & Feautrier, N. 2015, *MNRAS*, 446, 1245
 Lombardi, M. & Alves, J. 2001, *A&A*, 377, 1023
 Lombardi, M. 2009, *A&A*, 493, 735
 Min, M., Dullemond, C. P., Kama, M., & Dominik, C. 2011, *Icarus*, 212, 416
 Min, M., Rab, C., Woitke, P., et al. 2015, *A&A*, in press, arXiv:1510.05426
 Montillaud, J., Juvela, M., Rivera-Ingraham, A., et al. 2015, *A&A*, 584, A92
 Mulders, G. D., Min, M., Dominik, et al. 2013, *A&A*, 549, A112
 Pagani, L., Bacmann, A., Motte, F., et al. 2004, *A&A*, 417, 605
 Pagani, L., Bacmann, A., Cabrit, S., & Vastel, C. 2007, *A&A*, 467, 179
 Pagani, L., Daniel, F., & Dubernet, M.-L. 2009, *A&A*, 494, 719
 Pagani, L., Steinacker, J., Bacmann, et al. 2010, *Science*, 329, 1622
 Pagani, L., Lefèvre, C., Juvela, et al. 2015, *A&A*, 574, L5
 Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H. W., & Henning, T. 1993, *A&A*, 279, 577
 Purcell, E. M. & Pennypacker, C. R. 1973, *ApJ*, 186, 705
 Schisano, E., Rygl, K. L. J., Molinari, S., et al. 2014, *AJ*, 791, 27
 Steinacker, J., Pagani, L., Bacmann, A., & Guieu, S. 2010, *A&A*, 511, A9
 Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
 Stutz, A. M., Rieke, G. H., Biegging, J. H., et al. 2009, *ApJ*, 707
 Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
 Whittet, D. C. B., ed. 2003, *Dust in the galactic environment*
 Whittet, D. C. B., Poteet, C. A., Chiar, J. E., et al. 2013, *ApJ*, 774, 102
 Yurkin, M. A. & Hoekstra, A. G. 2011, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 112, 2234

Appendix A: Regions with significant scattering

The discrepancy between the $8\mu\text{m}$ map inversion and other estimates for the visual extinction (Fig. 1) is not a simple offset that could be applied to the whole map, but it varies throughout the cloud (Figure A.1). While green regions in the outer part can be interpreted as a lack of information in the $8\mu\text{m}$ map due to the noise, other colors trace regions where the scattering cannot be neglected ($\gtrsim 25$ mag).

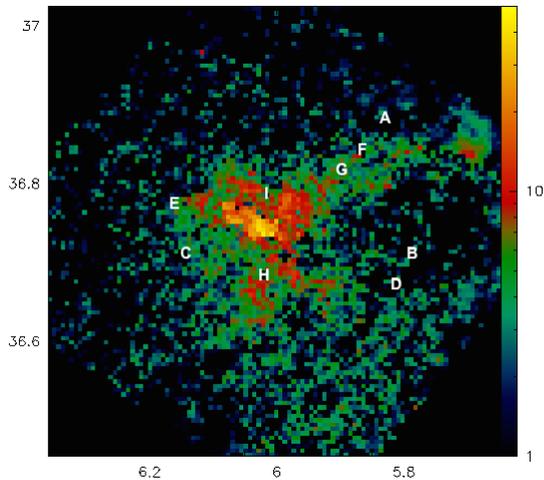


Fig. A.1. Difference between the visual extinction obtained via the reddening and the one via the $8\mu\text{m}$ map inversion (in magnitudes). The letters refer to the stars studied by Whittet et al. (2013).

Appendix B: The optical properties of aggregate particles

The optical properties of dust particles are very sensitive to their shape. In particular, perfect spherical particles represent a class of particles that are incompatible with observations and laboratory measurements. Therefore, we consider it very important for detailed studies of scattering properties of dust grains to use a realistic dust particle model. All details on the construction of the fluffy aggregates and their optical properties will be presented in Min et al. (2015). Below we give the basic properties needed for a proper understanding of the results presented in this paper.

The optical properties of the aggregate particles are computed using the so-called Discrete Dipole Approximation (DDA; Purcell & Pennypacker 1973; Draine & Flatau 1994). With this method one can compute the optical properties of particles with arbitrary shape and composition. Despite the confusing term "approximation" in the name of this method, it is actually an exact method in the limit of infinite spatial resolution. We construct monomers of the aggregates by using Gaussian random field particles (Min et al. 2007). We then glue these monomers together to construct fluffy aggregates. In this way we avoid all effects of sphericity of the particles since the monomers of the aggregates are also non-spherical.

Each monomer in the aggregate is made of a single material. We randomly assign a material to each monomer using the overall composition: 75% silicate, 15% carbon, and 10% iron sulfide (by volume). This composition is roughly consistent with the solar system composition proposed by Min et al. (2011). We use the refractive index data from Dorschner et al. (1995), Preibisch et al. (1993), and Begemann et al. (1994) for the silicate (MgSiO_3), carbon, and iron-sulfide particles, respectively.

Using the DDA code ADDA (Yurkin & Hoekstra 2011), we compute the absorption, scattering, and extinction cross sections, as well as the full scattering matrix elements at wavelengths from the visible up to millimeter wavelengths for aggregates composed of 1 to 8000 monomers (corresponding to volume equivalent radii from 0.2 to $4.0\mu\text{m}$).

Appendix C:

To compare the $\tau_{9.7}$ values measured at the silicate absorption peak by Whittet et al. (2013) with the one from the modeling, $\tau_{9.7}^*$, we subtracted the continuum opacity from the total dust opacity at $9.7\mu\text{m}$. In order to verify the conversion between τ_8 and $\tau_{9.7}$, we made a plot of the values cell by cell (Fig. C.1).

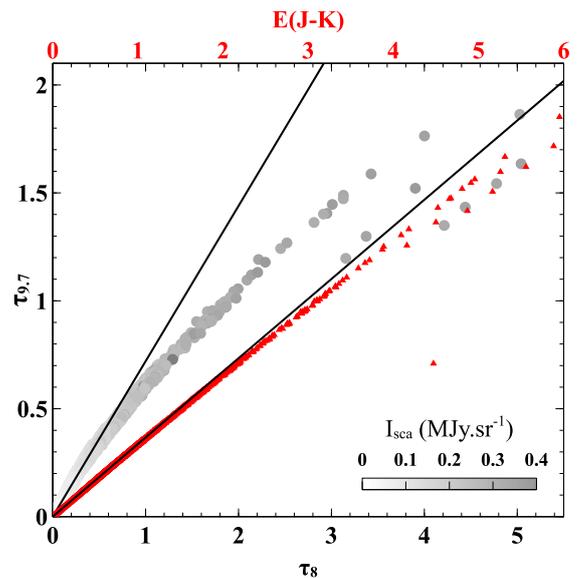


Fig. C.1. The $9.7\mu\text{m}$ silicate absorption line opacities as a function of τ_8 (gray circles). The color of the circles is related to the I_{sca} strength. The $9.7\mu\text{m}$ silicate absorption line opacities as a function of E(J–K) is represented by red triangles. All the values are obtained from the modeling and black lines correspond to the correlation obtained from diffuse interstellar lines of sight (Whittet 2003).

For τ_8 lower than 0.5, both are correlated by the relation $\tau_{9.7}/\tau_8 \sim 0.72$ (red line Fig. C.1) but above this threshold, the $\tau_{9.7}$ values decrease more rapidly than the correlation law. The behavior of $\tau_{9.7}$ with τ_8 is also likely to be part of the explanation of the effect observed between $\tau_{9.7}$ and E(J–K) by Chiar et al. (2007) and by Whittet et al. (2013, towards L183). Indeed, beyond a limit of E(J – K) = 2 mag, the measured optical depth of the $9.7\mu\text{m}$ silicate absorption feature ($\tau_{9.7}$) also decreases with respect to E(J–K) measured along diffuse interstellar lines of sight. Since $\tau_{9.7}$ measures the silicate absorption along the line of sight and not the continuum opacity from other dust species, it may not be representative of the total dust opacity toward dark clouds. Moreover, if the line of sight opacity is dominated by small silicate grains, the $\tau_{9.7}$ is expected to be less than proportional to τ_8 with coagulation. We detect this effect from our modeling (Fig. C.1) associated to an increase in I_{sca} that traces the coagulation. Since J and K bands are very sensitive to the cloud model (Lefèvre et al. 2014), the $\tau_{9.7}$ function of E(J–K),

plotted in Fig. C.1, must be considered as a simple trend at this stage.

Appendix D: Institutional and technical acknowledgements

This research has made use of observations from the Spitzer Space Telescope and data from the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which are operated by the Jet Propulsion Laboratory (JPL) and the California Institute of Technology under contract with NASA. It makes use of data products from the Wide-field Infrared Survey Explorer, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration. It makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. Our VISTA data are based on observations made with ESO Telescopes at the Paranal Observatory under program ID 091.C-0795. We thank L. Cambrésy and M. Juvella for providing their code to deduce NIR extinction, and M.J. for CRT. We thank P. Hudelot and N. Bouflous for the TERAPIX data treatment of our VISTA data.

VERS UN MODÈLE COMPLET INCLUANT L'ÉMISSION

SOMMAIRE

5.1	ÉMISSION DES GRAINS	136
5.1.1	Contexte	136
5.1.2	Observations et analyse de la SED	137
5.1.3	Résultats	139
	Article III	141
5.2	PREMIERS TESTS DE MODÉLISATION EN ÉMISSION	148
5.2.1	Modélisation sans ISRF	148
5.2.2	Limitations et perspectives	151

DANS ce dernier chapitre, je présenterai les pistes de réflexion et les premiers tests afin d'inclure l'émission des poussières à notre modélisation. En effet, la faible température des grains crée une émission continue mais seulement dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique. Cette émission varie avec la longueur d'onde et dépend à la fois de la quantité de poussière, de la température et de leur émissivité. L'émissivité des poussières dépend elle-même du type de poussière dans le nuage au travers du coefficient d'absorption.

5.1 ÉMISSION DES GRAINS

5.1.1 Contexte

Les grains suffisamment gros ($a_d \gtrsim 10\text{--}15 \text{ nm}^1$) sont à l'équilibre thermique. Cela signifie qu'ils n'ont pas le temps de se refroidir avant d'absorber un nouveau photon et qu'ils se maintiennent à une température d'équilibre T_d . L'énergie absorbée par le grain est alors strictement égale à l'énergie réémise. Si l'on considère que le grain émet comme un corps noir de température T_d on a :

$$\int \kappa_{\text{abs}} J_\nu d\nu = \int \kappa_{\text{abs}} B_\nu(T_d) d\nu, \quad (5.1)$$

$$\text{avec } B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_d}\right) - 1} \quad (5.2)$$

En repartant de l'équation de transfert de rayonnement 3.1 et en considérant $\kappa_{\text{sca}} \sim 0$ dans l'infrarouge lointain on obtient :

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(\tau_{\text{min}})e^{-\tau_\nu} + \int_{\tau_{\text{min}}}^{\tau_\nu} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu \quad (5.3)$$

avec $S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T_d)$. Cette dernière expression suppose que la température des poussières soit constante dans le nuage ou au moins soit constante par tranche d'opacité. On peut par exemple considérer que la fonction $B_\nu(T_d)$ ne décrit pas une seule loi de Planck mais une somme de lois de Planck à différentes températures soit $B_\nu(T_d) = \sum B_\nu(T_{d,i})$. En considérant $I_\nu(\tau_{\text{min}}) = 0$, où τ_{min} correspond à l'opacité sur les lignes de visée du milieu diffus, l'équation 5.3 peut être réécrite sous la forme :

$$I_\nu = \sum B_\nu(T_{d,i}) \tau_{\nu_0,i} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta_i} = \sum B_\nu(T_{d,i}) \kappa_{\nu_0,i} \mu_{\text{MH}} N_{\text{H}_2} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta_i}, \quad (5.4)$$

avec $\kappa_{\nu_0,i}$ en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ de gaz. À titre d'exemple, nous comparerons l'opacité² des différents types de grains entre eux à $250 \mu\text{m}$. Cette opacité varie suivant le type de poussière (Table 5.1, Annexe D) et dépend également du rapport entre la masse de gaz et la masse de poussière. Ce rapport varie suivant les auteurs de 1/100 à 1/133 (Compiègne et al. 2011). L'expression 5.4 suppose que l'émission est optiquement mince ($1 - e^{-\tau_\nu} \sim \tau_\nu$) et $\kappa_\nu \propto \nu^\beta$ avec β l'indice spectral, ce qui est généralement vrai³ dans le domaine infrarouge lointain à sub-millimétrique.

Le modèle d'Ossenkopf et Henning (1994) est très souvent utilisé comme référence pour modéliser la poussière en émission⁴ dans les nuages denses.

1. Cette limite inférieure en taille est vraie pour un champ de rayonnement standard ($G_0 \sim 1$), elle augmente si le champ de rayonnement est plus important.

2. Ce paramètre est communément appelé opacité de la poussière dans la littérature, alors qu'il s'agit d'une opacité massique κ vu qu'elle s'exprime en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

3. L'émissivité d'analogie de grains mesurée en laboratoire n'est pas correctement décrite par cette loi, il est donc préférable de connaître l'émissivité associée à chaque fréquence.

4. Il n'a pas été fait mention du modèle d'Ossenkopf et Henning (1994) dans la modélisation de la diffusion pour la simple raison que ces modèles ne sont pas fournis avec une fonction de phase associée.

	WD01 3.1	WD01 5.5B	OH94	OI3	MIN_0.4	MIN_4.0
$\kappa_{250\mu\text{m}}$	2.6	2.96	10.1	12.7	24.1	34.2

TABLE 5.1 – Table de référence pour κ_{ν_0} en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ de poussière. Le nom des modèles se réfère au Chapitre 3. OH94 désigne le modèle de Ossenkopf et Henning (1994) possédant un fin manteau de glace et calculé pour une densité initiale de 10^6cm^{-3} .

Cependant, on constate que les agrégats sont deux à trois fois plus émissifs (Table 5.1, Min et al. 2016). Les agrégats couverts de glaces de Köhler et al. (2015) vont également dans ce sens (voir leur Figure 9).

5.1.2 Observations et analyse de la SED

Les longueurs d’onde du satellite *Herschel* échantillonnent le pic d’émission des poussières et semblent donc parfaitement adaptées à leur étude (voir Figure 5.1). Le télescope est équipé de deux caméras : PACS qui observe à 70, 100 et 160 μm , avec un champ de vue de $3.5' \times 1.8'$ et SPIRE qui observe à 250, 350 et 500 μm , avec un champ de vue de $4' \times 8'$. Je vais me concentrer sur les longueurs d’onde SPIRE qui permettent d’étudier les poussières les plus froides et donc les plus enfouies. Ainsi, nous tentons d’avoir accès à la contrepartie en émission des poussières que j’ai étudiées à l’aide de l’extinction. Le télescope est limité par la diffraction avec un diamètre de 3.5 m et la résolution est respectivement de 18.2, 24.9 et 36.3" pour les trois longueurs d’onde SPIRE.

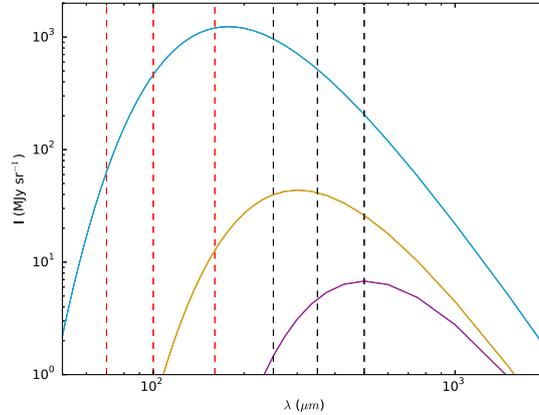


FIGURE 5.1 – Émission des poussières en fonction de leur température. Les différentes courbes sont obtenues pour les mêmes paramètres (voir Equation 5.4) et différentes températures : 6 K (violet), 10 K (ocre), 17 K (bleu). Les longueurs d’onde de l’instrument PACS sont représentées par les tirets rouges, et celles de l’instrument SPIRE par les tirets noirs.

La Figure 5.1 montre que la carte établie à 500 μm est la plus adaptée pour voir la poussière très froide ($\sim 6 \text{K}$). C’est donc la longueur d’onde la plus utile pour étudier le PSC de L183. Cependant, même en connaissant le profil du nuage (c’est à dire la densité et la densité de colonne, N_{H_2} , équation 5.4), il reste un certain nombre de paramètres libres que sont la température de la poussière T_d , l’opacité κ_{ν_0} à la longueur d’onde choisie comme référence et l’indice d’émissivité spectral β . Pour caractériser correctement ces 3 paramètres, il faut au minimum utiliser 3 longueurs d’onde,

soit l'ensemble des longueurs d'onde SPIRE, pour lever la dégénérescence. On cherche alors à optimiser les paramètres par ajustement de la distribution spectrale d'énergie⁵ (SED). Les méthodes d'ajustement tout comme le comportement des différents paramètres les uns en comparaison des autres sont sujets à de nombreuses controverses.

A l'échelle galactique, Bianchi (2013) a par exemple pu démontrer que l'essentiel de la masse de la Galaxie située dans le bulbe peut aussi bien être estimée à partir d'une distribution complète de grains accompagnée d'une modélisation du champ de rayonnement, qu'à partir d'un ajustement des données *Herschel* à partir d'un corps noir modifié avec une seule température (voir Équation 5.4). Pour les nuages moléculaires, en revanche, l'essentiel de la masse ne se trouve pas dans les cœurs préstellaires qui ne contiennent qu'une fraction de masse solaire contre plusieurs dizaines de masses solaires pour le nuage complet. Or, les cœurs préstellaires sont à la fois plus froids que leur environnement mais contiennent également des poussières plus évoluées et donc plus émissives (voir Chapitre 4). Un modèle qui utiliserait une seule température pour ajuster la SED n'est donc ni représentatif de la masse, ni de la température et ni des poussières contenues dans le cœur du nuage. Il est également important de noter que la température unique dérivée par ajustement de la SED⁶ ne correspond pas à la moyenne le long de la ligne de visée mais est biaisée vers les plus hautes températures (Shetty et al. 2009b).

En effet, la température varie très probablement de façon progressive de 17 K à l'extérieur du nuage jusqu'à 6 K au cœur du nuage (Evans et al. 2001, Zucconi et al. 2001). Malinen et al. (2011) ont cherché à explorer les effets de la variation de la température le long de la ligne de visée à l'aide d'une modélisation du transfert de rayonnement. Ils en déduisent que de manière générale, la masse des cœurs est sous-estimée à cause de la variation de la température sur la ligne de visée⁷. L'incertitude sur les propriétés des cœurs est gouvernée par celle sur l'émissivité des poussières. Cette incertitude repose avant tout sur l'opacité κ qui peut facilement varier d'un ordre de magnitude avec la croissance des grains (voir Table 5.1 et Annexe D) et dépend dans une moindre mesure de l'incertitude sur l'indice d'émission spectral β . En l'absence de source, ils trouvent que l'indice spectral β est corrélé avec la température, ce qui diffère de la relation déduite de l'observation des nuages interstellaires (voir Figure 5.2).

La détermination des propriétés du nuage et des poussières à partir des données *Herschel* n'est donc pas directe et plusieurs méthodes ont été proposées. La méthode la plus classique consiste à minimiser l'écart entre les données et la fonction que l'on adopte comme solution⁸. Néanmoins, l'utilisation

5. La distribution spectrale d'énergie correspond à la brillance observée en fonction de la longueur d'onde.

6. Certains auteurs l'appellent la température de couleur.

7. Cet effet est atténué en présence d'une source interne et donc de poussière plus chaude.

8. Il s'agit d'une minimisation de χ^2 où $\chi^2 = \sum_i \left[\frac{I(i) - f(i)}{\sigma_i} \right]^2$ avec $I(i)$ la brillance

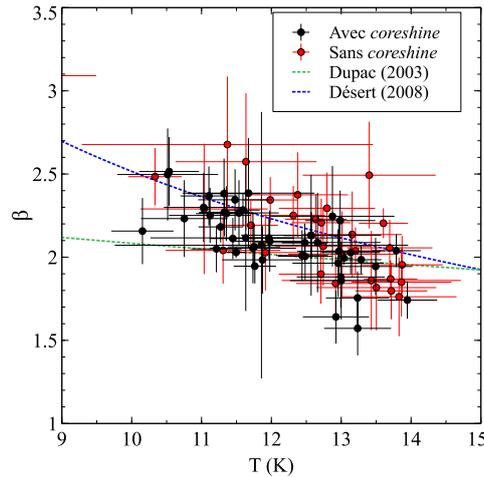


FIGURE 5.2 – *Anti-corrélation entre la température et l'indice d'émissivité spectral à partir du catalogue Planck pour les nuages du programme Hunting Coreshine. Les deux lignes pointillées correspondent à l'ajustement de deux autres séries de données : une série incluant les nuages locaux jusqu'aux régions de formation d'étoiles extra-galactiques (Dupac et al. 2003) et l'autre n'incluant que les nuages très froids du plan Galactique (Désert et al. 2008).*

de cette méthode, avec les données infrarouge lointain et sub-millimétrique, conduit artificiellement à une anti-corrélation entre T et β (Shetty et al. 2009a). D'autres méthodes ont été proposées pour retrouver correctement les paramètres physiques compatibles avec les points de la SED obtenus par l'observation. Il est notamment possible d'utiliser des *a priori* sur la densité ou sur la température pour mieux contraindre l'espace des paramètres à explorer et réduire l'incertitude sur la détermination de T et β (Marsh et al. 2014). De même, les méthodes bayésiennes peuvent conduire à une estimation des paramètres plus proche de la réalité et permettent de s'affranchir de l'anti-corrélation produite par la minimisation du χ^2 dans certains cas (voir le cas de CB244 et les tests réalisés par Kelly et al. 2012).

5.1.3 Résultats

Résumé des principaux résultats en français

Compte-tenu des inconvénients des différentes méthodes basées sur la paramétrisation de la SED, nous souhaitons tester notre capacité à correctement caractériser la masse des cœurs denses et les propriétés physiques du nuage à partir de l'émission seule. En effet, la plupart des températures déduites à partir de la SED, quelle que soit la méthode, sans *a priori* sur la température ou la densité du cœur préstellaire conduit à des températures relativement plus élevées que celles attendues. A titre d'exemple, la méthode bayésienne de Kelly et al. (2012) conduit à des températures d'environ 11 à 17 K pour CB244 alors que les observations moléculaires de Lippok et al. (2013) suggèrent des températures beaucoup plus basses entre 8 et 12 K. De la même façon, Roy et al. (2014) attribuent à L1689B une température centrale de 9.8 K là où les données de N_2H^+ (Bacmann et al., en préparation) révèlent de la poussière bien plus froide $\sim 6-8$ K. La

provenant des observations, $f(i)$ la fonction à minimiser dépendante des paramètres et σ_i l'écart type.

présence de cette poussière froide conduit à une estimation de la densité de colonne moyennée dans le beam d'*Herschel* à $500\ \mu\text{m}$ de 7 à $11 \times 10^{22}\ \text{cm}^2$ contre une valeur de $3.5 \times 10^{22}\ \text{cm}^2$, trouvée par Roy et al. (2014).

Ces résultats laissent donc penser que bien que la poussière froide contribue à l'émission vue dans les observations *Herschel*, on ne puisse pas déduire sa présence par un simple ajustement de la SED. Nous avons alors souhaité tester la possibilité de retrouver la composante très froide ($< 10\ \text{K}$) dans le cas du PSC de L183 à partir des observations *Herschel* mais également des observations submillimétriques encore plus sensibles à la poussière très froide (voir Figure 5.1). Le profil et la densité de colonne étant à la fois validés par l'extinction dans le NIR et la modélisation de la diffusion entre 3 et $8\ \mu\text{m}$ (Chapitre 4; Figure 4.6), nous disposons d'une référence solide pour examiner les résultats obtenus par ajustement de la SED. Nous avons choisi d'illustrer cette comparaison par minimisation du χ^2 .

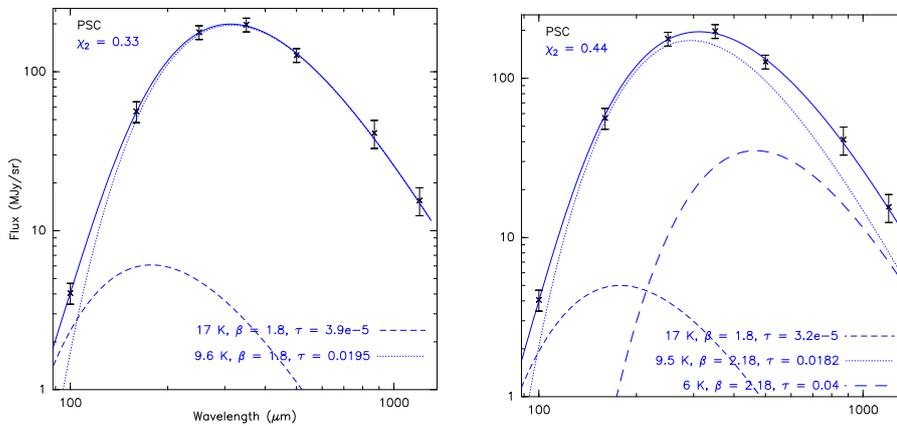


FIGURE 5.3 – Ajustement de la SED à la position du PSC de L183 avec deux composantes (à gauche) et trois composantes (à droite).

Nous avons alors testé l'ajustement de la SED à l'aide de deux composantes, une dont la température a été fixée à $17\ \text{K}$ avec $\beta = 1.8$ pour reproduire l'émission observée à $100\ \mu\text{m}$ et une dont la température et β sont restés libres. La valeur choisie pour κ_{ν_0} est de $0.111\ \text{cm}^2\ \text{g}^{-1}$ à $300\ \mu\text{m}$, cette valeur correspond au modèle de poussière d'Ossenkopf et Henning (1994) souvent utilisé comme référence dans la littérature. La minimisation du χ^2 conduit à une composante à $9.6\ \text{K}$ avec une opacité à $300\ \mu\text{m}$ de 0.0195 (Figure 5.3 à gauche). Si l'on impose la présence d'une troisième composante à $6\ \text{K}$, telle que déduite de la modélisation des raies de N_2H^+ et N_2D^+ (Paganì et al. 2007, Lique et al. 2015), la quantité totale de poussière varie d'un facteur 3 (Figure 5.3 à droite). On remarque également que le χ^2 est à tout prendre plus favorable dans le cas du fit à deux composantes que dans celui à trois composantes bien que la situation réelle soit plus proche d'une transition moins abrupte en température. Cela révèle clairement l'impossibilité de contraindre la température du cœur ou sa masse à partir de l'émission seule et sans *a priori*. Le détail du traitement et des considérations sont consignés dans l'Article III.

Article III

Est-il possible de tracer les poussières très froides à partir de leur seule émission ?

Article accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* le 23 décembre 2014 (Pagani et al. 2015)

LETTER TO THE EDITOR

Can we trace very cold dust from its emission alone?^{★,★★}

L. Paganì^{1,2}, C. Lefèvre^{1,2}, M. Juvela³, V.-M. Pelkonen^{3,4}, and F. Schuller⁵

¹ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, UMR 8112, 75014 Paris, France
e-mail: laurent.paganì@obspm.fr

² Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 6, UMR 8112, LERMA, 75005 Paris, France

³ Department of Physics, PO Box 64, 00014 University of Helsinki, Finland
e-mail: mika.juvela@helsinki.fi

⁴ Finnish Centre for Astronomy with ESO (FINCA), University of Turku, Väisäläntie 20, 21500 Piikkiö, Finland

⁵ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001 Santiago de Chile, Chile

Received 2 October 2014 / Accepted 23 December 2014

ABSTRACT

Context. Dust is a good tracer of cold dark clouds but its column density is difficult to quantify.

Aims. We want to check whether the far-infrared and submillimeter high-resolution data from *Herschel* PACS and SPIRE and cameras combined with ground-based telescope bolometers allow us to retrieve the whole dust content of cold dark clouds.

Methods. We compare far-infrared and submillimeter emission across L183 to the 8 μm absorption map from *Spitzer* data and fit modified blackbody functions towards three different positions.

Results. We find that none of the *Herschel*/SPIRE channels follow the cold dust profile seen in absorption. Even the ground-based submillimeter telescope observations, although more closely following the absorption profile, cannot help to characterize the cold dust without external information such as the dust column density itself. The difference in dust opacity can reach up to a factor of ~ 3 in prestellar cores of high extinction.

Conclusions. In dark clouds, the amount of very cold dust cannot be measured from its emission alone. In particular, studies of dark clouds based only on *Herschel* data can miss a large fraction of the dust content. This has an impact on core and filament density profiles, mass and stability estimates.

Key words. ISM: clouds – infrared: ISM – submillimeter: ISM – dust, extinction – ISM: individual objects: L183

1. Introduction

Dark clouds are the places where stars form. We try to follow the different steps that lead from a low-density cloud to main-sequence star. Some steps have been clearly identified like the Class 0 to Class III protostar evolution (Lada 1987; Andre et al. 1993) but, the early phases, such as the formation of a prestellar core (PSC), the collapse of this core, are still not well understood. Studies of clouds and of PSCs first attempt to determine their mass. This is not a simple task. The first difficulty is to know the distance of the object, and the second is to trace the column density of the material itself. The main components, H₂ and He are not directly visible, with the exception of a little H₂ seen in absorption in the UV at the cloud edges, and surrogate tracers are needed. Molecules are not good tracers in general because CO, which is the standard tracer, is depleted in the PSCs (Lemme et al. 1995; Willacy et al. 1998; Tafalla et al. 2002; Paganì et al. 2005; Brady Ford & Shirley 2011). Tracers of the PSCs like NH₃ or N₂H⁺ do not extend beyond the PSCs themselves, and contrary to CO, their peak abundance is variable. Detailed radiative transfer models are therefore needed to retrieve the H₂ + He densities via the modelling of their collisions with the tracers (followed by integration along the line of sight to obtain the total column density). On the other hand, dust is traceable from the edge of the clouds to the centre. Its relative abundance to H₂ is not accurately known but is thought to be in the range $\sim 1/130$ – $1/100$ in the Milky Way (Flower et al. 2005; Compiègne et al. 2011). It

can be traced either by its extinction of background stars (Wolf 1923; Bok 1956; Bok & Cordwell 1973) with a higher efficiency in the near-infrared (NIR, Lada et al. 1994; Lombardi & Alves 2001; Lombardi 2009) or of background diffuse light in the mid-infrared (MIR, Bacmann et al. 2000), by its scattering of the interstellar radiation field (ISRF) in the NIR and MIR (Lehtinen & Mattila 1996; Juvela et al. 2006; Lefèvre et al. 2014), or by its emission in the far-infrared (FIR, Ward-Thompson et al. 1994). However, all these methods have difficulties. The use of background stars do not allow to reach a high spatial resolution outside the galactic plane and become absent typically when $A_V \geq 40$ mag. Scattering is a promising but difficult method, highly dependent on the type of grains (size distribution, extinction, albedo, phase function), on the background intensity, and on the ISRF anisotropy and strength (see Lefèvre et al. 2014, for an exhaustive study). Emission depends on the knowledge of the grain properties, spectral index and temperature (e.g. Juvela & Ysard 2012, for a discussion of the degeneracy of the problem). The advantage of dust emission measurements in the FIR and submillimetre domains is that it remains optically thin up to $N(\text{H}_2) \sim 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ at 300 μm and even higher at longer wavelengths. Dust observed in emission is therefore able to trace the whole cloud content from the edge to the centre. However, it remains difficult to convert this emission into the actual column density of dust.

Before the launch of *Herschel* (Pilbratt et al. 2010), FIR measurements of dust emission in the range 200–500 μm were scarce (e.g. Stepnik et al. 2003) and many studies limited themselves to fit the dust in emission by building single spectral energy distribution (SED) fits based on a mix of measurements shorter

* See Appendix B for institutional acknowledgements.

** Appendices are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

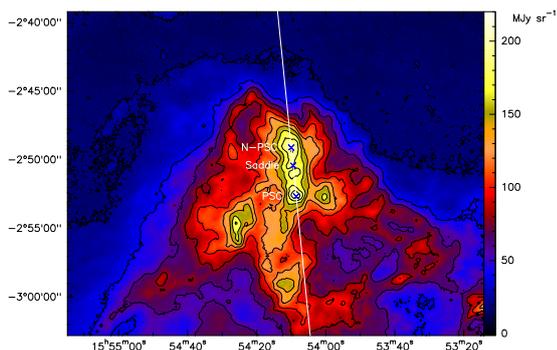


Fig. 1. L183 *Herschel*/SPIRE map at 250 μm . Contour levels every 20 MJy sr^{-1} . The cut through the region is traced as a $\sim 6^\circ$ tilted line with respect to the vertical (equatorial north) direction.

than 200 μm and longer than 850 μm . However, [Pagani et al. \(2004\)](#) showed that in a dark cloud without embedded sources, the 200 μm emission traces only the envelope of the cloud ($A_V \leq 7.5$ mag from the surface) and totally misses the bulk of the dust too cold to emit significantly at that wavelength. Hence, it could be deduced from that result that single SED fits were not realistic because short wavelengths are mostly tracing emission from the envelope and long wavelengths emission from the core. There was no connection between the two sides of the (modified) blackbody curve and therefore no physical meaning to that fit. The question arises again today now that all wavelengths between 100 and 1200 μm have been sampled in a number of clouds with several telescopes, including *Spitzer* ([Werner et al. 2004](#)), AKARI ([Murakami et al. 2007](#)), ground-based bolometers, and above all, *Herschel* ([Pilbratt et al. 2010](#)) and *Planck* ([Tauber et al. 2010](#)), to find out if we can accurately retrieve the dust content from fitting SEDs alone. Indeed, dust at 10 K is brightest at 300 μm , while dust as cold as 6 K is brightest at 500 μm . Both wavelengths are inside the range observed by SPIRE, the FIR camera of *Herschel* ([Griffin et al. 2010](#)) and not far from the two highest frequency channels of *Planck*/HFI ([Lamarre et al. 2010](#)). Using *Herschel* data, [Nielbock et al. \(2012\)](#) achieved a successful temperature analysis of B68 but they combined data from NIR to submm. [Roy et al. \(2014\)](#) attempted to fit two cores (B68 and L1689B) using *Herschel* data alone. They both find temperatures lower than provided by single blackbody fittings of the SEDs. Some aspects of dust emission fitting of mock clouds have also been numerically explored by [Malinen et al. \(2011\)](#).

2. Observations

This work is based on maps of L183 taken at 8, 100, 160, 250, 350, 500, 870, and 1200 μm . The 8 μm data were taken with *Spitzer*/IRAC ([Fazio et al. 2004](#), published in [Steinacker et al. 2010](#)). *Herschel*/PACS took the 100 and 160 μm maps, and *Herschel*/SPIRE the 250, 350, and 500 μm maps ([Pilbratt et al. 2010](#); [Poglitsch et al. 2010](#); [Griffin et al. 2010](#)). These maps are partly published in [Juvela et al. \(2012, for the 250 \$\mu\text{m}\$ data\)](#) and will be published in [Montillaud et al. \(2015\)](#), [Juvela et al. \(2015\)](#), and [Lefèvre et al. \(in prep.\)](#). Lefèvre et al. will also publish two new APEX/LABOCA and IRAM-30 m/MAMBO maps at 870 and 1200 μm , respectively. In this Letter, we only present a cut inclined eastward by $\sim 6^\circ$ with respect to the vertical ([Fig. 1](#)). It is adjusted to go through the main PSC and the northern PSC (N-PSC, [Figs. 1 and 2](#)). The minimum in extinction between the two cores is named the saddle. Details about data reduction will be exposed in [Lefèvre et al. \(in prep.\)](#). Shortly,

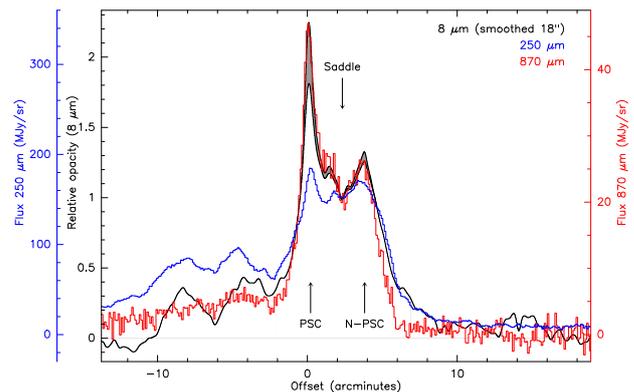


Fig. 2. L183 cut. The 8 μm data have been smoothed to 18'' resolution to match both the *Herschel*/SPIRE 250 μm and APEX/LABOCA 870 μm common resolution. The 8 μm absorption cut is converted to relative extinction (see text). The grey filling represents the possible range of 8 μm ratio between main and northern peaks. All curves are aligned at the saddle point (at +2'33'' offset).

Herschel data acquired as part of the Galactic cold cores key project ([Juvela et al. 2010](#)) were re-reduced with the *Herschel* interactive processing environment (HIPE) v.12.1, using the official pipeline ([Ott 2010](#)), including Scanamorphos v.23 for PACS data ([Roussel 2013](#)). They were subsequently colour-corrected, zeroed, and rescaled using IRIS ([Miville-Deschênes & Lagache 2005](#)) and *Planck* data ([Juvela et al. 2015](#)). The calibration error is a small fraction of the background subtraction uncertainty which we estimate at 10% for SPIRE and 15% for PACS. We reduced LABOCA data using BoA¹, and MAMBO data using MOPSI². Both LABOCA and MAMBO data lack the large scale, low surface brightness part of the cloud because of the observing method of MAMBO (in-source OFF subtraction) and the data reduction method for LABOCA, which requires strong filtering to remove sky fluctuations. To recover most of the lost signal, we combined these data with *Planck* data that are colour-corrected and interpolated to match the LABOCA and MAMBO filter band-passes. For MAMBO, the correction is no more than 10%, while for LABOCA the correction amounts to 30%. The final uncertainty is estimated to be $\sim 20\%$ for both.

3. Analysis

Figure 2 shows the extinction profile along the cut (as defined in [Fig. 1](#)), derived from the 8 μm data degraded to the resolution of, and compared with, the 250 μm and the 870 μm cuts. The 8 μm opacity values are only a qualitative representation of the expected extinction. It is based on a previous estimate by [Pagani et al. \(2004\)](#), on the necessity to reach zero extinction at the edges of the cloud, and on the estimated ratio in column density between the PSC and the N-PSC, which is 1.5–2 at the MAMBO 12'' resolution (after smoothing to 18'', the ratio is in the range 1.4–1.7). The extinction is represented as a range between these two ratio values. These values are only indicative since the 8 μm absorption map is in fact strongly contaminated by scattered light and cannot be safely converted to an opacity map without a 3D model taking the scattering due to micron-sized grains into account ([Steinacker et al. 2010](#); [Pagani et al. 2010](#); [Lefèvre et al. 2014](#)). A better estimate of the extinction based on NIR and MIR absorption and scattering, including the 8 μm map, will be presented in [Lefèvre et al. \(in prep.\)](#).

¹ <http://www.eso.org/sci/activities/apexsv/labocasv.html>

² <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/CookbookMopsis>

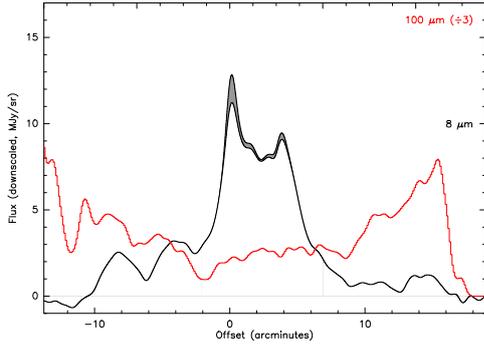


Fig. 3. L183 cut for dust emission. This cut includes data from *Herschel* PACS and SPIRE, APEX/LABOCA, and IRAM-30 m/MAMBO data, all convolved to $37''$ resolution, shown one by one. The fluxes are scaled down by the amount indicated to the right of the wavelengths to align all the fluxes on the saddle point (except at $100\ \mu\text{m}$). The $8\ \mu\text{m}$ opacity range is displayed (black lines filled in grey), the $250\ \mu\text{m}$ is traced in blue for easier comparison with Fig. 2. [CLICK HERE TO CHANGE WAVELENGTH.](#) The FIR wavelengths (except the $100\ \mu\text{m}$ one) are shown together in Fig. A.1.

While the strong features from the $8\ \mu\text{m}$ data and the $870\ \mu\text{m}$ data are clearly correlated, the weak peaks southward (negative offsets in Fig. 2) seen at $8\ \mu\text{m}$ are missing at $870\ \mu\text{m}$. This is due to the loss of extended features with LABOCA. These features are too small to be resolved by *Planck* and are detected only as a smooth increase in emission in this *Planck* and LABOCA combined data cut. The $250\ \mu\text{m}$ emission detects the two southern peaks (with a small shift for the most opaque one, most probably due to an anisotropic heating). However, it does not correctly trace the main PSC since the main peak and the northern peak have almost the same intensity instead of the ratio 1.4–1.7 we expect from submm observations. Both peaks are also too weak compared to the saddle intensity. This is reminiscent of the similar result reported by Pagani et al. (2004) in which they showed that the ISOPHOT $200\ \mu\text{m}$ map does not follow the dust column density in the inner part of the cloud. The low resolution ($90''$) of the ISOPHOT map could have been a partial explanation, but it can now be seen that resolution is not an issue and the dust is simply too cold to contribute significantly to the $250\ \mu\text{m}$ emission in the central parts of the cloud. Indeed, the peak intensity ratio between the southern peak at offset $-4'40''$ and the two main peaks is about 2 at $250\ \mu\text{m}$, while it is larger than 3 for the northern peak and in the range 4–5 for the main PSC in terms of relative opacity at $8\ \mu\text{m}$. Figure 3 shows the dust emission along the cut at wavelengths from 100 to $1200\ \mu\text{m}$. The resolution of all the data has been aligned on that of the SPIRE $500\ \mu\text{m}$ channel ($37''$). The longer the wavelength, the better the tracing of the two dust peaks. Figure 4 displays the SEDs for the three points of interest along the cut: the main PSC, the saddle, and the northern PSC. For all three positions, we tried to fit the SED with either two or three modified blackbodies, one at 17 K, one at ~ 10 K, and an optional one at 6 K,

$$I_\nu = \sum_{i=1}^n B_\nu(T_{d,i}) \tau_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta_i} = \sum_{i=1}^n B_\nu(T_{d,i}) \kappa_{\nu_0} \mu m_{\text{H}} N(\text{H}_{2,i}) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta_i}, \quad (1)$$

with $n = 2$ or 3 . The parameter B_ν is the Planck function at dust temperature T_d , $\nu_0 = 1\ \text{THz}$ ($\lambda = 300\ \mu\text{m}$), $\mu = 2.33$ the mean molecular weight, $m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-24}\ \text{g}$ the proton weight, $N(\text{H}_2)$ the gas column density, and κ_{ν_0} the dust opacity at $300\ \mu\text{m}$. The dust opacity $\kappa_{\nu_0} = 0.111\ \text{cm}^2\ \text{g}^{-1}$ corresponds to the thin ice case at density $1 \times 10^6\ \text{cm}^{-3}$ from Ossenkopf & Henning (1994) for a

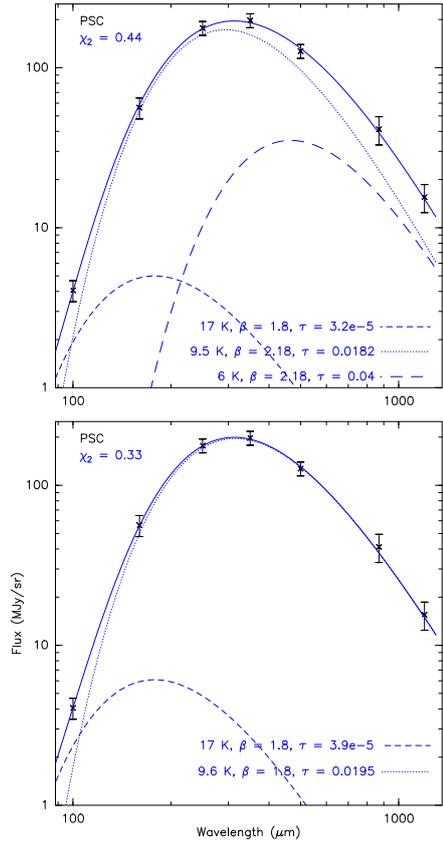


Fig. 4. SEDs of the three points of interest defined in Fig. 2 along the cut (in apparition order, the main PSC, the saddle and the northern PSC). *Top row*, the SEDs are fitted with three modified blackbodies, *bottom row*, with two modified blackbodies. Opacity is given at $300\ \mu\text{m}$. [CLICK TO DISPLAY THE THREE CASES IN TURN.](#) The three plots are shown separately in Fig. A.2.

gas-to-dust ratio of 133 (Compiègne et al. 2011), which is compatible with Ysard et al. (2013). The spectral index β describes the modification of the dust opacity κ_ν , with frequency. The main blackbody is optimized for all three parameters, $T_d, \beta, N(\text{H}_2)$. The cold blackbody, if included, is set at 6 K, and β and $N(\text{H}_2)$ can be adjusted. The third blackbody at 17 K, with $\beta = 1.8$, is set to fit the grains on the cloud surface, which contribute at $100\ \mu\text{m}$. Their only free parameter is $N(\text{H}_2)$. Their temperature and spectral index are typical of diffuse and cloud surface dust temperatures (Zucconi et al. 2001; Planck Collaboration XXIV 2011). Their contribution is always less than 0.3% of the total mass and is not discussed any further. We independently adjust β values in the range 1.5–4 with the constraint that $\beta_{T_d} \leq \beta_{6\ \text{K}}$. The fits are optimized so that $\chi^2 \leq 0.5$ in all cases (all parameter values are in Fig. 4). The striking result is that the fit is just as good with $n = 2$ (blackbodies at ~ 10 and 17 K) or $n = 3$ (6, ~ 10 , and 17 K). The χ^2 values remain basically identical. Towards the main PSC, the opacity at $300\ \mu\text{m}$ varies from 0.02 ± 0.07 ($n = 2$) to 0.058 ($n = 3$), almost a factor of three, in the case presented in Fig. 4, and could go up to 0.1 (a factor of five higher) in the extreme case where $\beta_{6\ \text{K}} \approx 3.9$. As expected the difference is less for the saddle and the northern PSC but the increase in opacity can still be $\geq 50\%$. There is no way to discriminate between the fits simply based on these data. Of course, three blackbody fitting instead of two is still far from the real case (a continuous variation of temperature from $\sim 17\ \text{K}$ at the surface of the clouds to $\sim 6\ \text{K}$ in the densest cores, Zucconi et al. 2001; Evans et al. 2001) but comes much closer to it already.

The fits we find with an imposed 6 K blackbody are not unique. Since a solution can be found without a 6 K component, the opacity of this component can be varied from 0 up to 0.1 depending on the other parameters, T_{dust} and β in particular, with similar χ^2 values. Constraints must come from other observations, which we discuss now.

For the main PSC, $N(\text{H}_2)$ is in the range $4.5 \pm 1.7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ for $n = 2$ to $1.3^{+1.0}_{-0.8} \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ for $n = 3$. The second result encompasses the column density determined via gas modelling. Pagani et al. (2007) indicate $N(\text{H}_2) \sim 1.0 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ from N_2H^+ data when averaged in a $37''$ beam (after correcting for the new $\text{N}_2\text{H}^+ - \text{H}_2$ collisional coefficients, Lique et al. 2015). However N_2H^+ only traces the dense region and not the envelope of the cloud. From C^{18}O measurements (Pagani et al. 2005), we infer a cloud envelope column density of $\sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The total is $\sim 1.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. The difference with the $n = 2$ fit (ratio of 2.5) is larger than the different uncertainties involved here. With the new $\text{N}_2\text{H}^+ - \text{H}_2$ collisional coefficients, we also found that the gas temperature in the core is 6 K (7 K in Pagani et al. 2007) where the density is $\geq 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, which is a density high enough to efficiently thermalise gas and dust ($n > 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ is required, Goldsmith 2001). Therefore, dust and gas temperatures and column densities can be made consistent only if we introduce a 6 K dust component in the fit. Based only on *Herschel* data, Roy et al. (2014) also find a temperature lower than that given by a single SED fit (9.8 K instead of 11.6 K in the case of L1689B at its centre), and their fit is more realistic than the one we present here by using a continuously varying temperature with radius. However, despite this more sophisticated analysis, Roy et al.'s method fails to reveal the very cold dust (6–8 K) in the heart of L1689B that we have identified from N_2H^+ measurements (Bacmann et al., in prep.). These measurements indicate a $37''$ beam-averaged column density of $7\text{--}11 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, again a factor 2 to 3 times higher than Roy et al.'s $3.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, which does not even take the contribution from the envelope devoid of N_2H^+ emission into account. Another attempt by Marsh et al. (2014) gives better results. They trace cold dust down to 6 K but they use a priori density and temperature profiles and therefore their results somewhat depend on their input parameters in contrast with Roy et al. approach.

It is clear from these two cases that very cold dust exists and is not identified as such solely by its emission. This is because of the well-known fact that warmer dust (even as low as 10 K) outshines the very cold dust because of the non-linearity of the blackbody function (at 6 K, the Rayleigh-Jeans approximation is not valid above 100 GHz). This is clearly visible in Fig. 4 where the 6 K blackbody contribution is smaller than the ~ 10 K contribution, even at $\lambda = 1.2 \text{ mm}$ and even when it represents 70% of the total mass (45% of the signal in that case). Though L183 and L1689B could be thought of as peculiar cases, we believe they are only clear illustrations of a general problem, since dust below 9 K is predicted to occur for radial extinctions as low as $A_V = 10 \text{ mag}$ (Zucconi et al. 2001), in standard ISRF conditions (no local heating source). It is clear that studies of filaments, and cold dark clouds in general, based solely on dust emission (and worse, single component SED fits), even including *Herschel* or *Planck* data, should meet the degeneracy problem we expose here and will miss a large fraction of the mass in these objects. Even more sophisticated modelling, as presented by Roy et al. (2014), misses a large fraction of the mass. In the present two cases, L183 and L1689B, 30 to 70% of the total mass is lacking. The dust column density must be retrieved by other means

(dust in extinction, molecular emission). Therefore, critical and threshold masses, core and filament stabilities, and density profiles in studies limited to dust emission should be considered with caution.

Acknowledgements. C.L. acknowledges financial support by the DIM ACAV and Région Île de France. M.J. and V.-M.P. acknowledge the support of Academy of Finland grant 250741. We thank the referee for her/his remarks which helped to clarify this Letter.

References

- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
 Bacmann, A., André, P., Puget, J.-L., et al. 2000, *A&A*, 361, 555
 Bok, B. J. 1956, *AJ*, 61, 309
 Bok, B. J., & Cordwell, C. S. 1973, in *Molecules in the Galactic Environment*, eds. M. A. Gordon, & L. E. Snyder, 54
 Brady Ford, A., & Shirley, Y. L. 2011, *ApJ*, 728, 144
 Compiègne, M., Flagey, N., Verstraete, L., et al. 2011, *A&A*, 525, A103
 Evans, II, N. J., Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 193
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
 Flower, D. R., Pineau Des Forêts, G., & Walmsley, C. M. 2005, *A&A*, 436, 933
 Goldsmith, P. F. 2001, *ApJ*, 557, 736
 Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
 Juvela, M., & Ysard, N. 2012, *A&A*, 541, A33
 Juvela, M., Pelkonen, V.-M., Padoan, P., & Mattila, K. 2006, *A&A*, 457, 877
 Juvela, M., Ristorcelli, I., Montier, L. A., et al. 2010, *A&A*, 518, L93
 Juvela, M., Ristorcelli, I., Pagani, L., et al. 2012, *A&A*, 541, A12
 Juvela, M., Demyk, K., Doy, Y., et al. 2015, *A&A*, submitted
 Lada, C. J. 1987, in *Star Forming Regions*, eds. M. Peimbert, & J. Jugaku, *IAU Symp.*, 115, 1
 Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., & Bally, J. 1994, *ApJ*, 429, 694
 Lamarre, J.-M., Puget, J.-L., Ade, P. A. R., et al. 2010, *A&A*, 520, A9
 Lefèvre, C., Pagani, L., Juvela, M., et al. 2014, *A&A*, 572, A20
 Lehtinen, K., & Mattila, K. 1996, *A&A*, 309, 570
 Lemme, C., Walmsley, C. M., Wilson, T. L., & Muders, D. 1995, *A&A*, 302, 509
 Lique, F., Daniel, F., Pagani, L., & Feautrier, N. 2015, *MNRAS*, 446, 1245
 Lombardi, M. 2009, *A&A*, 493, 735
 Lombardi, M., & Alves, J. 2001, *A&A*, 377, 1023
 Malinen, J., Juvela, M., Collins, D. C., Lunttila, T., & Padoan, P. 2011, *A&A*, 530, A101
 Marsh, K. A., Griffin, M. J., Palmeirim, P., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3683
 Miville-Deschênes, M.-A., & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
 Montillaud, J., Juvela, M., Rivera-Ingraham, A., et al. 2015, *A&A*, submitted
 Murakami, H., Baba, H., Barthel, P., et al. 2007, *PASJ*, 59, 369
 Nielbock, M., Launhardt, R., Steinacker, J., et al. 2012, *A&A*, 547, A11
 Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
 Ott, S. 2010, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, eds. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, *ASP Conf. Ser.*, 434, 139
 Pagani, L., Bacmann, A., Motte, F., et al. 2004, *A&A*, 417, 605
 Pagani, L., Pardo, J.-R., Apponi, A. J., Bacmann, A., & Cabrit, S. 2005, *A&A*, 429, 181
 Pagani, L., Bacmann, A., Cabrit, S., & Vastel, C. 2007, *A&A*, 467, 179
 Pagani, L., Steinacker, J., Bacmann, A., Stutz, A., & Henning, T. 2010, *Science*, 329, 1622
 Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Planck Collaboration XXIV. 2011, *A&A*, 536, A24
 Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, L2
 Roussel, H. 2013, *PASP*, 125, 1126
 Roy, A., André, P., Palmeirim, P., et al. 2014, *A&A*, 562, A138
 Steinacker, J., Pagani, L., Bacmann, A., & Guieu, S. 2010, *A&A*, 511, A9
 Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
 Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
 Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J.-L., et al. 2010, *A&A*, 520, A1
 Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
 Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
 Willacy, K., Langer, W. D., & Velusamy, T. 1998, *ApJ*, 507, L171
 Wolf, M. 1923, *Astron. Nachr.*, 219, 109
 Ysard, N., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 2013, *A&A*, 559, A133
 Zucconi, A., Walmsley, C. M., & Galli, D. 2001, *A&A*, 376, 650

Appendix A: Multi-layered picture

Figure A.1 shows the layers of Fig. 3 assembled together for direct comparison, for pdf viewers not understanding Javascript,

and for printers. Similarly, Fig. A.2 shows the layers of Fig. 4 (the three positions tested with two or three blackbody components) side by side.

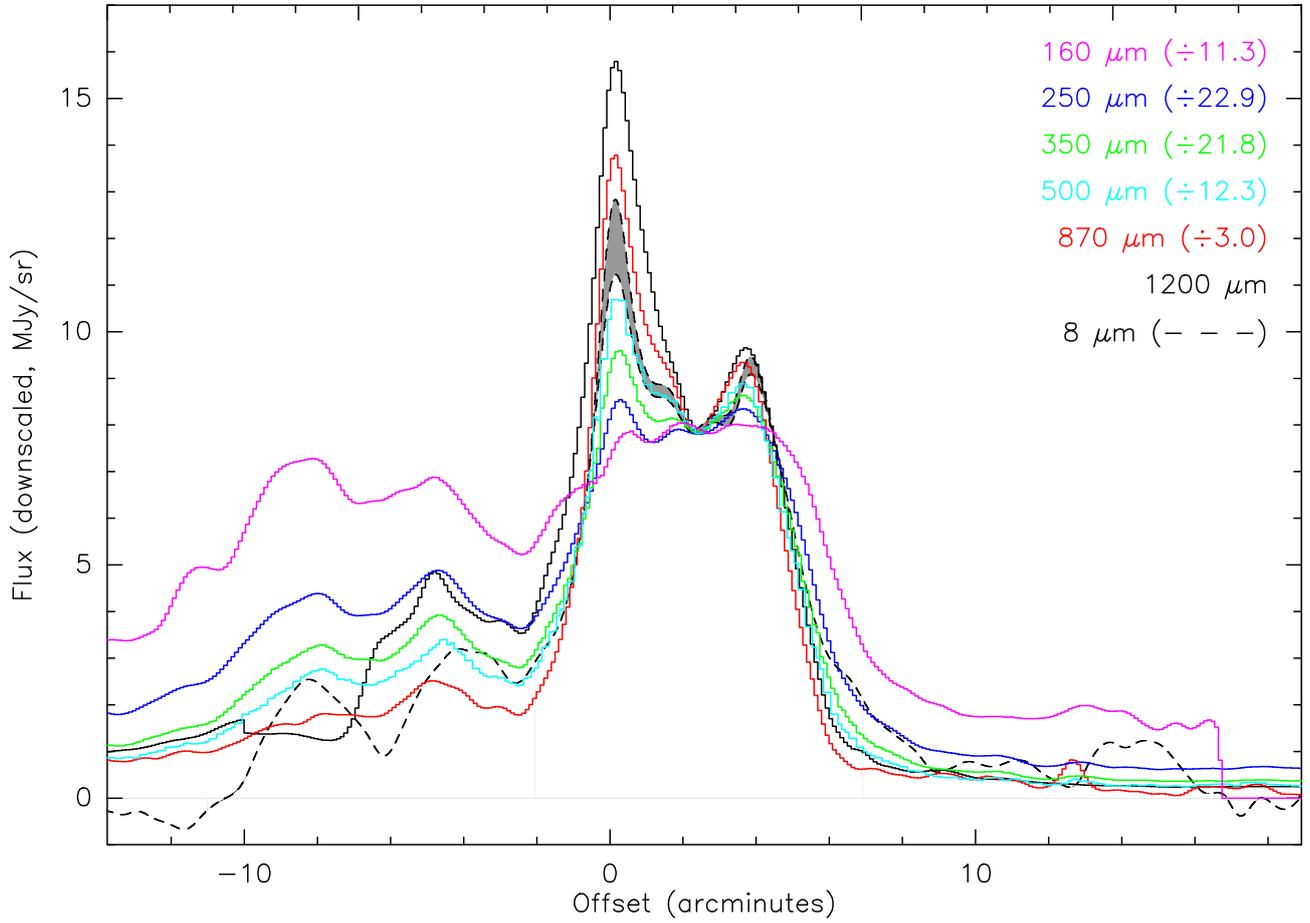


Fig. A.1. L183 cut for dust emission. It includes data from *Herschel* PACS and SPIRE, APEX/LABOCA, and IRAM-30 m/MAMBO data, all convolved to $37''$ resolution. The fluxes are scaled down by the amount indicated to the right of the wavelengths to align all the fluxes on the saddle point. The $8 \mu\text{m}$ opacity range is displayed (dashed lines filled in grey), the $100 \mu\text{m}$ cut is omitted since it only traces the cloud content at its surface. This is the developed version of Fig. 3. The colour is changed for each wavelength to help separate them.

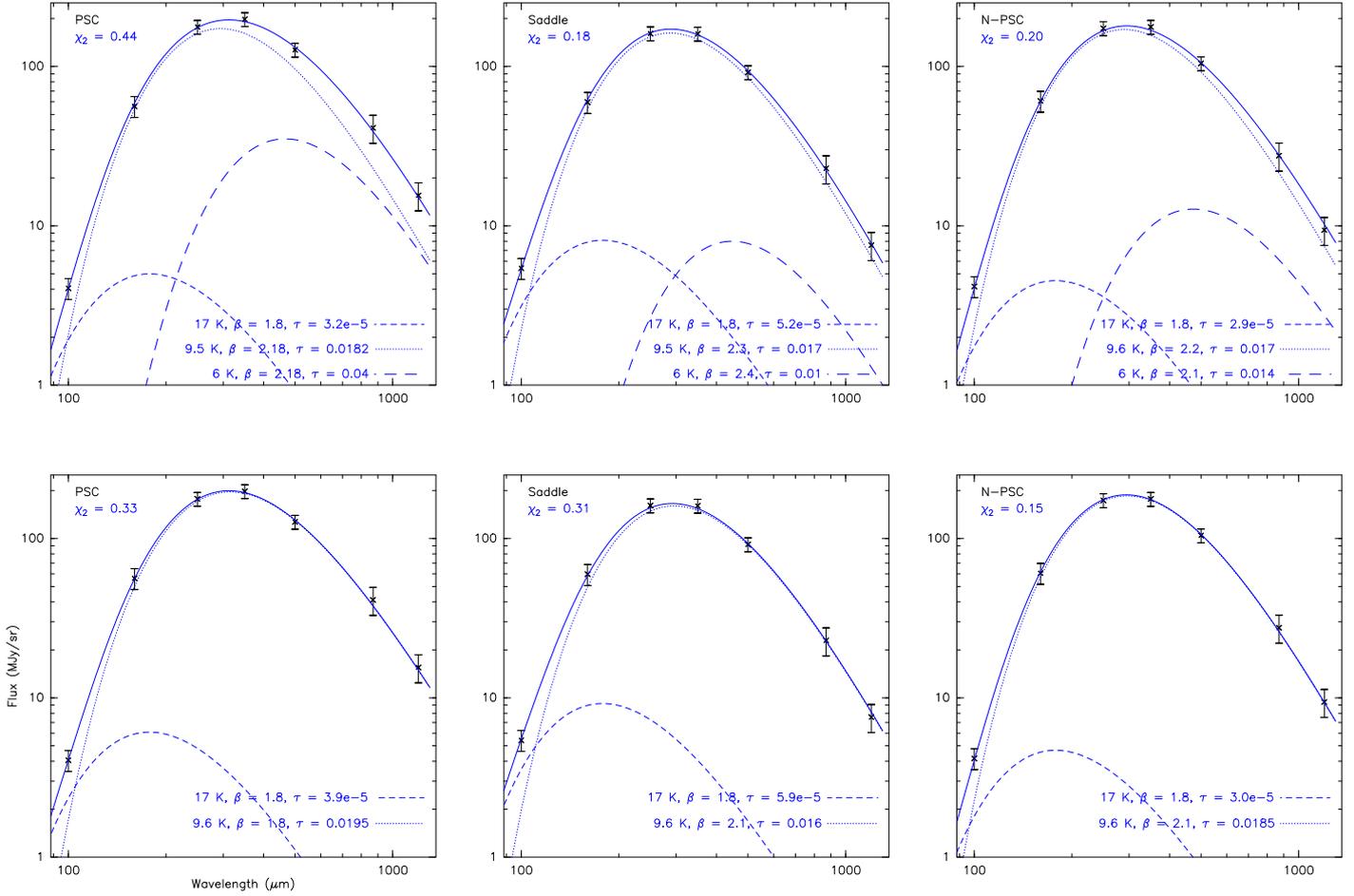


Fig. A.2. SEDs of the three points of interest defined in Fig. 2 along the cut (from left to right, the main PSC, the saddle and the northern PSC). *Top row*, the SEDs are fitted with three modified blackbodies, *bottom row*, they are fitted with two modified blackbodies. Opacity is given at $300 \mu\text{m}$. This is the developed version of Fig. 4.

Appendix B: Institutional acknowledgements

This work is based on observations carried out with the IRAM 30 m Telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain) and on data acquired with the Atacama Pathfinder Experiment (APEX). APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory. *Planck*³ is a project of the European Space Agency

– ESA – with instruments provided by two scientific consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries: France and Italy) with contributions from NASA (USA), and telescope reflectors provided in a collaboration between ESA and a scientific Consortium led and funded by Denmark. *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

³ <http://www.esa.int/Planck>

5.2 PREMIERS TESTS DE MODÉLISATION EN ÉMISSION

Le but de cette partie est de tester le modèle en émission tout en prenant en compte les *a priori* sur le modèle de nuage obtenus par N_2H^+ , N_2D^+ et l'extinction. On considérera que ce modèle de nuage a été validé par l'étude faite à l'aide de la diffusion⁹. Deux approches sont alors possibles : soit l'on décide de découpler les propriétés d'extinction et d'émission, soit on admet que le modèle de poussière capable de reproduire les observations MIR est également représentatif de l'émissivité attendue.

La première approche n'est pas auto-cohérente entre extinction et émission mais n'a rien d'incompatible avec les résultats du Chapitre 4. En effet, l'écart des coefficients d'extinction, κ_{ext} , entre différents modèles de poussière n'est pas constant avec la longueur d'onde. Cet effet peut être vu par exemple en comparant la différence plus importante dans l'infrarouge lointain que dans le MIR entre le modèle WD01 5.5B et les agrégats de taille équivalente à $4 \mu\text{m}$ (Figure 4.16). A partir du moment où l'on adopte comme solution un mélange de plusieurs types de poussières pour expliquer la transition entre grains compacts et agrégats, on accepte une certaine dégénérescence entre la quantité associée à chaque type de poussière et leur nature. Cela induit inévitablement une dégénérescence sur l'émissivité pour une même quantité de diffusion. La seconde approche est auto-cohérente et permet de calculer la température des poussières avec ou sans procéder au transfert du rayonnement incident en utilisant les mêmes modèles de nuage et de poussière qu'au Chapitre 4. C'est donc celle-ci que j'ai choisi d'adopter et par souci de simplicité je présente ici l'étude sans transfert de rayonnement incident.

5.2.1 Modélisation sans ISRF

L'approche sans transfert de rayonnement incident consiste à utiliser la loi de corps noir modifiée en fixant les paramètres d'émissivité à partir du modèle de poussière (κ_{ν_0} , β , Équation 5.4). L'approche adoptée consiste à faire varier les températures afin de reproduire le flux produit dans chaque partie du nuage et sommer cette contribution le long de la ligne de visée dans notre direction¹⁰.

En adoptant le modèle de poussière capable de reproduire la diffusion à 3.6 et $8 \mu\text{m}$, on contraint déjà 2 des 3 paramètres libres de l'équation 5.4. En effet, en connaissant le modèle de poussière on peut fixer une longueur d'onde de référence à laquelle on connaît exactement l'opacité et déduire l'indice d'émissivité spectral β en utilisant une deuxième longueur d'onde. La détermination de cet indice varie légèrement suivant la longueur d'onde de référence que l'on choisit et la longueur d'onde que l'on cherche à modéliser

9. Cela ne signifie pas que le modèle soit capable de reproduire toutes les structures en émission comme on le verra dans la partie 5.2.1.

10. L'essentiel des méthodes numériques concernant cette partie provient d'une adaptation des codes développés par Hadrien et Florian durant leur stage.

(Malinen et al. 2011). J'ai choisi de considérer comme référence l'émissivité κ_{ν_0} à $100 \mu\text{m}$ et β_M , l'indice spectral du modèle de poussière tel que :

$$\beta_M = \frac{\log(\kappa_\nu / \kappa_{\nu_0})}{\log(\lambda_0 / \lambda)}, \quad (5.5)$$

avec $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ ¹¹ pour obtenir une estimation de la pente la plus contraignante possible (voir les Figures de l'Annexe D).

La seule inconnue est donc la température des poussières. La température variant à 3 dimensions alors que le résultat que l'on cherche à reproduire est à 2 dimensions, on ne peut pas directement inverser la relation 5.4. Il faut donc adopter une loi de variation de la température. Nous avons choisi d'adopter une variation de la température fonction du logarithme de la densité. Le but ici est d'obtenir une première estimation de la gamme de températures qu'il faut parcourir dans le nuage pour reproduire les observations avec ce modèle de poussière et cette loi de variation de la température.

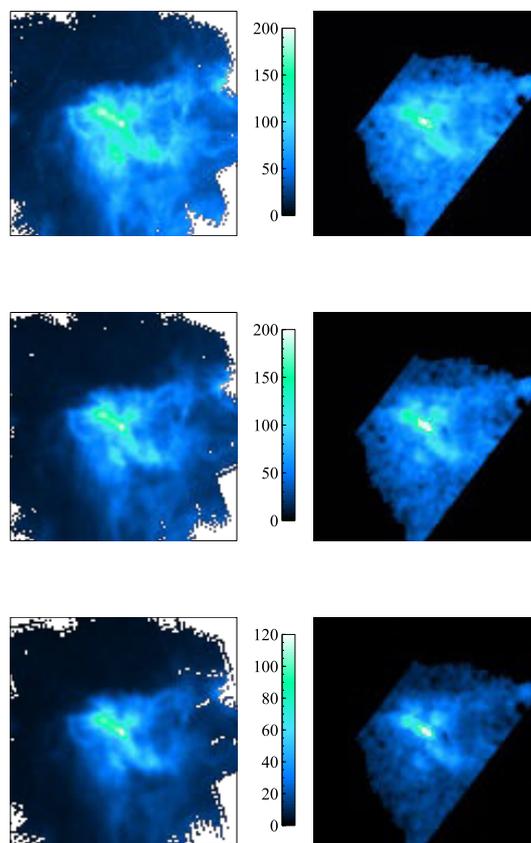


FIGURE 5.4 – *Comparaison entre les observations Herschel (à gauche) et la modélisation de l'émission par une somme de corps noirs modifiés (à droite). De haut en bas : SPIRE 250, 350 et 500 μm . L'échelle de couleur est graduée en MJy sr^{-1} .*

11. Nous ne prenons pas en compte une éventuelle variation de β dans l'infrarouge lointain en se basant sur le comportement des poussières de l'Annexe D.

Nous obtenons un bon accord avec les données SPIRE (Figure 5.4) en adoptant des températures entre 5 et 13 K et une loi de variation de type :

$$T_{d,i} = \frac{T_{\text{ext}} - T_{\text{max}}}{\log(n_{\text{max}}/n_{\text{min}})} \times \log(n_{\text{max}}/n_i) + T_{\text{max}}, \quad (5.6)$$

où n_{max} est la valeur de la densité au centre du nuage soit $1.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et n_{min} au bord du nuage $\sim 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. La partie externe correspondant au milieu diffus a volontairement été fixée à 17 K. Bien qu'une température minimale de 5 K soit plus basse que les 6 K indiqués par Lique et al. (2015), elle est possiblement compatible au vu de la barre d'erreur de ± 1 K annoncée dans l'étude originale (basée sur les coefficients de collision avec He et pas H_2) et sur le manque de sensibilité sur ce qui se passe dans le point central en termes d'abondance de N_2H^+ (Pagani et al. 2007). De plus, seul le pixel central, d'une taille physique correspondant à environ 2000 au, présente une température en dessous de 6 K (Figure 5.5). Les pixels voisins du cœur possèdent une température entre 6.4 et 7 K, que l'on retrouve dans les modèles de transfert radiatif des molécules. De si basses températures sont nécessaires pour limiter l'émission du cœur à $500 \mu\text{m}$. En effet, cette partie est celle qui contient le plus de poussière évoluée et donc fortement émissive mais aussi le plus de densité. Cependant, des températures trop basses¹² conduiraient inévitablement à un déficit d'émission à $250 \mu\text{m}$. En cela, nous rejoignons l'étude de Malinen et al. (2011) sur l'utilisation de ces deux longueurs d'onde comme contrainte. Les propriétés des poussières ayant été variées en fonction de la densité, cela explique l'aspect des plans passant par le PSC. Le filament notamment pourrait être trop chaud par rapport aux températures estimées à partir des observations moléculaires. Un ajustement dans les zones ne concernant pas le cœur pourra constituer une prochaine étape de la modélisation.

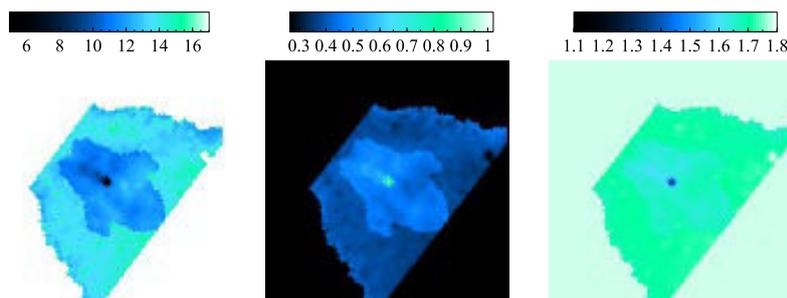


FIGURE 5.5 – *Propriétés des poussières du Chapitre 4 dans le plan passant par le PSC. A gauche : température, au milieu : émissivité à $100 \mu\text{m}$ et à droite : indice d'émissivité spectral entre 100 et $1000 \mu\text{m}$.*

Les températures moyennées sur la ligne de visée sont présentées dans la Figure 5.6 et s'échelonnent entre 13 et 17 K. La partie la plus froide du nuage présente des valeurs moyennées en-dessous de 13.5 K, tout à fait compatibles avec la valeur donnée par le catalogue *Planck* pour L183¹³. L'indice spectral résultat de la combinaison entre composante chaude et

12. De plus, il semble difficile physiquement de descendre en-dessous de 5 K.

13. Le cœur de L183 est associé à l'objet *Planck* G006.04+36.74 auquel est attribué une température de 12.925 K avec un indice spectral β de 1.641.

composante froide est lui aussi sensiblement compatible avec une valeur moyennée au centre de 1.68 et peu de variation le long du nuage.

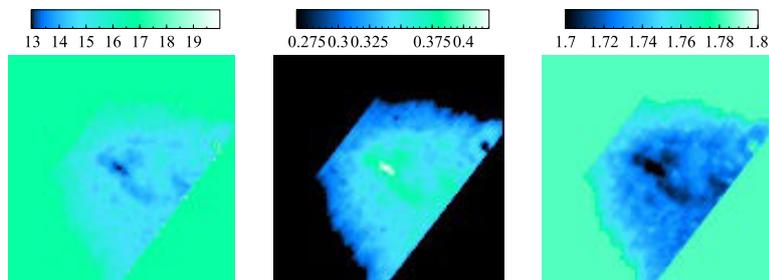


FIGURE 5.6 – *Propriétés moyennées sur la ligne de visée des poussières du Chapitre 4. A gauche : température, au milieu : émissivité à $100\mu\text{m}$ et à droite : indice d'émissivité spectral entre 100 et $1000\mu\text{m}$.*

Ces valeurs moyennées sont utiles pour les comparer aux valeurs déduites des observations *Planck* par exemple mais ne sont pas représentatives des vraies variations au travers du nuage. Ainsi, dans notre tentative pour reproduire l'émission aux longueurs d'onde SPIRE, j'ai utilisé un modèle de poussière présentant des valeurs au cœur de 5 K, $1.02\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$ à $100\mu\text{m}$ et $\beta=1.28$. Au voisinage immédiat du cœur, ces valeurs évoluent relativement vite (respectivement 6.4 K, $0.83\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$ et 1.4) puisqu'elles sont dépendantes de la densité telles que je les ai fixées. On obtient une plage de variations bien plus importante en 3 dimensions qu'en 2 dimensions. La modélisation est par ailleurs compatible avec une corrélation entre la température et β (Figure 5.7). La valeur centrale pour β de 1.28 se rapproche également des valeurs attendues dans les disques proto-stellaires (Testi et al. 2014, et les références contenues dans cet article).

5.2.2 Limitations et perspectives

Bien que les premiers tests du modèle en émission aux longueurs d'onde *Herschel* soient satisfaisants, notre modélisation présente certaines différences avec les observations qui me conduiront à améliorer le modèle.

En premier lieu, l'émission du cœur nord et le lien entre les deux cœurs et le long du filament est mal représentée et donc mal reproduite par nos modélisations. Bien qu'il soit moins émissif que le PSC, le cœur nord de L183 produit lui aussi un surplus dans les cartes en émission. Il est tout à fait normal que l'on ne retrouve pas ce surplus en émission dans la mesure où je n'avais pas inclus dans l'étude de la diffusion à $8\mu\text{m}$ de surdensité compacte pour le cœur nord comme je l'ai fait pour le PSC (voir Chapitre 4). La modélisation des raies de N_2H^+ et N_2D^+ que nous avons calculée pour le cœur nord (Figure 4.6) indique que nous nous situons dans la bonne gamme de densité mais la structure du modèle du nuage n'est probablement pas assez compacte pour être représentative d'un véritable cœur. Cependant, nous savons que ce cœur ne peut pas être trop compact car il n'est pas vu en auto-absorption à $3.6\mu\text{m}$, contrairement au PSC. Cela nous donne des éléments pour mieux contraindre la structure du cœur nord dans la

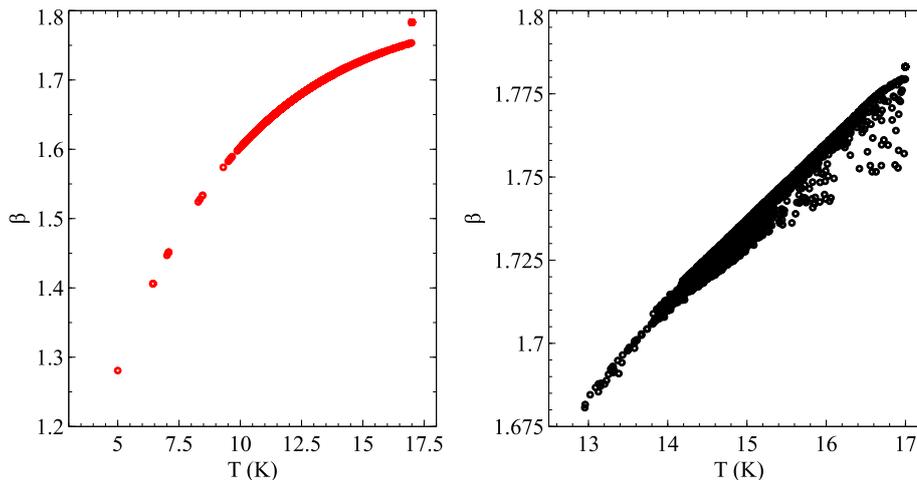


FIGURE 5.7 – Corrélation entre T et β obtenue par la modélisation. À gauche : pour le plan médian passant par le cœur, à droite : pour les paramètres moyennés présentés Figure 5.6.

suite de mes travaux.

Un autre problème révélé par cette étude préliminaire réside dans le fait que l'émission s'étend trop vers le nord du PSC (voir Figure 5.4 à $350 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$) et il serait utile d'explorer les modèles de poussières¹⁴ ou d'explorer de combien la densité doit être ajustée afin de compenser ce surplus d'émission. L'exploration ne pourrait se faire qu'en accord avec les observations en extinction, incluant le *coreshine* et l'extinction à $8 \mu\text{m}$. Cela suppose de confronter toutes les longueurs d'onde dont nous avons tenu compte jusqu'ici c'est-à-dire : 3.6 , 4.5 , 8 , 250 , 350 , $500 \mu\text{m}$. Il serait bien plus cohérent d'utiliser une modélisation complète (extinction+émission) du transfert de rayonnement aux différentes longueurs d'onde plutôt que de découpler les deux parties comme je l'ai fait pour tester rapidement le modèle en émission. Cela présente quelques difficultés car le transfert de rayonnement implique une modélisation continue en longueur d'onde du rayonnement incident (voir équation 3.1). La difficulté majeure réside dans l'implémentation de ce champ de rayonnement. En effet la modélisation de la diffusion impose à la fois une modélisation à 3 dimensions et une prise en compte de l'anisotropie et les cartes DIRBE ne sont utilisables qu'à des longueurs d'ondes discrètes. Il faut donc créer artificiellement un champ de rayonnement en 3D qui reproduise à la fois l'anisotropie et l'intensité attendue aux courtes longueurs d'onde et utiliser ce même champ en émission.

Enfin, les hypothèses que j'ai faites sur la géométrie du nuage (notamment la symétrie de révolution) ne sont probablement pas exactement représentatives de la réalité. Par exemple, le "bras dense" à l'est du cœur représente sûrement une structure plus compacte révélée lorsque l'on s'intéresse aux données à $100 \mu\text{m}$. Il est également important de ne pas oublier que ce modèle est compatible avec N_2H^+ et N_2D^+ mais doit être également capable d'expliquer l'émission des autres molécules.

14. On constate notamment un étalement assez similaire dans la carte des κ_ν , Figure 5.7.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'utilisation de la diffusion comme outil de modélisation ne concernait jusqu'à présent que l'infrarouge proche de façon presque exclusive (Foster et Goodman 2006, Juvela et al. 2006, Malinen et al. 2011). Avec la découverte du *coreshine*, associé à la présence de poussières de taille micrométrique (Steinacker et al. 2010), il était important d'explorer la portée de la diffusion dans l'infrarouge moyen pour déduire les propriétés des poussières dans les zones les plus denses. L'objectif de cette thèse était d'utiliser le *coreshine* à la fois comme phénomène et comme outil pour construire un modèle 3D d'un nuage interstellaire, tant du point de vue de sa densité que de son contenu en poussière, capable de reproduire les observations.

J'ai tout d'abord analysé l'apparition du phénomène par une étude statistique regroupant l'analyse de 215 nuages moléculaires denses. C'est ce premier travail qui m'a permis de mieux comprendre certains effets concernant le phénomène de *coreshine* avant même de contraindre les propriétés des poussières. J'ai développé une méthode pour obtenir l'intensité du *coreshine* à partir des observations. Cette étude a confirmé que plus de la moitié des nuages moléculaires denses présentent du *coreshine* et que son intensité n'est pas seulement liée à la présence de poussières de taille micrométrique. En effet, le champ de rayonnement incident joue un rôle important sur la diffusion au travers de son anisotropie. J'ai, à cette occasion, confirmé la nécessité d'une modélisation en 3 dimensions pour étudier la diffusion. La présence de sources locales joue également un rôle à la fois sur l'anisotropie mais aussi sur la capacité à observer le *coreshine* au travers de l'intensité mesurée. J'ai pu montrer que la couleur de la source enfouie a un impact direct sur les intensités absolues et relative entre les 2 bandes de *coreshine*. Enfin, l'intensité du fond de ciel est un paramètre déterminant dans notre capacité à observer ce phénomène.

Dans le cadre de la modélisation, j'ai développé une méthode pour calculer ce fond de ciel à partir des observations DIRBE. En constituant un modèle de nuage simple mais représentatif des observations dans les régions de notre échantillon présentant le plus de *coreshine*, j'ai pu commencer une étude plus quantitative du phénomène. J'ai d'abord mis en évidence que le rapport entre la bande IRAC 2 ($4.5 \mu\text{m}$) et la bande IRAC 1 ($3.6 \mu\text{m}$) permet d'éliminer certains modèles de poussière et reste relativement peu sensible au modèle de nuage. L'utilisation de ce rapport a également permis d'établir le fait que les petits grains ($<50 \text{ nm}$) n'influencent pas le *coreshine* et confirmé qu'il se concentre effectivement sur les plus gros grains enfouis dans les parties denses. J'ai montré qu'il n'était pas nécessaire d'augmenter artificiellement le champ de rayonnement standard en présence de poussières suffisamment efficaces à diffuser. J'ai alors présenté les agrégats comme bons candidats pour expliquer le *coreshine*, ce qui n'avait jamais été testé auparavant. L'influence des manteaux de glaces a également été mise

en évidence par l'utilisation d'un modèle de poussière les incluant et nous avons conclu que la présence de glace devait décroître le rapport 4.5/3.6, tout en augmentant la diffusion dans l'infrarouge proche. Ces premiers tests ont alors été en faveur d'agrégats glacés mélangés avec des poussières moins évoluées à l'extérieur du nuage.

Forte de ces premières conclusions, j'ai ensuite voulu reproduire non plus des observations synthétiques représentatives d'un ensemble de cas de *coreshine* mais un nuage bien particulier. Le choix s'est porté sur L183 dont la position privilégiée dans le ciel ainsi que sa structure offraient à la fois de nombreux avantages mais également une véritable opportunité de pousser nos méthodes de modélisation. J'ai cherché à bien caractériser la densité de colonne grâce à nos observations en infrarouge proche avant de l'extrapoler à 3 dimensions. J'ai alors obtenu des cartes de densité de colonne par l'extinction stellaire tout à fait compatibles avec les observations moléculaires. La carte à $8\ \mu\text{m}$ en revanche était incompatible avec cette densité de colonne à moins de prendre en compte la contribution de la diffusion, ce qui s'opposait à l'approche utilisée dans les travaux antérieurs ayant exploité l'extinction à $8\ \mu\text{m}$. Afin de quantifier cette contribution et de comprendre son origine, j'ai construit un modèle de nuage compatible avec les densités de colonne provenant des observations moléculaires et de l'extinction stellaire. J'ai alors ajusté les modèles de poussière afin d'être capable d'expliquer la diffusion entre 3 et $8\ \mu\text{m}$. J'ai ainsi pu illustrer par l'approche théorique comme par la modélisation l'influence des agrégats sur la diffusion et que seuls des grains coagulés sous forme d'agrégats permettaient d'expliquer la diffusion entre 3 et $8\ \mu\text{m}$. Ce travail a confirmé que les modèles de poussières utilisés dans les parties externes du nuage étaient également compatibles avec les lois d'extinction utilisées pour les nuages denses. J'ai également mis en évidence par la modélisation que la coagulation jouait un rôle dans l'écart à la corrélation entre E(J-K) et $\tau_{9.7}$ dans les zones denses. La coagulation avait déjà été évoquée comme explication de cet écart par Chiar et al. (2007), ce qui suggère que $\tau_{9.7}$ n'est pas un bon traceur de la densité de colonne totale de poussière et ouvre des pistes de réflexions pour la suite du travail incluant le proche infrarouge.

L'impact de l'utilisation d'agrégats dans la modélisation des nuages denses s'étend bien au delà de la diffusion. En effet, en plus d'être très efficaces à diffuser ils sont également très émissifs comme le suggère l'analyse des propriétés optiques. Il était donc important de vérifier qu'un tel modèle de nuage restait compatible avec les longueurs d'onde en émission. J'ai alors confirmé que cette étude ne pouvait pas se faire sans *a priori* sur les températures et les densités à partir d'un simple ajustement de la SED. C'est pourquoi j'ai volontairement utilisé les modèles de nuage et de poussières déduits à l'aide de la diffusion pour tenter de reproduire les observations *Herschel*. Mes premiers tests confirment que la présence d'agrégats très émissifs est tout à fait compatible avec les observations à 250, 350 et $500\ \mu\text{m}$ avec des températures allant de 5 K au cœur du nuage à 13 K au bord et baignant dans un milieu diffus à 17 K. Cette gamme de températures est complètement compatible avec les températures attendues dans le nuage à partir de la modélisation des raies de N_2D^+ et N_2H^+ . Ces

premiers tests suggèrent également une corrélation entre la température T et l'indice d'émissivité spectral β , avec un β au cœur du nuage égal à 1.28 proche des valeurs adoptées dans les disques protostellaires ($\beta \sim 1$, Testi et al. 2014). L'utilisation d'agrégats dans les modélisations des nuages denses augure elle aussi une meilleure compatibilité pour l'intégration des grains des cœurs denses aux disques proto-stellaires.

PERSPECTIVES

Dans la continuité directe de mon travail de thèse, il sera nécessaire d'améliorer le modèle de nuage à partir des longueurs d'onde proche infrarouge et visible. Cette amélioration bénéficiera des nombreuses contraintes fournies par nos observations, tout en incluant désormais l'émission. La première étape de ce travail consistera à implémenter un champ de rayonnement anisotrope continu équivalent au champ de rayonnement ponctuel jusqu'ici utilisé pour la diffusion à partir des cartes DIRBE. Cette étape est importante pour pouvoir modéliser de manière cohérente à la fois l'extinction et l'émission.

La prise en compte du chauffage des poussières nécessitera de mieux tenir compte des parties externes du nuage. En incluant les longueurs d'onde visible à proche infrarouge, on pourra à la fois mieux contraindre les petits grains mais aussi la modélisation de la partie externe du nuage. Le rapport J/K notamment sera très utile pour améliorer la partie externe du nuage. Le rapport entre τ_J et τ_{250} tel qu'il a pu être étudié dans les cœurs Planck froids sera lui aussi pris en compte (Annexe G). Cependant, la démarche restera de se baser sur l'extinction afin de mieux contraindre l'émission. En ce qui concerne les parties internes du nuage, je pourrai également mieux représenter le cœur nord et le filament de L183 qui ont été jusqu'ici placés au second plan. L'utilisation du *coreshine* comme traceur de la densité est ici essentiel car l'absence d'auto-absorption dans ces parties malgré une densité de colonne élevée place de fortes contraintes.

Du côté des poussières, je testerai dans la modélisation actuelle des agrégats incorporant des manteaux de glace (notamment ceux de Köhler et al. 2015). Suivant leur capacité à reproduire nos observations, en particulier à $8\mu\text{m}$, je les sélectionnerai pour la suite de l'étude ou je préparerai une version modifiée des poussières de Min et al. (2016) contenant de la glace à l'aide de méthodes approchées comme il a pu être présenté dans le manuscrit. La prise en compte de tous ces effets nous permettra de mieux comprendre et caractériser le comportement de $E(J-K)$ avec l'opacité des poussières et relier également ses propriétés à la forme de la raie des silicates.

D'autres pistes s'ouvrent à partir de ce travail car la méthode peut être appliquée à d'autres cœurs et offre une approche différente pour déduire leur masse et leur propriétés. Nous disposons d'ores et déjà des données concernant N_2H^+ et N_2D^+ pour plusieurs cœurs du Taureau qui est une zone particulièrement riche en *coreshine*. La méthode développée pendant la thèse pourra être appliquée à quelques cas de nuages dont la forme plus simple que L183 nous permettra un meilleur contrôle des hypothèses

concernant la troisième dimension. Je pourrais également tenter d'explorer un modèle de nuage avec de la structure dans le cœur en fonction des résultats sur la fragmentation issus de nos données ALMA. Il sera également possible de modéliser un cœur possédant un objet enfoui afin d'explorer les différences entre cœurs préstellaires et ceux plus évolués.

Bien que le *coreshine* ne soit pas observable, à cause de la brillance du fond de ciel, dans les nuages de Magellan ou les galaxies proches, l'étude de la diffusion à $8\ \mu\text{m}$ nous a montré que la diffusion peut être déterminante même si elle n'apparaît pas en excès et peut révéler la présence de poussière efficace à diffuser. Il sera donc intéressant d'étendre la modélisation des poussières à différents environnements comme les nuages ne présentant pas de *coreshine* dans Orion ou Ophiuchus par exemple. La prise en compte des agrégats et de l'anisotropie des poussières est importante à toutes les échelles et le *coreshine* est un phénomène et un outil qui fait le lien entre le milieu interstellaire et la formation stellaire pour lesquels de nombreuses questions persistent. L'utilisation des agrégats dans les modélisations des nuages denses et la cohérence avec les poussières capables d'expliquer la diffusion dans les disques proto-stellaires est encourageante. Les découvertes à petites échelles, à l'ère d'ALMA et NOEMA, du piégeage de gros grains dans des environnements de formation stellaire plus complexe que L183 (comme c'est le cas dans le voisinage de Rho Oph IRS48, van der Marel et al. 2013) nécessitent de s'intéresser aux propriétés des poussières semblables à celles capables de produire du *coreshine*. C'est dans cette optique que j'ai la chance de pouvoir travailler dès le mois d'octobre au sein de l'Institut de Radio-Astronomie Millimétrique à Grenoble ce qui me permettra de poursuivre la modélisation tout en renforçant la portée du submillimétrique, dans la continuité de mon travail.

DESCRIPTION DES DIFFÉRENTES COMPOSANTES DU MIS



Les différentes composantes du MIS ont été détaillées dans le Chapitre 1. Je présente simplement ici les différents types de milieux et leur caractéristiques sous forme de tableau auquel on pourra se reporter comme référence.

Milieu	Diamètre pc	Masse M_{\odot}	Densité cm^{-3}	Température K	σ km.s^{-1}
Diffus	> 1	$1 - 10$	$10 - 100$	100	~ 1
Dense	$1 - 10$	$10^3 - 10^4$	$10^2 - 10^4$	8-15	~ 1
Coeurs denses	~ 0.1	$0.1 - 10$	$\geq 10^4$	< 10	~ 0.5
GMC	$10 - 100$	$10^5 - 10^6$	$10^2 - 10^6$	15 - 40	~ 10
Coeurs (GMC)	$0.5 - 3$	$10 - 10^3$	$10^4 - 10^6$	30 - 100	$\sim 1 - 3$
IRDC	1-10	$10^2 - 10^3$	$> 10^5$	< 20	$\sim 1-3$
Disque	5×10^{-3}	$10^{-3} - 0.1$	$> 10^6 \text{cm}^{-3}$	50-200K	$\sim 0.05 - 0.15$

CALCUL DES PROPRIÉTÉS PAR LA THÉORIE DE MIE

B

Lorsqu'une onde électromagnétique plane de longueur d'onde λ traverse une sphère, le rayonnement diffusé peut être décrit comme une superposition d'ondes sphériques. L'anisotropie créée par la présence de la particule est alors décrite mathématiquement par l'utilisation des fonctions de Bessel sphériques $j_n(x)$, $y_n(x)$ et leurs fonctions de Riccati-Bessel associées $\psi_n = xj_n(x)$, $\chi_n = xy_n(x)$. On définit également la quantité complexe correspondante $\zeta_n = \psi_n + i\chi_n$. On peut alors définir une série infinie de multipôles électriques (a_n) et magnétiques (b_n) qui permettent de définir les sections efficaces d'absorption C_{abs} et de diffusion C_{sca} .

Pour une sphère de rayon d et d'indice de réfraction complexe $m(\lambda) = n(\lambda) + i\kappa(\lambda)$ on a alors :

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - \zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (\text{B.1})$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - m\zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (\text{B.2})$$

$$Q_{\text{sca}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (\text{B.3})$$

$$Q_{\text{abs}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (\text{B.4})$$

$$C_{\text{sca,abs}} = \pi a_d^2 Q_{\text{sca,abs}} \quad (\text{B.5})$$

Les premiers coefficients de Mie que l'on obtient sont :

$$a_1 = \frac{-i}{45}(m^2 - 1)x^5 \quad (\text{B.6})$$

$$b_1 = -\frac{2i}{3} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) x^3 \left[1 + \frac{3}{5} \left(\frac{m^2 - 2}{m^2 + 2} \right) x^2 \right] \quad (\text{B.7})$$

$$b_2 = \frac{i}{15} \left(\frac{m^2 - 1}{2m^2 + 3} \right) x^5 \quad (\text{B.8})$$

Dans la limite de Rayleigh, seul le coefficient b_1 qui contient une partie variant en x à la puissance 3 nous intéresse ici, tous les autres étant au moins en x^5 . Comme $x \ll 1$ on ne garde alors que la partie utile de ce coefficient $b_1 \sim -\frac{2i}{3} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) x^3$ les équations B.3 et B.4 deviennent alors :

$$Q_{\text{sca}} = \frac{2}{x^2} \times 3 |b_1|^2 = \frac{8}{3} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 x^4 \propto \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 \quad (\text{B.9})$$

$$Q_{\text{abs}} = \frac{2}{x^2} \times 3 \text{Re}(b_1) = 4 \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) x \propto \left(\frac{a}{\lambda} \right) \quad (\text{B.10})$$

Ce développement conduit à une certaine dépendance de Q_{sca} et de Q_{abs} en fonction de la taille du grain par rapport à λ qui n'est valable que dans le régime de Rayleigh. En effet si $x \gg 1$ ce seront au contraire les grands ordres et les hautes puissances de x qui seront prédominants, et dans le cas où $x \sim 1$ tous les termes contribueront à parts égales. Dans ce cas Q_{sca} et Q_{abs} dépendront alors essentiellement des propriétés diélectriques du matériau considéré et non plus du facteur de forme. Cependant, le cas réel qui nous intéresse intègre un mélange en taille des grains interstellaires ce qui change radicalement cette dépendance simple en fonction du facteur de forme.

EXTRACTION DU CORESHINE À PARTIR DES OBSERVATIONS



C.1 CORRECTION DES ARTEFACTS *Spitzer*

Plusieurs types d'artefacts peuvent se glisser dans les données *Spitzer* dont certains sont partiellement corrigés par le pipeline automatique de téléchargement des données.

1. Le déroulement de colonne ou *column pulldown* : un pixel brillant (>35000 unités digitales¹) entraîne un biais sur toute la colonne sur lequel il se trouve, aussi bien au-dessus qu'en dessous. Cet effet se produit majoritairement en présence de sources brillantes et peut affecter plusieurs colonnes pour une seule source. Une procédure de correction² existe et peut être appliquée sur chaque *Basic Calibrated Data* (BCD) *a posteriori* en ajustant un certain nombre de paramètres.
2. Dans le sens de la lecture du détecteur (c'est à dire les lignes), les détecteurs InSb refroidis (voir Partie 4.1.2) peuvent provoquer une "bavure" (*muxbleed*) accompagnée de structure sur les lignes voisines (*muxstripes*) lors de la lecture. Là encore une procédure de correction³ permet de s'affranchir de ce problème avant de recombinaison des BCDs entre eux.
3. Les différents BCDs peuvent avoir un niveau moyen différent résultant de différents *offsets* entre les BCDs. Afin d'éviter, l'effet de marche et l'apparition de la trame selon laquelle les observations ont été réalisées un ajustement du niveau de chaque BCD par rapport à ses voisins est réalisé avant de reconstituer la carte complète.

L'ensemble de ces opérations permet de reconstituer une carte complète sans artefacts avec une incertitude de 10% sur les flux photométriques.

1. Il s'agit des unités directement liées au détecteur, elles nécessitent d'être ensuite étalonnées et caractérisées pour les transformer en grandeur physique (flux, brillance...).

2. <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysistools/tools/contributed/irac/wcpc/>

3. <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysistools/tools/contributed/irac/muxbleed/>

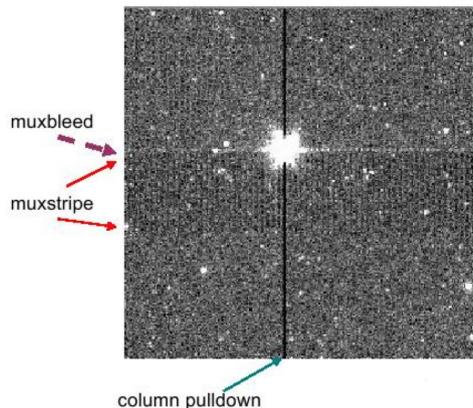


FIGURE C.1 – Illustration des principaux artefacts pouvant apparaître dans les données Spitzer. Figure extraite de la documentation officielle du satellite Spitzer.

C.2 SEXTRACTOR : SÉPARATION DU FOND DE CIEL ET DÉTECTION DES ÉTOILES

Cette étape de traitement des données est réalisée à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin et Arnouts 1996). Ce logiciel repose sur l'estimation du fond de ciel et sa soustraction, puis la détection des sources potentielles sur la carte soustraite du fond. Les sources peuvent également être classées en fonction de leur forme, à l'aide d'un réseau neuronal⁴, qui permet d'estimer si elles sont probablement associées à des étoiles ou à des galaxies.

La mesure du fond de ciel a lieu selon un principe simple, à l'intérieur d'une maille dont l'utilisateur définit la taille en pixels (*BACK_SIZE*), la valeur du fond est estimée de façon itérative. A chaque étape i , la valeur moyenne \bar{x}_i et son écart type σ_i sont calculés. Les valeurs les plus extrêmes sont écartées et l'on calcule les nouvelles valeurs \bar{x}_{i+1} et σ_{i+1} . Le logiciel itère jusqu'à l'étape N où toutes les valeurs conservées sont compatibles avec \bar{x}_N à plus ou moins $3\sigma_N$. Si l'écart type n'a pas changé de plus de 20% entre les différentes itérations, cela signifie que le champ de ciel vu dans la maille est majoritairement du fond de ciel et la valeur moyenne de la dernière itération \bar{x}_N est prise comme valeur de fond. Dans le cas contraire, cela signifie que beaucoup d'étoiles remplissent le champ et la valeur conservée est égale à $2m_N - 1.5\bar{x}_N$, avec m_N la médiane à la dernière itération. Ce signal peut tout de même être perturbé par des résidus d'étoiles de champ brillantes ou par l'émission étendue. C'est principalement la combinaison de ces choix qui déterminera la qualité d'estimation du fond de ciel. Il faut en l'occurrence que la maille soit suffisamment large pour pouvoir contenir du fond même en présence d'une grosse étoile de champ. Une fois la carte de fond de ciel établie, elle est soustraite à l'image. Cette procédure peut s'appliquer à n'importe quelle longueur d'onde et s'adapte à la taille des pixels, lue dans le header du fichier FITS. La table C.1 indique les paramètres utilisés pour les différentes longueurs d'onde. La taille du filtre

4. Le réseau neuronal de SExtractor sert à identifier un groupe de pixel en tant qu'étoile (0) ou galaxie (1) grâce à un processus itératif d'appréhension des formes (Bertin 2001). Ce diagnostic est ensuite infirmé ou confirmé par des comparaisons entre rayon et flux par exemple (voir Figure 4.8).

choisi doit être supérieure à la taille de la PSF pour en couvrir les ailes (dont le peuplement dépend du flux de l'étoile). Elle ne doit pas être trop large car le background peut varier dans le champ.

Télescope	[1] pixels	[2] pixels	[3] σ	[4] σ	Filtre pixels
Spitzer	16 ou 32	3	1.5	2	gaussien (3x3) largeur 1.5
VISTA	64	3	4	2	gaussien (3x3) largeur 1.5

TABLE C.1 – Table décrivant les différents paramètres utilisés pour la détection des sources par SExtractor en fonction de la longueur d'onde. [1] = *BACK_SIZE*, [2] = *BACK_FILTERSIZE*, [3] = *DETECT_MINAREA*, [4] = *DETECT_THRESHOLD*.

SExtractor soustrait ensuite la carte de fond de ciel à la carte originale et convolue l'image avec un filtre choisi pour aider à la détection des objets (Table C.1). La détection a lieu pour tous les pixels au-dessus d'un certain seuil (*DETECT_THRESHOLD*) fixé par l'utilisateur. Si un certain nombre de pixels adjacents⁵ (*DETECT_MINAREA*) sont détectés au delà du seuil, ils sont retenus comme appartenant à une source. Les pixels doivent ensuite être séparés entre différentes sources potentiellement très proches les unes des autres. Pour cela, SExtractor somme les pixels sur une certaine aire et regarde si il y a au moins un pixel au delà d'une certaine fraction du total (*DEBLEND_MINCONT* fixé à 0.5% dans notre cas). Si il y a au moins un autre pixel au delà de cette fraction, séparé de la position du pic de la première source par des pixels avec un niveau d'intensité plus faible, alors SExtractor considère qu'un second objet est détecté. L'opération est répétée et les pixels sont répartis entre les sources distinctes.

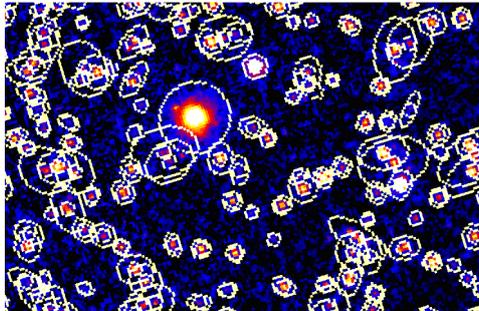


FIGURE C.2 – Illustration de la photométrie d'ouverture elliptique sur une image Spitzer de L183 à $4.5\ \mu\text{m}$.

Une fois les pixels détectés et séparés en différentes sources, il reste à procéder à la mesure photométrique des objets. Les paramètres à indiquer à SExtractor sont la magnitude zéro et le type de photométrie d'ouverture que l'on souhaite appliquer. J'ai choisi d'utiliser une ouverture elliptique de taille ajustable (Figure C.2, Kron 1980) qui correspond à l'option *MAG_AUTO* dans SExtractor. J'ai volontairement choisi un seuil assez bas (Table C.1) pour être capable de détecter les objets plus faibles. Cela conduit naturellement à des fausses détections ou des détections multiples (Figure C.2). Cependant, il est facile de s'affranchir de ces fausses détections grâce au croisement entre plusieurs catalogues.

5. Ici adjacent signifie que les pixels ont un coin ou un côté en commun.

C.3 MESURE DU CORESHINE

Les pixels associés aux sources ainsi que le fond de ciel⁶ obtenus par SExtractor peuvent être soustraits à l'image originale pour obtenir l'émission étendue correspondant au *coreshine* (Figure C.3, en haut, au milieu).

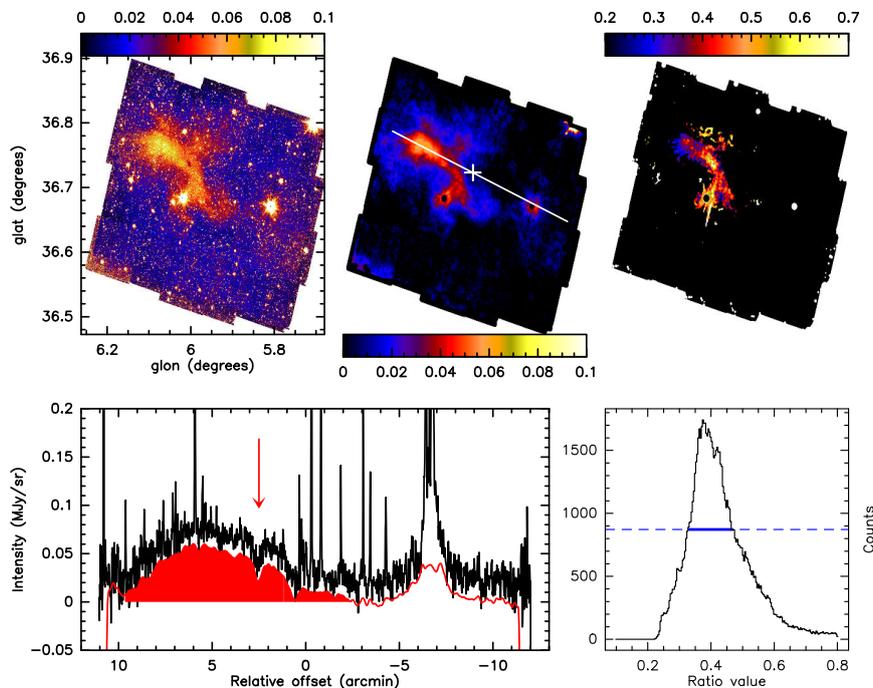


FIGURE C.3 – Étapes d'obtention de l'intensité du coreshine et du rapport d'intensité entre le signal à 4.5 et à 3.6 μm . En haut à gauche : image originale de L183 à 3.6 μm orientée selon les coordonnées galactiques, au milieu : image soustraite des étoiles et du fond de ciel montrant l'intensité du coreshine, à droite image du rapport $4.5/3.6$ μm . En bas, à gauche : profil d'intensité sur l'image originale en noir et du coreshine en rouge le long de la ligne blanche sur l'image du dessus. En bas à droite : histogramme de la carte de rapport de coreshine. Figure extraite de l'Article I.

On constate sur la coupe de la Figure C.3 que les étoiles, ont été correctement soustraites et que le signal de *coreshine* est assez constant et varie lentement. On répète ensuite la même opération sur la carte à 4.5 μm et on convolue les deux images avec un noyau gaussien de $10''$ de largeur à mi-hauteur (FWHM) afin de réduire le bruit par un facteur ~ 6 . A partir de ces deux cartes lissées, on construit l'image du rapport de *coreshine* (Figure C.3 en haut à droite) en divisant l'image à 4.5 μm par l'image à 3.6 μm ⁷, pour tous les pixels au-dessus de 3σ dans la carte à 4.5 μm . On conserve alors, pour caractériser chaque nuage dans l'étude de l'article I, la valeur pic à 3.6 μm et le maximum ainsi que la largeur à mi-hauteur de l'histogramme de la carte du rapport de *coreshine* (Figure C.3 en bas à droite).

6. On notera que le fond de ciel dont il est question est celui pour lequel on a masqué la zone de *coreshine*.

7. Nous avons volontairement choisi de présenter le rapport de *coreshine* dans ce sens, afin de limiter la dispersion en bruit.

COMPARAISON DES DIFFÉRENTS MODÈLES DE POUSSIÈRES

D

Cette annexe sert de support à la comparaison des différents modèles de poussières extraits de la littérature et qui ont été utiles pour effectuer les tests de l'article I. Je présente cette intercomparaison sous forme d'une collection de figures afin d'obtenir une vision globale et rapide des modèles de référence. L'échelle est conservée pour chaque sous-section et la diagonale est tracée par un trait gris fin pour servir de repère visuel. Le lecteur est redirigé vers la partie 3.3 pour les notations et la description des types de poussières présentés dans les figures suivantes.

D.1 EXTINCTION

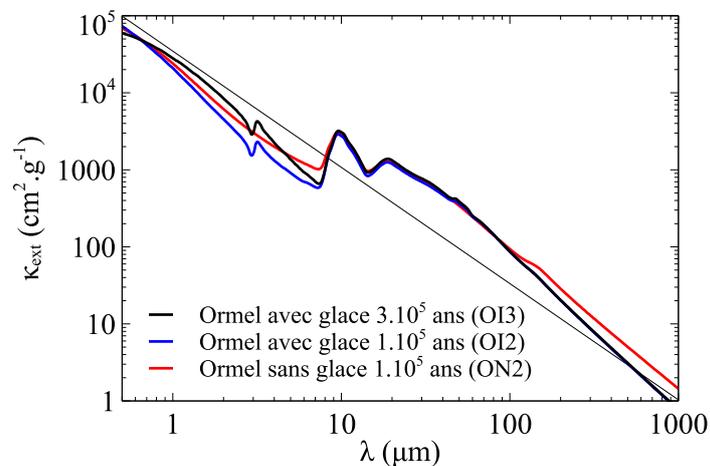


FIGURE D.1 – Coefficients d'extinction des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).

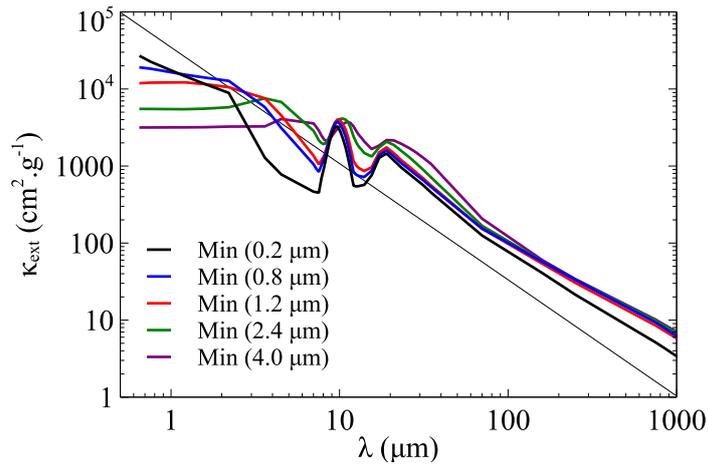


FIGURE D.2 – Coefficients d'extinction des modèles de poussières de Min et al. (2016).

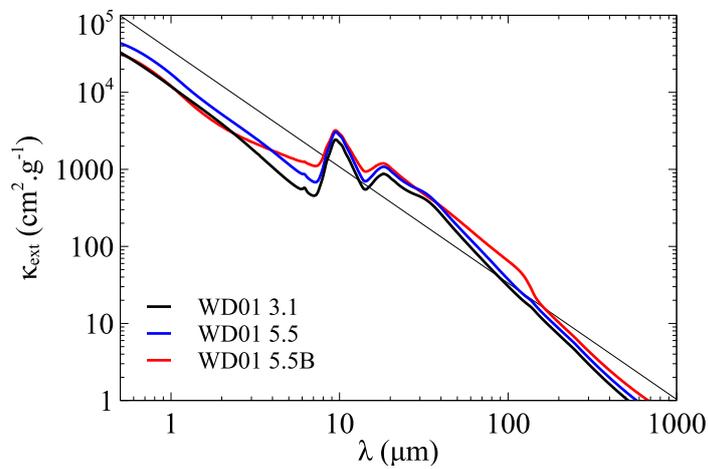


FIGURE D.3 – Coefficients d'extinction des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001).

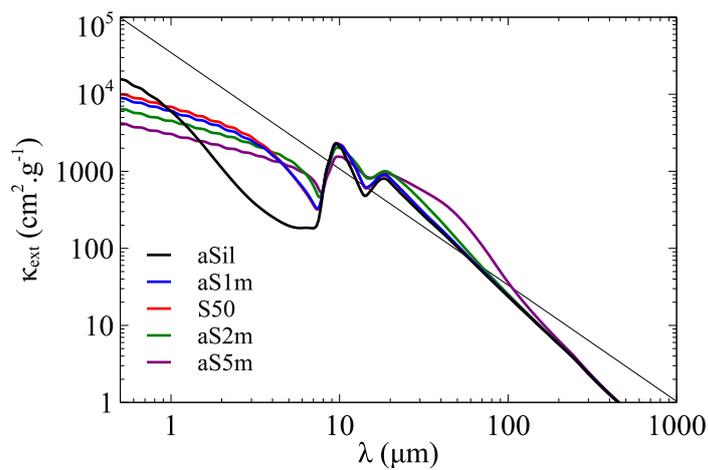


FIGURE D.4 – Coefficients d'extinction des modèles de poussières de Compiegne et al. (2011).

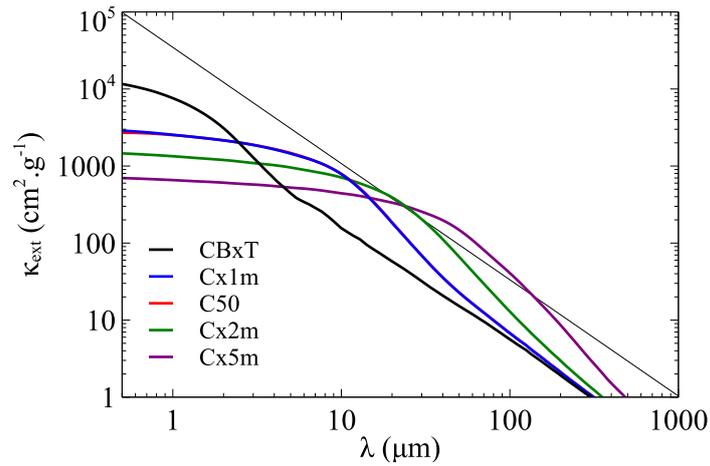


FIGURE D.5 – Coefficients d’extinction des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011) – suite.

D.2 DIFFUSION

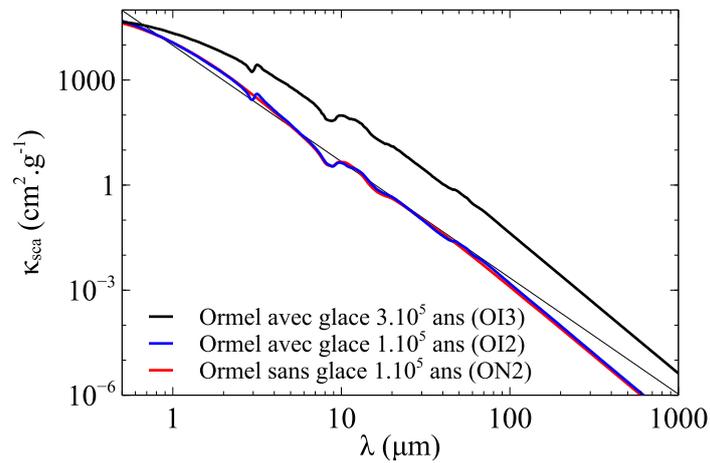


FIGURE D.6 – Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).

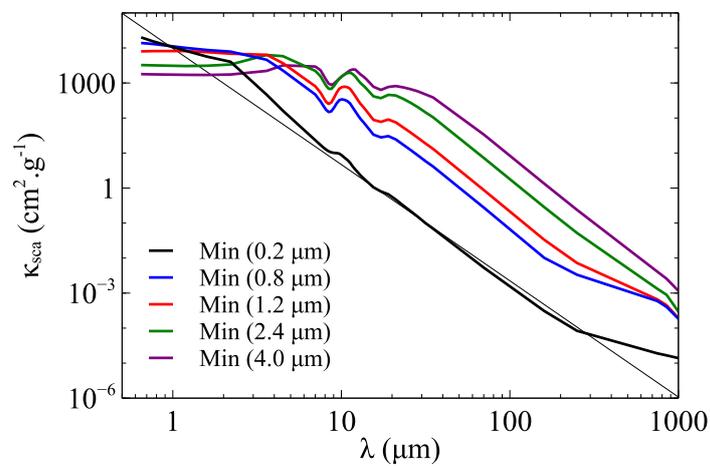


FIGURE D.7 – Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Min et al. (2016).

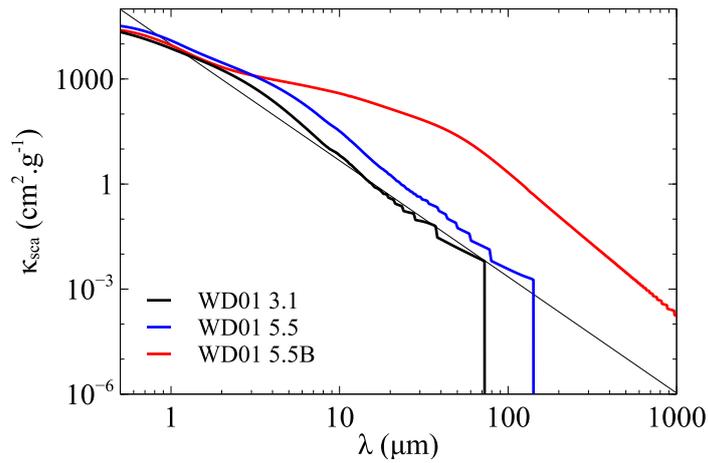


FIGURE D.8 – Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001) – suite.

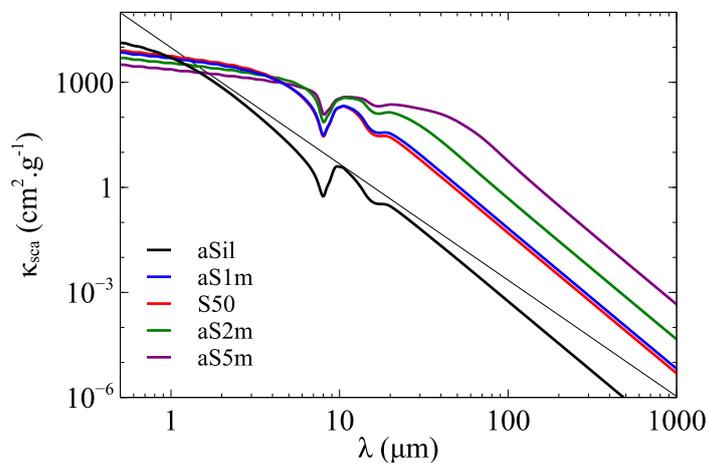


FIGURE D.9 – Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Compiegne et al. (2011).

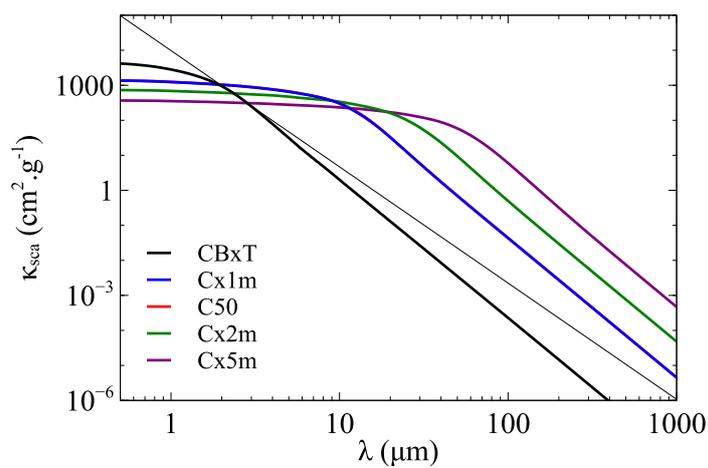


FIGURE D.10 – Coefficients de diffusion des modèles de poussières de Compiegne et al. (2011) – suite.

D.3 FONCTION DE PHASE

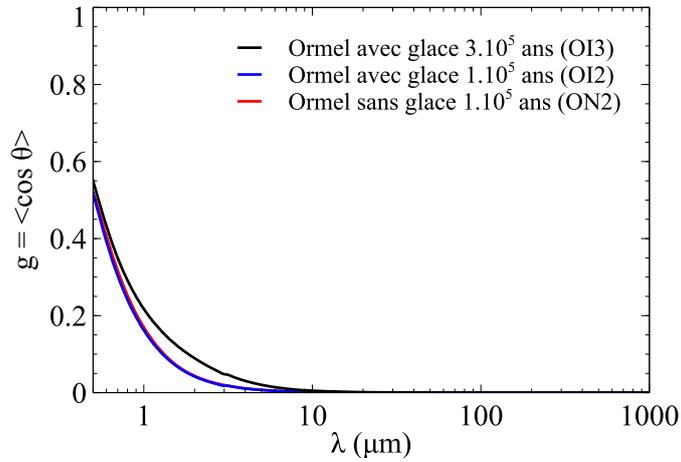


FIGURE D.11 – Paramètres d'asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Ormel et al. (2009).

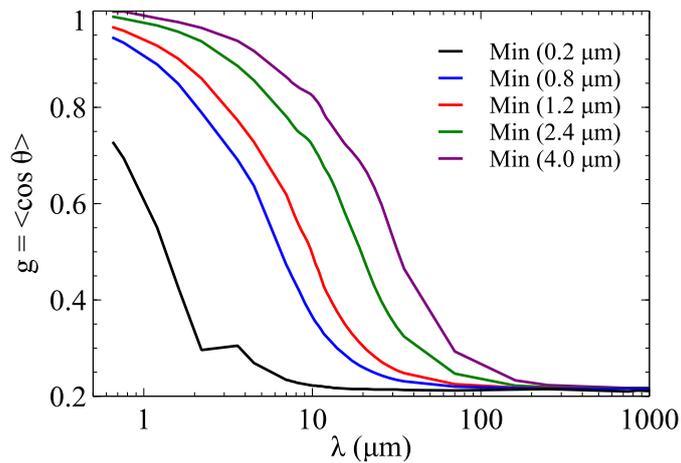


FIGURE D.12 – Paramètres d'asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Min et al. (2016).

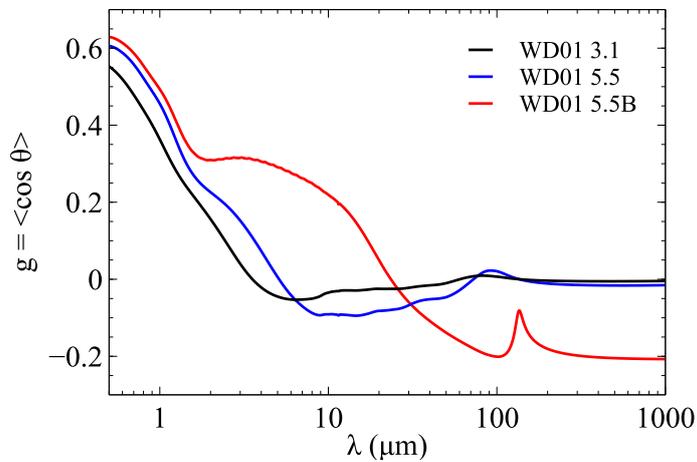


FIGURE D.13 – Paramètres d'asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Weingartner et Draine (2001).

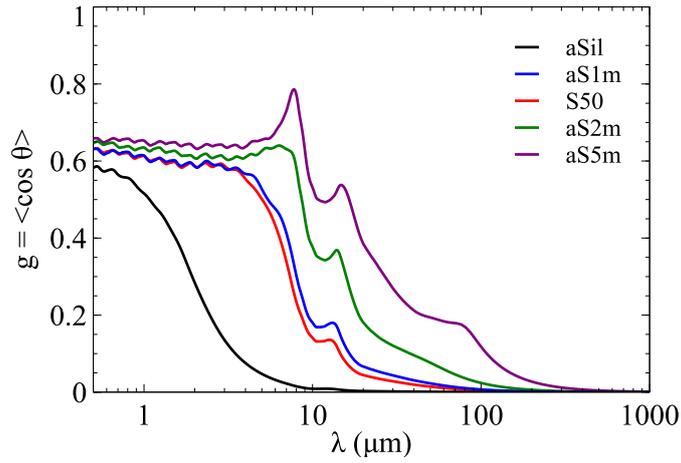


FIGURE D.14 – Paramètres d'asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011).

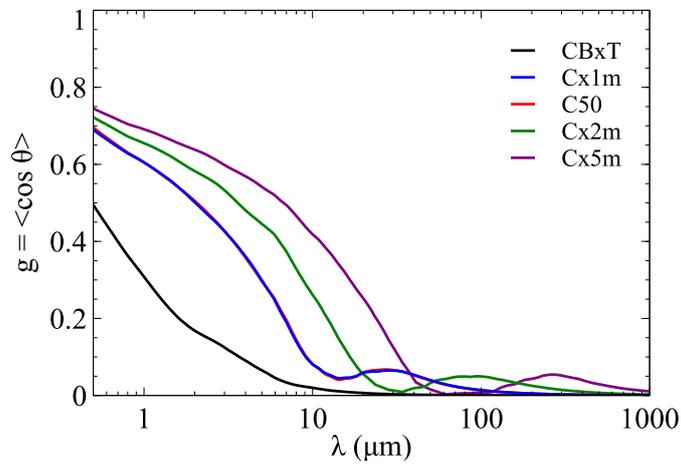


FIGURE D.15 – Paramètres d'asymétrie de la diffusion des modèles de poussières de Compiègne et al. (2011) – suite.

UN AUTRE EXEMPLE D'ANISOTROPIE : IRAS16293-E

Le travail sur IRAS16293-E a été mené par Laurent Paganì et j'ai contribué sur la modélisation de l'infrarouge moyen entre 3 et 8 μm en lien étroit avec mon travail de thèse. IRAS16293-E est un cœur préstellaire qui interagit avec 2 proto-étoiles de faible masse IRAS16293-2422A et B (voir Figure E.1). De part cette configuration, le PSC est éclairé de manière fortement anisotrope.

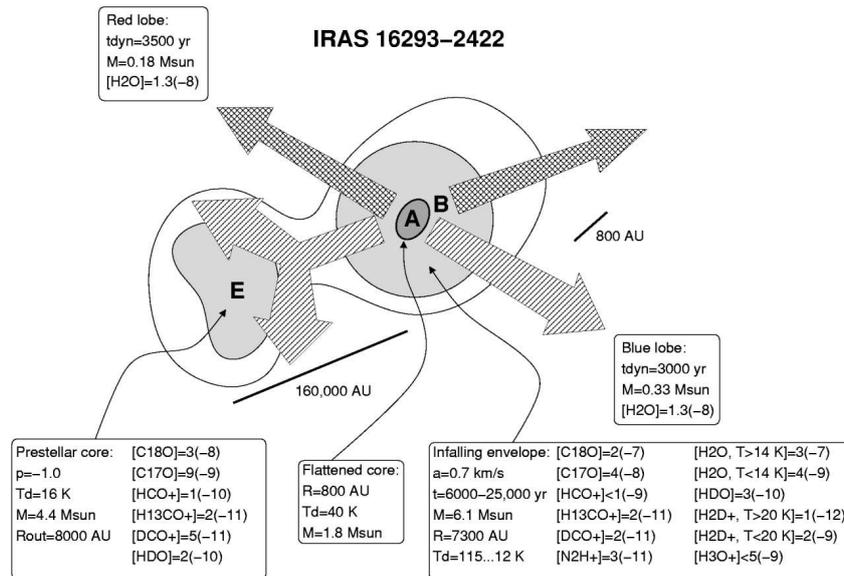


FIGURE E.1 – Vue schématique de IRAS16293-E et son environnement. Figure extraite de Stark et al. (2004).

Cette anisotropie entraîne un décalage entre le pic d'émission des poussières et l'extinction vue à 8 μm (Figure E.2). Même à 1200 μm , le pic d'émission des poussières reste décalé en direction des deux protoétoiles. Ce décalage progressif en longueur d'onde révèle un gradient de température, qui illustre également le biais de l'émission vers les poussières plus chaudes (voir Partie 5.1.3), alors que l'extinction se concentre sur les zones les plus denses.

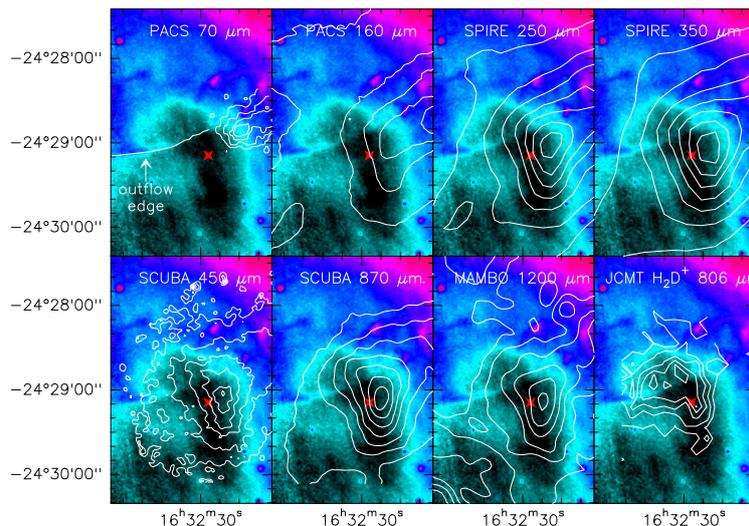


FIGURE E.2 – Absence de coïncidence entre émission et extinction dans IRAS16293-E.

Une première analyse des ions N_2H^+ et N_2D^+ montre en effet l'existence d'un gaz froid, 8 à 12 K, dans le centre du PSC alors que le côté droit où l'émission de N_2H^+ est la plus forte (Figure E.3, droite) indique la présence de gaz entre 10 et 16 K. Inversement la densité la plus élevée semble être là où on l'attend. Comme pour la poussière, le gradient de température biaise l'émission de N_2H^+ et une analyse superficielle conduit à prendre le pic d'émission des molécules comme un pic des propriétés physiques alors qu'il n'est que le maximum local entre décroissance en densité/densité de colonne et croissance en température. De nombreuses études sur cet objet sont donc à revoir (Pagani et al., en préparation).

IRAS16293E, IRAC2 ($4.5 \mu m$), $N_2H^+ 1-0$ (spectra, 1.5–6.5 km/s, -0.2 to 6.5 K)

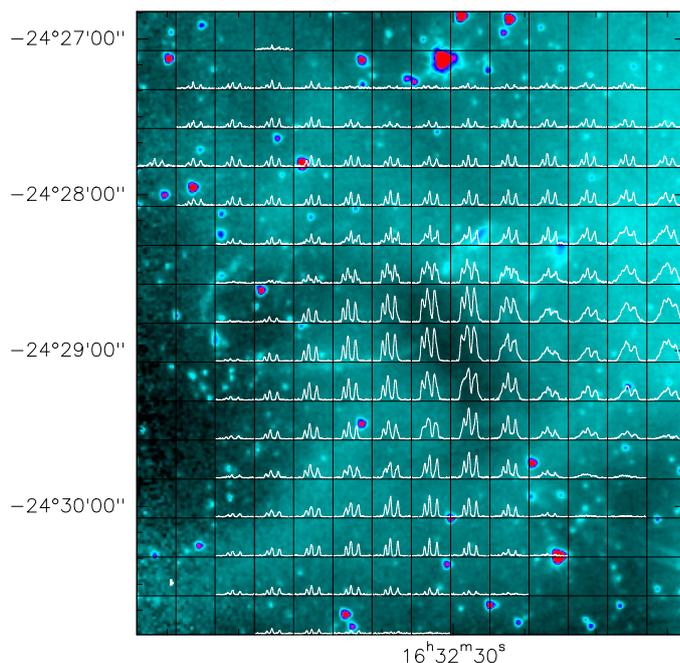


FIGURE E.3 – Profils des raies de N_2H^+ superposés à la carte Spitzer à $4.5 \mu m$.

OPACITÉ DANS LA RAIE DES SILICATES ET DANS LE CONTINUUM

La profondeur et la forme de la raie des silicates dépend de la composition mais aussi de la taille des poussières. En ajustant proportionnellement l'amplitude de l'extinction du modèle de poussière pour reproduire l'opacité dans la raie des silicates, on obtient également la contribution du continuum. Ce continuum n'étant pas présent dans les données (voir Figure 4.7), il est additionné aux données pour pouvoir les comparer à la modélisation. La valeur du continuum varie de plusieurs ordres de grandeur suivant le modèle de poussière considéré (Figures F.1 et F.2). La forme de la raie s'ajuste plus ou moins bien aux observations d'un modèle à l'autre.

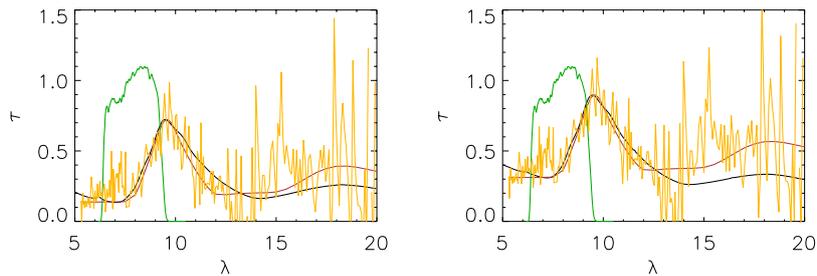


FIGURE F.1 – Ajustement de la raie des silicates situés devant l'étoile I avec les modèles WD01 3.1 (à gauche) et 5.5B (à droite). Les données sont représentées en orange, le modèle de silicate amorphe utilisé par Whittet et al. (2013) pour reproduire l'extinction totale en brun et l'ajustement par le modèle de poussière en noir. Le filtre I_4 dans lequel on intègre le signal est représenté en vert.

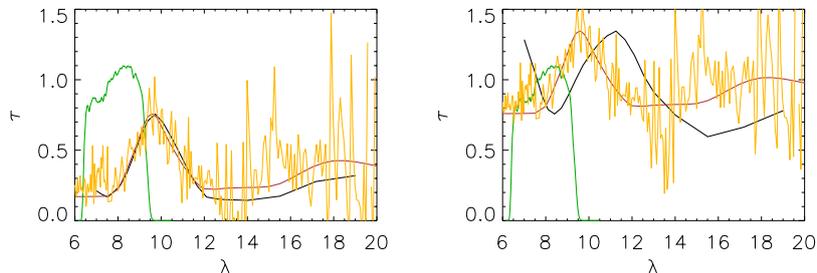


FIGURE F.2 – Ajustement de la raie des silicates situés devant l'étoile I avec les modèles de Min d'une taille équivalente de 0.8 (à gauche) et $4 \mu\text{m}$ (à droite). Les données sont représentées en orange, le modèle de silicate amorphe utilisé par Whittet et al. (2013) pour reproduire l'extinction totale en brun et l'ajustement par le modèle de poussière en noir. Le filtre I_4 dans lequel on intègre le signal est représenté en vert.

En intégrant le signal (continuum+raie) dans le filtre *Spitzer* I4, on peut déduire l'opacité totale (τ_8 total) dans le filtre et la comparer à la valeur modélisée au Chapitre 4. On peut également comparer l'opacité due au continuum (l'offset) à la contribution provenant uniquement de la raie, τ_8 raie (voir Table 4.6). On constate que suivant l'étoile et le modèle de poussière considérés, l'opacité totale dans le filtre à $8\ \mu\text{m}$ évolue beaucoup et que la valeur pic à $9.7\ \mu\text{m}$ telle que déduite de la modélisation est comparable à la valeur de l'offset dû au continuum. En effet, en pénétrant dans le nuage (c'est-à-dire en passant de l'étoile B ou D à l'étoile I), la contribution du continuum atteint environ 0.5 soit une valeur comparable à l'opacité pic à $9.7\ \mu\text{m}$ tandis qu'elle est plutôt de l'ordre de 0.12–0.16 soit 60% de l'opacité pic pour les étoiles B et D. On comprend alors que tandis que la valeur pic de l'opacité à $9.7\ \mu\text{m}$ double, la valeur du continuum quadruple. Cet évolution plus rapide du continuum que de la raie peut expliquer, au moins partiellement¹, l'écart à la corrélation observé dans le milieu diffus entre $\tau_{9.7}$ et E(J–K).

Etoile B	WD01 3.1	Min 0.8	WD01 5.5B	Min 4.0
Offset	0.056	0.069	0.13	0.31
τ_8 raie		0.045		
τ_8 total	0.1	0.11	0.17	0.35
τ_8^*		0.16 ± 0.02		
$\tau_{9.7}^*$		0.19 ± 0.05		

Etoile D	WD01 3.1	Min 0.8	WD01 5.5B	Min 4.0
Offset	0.058	0.072	0.13	0.33
τ_8 raie		0.045		
τ_8 total	0.1	0.11	0.18	0.37
τ_8^*		0.21 ± 0.02		
$\tau_{9.7}^*$		0.25 ± 0.05		

Etoile I	WD01 3.1	Min 0.8	WD01 5.5B	Min 4.0
Offset	0.13	0.17	0.31	0.75
τ_8 raie		0.12		
τ_8 total	0.25	0.29	0.43	0.87
τ_8^*		0.62 ± 0.06		
$\tau_{9.7}^*$		0.47 ± 0.09		

TABLE F.1 – Opacité intégrée dans le filtre *Spitzer* I4 pour les étoiles B, D et I. Ces valeurs sont comparées à celles obtenues par la modélisation (symbole *).

1. En effet, ici on ne tient pas compte de la glace d'eau et donc de l'évolution liée à l'accrétion des manteaux de glaces et au changement de composition des poussières.

OUVERTURE VERS UN MODÈLE EN ÉMISSION : DE L'OPACITÉ DES POUSSIÈRES

G

Le travail présenté ici concerne les articles IV et V et n'a pas été effectué en lien direct avec la thèse mais participe à la possible ouverture vers un modèle en émission. Il a suscité une réflexion et une participation¹ pour obtenir des données *Spitzer* correspondant à certains des cœurs présentés ici (Paladini et al. 2012). Ces deux articles concernent l'émissivité des poussières au travers de leur opacité et le lien entre la bande J et la bande à 250 μm (Juvella et al. 2015, Juvella et al., sous presse) dont les premières pages sont incluses ici.

Le programme *Herschel Galactic Cold Cores* permet l'étude des poussières vues en émission dans 116 champs classés comme des structures froides par rapport à leur environnement à l'aide des observations *Planck*. Alors que la partie infrarouge proche (bande J) est censée être relativement insensible à la nature des poussières, l'émission dans le submillimétrique dépend de leur évolution. On recherche une augmentation de l'émission submillimétrique telle qu'elle a pu être déduite par Stepnik et al. (2003) avec les observations PRONAOS. En effet, les températures atteintes dans les cœurs ne peuvent pas être expliquées par des simples effets d'écrantage du rayonnement. L'opacité à 250 μm (τ_{250}) a été obtenue par ajustement de la SED en fixant β à 2. Cette valeur de l'opacité a vocation à être comparée à l'estimation de la profondeur optique dans la bande J à partir des données 2MASS. Les corrélations entre τ_J et τ_{250} ont été calculées à une résolution de 180 arcsec dans l'article IV.

τ_J sert ici de référence entre zone diffuse et zone dense et on observe une claire déviation de τ_{250} avec τ_J au delà de $\tau_J \sim 4$. On constate une valeur médiane pour C proche de 0 dans l'article IV et la claire déviation mise en évidence par une valeur très positive de C est également proposée dans l'article IV pour L183 comme pour L134. Notre modélisation incluant des agrégats est donc en accord avec les résultats de l'article IV. La corrélation entre τ_J et τ_{250} pour les milieux moins denses peut également être utile pour obtenir la structure externe du nuage.

L'article V présente les températures de couleur et l'indice spectral dans une étude globale des 116 champs du programme. Il en résulte une claire anti-corrélation semblable à celle présentée pour les 90 sources du HCS (Figure 5.2). Cette étude est réalisée par l'ajustement de SED, tout comme l'article III, il n'est donc pas étonnant qu'elle révèle ce comportement. De plus cette évolution de T et β peut être interprétée comme vraie en utilisant des propriétés de poussières constantes. En effet, l'anti-corrélation entre

1. La classification des cœurs et le lien avec les températures et β sont par exemple présentés dans la Figure 5.2.

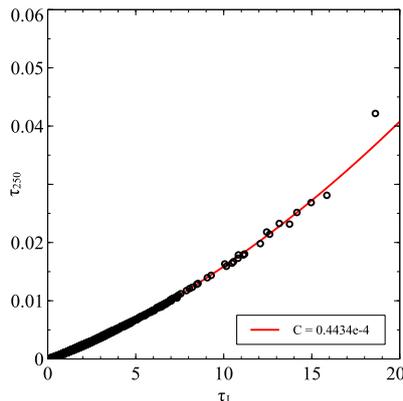


FIGURE G.1 – Illustration de τ_{250} en fonction de τ_J pour L183. L'ajustement proposé est celui donné par l'article IV avec $\tau_{250} = A + B \times \tau_J + C \times \tau_J^2$. Le coefficient C nous montre l'écart à la proportionnalité entre τ_J et τ_{250} et indique que les propriétés des poussières varient entre ces deux bandes.

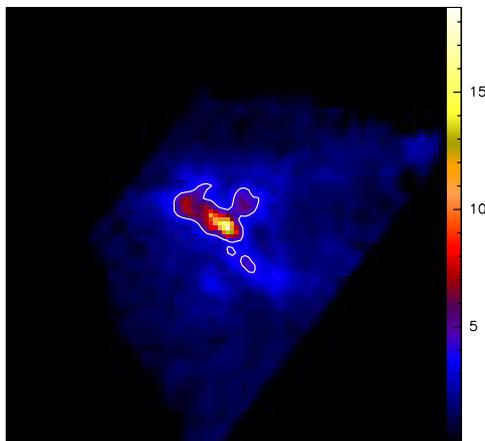


FIGURE G.2 – Opacité en bande J et limite de corrélation $\tau_J \sim 4$ tracée par le contour blanc.

T et β est constatée pour des propriétés moyennes constantes alors que β lui-même diminue quand les poussières s'agglomèrent et qu'en parallèle T diminue vers les zones les plus denses pour un nuage donné.

Les indices spectraux que l'article V infère sont plus faibles lorsque l'on s'approche du plan Galactique mais aucune dépendance avec la longitude Galactique n'a pu être relevée. Tout comme Malinen et al. (2011), une claire différence entre cœur préstellaire et cœur avec protoétoiles peut être mise en évidence.

Galactic cold cores V. Dust opacity ★ ★★ ★★

M. Juvela¹, I. Ristorcelli^{2,3}, D.J. Marshall⁴, J. Montillaud^{1,5}, V.-M. Pelkonen^{1,6}, N. Ysard⁷, P. McGehee⁸, R. Paladini⁸, L. Pagani⁹, J. Malinen¹, A. Rivera-Ingraham², C. Lefèvre⁹, L.V. Tóth¹⁰, L.A. Montier^{2,3}, J.-P. Bernard^{2,3}, P. Martin¹¹

¹ Department of Physics, P.O.Box 64, FI-00014, University of Helsinki, Finland, *mika.juvela@helsinki.fi*

² Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France

³ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France

⁴ Laboratoire AIM, IRFU/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁵ Institut UTINAM, CNRS UMR 6213, OSU THETA, Université de Franche-Comté, 41 bis avenue de l'Observatoire, 25000 Besançon, France

⁶ Finnish Centre for Astronomy with ESO (FINCA), University of Turku, Väisäläntie 20, FI-21500 Piikkiö, Finland

⁷ IAS, Université Paris-Sud, 91405 Orsay cedex, France

⁸ IPAC, Caltech, Pasadena, USA

⁹ LERMA, CNRS UMR8112, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'observatoire 75014 Paris, France

¹⁰ Loránd Eötvös University, Department of Astronomy, Pázmány P.s. 1/a, H-1117 Budapest, Hungary (OTKA K62304)

¹¹ CITA, University of Toronto, 60 St. George St., Toronto, ON M5S 3H8, Canada

Received September 15, 1996; accepted March 16, 1997

ABSTRACT

Context. The project *Galactic Cold Cores* has carried out *Herschel* photometric observations of interstellar clouds where the *Planck* satellite survey has located cold and compact clumps. The sources represent different stages of cloud evolution from starless clumps to protostellar cores and are located in different Galactic environments.

Aims. We examine this sample of 116 *Herschel* fields to estimate the submillimetre dust opacity and to search for variations that might be attributed to the evolutionary stage of the sources or to environmental factors, including the location within the Galaxy.

Methods. The submillimetre dust opacity was derived from *Herschel* data, and near-infrared observations of the reddening of background stars are converted into near-infrared optical depth. We investigated the systematic errors affecting these parameters and used modelling to correct for the expected biases. The ratio of 250 μm and *J* band opacities is correlated with the Galactic location and the star formation activity. We searched for local variations in the ratio $\tau(250\mu\text{m})/\tau(J)$ using the correlation plots and opacity ratio maps.

Results. We find a median ratio of $\tau(250\mu\text{m})/\tau(J) = (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, which is more than three times the mean value reported for the diffuse medium. Assuming an opacity spectral index $\beta = 1.8$ instead of $\beta = 2.0$, the value would be lower by $\sim 30\%$. No significant systematic variation is detected with Galactocentric distance or with Galactic height. Examination of the $\tau(250\mu\text{m})/\tau(J)$ maps reveals six fields with clear indications of a local increase of submillimetre opacity of up to $\tau(250\mu\text{m})/\tau(J) \sim 4 \times 10^{-3}$ towards the densest clumps. These are all nearby fields with spatially resolved clumps of high column density.

Conclusions. We interpret the increase in the far-infrared opacity as a sign of grain growth in the densest and coldest regions of interstellar clouds.

Key words. ISM: clouds – Infrared: ISM – Submillimeter: ISM – dust, extinction – Stars: formation – Stars: protostars

1. Introduction

The all-sky survey of the *Planck* satellite (Tauber et al. 2010) has enabled a new approach to studying the earliest stages of star formation. The sub-millimetre measurements, with high sensitivity and an angular resolution down to $\sim 4.5'$, have enabled

* *Planck* (<http://www.esa.int/Planck>) is a project of the European Space Agency – ESA – with instruments provided by two scientific consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries: France and Italy) with contributions from NASA (USA), and telescope reflectors provided in a collaboration between ESA and a scientific Consortium led and funded by Denmark.

** *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

*** Tables 1 and E.1 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to [cdsweb.u-strasbg.fr](ftp://cdsweb.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/>

detecting and classifying of a large number of cold and compact Galactic sources. These probably represent different phases in the evolution of dense interstellar clouds that leads to the formation of stars. Careful analysis of the *Planck* data has led to a list of more than 10000 objects that form the Cold Clump Catalogue of Planck Objects (C3PO, see Planck Collaboration XXIII 2011). At *Planck* resolution, it is not possible to resolve gravitationally bound cores even in the nearest molecular clouds. The low colour temperature of most of the sources ($T < 14$ K) strongly suggests that the *Planck* clumps must have high column densities, possibly at scales not resolved by *Planck*, and they probably contain even dense cores. A significant fraction of the clumps may be transient structures produced by turbulent flows, however.

Within the *Herschel* Open Time Key Programme *Galactic Cold Cores*, we have carried out dust continuum emission observations of 116 fields that were selected based on *Planck* de-

Galactic cold cores VII. Dust opacity spectral index ★ ★★

M. Juvela¹, K. Demyk^{2,3}, Y. Doi⁵, A. Hughes^{3,2,8}, C. Lefèvre⁷, D.J. Marshall⁹, C. Meny^{2,3}, J. Montillaud⁴, L. Pagani⁷,
D. Paradis^{2,3}, I. Ristorcelli^{2,3}, J. Malinen¹, L.A. Montier^{2,3}, R. Paladini⁸, V.-M. Pelkonen¹, A. Rivera-Ingraham^{2,10},

¹ Department of Physics, P.O.Box 64, FI-00014, University of Helsinki, Finland, mika.juvela@helsinki.fi

² Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France

³ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France

⁴ Institut UTINAM, CNRS UMR 6213, OSU THETA, Université de Franche-Comté, 41 bis avenue de l'Observatoire, 25000 Besançon, France

⁵ The University of Tokyo, Komaba 3-8-1, Meguro, Tokyo, 153-8902, Japan

⁶ IPAC, Caltech, Pasadena, USA

⁷ LERMA, CNRS UMR8112, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'observatoire 75014 Paris, France

⁸ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

⁹ Laboratoire AIM, IRFU/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette Cedex, France

¹⁰ European Space Astronomy Centre (ESA-ESAC), PO Box 78, 28691, Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

Received September 15, 1996; accepted March 16, 1997

ABSTRACT

Context. The *Galactic Cold Cores* project has carried out *Herschel* photometric observations of 116 fields where the *Planck* survey has found signs of cold dust emission. The fields contain sources in different environments and different phases of star formation. Previous studies have revealed variations in their dust submillimetre opacity.

Aims. The aim is to measure the value of dust opacity spectral index and to understand its variations spatially and with respect to other parameters such as temperature, column density, and Galactic location.

Methods. The dust opacity spectral index β and the dust colour temperature T are derived using *Herschel* and *Planck* data. The relation between β and T is examined for the whole sample and inside individual fields.

Results. Based on *IRAS* and *Planck* data, the fields are characterised by a median colour temperature of 16.1 K and a median opacity spectral index of $\beta = 1.84$. The values are not correlated with Galactic longitude. We observe a clear T - β anti-correlation. In *Herschel* observations, constrained at lower resolution by *Planck* data, the variations follow the column density structure and β_{FIR} can rise to ~ 2.2 in individual clumps. The highest values are found in starless clumps. The *Planck* 217 GHz band shows a systematic excess that is not restricted to cold clumps and is thus consistent with a general flattening of the dust emission spectrum at millimetre wavelengths. When fitted separately below and above $700 \mu\text{m}$, the median spectral index values are $\beta_{\text{FIR}} \sim 1.91$ and $\beta(\text{mm}) \sim 1.66$.

Conclusions. The spectral index changes as a function of column density and wavelength. The comparison of different data sets and the examination of possible error sources show that our results are robust. However, β variations are partly masked by temperature gradients and the changes of the intrinsic grain properties may be even larger.

Key words. ISM: clouds – Infrared: ISM – Submillimetre: ISM – dust, extinction – Stars: formation – Stars: protostars

1. Introduction

The all-sky survey of the *Planck* satellite (Tauber et al. 2010) enabled the identification of cold interstellar dust clouds at Galactic scale. The high sensitivity and an angular resolution of better than $5'$ allowed the detection and classification of a large number of cold and compact sources that, based on the low temperature alone, are likely to be associated with prestellar phases of the star formation process. Analysis of *Planck* data led to the creation of the Cold Clump Catalogue of Planck Objects (C3PO,

see Planck Collaboration XXIII 2011), with more than 10000 sources. The low colour temperatures (mostly $T \lesssim 14$ K) indicate that the fields have high column density structures that are only partially resolved by the $\sim 5'$ *Planck* beam. Many of the clumps are likely to contain gravitationally bound cores.

The *Herschel* Open Time Key Programme *Galactic Cold Cores* carried out dust continuum emission observations of 116 fields selected based on the *Planck* C3PO catalogue. The fields were mapped with *Herschel* PACS and SPIRE instruments (Pilbratt et al. 2010; Poglitsch et al. 2010; Griffin et al. 2010) at wavelengths of 100 – $500 \mu\text{m}$. *Herschel* makes it possible to study the *Planck* clumps and their internal structure in detail (Juvela et al. 2012; Montillaud et al. 2015, submitted; Rivera-Ingraham et al. 2015, submitted). The mapped fields are typically $\sim 40'$ in size, enabling investigation of dust properties at larger scales and, in particular, the comparison of dust properties between the dense and cold regions and their lower density environment. First results have been presented in Planck Collaboration XXIII (2011); Planck Collaboration XXII (2011) and in Juvela et al.

* *Planck* (<http://www.esa.int/Planck>) is a project of the European Space Agency – ESA – with instruments provided by two scientific consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries: France and Italy) with contributions from NASA (USA), and telescope reflectors provided in a collaboration between ESA and a scientific consortium led and funded by Denmark.

** *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

BIBLIOGRAPHIE

- Allen's Astrophysical Quantities*. Springer, 2001. ISBN 038795189X. (Cité page 99.)
- A. Abergel, F. Boulanger, J. M. Delouis, G. Dudziak, et S. Steindling. Local correlations of the fluctuations at different scales of the 60 and 100 μ m emissions of a high galactic latitude complex. *Astronomy and Astrophysics*, 309 :245–257, Mai 1996. (Cité page 3.)
- M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, T. J. Brandt, J. Bregeon, M. Brigida, P. Bruel, R. Buehler, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, E. Cavazzuti, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, J. Chiang, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, S. Cutini, A. de Angelis, F. de Palma, C. D. Dermer, S. W. Digel, E. d. C. e. Silva, P. S. Drell, A. Drlica-Wagner, L. Falletti, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, W. B. Focke, P. Fortin, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, D. Gaggero, F. Gargano, S. Germani, N. Giglietto, F. Giordano, M. Giroletti, T. Glanzman, G. Godfrey, J. E. Grove, S. Guiriec, M. Gustafsson, D. Hadasch, Y. Hanabata, A. K. Harding, M. Hayashida, E. Hays, D. Horan, X. Hou, R. E. Hughes, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, R. P. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, J. Knödseder, M. Kuss, J. Lande, L. Latronico, S.-H. Lee, M. Lemoine-Goumard, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, M. N. Mazziotta, J. E. McEnery, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, M. Naumann-Godo, J. P. Norris, E. Nuss, T. Ohsugi, A. Okumura, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, M. Pesce-Rollins, M. Pierbattista, F. Piron, G. Pivato, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, H. F.-W. Sadrozinski, C. Sgrò, E. J. Siskind, G. Spandre, P. Spinelli, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Takahashi, T. Tanaka, J. G. Thayer, J. B. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, M. Tinivella, D. F. Torres, G. Tosti, E. Troja, T. L. Usher, J. Vandenbroucke, V. Vasileiou, G. Vianello, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, B. L. Winer, K. S. Wood, M. Wood, Z. Yang, M. Ziegler, et S. Zimmer. Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. *Astrophysical Journal*, 750 :3, Mai 2012. (Cité page 46.)
- I. Alata, G. A. Cruz-Diaz, G. M. Muñoz Caro, et E. Dartois. Vacuum ultraviolet photolysis of hydrogenated amorphous carbons . I. Interstellar H₂ and CH₄ formation rates. *Astronomy and Astrophysics*, 569 :A119, Septembre 2014. (Cité page 22.)
- L. J. Allamandola, S. A. Sandford, A. G. G. M. Tielens, et T. M. Herbst. Infrared spectroscopy of dense clouds in the C-H stretch region - Methanol

- and 'diamonds'. *Astrophysical Journal*, 399 :134–146, Novembre 1992. (Cité page 22.)
- M. Andersen, J. Steinacker, W.-F. Thi, L. Pagani, A. Bacmann, et R. Padlani. Scattering from dust in molecular clouds : Constraining the dust grain size distribution through near-infrared cloudshine and infrared coreshine. *Astronomy and Astrophysics*, 559 :A60, Novembre 2013. (Cité pages 57 et 59.)
- B.-G. Andersson. Interstellar Grain Alignment - Observational Status. *ArXiv e-prints*, Août 2012. (Cité pages 20 et 24.)
- P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-i. Inutsuka, R. E. Pudritz, et J. Pineda. From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds : Toward a New Paradigm for Star Formation. *ArXiv e-prints*, Décembre 2013. (Cité pages 3 et 4.)
- P. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps, V. Könyves, F. Motte, N. Schneider, P. Didelon, V. Minier, P. Saraceno, D. Ward-Thompson, J. di Francesco, G. White, S. Molinari, L. Testi, A. Abergel, M. Griffin, T. Henning, P. Royer, B. Merín, R. Vavrek, M. Attard, D. Arzoumanian, C. D. Wilson, P. Ade, H. Aussel, J.-P. Baluteau, M. Benedettini, J.-P. Bernard, J. A. D. L. Blommaert, L. Cambrésy, P. Cox, A. di Giorgio, P. Hargrave, M. Hennemann, M. Huang, J. Kirk, O. Krause, R. Launhardt, S. Leeks, J. Le Pennec, J. Z. Li, P. G. Martin, A. Maury, G. Olofsson, A. Omont, N. Peretto, S. Pezzuto, T. Prusti, H. Roussel, D. Russeil, M. Sauvage, B. Sibthorpe, A. Sicilia-Aguilar, L. Spinoglio, C. Waelkens, A. Woodcraft, et A. Zavagno. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF : Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey. *Astronomy and Astrophysics*, 518 :L102, Juillet 2010. (Cité page 3.)
- D. Arzoumanian, P. André, P. Didelon, V. Könyves, N. Schneider, A. Men'shchikov, T. Sousbie, A. Zavagno, S. Bontemps, J. di Francesco, M. Griffin, M. Hennemann, T. Hill, J. Kirk, P. Martin, V. Minier, S. Molinari, F. Motte, N. Peretto, S. Pezzuto, L. Spinoglio, D. Ward-Thompson, G. White, et C. D. Wilson. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146. *Astronomy and Astrophysics*, 529 :L6, Mai 2011. (Cité page 3.)
- R. S. Asano, T. T. Takeuchi, H. Hirashita, et T. Nozawa. What determines the grain size distribution in galaxies? *Monthly Notices for Royal Astronomic Society*, 432 :637–652, Juin 2013. (Cité page 19.)
- J. Ascenso, C. J. Lada, J. Alves, C. G. Román-Zúñiga, et M. Lombardi. The mid-infrared extinction law in the darkest cores of the Pipe Nebula. *Astronomy and Astrophysics*, 549 :A135, Janvier 2013. (Cité pages xvii, 104 et 105.)
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, et P. Scott. The Chemical Composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47 : 481–522, Septembre 2009. (Cité page 54.)
- A. Bacmann, P. André, J.-L. Puget, A. Abergel, S. Bontemps, et D. Ward-Thompson. An ISOCAM absorption survey of the structure of pre-stellar

- cloud cores. *Astronomy and Astrophysics*, 361 :555–580, Septembre 2000. (Cité pages 91 et 106.)
- J. Bally, W. D. Langer, A. A. Stark, et R. W. Wilson. Filamentary structure in the Orion molecular cloud. *Astrophysical Journal*, 312 :L45–L49, Janvier 1987. (Cité page 3.)
- D. J. Bergman. The dielectric constant of a composite material : A problem in classical physics. *Physics Reports*, 43 :377–407, Juillet 1978. (Cité page 113.)
- E. Bertin. Mining Pixels : The Extraction and Classification of Astronomical Sources. Dans A. J. Bandy, S. Zaroubi, et M. Bartelmann,  diteurs, *Mining the Sky*, page 353, 2001. (Cité page 162.)
- E. Bertin et S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 117 :393–404, Juin 1996. (Cité pages 101 et 162.)
- S. Bianchi. Vindicating single-T modified blackbody fits to Herschel SEDs. *Astronomy and Astrophysics*, 552 :A89, Avril 2013. (Cité page 138.)
- A. Blaauw. OB Associations and the Fossil Record of Star Formation. Dans C. J. Lada et N. D. Kylafis,  diteurs, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 342 de *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 125, 1991. (Cité page 92.)
- J. H. Black. Energy Budgets of Diffuse Clouds. Dans R. M. Cutri et W. B. Latter,  diteurs, *The First Symposium on the Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds*, volume 58 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 355, 1994. (Cité page 46.)
- A. Blanco et E. Bussoletti. The temperature of interstellar porous grains. *Astrophysics and Space Science*, 67 :105–110, Janvier 1980. (Cité page 118.)
- R. C. Bohlin, B. D. Savage, et J. F. Drake. A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II. *Astrophysical Journal*, 224 :132–142, Ao t 1978. (Cité page 105.)
- C. F. Bohren et D. R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley-VCH, 1983. (Cité pages 28 et 114.)
- B. J. Bok. Palomar Schmidt star counts for two heavily obscured fields. *Astrophysical Journal*, 61 :309–316, 1956. (Cité pages 18, 103 et 105.)
- W. B. Bonnor. Boyle’s Law and gravitational instability. *Monthly Notices for Royal Astronomic Society*, 116 :351, 1956. (Cité page 9.)
- D. A. G. Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizit tskonstanten und Leitf higkeiten der Mischk rper aus isotropen Substanzen. *Annalen der Physik*, 416 :636–664, 1935. (Cité page 113.)

- M. J. Butler et J. C. Tan. Mid-infrared Extinction Mapping of Infrared Dark Clouds. II. The Structure of Massive Starless Cores and Clumps. *Astrophysical Journal*, 754 :5, Juillet 2012. (Cité pages 91 et 106.)
- L. Cambrésy, C. A. Beichman, T. H. Jarrett, et R. M. Cutri. Extinction with 2MASS : Star Counts and Reddening toward the North America and Pelican Nebulae. *Astrophysical Journal*, 123 :2559–2573, Mai 2002. (Cité pages 18 et 19.)
- L. Cambrésy, N. Epchtein, E. Copet, B. de Batz, S. Kimeswenger, T. Le Bertre, D. Rouan, et D. Tiphene. Extinction map of Chamaeleon I molecular cloud with DENIS star counts. *Astronomy and Astrophysics*, 324 : L5–L8, Août 1997. (Cité page 103.)
- L. Cambrésy, J. Rho, D. J. Marshall, et W. T. Reach. Variation of the extinction law in the Trifid nebula. *Astronomy and Astrophysics*, 527 : A141, Mars 2011. (Cité page 104.)
- E. K. Campbell, M. Holz, D. Gerlich, et J. P. Maier. Laboratory confirmation of C_{60}^+ as the carrier of two diffuse interstellar bands. *Nature*, 523 : 322–323, Juillet 2015. (Cité page 23.)
- J. A. Cardelli, G. C. Clayton, et J. S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *Astrophysical Journal*, 345 : 245–256, Octobre 1989. (Cité page 19.)
- J. E. Chiar, K. Ennico, Y. J. Pendleton, A. C. A. Boogert, T. Greene, C. Knez, C. Lada, T. Roellig, A. G. G. M. Tielens, M. Werner, et D. C. B. Whittet. The Relationship between the Optical Depth of the $9.7 \mu\text{m}$ Silicate Absorption Feature and Infrared Differential Extinction in Dense Clouds. *Astrophysical Journal Letters*, 666 :L73–L76, Septembre 2007. (Cité pages 126 et 154.)
- B. Commerçon, P. Hennebelle, E. Audit, G. Chabrier, et R. Teyssier. Protostellar collapse : radiative and magnetic feedbacks on small-scale fragmentation. *Astronomy and Astrophysics*, 510 :L3, Février 2010. (Cité page 2.)
- M. Compiègne, L. Verstraete, A. Jones, J.-P. Bernard, F. Boulanger, N. Flagey, J. Le Bourlot, D. Paradis, et N. Ysard. The global dust SED : tracing the nature and evolution of dust with DustEM. *Astronomy and Astrophysics*, 525 :A103, Janvier 2011. (Cité pages xviii, 19, 53, 55, 136, 166, 167, 168 et 170.)
- R. M. Crutcher, D. J. Nutter, D. Ward-Thompson, et J. M. Kirk. SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores. *Astrophysical Journal*, 600 :279–285, Janvier 2004. (Cité page 93.)
- E. Dartois, T. R. Geballe, T. Pino, A.-T. Cao, A. Jones, D. Deboffle, V. Guerrini, P. Br chignac, et L. D’Hendecourt. IRAS 08572+3915 : constraining the aromatic versus aliphatic content of interstellar HACs. *Astronomy and Astrophysics*, 463 :635–640, Février 2007. (Cité page 22.)

- E. Dartois, G. M. Muñoz Caro, D. Deboffle, G. Montagnac, et L. D'Hendecourt. Ultraviolet photoproduction of ISM dust. Laboratory characterisation and astrophysical relevance. *Astronomy and Astrophysics*, 432 : 895–908, Mars 2005. (Cité page 22.)
- C. Davoisne, Z. Djouadi, H. Leroux, L. D'Hendecourt, A. Jones, et D. Deboffle. The origin of GEMS in IDPs as deduced from microstructural evolution of amorphous silicates with annealing. *Astronomy and Astrophysics*, 448 :L1–L4, Mars 2006. (Cité page 22.)
- F.-X. Désert, J. F. Macías-Pérez, F. Mayet, G. Giardino, C. Renault, J. Aumont, A. Benoît, J.-P. Bernard, N. Ponthieu, et M. Tristram. Submillimetre point sources from the Archeops experiment : very cold clumps in the Galactic plane. *Astronomy and Astrophysics*, 481 :411–421, Avril 2008. (Cité page 139.)
- J. E. Dickens, W. M. Irvine, R. L. Snell, E. A. Bergin, F. P. Schloerb, P. Pratap, et M. P. Miralles. A Study of the Physics and Chemistry of L134N. *Astrophysical Journal*, 542 :870–889, Octobre 2000. (Cité page 92.)
- J. Dorschner, B. Begemann, T. Henning, C. Jaeger, et H. Mutschke. Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition. *Astronomy and Astrophysics*, 300 :503, Août 1995. (Cité page 120.)
- B. Draine. On the Interpretation of the λ 2175 Å Feature. Dans L. J. Allamandola et A. G. G. M. Tielens, éditeurs, *Interstellar Dust*, volume 135 de *IAU Symposium*, page 313, 1989. (Cité page 22.)
- B. T. Draine. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophysical Journal*, 333 :848–872, Octobre 1988. (Cité pages 116 et 117.)
- B. T. Draine. Scattering by Interstellar Dust Grains. I. Optical and Ultraviolet. *Astrophysical Journal*, 598 :1017–1025, Décembre 2003. (Cité page 104.)
- B. T. Draine. Interstellar Dust Models. Dans A. N. Witt, G. C. Clayton, et B. T. Draine, éditeurs, *Astrophysics of Dust*, volume 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 691, Mai 2004. (Cité page 39.)
- F. Du et B. Parise. A hybrid moment equation approach to gas-grain chemical modeling. *Astronomy and Astrophysics*, 530 :A131, Juin 2011. (Cité page 10.)
- X. Dupac, J.-P. Bernard, N. Boudet, M. Giard, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, B. Stepnik, et J.-P. Torre. Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *Astronomy and Astrophysics*, 404 :L11–L15, Juin 2003. (Cité page 139.)
- R. Ebert. Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen. *Zeitschrift für Astrophysik*, 37 :217, 1955. (Cité page 9.)

- N. J. Evans, II, L. E. Allen, G. A. Blake, A. C. A. Boogert, T. Bourke, P. M. Harvey, J. E. Kessler, D. W. Koerner, C. W. Lee, L. G. Mundy, P. C. Myers, D. L. Padgett, K. Pontoppidan, A. I. Sargent, K. R. Stapelfeldt, E. F. van Dishoeck, C. H. Young, et K. E. Young. From Molecular Cores to Planet-forming Disks : An SIRTf Legacy Program. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115 :965–980, Août 2003. (Cité page 31.)
- N. J. Evans, II, M. M. Dunham, J. K. Jørgensen, M. L. Enoch, B. Merín, E. F. van Dishoeck, J. M. Alcalá, P. C. Myers, K. R. Stapelfeldt, T. L. Huard, L. E. Allen, P. M. Harvey, T. van Kempen, G. A. Blake, D. W. Koerner, L. G. Mundy, D. L. Padgett, et A. I. Sargent. The Spitzer c2d Legacy Results : Star-Formation Rates and Efficiencies; Evolution and Lifetimes. *Astrophysical Journal Supplement*, 181 :321–350, Avril 2009. (Cité page 31.)
- N. J. Evans, II, G. Morris, T. Sato, et B. Zuckerman. Interstellar H₂CO. I - Absorption studies, dark clouds, and the cosmic background radiation. *Astrophysical Journal*, 196 :433–456, Mars 1975. (Cité page 92.)
- N. J. Evans, II, J. M. C. Rawlings, Y. L. Shirley, et L. G. Mundy. Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. II. Modeling the Submillimeter Emission from Preprotostellar Cores. *Astrophysical Journal*, 557 :193–208, Août 2001. (Cité pages 9, 57 et 138.)
- L. Fanciullo, V. Guillet, G. Aniano, A. P. Jones, N. Ysard, M.-A. Miville-Deschênes, F. Boulanger, et M. Köhler. Dust models post-Planck : constraining the far-infrared opacity of dust in the diffuse interstellar medium. *ArXiv e-prints*, Juin 2015. (Cité page 33.)
- E. L. Fitzpatrick. Correcting for the Effects of Interstellar Extinction. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111 :63–75, Janvier 1999. (Cité page 95.)
- E. L. Fitzpatrick et D. Massa. An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. V. The IR-through-UV Curve Morphology. *Astrophysical Journal*, 663 :320–341, Juillet 2007. (Cité pages 95 et 104.)
- N. Flagey, F. Boulanger, L. Verstraete, M. A. Miville Deschênes, A. Noriega Crespo, et W. T. Reach. Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission. *Astronomy and Astrophysics*, 453 :969–978, Juillet 2006. (Cité pages 48, 49, 51, 107 et 125.)
- J. B. Foster et A. A. Goodman. Cloudshine : New Light on Dark Clouds. *Astrophysical Journal Letters*, 636 :L105–L108, Janvier 2006. (Cité pages 28, 59 et 153.)
- G. A. P. Franco. High latitude molecular clouds - Distances derived from accurate photometry. *Astronomy and Astrophysics*, 223 :313–320, Octobre 1989. (Cité page 92.)
- A. Frank, T. P. Ray, S. Cabrit, P. Hartigan, H. G. Arce, F. Bacciotti, J. Bally, M. Benisty, J. Eisloffel, M. Güdel, S. Lebedev, B. Nisini, et

- A. Raga. Jets and Outflows From Star to Cloud : Observations Confront Theory. *ArXiv e-prints*, Février 2014. (Cité page 2.)
- R. K. Friesen, J. Di Francesco, T. L. Bourke, P. Caselli, J. K. Jørgensen, J. E. Pineda, et M. Wong. Revealing H₂D⁺ Depletion and Compact Structure in Starless and Protostellar Cores with ALMA. *Astrophysical Journal*, 797 :27, Décembre 2014. (Cité page 93.)
- Y. Gao et P. M. Solomon. The Star Formation Rate and Dense Molecular Gas in Galaxies. *Astrophysical Journal*, 606 :271–290, Mai 2004. (Cité page 4.)
- R. T. Garrod, S. L. W. Weaver, et E. Herbst. Complex Chemistry in Star-forming Regions : An Expanded Gas-Grain Warm-up Chemical Model. *Astrophysical Journal*, 682 :283–302, Juillet 2008. (Cité page 10.)
- F. C. Gillett, W. J. Forrest, et K. M. Merrill. 8 - 13-micron spectra of NGC 7027, BD +30 3639, and NGC 6572. *Astrophysical Journal*, 183 :87–93, Juillet 1973. (Cité page 23.)
- G. Gilmore et N. Reid. New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc. *Monthly Notices for Royal Astronomic Society*, 202 :1025–1047, Mars 1983. (Cité page 48.)
- K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, et M. Bartelmann. HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *Astrophysical Journal*, 622 :759–771, Avril 2005. (Cité page 47.)
- R. J. Gould et E. E. Salpeter. The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. I. Basic Processes. *Astrophysical Journal*, 138 :393, Août 1963. (Cité page 17.)
- J. M. Greenberg et G. Chlewicki. A far-ultraviolet extinction law - What does it mean ? *Astrophysical Journal*, 272 :563–578, Septembre 1983. (Cité page 19.)
- J. M. Greenberg, A. Li, C. X. Mendoza-Gomez, W. A. Schutte, P. A. Geraikines, et M. de Groot. Approaching the Interstellar Grain Organic Refractory Component. *Astrophysical Journal Letter*, 455 :L177, Décembre 1995. (Cité page 22.)
- T. Henning, V. B. Il'In, N. A. Krivova, B. Michel, et N. V. Voshchinnikov. WWW database of optical constants for astronomy. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 136 :405–406, Avril 1999. (Cité page 112.)
- T. Henning et R. Stognienko. Dust opacities for protoplanetary accretion disks : influence of dust aggregates. *Astronomy and Astrophysics*, 311 : 291–303, Juillet 1996. (Cité page 121.)
- L. G. Henyey et J. L. Greenstein. The Theory of the Colors of Reflection Nebulae. *Astrophysical Journal*, 88 :580, Décembre 1938. (Cité page 26.)
- R. H. Hildebrand, J. L. Dotson, C. D. Dowell, D. A. Schleuning, et J. E. Vaillancourt. The Far-Infrared Polarization Spectrum : First Results and Analysis. *Astrophysical Journal*, 516 :834–842, Mai 1999. (Cité page 20.)

- L. M. Hobbs, D. G. York, T. P. Snow, T. Oka, J. A. Thorburn, M. Bishof, S. D. Friedman, B. J. McCall, B. Rachford, P. Sonnentrucker, et D. E. Welty. A Catalog of Diffuse Interstellar Bands in the Spectrum of HD 204827. *Astrophysical Journal*, 680 :1256–1270, Juin 2008. (Cité page 23.)
- S. Hotzel, J. Harju, et M. Juvela. The kinetic temperature of Barnard 68. *Astronomy and Astrophysics*, 395 :L5–L8, Novembre 2002. (Cité page 9.)
- R. Indebetouw, J. S. Mathis, B. L. Babler, M. R. Meade, C. Watson, B. A. Whitney, M. J. Wolff, M. G. Wolfire, M. Cohen, T. M. Bania, R. A. Benjamin, D. P. Clemens, J. M. Dickey, J. M. Jackson, H. A. Kobulnicky, A. P. Marston, E. P. Mercer, J. R. Stauffer, S. R. Stolovy, et E. Churchwell. The Wavelength Dependence of Interstellar Extinction from 1.25 to 8.0 μm Using GLIMPSE Data. *Astrophysical Journal*, 619 :931–938, Février 2005. (Cité page 104.)
- T. Inoue et S.-i. Inutsuka. Formation of Turbulent and Magnetized Molecular Clouds via Accretion Flows of H I Clouds. *Astrophysical Journal*, 759 :35, Novembre 2012. (Cité page 3.)
- S.-I. Inutsuka et S. M. Miyama. Self-similar solutions and the stability of collapsing isothermal filaments. *Astrophysical Journal*, 388 :392–399, Avril 1992. (Cité page 4.)
- E. B. Jenkins. A Unified Representation of Gas-Phase Element Depletions in the Interstellar Medium. *Astrophysical Journal*, 700 :1299–1348, Août 2009. (Cité page 21.)
- H. L. Johnson et W. W. Morgan. Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas. *Astrophysical Journal*, 117 :313, Mai 1953. (Cité page 18.)
- A. Jones. The physical and compositional properties of dust : what do we really know? *ArXiv e-prints*, Novembre 2014. (Cité page 19.)
- A. P. Jones, L. Fanciullo, M. Köhler, L. Verstraete, V. Guillet, M. Bocchio, et N. Ysard. The evolution of amorphous hydrocarbons in the ISM : dust modelling from a new vantage point. *Astronomy and Astrophysics*, 558 : A62, Octobre 2013. (Cité page 19.)
- A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, et D. J. Hollenbach. Grain Shattering in Shocks : The Interstellar Grain Size Distribution. *Astrophysical Journal*, 469 :740, Octobre 1996. (Cité page 16.)
- M. Juvela. Efficient Monte Carlo methods for continuum radiative transfer. *Astronomy and Astrophysics*, 440 :531–546, Septembre 2005. (Cité pages 42 et 45.)
- M. Juvela et P. Padoan. Dust emission from inhomogeneous interstellar clouds : Radiative transfer in 3D with transiently heated particles. *Astronomy and Astrophysics*, 397 :201–212, Janvier 2003. (Cité page 42.)
- M. Juvela, V.-M. Pelkonen, P. Padoan, et K. Mattila. High-resolution mapping of interstellar clouds with near-infrared scattered light. *Astronomy and Astrophysics*, 457 :877–889, Octobre 2006. (Cité pages 28 et 153.)

- M. Juvela, V.-M. Pelkonen, P. Padoan, et K. Mattila. A Corona Australis cloud filament seen in NIR scattered light. I. Comparison with extinction of background stars. *Astronomy and Astrophysics*, 480 :445–458, Mars 2008. (Cité page 28.)
- M. Juvela, I. Ristorcelli, D. J. Marshall, J. Montillaud, V.-M. Pelkonen, N. Ysard, P. McGehee, R. Paladini, L. Pagani, J. Malinen, A., Rivera-Ingraham, C. Lefevre, L. V. Toth, L. A. Montier, J.-P. Bernard, et P. Martin. Galactic cold cores V. Dust opacity. *ArXiv e-prints*, Janvier 2015. (Cité page 175.)
- M. Juvela, I. Ristorcelli, L. Pagani, Y. Doi, V.-M. Pelkonen, D. J. Marshall, J.-P. Bernard, E. Falgarone, J. Malinen, G. Marton, P. McGehee, L. A. Montier, F. Motte, R. Paladini, L. V. Tóth, N. Ysard, S. Zahorecz, et A. Zavagno. Galactic cold cores. III. General cloud properties. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A12, Mai 2012. (Cité page 31.)
- B. C. Kelly, R. Shetty, A. M. Stutz, J. Kauffmann, A. A. Goodman, et R. Launhardt. Dust Spectral Energy Distributions in the Era of Herschel and Planck : A Hierarchical Bayesian-fitting Technique. *Astrophysical Journal*, 752 :55, Juin 2012. (Cité page 139.)
- T. Kelsall, J. L. Weiland, B. A. Franz, W. T. Reach, R. G. Arendt, E. Dwek, H. T. Freudenreich, M. G. Hauser, S. H. Moseley, N. P. Odegard, R. F. Silverberg, et E. L. Wright. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud. *Astrophysical Journal*, 508 :44–73, Novembre 1998. (Cité page 51.)
- E. Keto et P. Caselli. Dynamics and depletion in thermally supercritical starless cores. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402 : 1625–1634, Mars 2010. (Cité page 9.)
- H. Kirk, P. C. Myers, T. L. Bourke, R. A. Gutermuth, A. Hedden, et G. W. Wilson. Filamentary Accretion Flows in the Embedded Serpens South Protocluster. *Astrophysical Journal*, 766 :115, Avril 2013. (Cité page 3.)
- J. M. Kirk, R. M. Crutcher, et D. Ward-Thompson. BIMA N_2H^+ 1-0 Mapping Observations of L183 : Fragmentation and Spin-Up in a Collapsing, Magnetized, Rotating, Prestellar Core. *Astrophysical Journal*, 701 :1044–1052, Août 2009. (Cité pages 4 et 93.)
- M. Köhler, N. Ysard, et A. P. Jones. Dust evolution in the transition towards the denser ISM : impact on dust temperature, opacity, and spectral index. *Astronomy and Astrophysics*, 579 :A15, Juillet 2015. (Cité pages 122, 137 et 155.)
- Alexander A. Kokhanovsky. *Light Scattering Reviews 4 : Single Light Scattering and Radiative Transfer (Springer Praxis Books / Environmental Sciences) (No. 4)*. Springer, 2009. ISBN 3540742751. (Cité page 24.)
- G. E. Kron. New Techniques in Photometry. *Ricerche Astronomiche*, 10 :3, 1980. (Cité pages 101 et 163.)

- C. J. Lada, J. Forbrich, M. Lombardi, et J. F. Alves. Star Formation Rates in Molecular Clouds and the Nature of the Extragalactic Scaling Relations. *Astrophysical Journal*, 745 :190, Février 2012. (Cité page 4.)
- C. J. Lada, E. A. Lada, D. P. Clemens, et J. Bally. Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146. *Astrophysical Journal*, 429 : 694–709, Juillet 1994. (Cité page 103.)
- C. J. Lada, M. Lombardi, et J. F. Alves. On the Star Formation Rates in Molecular Clouds. *Astrophysical Journal*, 724 :687–693, Novembre 2010. (Cité page 4.)
- R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, L. Puspitarini, L. Eyer, et L. Casagrande. 3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements. *Astronomy and Astrophysics*, 561 :A91, Janvier 2014. (Cité pages 51, 52 et 53.)
- R. B. Larson. Turbulence and star formation in molecular clouds. *Monthly Notices for Royal Astronomical Society*, 194 :809–826, Mars 1981. (Cité page 8.)
- R. Launhardt, A. M. Stutz, A. Schmiedeke, T. Henning, O. Krause, Z. Balog, H. Beuther, S. Birkmann, M. Hennemann, J. Kainulainen, T. Khanzadyan, H. Linz, N. Lippok, M. Nielbock, J. Pitann, S. Ragan, C. Risacher, M. Schmalzl, Y. L. Shirley, B. Stecklum, J. Steinacker, et J. Tackenberg. The Earliest Phases of Star Formation (EPoS) : a Herschel key project. The thermal structure of low-mass molecular cloud cores. *Astronomy and Astrophysics*, 551 :A98, Mars 2013. (Cité page 57.)
- R. J. Laureijs, Y. Fukui, G. Helou, A. Mizuno, K. Imaoka, et F. O. Clark. Moderate-Density Regions in the LYNDs 134 Cloud Complex. *Astrophysical Journal Supplement*, 101 :87, Novembre 1995. (Cité pages 92 et 94.)
- R. J. Laureijs, K. Mattila, et G. Schnur. IRAS and optical observations of the high-latitude dust cloud LYNDs 1642. *Astronomy and Astrophysics*, 184 :269–278, Octobre 1987. (Cité page 42.)
- C. Lawrence et J. Keene. Search for Low-Luminosity YSOs and Measurement of Infrared Extinction in Dark Clouds and Bok Globules. Spitzer Proposal, Septembre 2004. (Cité page 31.)
- C. Lefèvre, L. Pagani, M. Juvela, R. Paladini, R. Lallement, D. J. Marshall, M. Andersen, A. Bacmann, P. M. McGehee, L. Montier, A. Noriega-Crespo, V.-M. Pelkonen, I. Ristorcelli, et J. Steinacker. Dust properties inside molecular clouds from coreshine modeling and observations. *Astronomy and Astrophysics*, 572 :A20, Décembre 2014. (Cité page 60.)
- C. Lefèvre, L. Pagani, M. Min, C. Poteet, et D. Whittet. On the importance of scattering at 8 microns : Brighter than you think. *ArXiv e-prints*, Décembre 2015. (Cité pages 106, 111 et 128.)
- A. Léger et J. L. Puget. Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust ? *Astronomy and Astrophysics*, 137 :L5–L8, Août 1984. (Cité page 22.)

- K. Lehtinen et K. Mattila. Near-infrared surface brightness observations of the Thumbprint Nebula and determination of the albedo of interstellar grains. *Astronomy and Astrophysics*, 309 :570–580, Mai 1996. (Cité pages 28, 42, 46 et 49.)
- James Lequeux. *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences u.a, Les Ulis, 2002. ISBN 2868835333. (Cité page 2.)
- L. R. Levenson, E. L. Wright, et B. D. Johnson. DIRBE Minus 2MASS : Confirming the CIRB in 40 New Regions at 2.2 and 3.5 μm . *Astrophysical Journal*, 666 :34–44, Septembre 2007. (Cité page 48.)
- A. Li et B. T. Draine. Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium. *Astrophysical Journal*, 554 :778–802, Juin 2001. (Cité pages 19 et 55.)
- N. Lippok, R. Launhardt, D. Semenov, A. M. Stutz, Z. Balog, T. Henning, O. Krause, H. Linz, M. Nielbock, Y. N. Pavlyuchenkov, M. Schmalzl, A. Schmiedeke, et J. H. Bieging. Gas-phase CO depletion and N_2H^+ abundances in starless cores. *Astronomy and Astrophysics*, 560 :A41, Décembre 2013. (Cité pages 9 et 139.)
- F. Lique, F. Daniel, L. Pagani, et N. Feautrier. Hyperfine excitation of N_2H^+ by H_2 : towards a revision of N_2H^+ abundance in cold molecular clouds. *Monthly Notices for Royal Astronomic Society*, 446 :1245–1251, Janvier 2015. (Cité pages 92, 98, 99, 105, 140 et 150.)
- M. Lombardi. Optimal column density measurements from multiband near-infrared observations. *Astronomy and Astrophysics*, 438 :169–185, Juillet 2005. (Cité page 104.)
- M. Lombardi et J. Alves. Mapping the interstellar dust with near-infrared observations : An optimized multi-band technique. *Astronomy and Astrophysics*, 377 :1023–1034, Octobre 2001. (Cité pages 103 et 104.)
- M. Lombardi, J. Alves, et C. J. Lada. Larson’s third law and the universality of molecular cloud structure. *Astronomy and Astrophysics*, 519 :L7, Septembre 2010. (Cité page 8.)
- D. Lutz, H. Feuchtgruber, R. Genzel, D. Kunze, D. Rigopoulou, H. W. W. Spoon, C. M. Wright, E. Egami, R. Katterloher, E. Sturm, E. Wieprecht, A. Sternberg, A. F. M. Moorwood, et T. de Graauw. SWS observations of the Galactic center. *Astronomy and Astrophysics*, 315 :L269–L272, Novembre 1996. (Cité page 22.)
- J. Malinen, M. Juvela, D. C. Collins, T. Lunttila, et P. Padoan. Accuracy of core mass estimates in simulated observations of dust emission. *Astronomy and Astrophysics*, 530 :A101, Juin 2011. (Cité pages 138, 149, 150, 153 et 176.)
- P. Mallet, C. A. Guérin, et A. Sentenac. Maxwell-Garnett mixing rule in the presence of multiple scattering : Derivation and accuracy. *Physical Review B*, 72(1) :014205, Juillet 2005. (Cité page 118.)

- N. Maron et O. Maron. Criteria for mixing rules application for inhomogeneous astrophysical grains. *Monthly Notices for Royal Astronomical Society*, 391 :738–764, Décembre 2008. (Cité page 117.)
- K. A. Marsh, M. J. Griffin, P. Palmeirim, P. André, J. Kirk, D. Stamatellos, D. Ward-Thompson, A. Roy, S. Bontemps, J. D. Francesco, D. Elia, T. Hill, V. Könyves, F. Motte, Q. Nguyen-Luong, N. Peretto, S. Pezzuto, A. Rivera-Ingraham, N. Schneider, L. Spinoglio, et G. White. Properties of starless and prestellar cores in Taurus revealed by Herschel : SPIRE/PACS imaging. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439 :3683–3693, Avril 2014. (Cité page 139.)
- D. J. Marshall, A. C. Robin, C. Reyl , M. Schultheis, et S. Picaud. Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions. *Astronomy and Astrophysics*, 453 :635–651, Juillet 2006. (Cité pages 51, 52 et 53.)
- J. S. Mathis, P. G. Mezger, et N. Panagia. Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 128 :212–229, Novembre 1983. (Cité pages 25 et 46.)
- J. S. Mathis, W. Ruml, et K. H. Nordsieck. The size distribution of interstellar grains. *Astrophysical Journal*, 217 :425–433, Octobre 1977. (Cité pages xi, 21, 23 et 55.)
- K. Mattila. Surface brightness observations of dark nebulae. *Astronomy and Astrophysics*, 8 :273–282, Octobre 1970. (Cité page 44.)
- J. C. Maxwell Garnett. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 203 :385–420, 1904. (Cité page 113.)
- D. McGonagle, W. M. Irvine, Y. C. Minh, et L. M. Ziurys. Detection of nitric oxide in the dark cloud L134N. *Astrophysical Journal*, 359 :121–124, Ao t 1990. (Cité page 92.)
- C. McKee. Dust Destruction in the Interstellar Medium. Dans L. J. Allamandola et A. G. G. M. Tielens,  diteurs, *Interstellar Dust*, volume 135 de *IAU Symposium*, page 431, 1989. (Cité page 17.)
- A. M. Meisner et D. P. Finkbeiner. A Full-sky, High-resolution Atlas of Galactic 12 μm Dust Emission with WISE. *Astrophysical Journal*, 781 : 5, Janvier 2014. (Cité pages xvii, 107, 109, 112 et 125.)
- S. Messenger, L. P. Keller, F. J. Stadermann, R. M. Walker, et E. Zinner. Samples of Stars Beyond the Solar System : Silicate Grains in Interplanetary Dust. *Science*, 300 :105–108, Avril 2003. (Cité page 22.)
- G. Mie. Beiträge zur Optik tr ber Medien, speziell kolloidaler Metalll sungen. *Annalen der Physik*, 330 :377–445, 1908. (Cité pages 24 et 26.)
- M. Min, J. W. Hovenier, et A. de Koter. Shape effects in scattering and absorption by randomly oriented particles small compared to the wavelength. *Astronomy and Astrophysics*, 404 :35–46, Juin 2003. (Cité page 118.)

- M. Min, J. W. Hovenier, et A. de Koter. Modeling optical properties of cosmic dust grains using a distribution of hollow spheres. *Astronomy and Astrophysics*, 432 :909–920, Mars 2005. (Cité pages 118 et 120.)
- M. Min, C. Rab, P. Woitke, C. Dominik, et F. Ménard. Multiwavelength optical properties of compact dust aggregates in protoplanetary disks. *Astronomy and Astrophysics*, 585 :A13, Janvier 2016. (Cité pages xvii, xviii, 53, 54, 118, 121, 137, 155, 166, 167 et 169.)
- M. Min, L. B. F. M. Waters, A. de Koter, J. W. Hovenier, L. P. Keller, et F. Markwick-Kemper. The shape and composition of interstellar silicate grains. *Astronomy and Astrophysics*, 462 :667–676, Février 2007. (Cité pages 118, 119 et 121.)
- L. A. Montier, V.-M. Pelkonen, M. Juvela, I. Ristorcelli, et D. J. Marshall. An all-sky catalogue of cold cores observed with Planck-HFI : simulation and colour detection algorithms. *Astronomy and Astrophysics*, 522 :A83, Novembre 2010. (Cité page 32.)
- G. M. Muñoz Caro, V. Mennella, R. Ruitkamp, W. A. Schutte, J. M. Greenberg, et P. Ehrenfreund. UV Photolysis of Carbon-based Materials under Simulated Dense and Diffuse Cloud Circumstances. *Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths*, 196 : 333–341, Mars 2000. (Cité page 22.)
- G. D. Mulders, M. Min, C. Dominik, J. H. Debes, et G. Schneider. Why circumstellar disks are so faint in scattered light : the case of HD 100546. *Astronomy and Astrophysics*, 549 :A112, Janvier 2013. (Cité pages 17, 112 et 119.)
- Y. Nakajima, T. Nagata, S. Sato, T. Nagayama, C. Nagashima, D. Kato, M. Kurita, T. Kawai, M. Tamura, H. Nakaya, et K. Sugitani. Deep Imaging Observations of the Lupus 3 Cloud : Dark Cloud Revealed as Infrared Reflection Nebula. *The Astronomical Journal*, 125 :1407–1417, Mars 2003. (Cité pages 28 et 59.)
- M. Nielbock, R. Launhardt, J. Steinacker, A. M. Stutz, Z. Balog, H. Beuther, J. Bouwman, T. Henning, P. Hily-Blant, J. Kainulainen, O. Krause, H. Linz, N. Lippok, S. Ragan, C. Risacher, et A. Schmiedeke. The Earliest Phases of Star formation (EPoS) observed with Herschel : the dust temperature and density distributions of B68. *Astronomy and Astrophysics*, 547 :A11, Novembre 2012. (Cité page 46.)
- K. I. Öberg, A. C. A. Boogert, K. M. Pontoppidan, S. van den Broek, E. F. van Dishoeck, S. Bottinelli, G. A. Blake, et N. J. Evans, II. The Spitzer Ice Legacy : Ice Evolution from Cores to Protostars. *Astrophysical Journal*, 740 :109, Octobre 2011. (Cité page 23.)
- C. W. Ormel, D. Paszun, C. Dominik, et A. G. G. M. Tielens. Dust coagulation and fragmentation in molecular clouds. I. How collisions between dust aggregates alter the dust size distribution. *Astronomy and Astrophysics*, 502 :845–869, Août 2009. (Cité pages xvii, xviii, 23, 53, 54, 165, 167 et 169.)

- V. Ossenkopf. Effective-medium theories for cosmic dust grains. *Astronomy and Astrophysics*, 251 :210–219, Novembre 1991. (Cité page 114.)
- V. Ossenkopf et T. Henning. Dust opacities for protostellar cores. *Astronomy and Astrophysics*, 291 :943–959, Novembre 1994. (Cité pages 136, 137 et 140.)
- P. Padoan, M. Juvela, et V.-M. Pelkonen. High-Resolution Mapping of Interstellar Clouds by Near-Infrared Scattering. *Astrophysical Journal Letters*, 636 :L101–L104, Janvier 2006. (Cité pages 28 et 59.)
- L. Pagani, A. Bacmann, S. Cabrit, et C. Vastel. Depletion and low gas temperature in the L183 (=L134N) prestellar core : the $\text{N}_2\text{H}^+-\text{N}_2\text{D}^+$ tool. *Astronomy and Astrophysics*, 467 :179–186, Mai 2007. (Cité pages xiii, 92, 93, 98, 105, 140 et 150.)
- L. Pagani, A. Bacmann, F. Motte, L. Cambrésy, M. Fich, G. Lagache, M.-A. Miville-Deschênes, J.-R. Pardo, et A. J. Apponi. L183 (L134N) Revisited. II. The dust content. *Astronomy and Astrophysics*, 417 :605–613, Avril 2004. (Cité pages xvii, 30, 96, 105 et 106.)
- L. Pagani, G. Lagache, A. Bacmann, F. Motte, L. Cambrésy, M. Fich, D. Teyssier, M.-A. Miville-Deschênes, J.-R. Pardo, A. J. Apponi, et B. Stepnik. L183 (L134N) Revisited. I. The very cold core and the ridge. *Astronomy and Astrophysics*, 406 :L59–L62, Juillet 2003. (Cité page 92.)
- L. Pagani, C. Lefèvre, A. Bacmann, et J. Steinacker. Absence of coreshine in the Gum/Vela region. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A154, Mai 2012. (Cité page 32.)
- L. Pagani, C. Lefèvre, M. Juvela, V.-M. Pelkonen, et F. Schuller. Can we trace very cold dust from its emission alone ? *Astronomy and Astrophysics*, 574 :L5, Février 2015. (Cité page 141.)
- L. Pagani, I. Ristorcelli, N. Boudet, M. Giard, A. Abergel, et J.-P. Bernard. L1506 : a prestellar core in the making. *Astronomy and Astrophysics*, 512 :A3, Mars 2010a. (Cité page 93.)
- L. Pagani, J. Steinacker, A. Bacmann, A. Stutz, et T. Henning. The Ubiquity of Micrometer-Sized Dust Grains in the Dense Interstellar Medium. *Science*, 329 :1622–, Septembre 2010b. (Cité pages 29, 31, 32 et 97.)
- R. Paladini, L. Pagani, J. Steinacker, S. Carey, M. Juvela, I. Ristorcelli, V.-M. Pelkonen, L. Montier, A. Noriega-Crespo, A. Bacmann, P. McGehee, et D. Marshall. Hunting Coreshines with Spitzer. Spitzer Proposal, Mai 2011. (Cité page 32.)
- R. Paladini, J. Steinacker, C. Lefèvre, L. Pagani, M. Andersen, M. Juvela, S. Carey, A. Bacmann, A. Noriega-Crespo, P. McGehee, I. Ristorcelli, et V.-M. Pelkonen. Shedding light on grain growth in Galactic star forming regions. Spitzer Proposal, Décembre 2012. (Cité page 175.)
- V. S. Parvathi, U. J. Sofia, J. Murthy, et B. R. S. Babu. Probing the Role of Carbon in Ultraviolet Extinction along Galactic Sight Lines. *Astrophysical Journal*, 760 :36, Novembre 2012. (Cité page 21.)

- A. Penttilä, E. Zubko, K. Lumme, K. Muinonen, M. A. Yurkin, B. Draine, J. Rahola, A. G. Hoekstra, et Y. Shkuratov. Comparison between discrete dipole implementations and exact techniques. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 106 :417–436, Juillet 2007. (Cité page 116.)
- J.-M. Perrin et P. L. Lamy. On the validity of effective-medium theories in the case of light extinction by inhomogeneous dust particles. *Astrophysical Journal*, 364 :146–151, Novembre 1990. (Cité page 118.)
- G. L. Pilbratt, J. R. Riedinger, T. Passvogel, G. Crone, D. Doyle, U. Gageur, A. M. Heras, C. Jewell, L. Metcalfe, S. Ott, et M. Schmidt. Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy. *Astronomy and Astrophysics*, 518 :L1, Juillet 2010. (Cité page 3.)
- Planck Collaboration, A. Abergel, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, G. Aniano, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoit-Lévy, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. Bobin, A. Bonaldi, J. R. Bond, F. R. Bouchet, F. Boulanger, C. Burigana, J.-F. Cardoso, A. Catalano, A. Chamballu, H. C. Chiang, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, F. Couchot, B. P. Crill, F. Cuttaia, L. Danese, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F.-X. Désert, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, E. Franceschi, S. Galeotta, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, V. Guillet, F. K. Hansen, D. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, K. M. Huffenberger, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, G. Joncas, A. Jones, W. C. Jones, M. Juvela, P. Kalberla, E. Keihänen, J. Kerp, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoch, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Cañiego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, D. J. Marshall, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, P. Mazzotta, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, F. Novello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, D. Paoletti, F. Pasian, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, L. D. Spencer, J.-L. Starck, F. Sureau, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umana, L. Valen-

ziano, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Verstraete, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, B. Winkel, D. Yvon, A. Zacchei, et A. Zonca. Planck intermediate results. XVII. Emission of dust in the diffuse interstellar medium from the far-infrared to microwave frequencies. *Astronomy and Astrophysics*, 566 :A55, Juin 2014a. (Cité page 33.)

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, M. Arnaud, D. Arzoumanian, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, E. Calabrese, J.-F. Cardoso, A. Catalano, H. C. Chiang, P. R. Christensen, L. P. L. Colombo, C. Combet, F. Couchot, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. En blin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, K. Ferri re, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, E. Gjerl w, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, V. Guillet, D. L. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versill , C. Hern andez-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, W. A. Holmes, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keih nen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-V rnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M.-A. Miville-Desch enes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, C. B. Netterfield, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, N. Oppermann, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, L. Perotto, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubi no-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, J. D. Soler, V. Stolyarov, R. Sudiwala, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umata, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, N. Ysard, D. Yvon, et A. Zonca. Planck intermediate results. XXXV. Probing the role of the magnetic field in the formation of structure in molecular clouds. *ArXiv e-prints*, Février 2015. (Cité page 20.)

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, M. Arnaud, D. Arzoumanian, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoit-Lévy, J.-P. Bernard, O. Bern , M. Bersanelli, P. Bielewicz, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R.

- Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, E. Calabrese, J.-F. Cardoso, A. Catalano, A. Chamballu, H. C. Chiang, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colombi, C. Combet, F. Couchot, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, K. Ferrière, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, E. Gjerløw, J. González-Nuevo, A. Gregorio, A. Gruppuso, V. Guillet, F. K. Hansen, D. Hanson, D. L. Harrison, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, R. Keskitalo, T. S. Kisner, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Cañiego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. Mazzotta, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, N. Oppermann, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, G. W. Pratt, J.-L. Puget, J. P. Rachen, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, S. Ricciardi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, J. D. Soler, V. Stolyarov, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, D. Yvon, A. Zacchei, et A. Zonca. Planck intermediate results. XXXIII. Signature of the magnetic field geometry of interstellar filaments in dust polarization maps. *ArXiv e-prints*, Novembre 2014b. (Cité page 20.)
- J. B. Pollack, D. Hollenbach, S. Beckwith, D. P. Simonelli, T. Roush, et W. Fong. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. *Astrophysical Journal*, 421 :615–639, Février 1994. (Cité page 121.)
- M. A. Requena-Torres, N. Marcelino, I. Jiménez-Serra, J. Martín-Pintado, S. Martín, et R. Mauersberger. Organic Chemistry in the Dark Clouds L1448 and L183 : A Unique Grain Mantle Composition. *Astrophysical Journal Letter*, 655 :L37–L40, Janvier 2007. (Cité page 92.)
- A. C. Robin, C. Reylé, S. Derrière, et S. Picaud. A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *Astronomy and Astrophysics*, 409 :523–540, Octobre 2003. (Cité pages 49 et 52.)
- E. Roueff, S. Tiné, L. H. Coudert, G. Pineau des Forêts, E. Falgarone, et M. Gerin. Detection of doubly deuterated ammonia in L134N. *Astronomy and Astrophysics*, 354 :L63–L66, Février 2000. (Cité page 92.)

- A. Roy, P. André, P. Palmeirim, M. Attard, V. Könyves, N. Schneider, N. Peretto, A. Men'shchikov, D. Ward-Thompson, J. Kirk, M. Griffin, K. Marsh, A. Abergel, D. Arzoumanian, M. Benedettini, T. Hill, F. Motte, Q. Nguyen Luong, S. Pezzuto, A. Rivera-Ingraham, H. Roussel, K. L. J. Rygl, L. Spinoglio, D. Stamatellos, et G. White. Reconstructing the density and temperature structure of prestellar cores from Herschel data : A case study for B68 and L1689B. *Astronomy and Astrophysics*, 562 :A138, Février 2014. (Cité pages 139 et 140.)
- S. I. Sadavoy, J. Di Francesco, S. Bontemps, S. T. Megeath, L. M. Rebull, E. Allgaier, S. Carey, R. Gutermuth, J. Hora, T. Huard, C.-E. McCabe, J. Muzerolle, A. Noriega-Crespo, D. Padgett, et S. Terebey. The Mass Distribution of Starless and Protostellar Cores in Gould Belt Clouds. *Astrophysical Journal*, 710 :1247–1270, Février 2010. (Cité page 3.)
- B. D. Savage et J. S. Mathis. Observed properties of interstellar dust. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 17 :73–111, 1979. (Cité page 18.)
- E. Schisano, K. L. J. Rygl, S. Molinari, G. Busquet, D. Elia, M. Pestalozzi, D. Polychroni, N. Billot, S. Carey, R. Paladini, A. Noriega-Crespo, T. J. T. Moore, R. Plume, S. C. O. Glover, et E. Vázquez-Semadeni. The Identification of Filaments on Far-infrared and Submillimeter Images : Morphology, Physical Conditions and Relation with Star Formation of Filamentary Structure. *Astrophysical Journal*, 791 :27, Août 2014. (Cité page 3.)
- S. Schnee, S. Sadavoy, J. Di Francesco, D. Johnstone, et L. Wei. An Observed Lack of Substructure in Starless Cores. II. Super-Jeans Cores. *Astrophysical Journal*, 755 :178, Août 2012. (Cité page 4.)
- S. S. Shenoy, D. C. B. Whittet, J. E. Chiar, A. J. Adamson, W. G. Roberge, et G. E. Hassel. A Test Case for the Organic Refractory Model of Interstellar Dust. *Astrophysical Journal*, 591 :962–967, Juillet 2003. (Cité page 22.)
- R. Shetty, J. Kauffmann, S. Schnee, et A. A. Goodman. The Effect of Noise on the Dust Temperature-Spectral Index Correlation. *Astrophysical Journal*, 696 :676–680, Mai 2009a. (Cité page 139.)
- R. Shetty, J. Kauffmann, S. Schnee, A. A. Goodman, et B. Ercolano. The Effect of Line-of-Sight Temperature Variation and Noise on Dust Continuum Observations. *Astrophysical Journal*, 696 :2234–2251, Mai 2009b. (Cité page 138.)
- Y. L. Shirley, M. K. Nordhaus, J. M. Grcevich, N. J. Evans, II, J. M. C. Rawlings, et K. Tatematsu. Modeling the Physical Structure of the Low-Density Pre-Protostellar Core Lynds 1498. *Astrophysical Journal*, 632 :982–1000, Octobre 2005. (Cité page 57.)
- J. D. T. Smith, B. T. Draine, D. A. Dale, J. Moustakas, R. C. Kennicutt, Jr., G. Helou, L. Armus, H. Roussel, K. Sheth, G. J. Bendo, B. A. Buckalew, D. Calzetti, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, D. J. Hollenbach, A. Li, S. Malhotra, E. J. Murphy, et F. Walter. The Mid-Infrared Spectrum

- of Star-forming Galaxies : Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission. *Astrophysical Journal*, 656 :770–791, Février 2007. (Cité page 22.)
- R. Stark, G. Sandell, S. C. Beck, M. R. Hogerheijde, E. F. van Dishoeck, P. van der Wal, F. F. S. van der Tak, F. Schäfer, G. J. Melnick, M. L. N. Ashby, et G. de Lange. Probing the Early Stages of Low-Mass Star Formation in LDN 1689N : Dust and Water in IRAS 16293-2422A, B, and E. *Astrophysical Journal*, 608 :341–364, Juin 2004. (Cité page 171.)
- T. P. Stecher et B. Donn. On Graphite and Interstellar Extinction. *Astrophysical Journal*, 142 :1681, Novembre 1965. (Cité page 21.)
- J. Steinacker, M. Andersen, W.-F. Thi, et A. Bacmann. Detecting scattered light from low-mass molecular cores at 3.6 μm . Impact of global effects on the observation of coreshine. *Astronomy and Astrophysics*, 563 :A106, Mars 2014. (Cité pages 35 et 50.)
- J. Steinacker, L. Pagani, A. Bacmann, et S. Guieu. Direct evidence of dust growth in L183 from mid-infrared light scattering. *Astronomy and Astrophysics*, 511 :A9, Février 2010. (Cité pages 29, 53, 112 et 153.)
- B. Stepnik, A. Abergel, J.-P. Bernard, F. Boulanger, L. Cambrésy, M. Giard, A. P. Jones, G. Lagache, J.-M. Lamarre, C. Meny, F. Pajot, F. Le Peintre, I. Ristorcelli, G. Serra, et J.-P. Torre. Evolution of dust properties in an interstellar filament. *Astronomy and Astrophysics*, 398 :551–563, Février 2003. (Cité pages 20, 112 et 175.)
- A. M. Stutz, G. H. Rieke, J. H. Bieging, Z. Balog, F. Heitsch, M. Kang, W. L. Peters, Y. L. Shirley, et M. W. Werner. Spitzer and Heinrich Hertz Telescope Observations of Starless Cores : Masses and Environments. *Astrophysical Journal*, 707 :137–166, Décembre 2009. (Cité pages 29, 91 et 106.)
- D. A. Swade. Radio wavelength observations of the L134N molecular core. *Astrophysical Journal Supplement*, 71 :219–244, Octobre 1989a. (Cité page 92.)
- D. A. Swade. The physics and chemistry of the L134N molecular core. *Astrophysical Journal*, 345 :828–852, Octobre 1989b. (Cité page 92.)
- M. Tafalla, P. C. Myers, P. Caselli, C. M. Walmsley, et C. Comito. Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores. *Astrophysical Journal*, 569 :815–835, Avril 2002. (Cité page 98.)
- Y.-W. Tang, P. T. P. Ho, P. M. Koch, et R. Rao. High-angular Resolution Dust Polarization Measurements : Shaped B-field Lines in the Massive Star-forming Region Orion BN/KL. *Astrophysical Journal*, 717 :1262–1273, Juillet 2010. (Cité page 20.)
- V. Taquet, C. Ceccarelli, et C. Kahane. Multilayer modeling of porous grain surface chemistry. I. The GRAINOBLE model. *Astronomy and Astrophysics*, 538 :A42, Février 2012. (Cité page 10.)

- L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, J. Blum, J. Carpenter, C. Dominik, A. Isella, A. Natta, J. P. Williams, et D. J. Wilner. Dust Evolution in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets VI*, pages 339–361, 2014. (Cité pages 17, 112, 151 et 155.)
- A. G. G. M. Tielens. Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Molecules. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46 :289–337, Septembre 2008. (Cité page 22.)
- O. B. Toon et T. P. Ackerman. Algorithms for the calculation of scattering by stratified spheres. *Applied Optics*, 20 :3657–3660, Octobre 1981. (Cité page 120.)
- H. Ungerechts, C. M. Walmsley, et G. Winnewisser. Ammonia and cyanoacetylene observations of the high density core of L 183 /L 134 n/. *Astronomy and Astrophysics*, 88 :259–266, Août 1980. (Cité page 92.)
- J. E. Vaillancourt et B. C. Matthews. Submillimeter Polarization of Galactic Clouds : A Comparison of 350 μm and 850 μm Data. *Astrophysical Journal Supplement*, 201 :13, Août 2012. (Cité page 20.)
- N. van der Marel, E. F. van Dishoeck, S. Bruderer, T. Birnstiel, P. Pinilla, C. P. Dullemond, T. A. van Kempen, M. Schmalzl, J. M. Brown, G. J. Herczeg, G. S. Mathews, et V. Geers. A Major Asymmetric Dust Trap in a Transition Disk. *Science*, 340 :1199–1202, Juin 2013. (Cité page 156.)
- E. F. van Dishoeck. Astrochemistry of dust, ice and gas : introduction and overview. *ArXiv e-prints*, Novembre 2014. (Cité page 10.)
- E. Vázquez-Semadeni, G. C. Gómez, A. K. Jappsen, J. Ballesteros-Paredes, R. F. González, et R. S. Klessen. Molecular Cloud Evolution. II. From Cloud Formation to the Early Stages of Star Formation in Decaying Conditions. *Astrophysical Journal*, 657 :870–883, Mars 2007. (Cité page 2.)
- L. Verstraete, C. Pech, C. Moutou, K. Sellgren, C. M. Wright, M. Giard, A. Léger, R. Timmermann, et S. Drapatz. The Aromatic Infrared Bands as seen by ISO-SWS : Probing the PAH model. *Astronomy and Astrophysics*, 372 :981–997, Juin 2001. (Cité page 22.)
- N. V. Voshchinnikov, T. Henning, M. S. Prokopjeva, et H. K. Das. Interstellar polarization and grain alignment : the role of iron and silicon. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A52, Mai 2012. (Cité page 20.)
- N. V. Voshchinnikov, V. B. Il'in, et T. Henning. Modelling the optical properties of composite and porous interstellar grains. *Astronomy and Astrophysics*, 429 :371–381, Janvier 2005. (Cité page 118.)
- N. V. Voshchinnikov, G. Videen, et T. Henning. Effective medium theories for irregular fluffy structures : aggregation of small particles. *Applied Optics*, 46 :4065–4072, Juillet 2007. (Cité page 118.)
- D. Ward-Thompson, J. M. Kirk, P. André, P. Saraceno, P. Didelon, V. Könyves, N. Schneider, A. Abergel, J.-P. Baluteau, J.-P. Bernard, S. Bon Temps, L. Cambrésy, P. Cox, J. di Francesco, A. M. di Giorgio, M. Griffin,

- P. Hargrave, M. Huang, J. Z. Li, P. Martin, A. Men'shchikov, V. Minier, S. Molinari, F. Motte, G. Olofsson, S. Pezzuto, D. Russeil, M. Sauvage, B. Sibthorpe, L. Spinoglio, L. Testi, G. White, C. Wilson, A. Woodcraft, et A. Zavagno. A Herschel study of the properties of starless cores in the Polaris Flare dark cloud region using PACS and SPIRE. *Astronomy and Astrophysics*, 518 :L92, Juillet 2010. (Cité page 3.)
- S. G. Warren et R. E. Brandt. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave : A revised compilation. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 113 :14220, Juillet 2008. (Cité page 120.)
- A. M. Watson et W. J. Henney. An Efficient Monte Carlo Algorithm for a Restricted Class of Scattering Problems in Radiation Transfer. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 37 :221–236, Octobre 2001. (Cité page 44.)
- W. D. Watson et E. E. Salpeter. Molecule Formation on Interstellar Grains. *Astrophysical Journal*, 174 :321, Juin 1972. (Cité page 10.)
- J. C. Weingartner et B. T. Draine. Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *Astrophysical Journal*, 548 :296–309, Février 2001. (Cité pages xvii, xviii, 21, 53, 54, 104, 109, 119, 166, 168 et 169.)
- D. E. Welty et J. R. Fowler. Ultraviolet, optical, and infrared observations of the high-latitude molecular cloud toward HD 210121. *Astrophysical Journal*, 393 :193–205, Juillet 1992. (Cité page 19.)
- D. E. Welty, E. B. Jenkins, J. C. Raymond, C. Mallouris, et D. G. York. Intermediate- and High-Velocity Ionized Gas toward ζ Orionis. *Astrophysical Journal*, 579 :304–326, Novembre 2002. (Cité page 22.)
- D. C. B. Whittet, P. A. Gerakines, J. H. Hough, et S. S. Shenoy. Interstellar Extinction and Polarization in the Taurus Dark Clouds : The Optical Properties of Dust near the Diffuse/Dense Cloud Interface. *Astrophysical Journal*, 547 :872–884, Février 2001. (Cité pages 17, 22, 23 et 120.)
- D. C. B. Whittet, C. A. Poteet, J. E. Chiar, L. Pagani, V. M. Bajaj, D. Horne, S. S. Shenoy, et A. J. Adamson. Ice and Dust in the Prestellar Dark Cloud Lynds 183 : Preplanetary Matter at the Lowest Temperatures. *Astrophysical Journal*, 774 :102, Septembre 2013. (Cité pages xix, 99, 100, 108, 126 et 173.)
- P. Woitke, M. Min, C. Pinte, W.-F. Thi, I. Kamp, C. Rab, F. Anthonioz, S. Antonellini, C. Baldovin-Saavedra, A. Carmona, C. Dominik, O. Dionatos, J. Greaves, M. G del, J. D. Ilee, A. Liebhart, F. Ménard, L. Rigon, L. B. F. M. Waters, G. Aresu, R. Meijerink, et M. Spaans. Consistent dust and gas models for protoplanetary disks. I. Disk shape, dust settling, opacities, and PAHs. *ArXiv e-prints*, Novembre 2015. (Cité page 120.)
- M. Wolf. Über den dunklen Nebel NGC 6960. *Astronomische Nachrichten*, 219 :109, Juillet 1923. (Cité page 103.)

- N. Ysard, A. Abergel, I. Ristorcelli, M. Juvela, L. Pagani, V. Könyves, L. Spencer, G. White, et A. Zavagno. Variation in dust properties in a dense filament of the Taurus molecular complex (L1506). *Astronomy and Astrophysics*, 559 :A133, Novembre 2013. (Cité page 20.)
- N. Ysard, M. Juvela, K. Demyk, V. Guillet, A. Abergel, J.-P. Bernard, J. Malinen, C. Mény, L. Montier, D. Paradis, I. Ristorcelli, et L. Verstraete. Modelling the dust emission from dense interstellar clouds : disentangling the effects of radiative transfer and dust properties. *Astronomy and Astrophysics*, 542 :A21, Juin 2012. (Cité pages 44 et 54.)
- N. Ysard, M. Köhler, A. Jones, M.-A. Miville-Deschênes, A. Abergel, et L. Fanciullo. Dust variations in the diffuse interstellar medium : constraints on Milky Way dust from Planck-HFI observations. *Astronomy and Astrophysics*, 577 :A110, Mai 2015. (Cité page 22.)
- F. Yusef-Zadeh, M. Morris, et R. L. White. Bipolar reflection nebulae - Monte Carlo simulations. *Astrophysical Journal*, 278 :186–194, Mars 1984. (Cité page 45.)
- E. Zubko, D. Petrov, Y. Grynko, Y. Shkuratov, H. Okamoto, K. Muinonen, T. Nousiainen, H. Kimura, T. Yamamoto, et G. Videen. Validity criteria of the discrete dipole approximation. *Applied Optics*, 49 :1267, Mars 2010. (Cité page 117.)
- V. Zubko, E. Dwek, et R. G. Arendt. Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints. *Astrophysical Journal Supplement*, 152 :211–249, Juin 2004. (Cité page 55.)
- V. G. Zubko, V. Mennella, L. Colangeli, et E. Bussoletti. Optical constants of cosmic carbon analogue grains - I. Simulation of clustering by a modified continuous distribution of ellipsoids. *Monthly Notices for Royal Astronomic Society*, 282 :1321–1329, Octobre 1996. (Cité page 120.)
- A. Zucconi, C. M. Walmsley, et D. Galli. The dust temperature distribution in prestellar cores. *Astronomy and Astrophysics*, 376 :650–662, Septembre 2001. (Cité pages 9 et 138.)

Titre Coreshine, un phénomène et un outil

Mots-clés Milieu interstellaire, diffusion, *coreshine*, poussière, nuages moléculaires denses, L183

Title Coreshine, a phenomenon and a tool

Keywords Interstellar medium, scattering, *coreshine*, dust, dense molecular clouds, L183

