



HAL
open science

Evolution des poussières interstellaires : apport des données de l'observatoire spatial Herschel

Heddy Arab

► **To cite this version:**

Heddy Arab. Evolution des poussières interstellaires : apport des données de l'observatoire spatial Herschel. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112199 . tel-00829096

HAL Id: tel-00829096

<https://theses.hal.science/tel-00829096>

Submitted on 2 Jun 2013

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.



Evolution des poussières interstellaires Apport des données de l'observatoire spatial Herschel

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 28 septembre 2012

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paris-Sud

(Spécialité Astrophysique et Instrumentations Associées)

par

Heddy Arab

Composition du jury

<i>Rapporteurs :</i>	François-Xavier Désert Xander Tielens	Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble Observatoire de Leiden
<i>Examineurs :</i>	Karine Demyk Thomas Pino Laurent Verstraete	Institut de Recherches en Astrophysique et en Planétologie Institut des Sciences Moléculaire d'Orsay Institut d'Astrophysique Spatiale
<i>Invité :</i>	Mika Juvela	Université d'Helsinki
<i>Directeur de thèse :</i>	Alain Abergel	Institut d'Astrophysique Spatiale

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Juin 2009, je termine mon master d’Astronomie et d’Astrophysique à Paris tout en cherchant activement un projet de thèse pour les trois prochaines années. J’entends parler d’un sujet de recherche à l’Institut d’Astrophysique Spatiale d’Orsay portant sur l’étude des poussières interstellaires à partir des données de Herschel, l’observatoire spatial européen envoyé un mois plus tôt dans l’espace. Avec un enthousiasme modéré, typique de mon caractère et légèrement amplifié par le fait que je ne connaisse pas grand chose à ce domaine de l’astrophysique, je vais rencontrer Alain Abergel qui propose ce sujet. Pendant plusieurs minutes, il m’explique la problématique scientifique, les intérêts du projet et me décrit en quoi consistera le travail. Convaincu, je me lance dans cette aventure en espérant avoir fait le bon choix.

Aujourd’hui, après avoir soutenu cette thèse, je peux le crier haut et fort : je ne regrette absolument pas mon choix ! Et c’est essentiellement grâce à Alain. Il a vraiment été le directeur de thèse idéal, toujours présent¹ pour répondre à mes questions, m’orienter ou me « remotiver », mais ayant suffisamment confiance en moi pour me laisser jouir d’une grande liberté. Merci Alain, pour ta patience, ta gentillesse, pour m’avoir formé au métier de chercheur, merci également d’avoir partagé ton expérience avec moi et au final de m’avoir appris tant de choses.

Je souhaite également remercier l’ensemble des chercheurs de l’équipe « Milieu interstellaire » avec lesquels j’ai collaboré et qui ont toujours été disponibles pour répondre à mes questions. En particulier, merci à Emilie Habart, Jeronimo Bernard-Salas, Hacheme Ayasso, Melanie Köhler, Nathalie Ysard, formant l’équipe Herschel de l’IAS ainsi qu’à Anthony Jones, Laurent Verstaete, Vincent Guillet, Emmanuel Dartois, Marc-Antoine Miville-Deschênes, François Boulanger et Guillaume Pineau-des-Forêts. Tous experts de leur domaine, couvrant quasiment l’ensemble de ce qui peut être étudié dans le milieu interstellaire, ils ont su créer à l’IAS un environnement de travail chaleureux, décontracté et propice à de nombreuses discussions scientifiques, bref un environnement parfait pour l’évolution d’un jeune étudiant en thèse.

Je tiens également à remercier Karin Dassas, qui a été d’une immense aide pour tout ce qui avait trait aux données Herschel et Alexandre Beelen, qui a su écouter, comprendre et parfois même résoudre certains problèmes de traitements de données si simples et pourtant si ... insolubles. J’ai aussi une grosse pensée pour Mathieu Compiègne, dont le travail a engendré le mien, je lui suis également reconnaissant pour son aide sur le modèle de transfert et sur DustEM, ainsi que pour m’avoir permis de travailler pendant un mois à IPAC à Pasadena où j’ai pu découvrir un labo de recherche américain.

Je remercie également les personnes avec lesquelles j’ai collaboré à des degrés divers : Karine Demyk, Claude Mény, Isabelle Ristorcelli et toute l’équipe de l’IRAP pour leur accueil et les discussions lors des réunions toulousaines de l’ANR « Cold Dust », Jacques Le Bourlot, Christine Joblin ainsi que les membres du SAG 4 Herschel sans oublier Thibault Lebertre et Juan Antonio Zurita Heras qui ont respectivement encadré mes travaux de stage de M1 et M2, prémisses indirectement liés à ce travail de thèse.

Merci à Christophe Balland de m’avoir proposé d’enseigner l’optique géométrique aux étu-

1. Malgré un emploi du temps très chargé et quelques discussions interrompues par les loooooongs coups de fil concernant le département de Physique

dians de L1, je le remercie également pour ses précieux conseils pédagogiques. Merci à Hervé Dole de m'avoir en partie confié l'enseignement d'évolution des conceptions de l'univers, je le remercie de sa confiance et de m'avoir offert cette opportunité très enrichissante.

Il convient enfin de remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'en faire partie et d'avoir pris sur leur temps pour examiner mon travail. Merci donc à Karine Demyk, François-Xavier Désert, Thomas Pino, Laurent Verstraete et à Xander Tielens et Mika Juvela qui, malgré la barrière de la langue n'ont pas hésité à se plonger dans la lecture de ce manuscrit.

J'aimerais ensuite avoir un petit mot pour tous ceux qui ont fait que le quotidien à l'IAS était un vrai plaisir et qui ont contribué à ma joie de venir au labo tous les matins. Avec en tête, Aurélie et Léo qui, dès mon arrivée, m'ont pris sous leurs ailes¹ et m'ont entraîné dans leurs (très rares) pauses clopes à refaire nos vies de thésards. Je ne saurais trop les remercier pour tous les conseils qu'elles m'ont donnés ainsi que pour tous les fous rires qu'elles ont su engendrer.

Vers le milieu de ma thèse, j'ai vu débarquer à l'IAS un drôle d'énergumène. Un postdoc étrange, errant de bureau en bureau à longueur de journée pour déverser son ectoplasme « comique » uniquement interrompu par ses propres éclats de rire allant parfois jusqu'aux larmes. Toujours la patate, même après des nuits blanches à rattraper son improductivité diurne ou à pleurer sur les mauvais résultats du PSG ou encore même lorsqu'il perdait ses parties de cache-cache avec Nabila dans le rôle du loup, aujourd'hui je dois lui avouer mon admiration. Je le remercie de m'avoir fait découvrir QPUC online (mais pas TLMVPSP que je connaissais déjà) et d'avoir été le complice permanent de tant de coups fourrés. Ai-je besoin de nommer, celui qui est envié par tous les labos de France, Sébastien Fromenteau.

Je dois ensuite remercier Agnès, pour avoir été un si bon public. Bon d'accord, elle ne comprenait pas toujours tout mais c'est pas grave, elle rigolait quand même et ça, ça fait chaud au coeur quand vous êtes en troisième année de thèse. Par contre, si par cette thèse j'ai modestement contribué à l'avancé des connaissances sur l'évolution des poussières interstellaires, je pense avoir mis, en compagnie de Sébastien, un sacré frein à la compréhension de la polarisation du CMB.

Merci à Stouf Lačić, étrange entité du bureau 232, moitié guerrier serbe au grand coeur collectionneur de rotules ottomanes, moitié mathématicien vénérable aux allures de leprechaun capoescaladeur ayant tout appris des triangles auprès de Thalès de Millet lors de son enfance au ^v^{ème} siècle. Il était toujours présent pour résoudre les mystères mystérieux d'IDL, en échange, je lui laissais entrevoir l'essence de l'Art sur son beau tableau blanc (#nightmare).

Merci à ceux qui ont partagé un bureau avec moi, par ordre chronologique, merci à Julien dont la philosophie a été des plus inspirantes. Merci à Aurélie pour m'avoir accueilli dans son bureau pour sa troisième année alors qu'elle était en pleine bérézina. Je la remercie également de ne pas m'avoir dévoré lorsqu'elle a achevé sa transformation en dragon au cours de sa rédaction. Merci à Marco dont, il faut bien l'avouer, j'ai parfois éprouvé la patience en invitant certaines personnes dans notre bureau.

Merci également à Aikel, avec lequel j'ai fait presque toutes mes études, je croise les doigts pour ton agrég et à Olivier dont la mauvaise foi footballistique est devenue légendaire. Je les

1. C'était sans doute à cet endroit que les gloussements étaient les plus importants.

remercie aussi pour les lundis soir volley au SUAPS. Merci à Cédric C., Julian, Nicolas, Marie, Chloé, John, Cédric P., Anouck et tous les autres thésards de l'IAS que j'ai croisés entre 2009 et 2012. Merci à Serge de tenir à bout de bras le foot interlabos, je compte bien y revenir dès que je peux et enfin merci à Mathieu qui a toujours été présent pour dispenser de précieux conseils et pour les quelques parties de tennis sur les terrains parfois dangereux du campus d'Orsay.

Je termine ces remerciements par une grosse pensée pour mes parents, mon frère, ma soeur qui m'ont permis d'aller au bout de cet objectif que je me suis fixé il y a plus de 20 ans. Je n'y serais sans doute pas arrivé sans leur soutien et leurs conseils. Merci à Sloubi dont la douceur et la bêtise m'ont attendri. Merci enfin à Mélanie, qui est devenue ma femme à la fin de la rédaction de ces pages, et a eu le mérite d'être présente à mes côtés à chaque instant. Tu as su me soutenir, me reconforter et m'épauler en plus du reste merci pour tout.

*Serrez vos grands-parents dans vos bras et dites :
« Merci d'avoir fait ce que vous avez fait pour que je puisse exister. »
Alex Haley*

Table des matières

Introduction	1
Partie I Contexte astrophysique	5
Chapitre 1 Le milieu interstellaire	7
1.1 Présentation générale	7
1.2 Historique	8
1.3 Un milieu multi-phasique	9
1.4 Sources d'énergie du milieu interstellaire	12
1.5 Chauffage et refroidissement du gaz interstellaire	15
1.6 Cycle de la matière interstellaire	17
Chapitre 2 Les poussières interstellaires	19
2.1 Importance des poussières dans le milieu interstellaire	20
2.2 Extinction	22
2.3 Emission	29
2.4 Polarisation	36
2.5 Modèles de poussières interstellaires	37
2.6 Cycle des poussières	41
2.7 Conclusion	47
Chapitre 3 Les régions de photodissociation	49
3.1 Généralités	50
3.2 Processus physico-chimiques	51
3.3 Traceurs des PDR	58
3.4 Conclusion	60
Partie II Etude de l'émission des poussières dans les PDR à partir des	

observations Herschel	61
Chapitre 4 L’observatoire spatial Herschel	63
4.1 Objectifs scientifiques d’Herschel	63
4.2 Le satellite et le télescope	64
4.3 Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS)	65
4.4 Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE)	67
4.5 Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI)	71
4.6 Le programme de temps garanti « Evolution des poussières interstellaires » .	71
Chapitre 5 Les PDR de NGC 7023, la Barre d’Orion et la Tête de cheval	75
5.1 La Barre d’Orion	75
5.2 NGC 7023	78
5.3 La Tête de Cheval	79
Chapitre 6 Modélisation de l’émission des poussières dans les PDR	83
6.1 Le modèle DustEM	83
6.2 Modèle de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle	86
6.3 Modélisation de l’émission des grains dans la Barre d’Orion.	92
6.4 Modélisation de l’émission des grains dans la tête de cheval	105
6.5 Modélisation de l’émission des grains dans NGC 7023 Est	116
6.6 Conclusion	121
Chapitre 7 Variations du spectre des gros grains dans les PDR	123
7.1 Spectre des grains à l’équilibre thermique	123
7.2 Résolution commune	126
7.3 Ajustement des spectres	128
7.4 Anticorrelation $T - \beta$ dans les PDR avec Herschel	130
7.5 Article 2 : Variations du spectre des gros grains au travers de la Barre d’Orion	137
Conclusion et perspectives	143
Annexes	147
Annexe A Article : Premiers résultats sur les régions de photodissociation de NGC 7023	147
Annexe B Article : Variation spatiale de l’émission des raies de refroidissement dans la Barre d’Orion	153

Annexe C Publications et communications orales	163
C.1 Publications dans des revues à comité de lecture	163
C.2 Publications suite à des conférences	164
C.3 Communications orales	164
C.4 Enseignement	165
Table des figures	167
Bibliographie	171

Introduction

Par une belle nuit d'été, qui n'a jamais contemplé, rêveur, les milliers d'étoiles juchées au-dessus de nos têtes? Devant un tel spectacle, certains d'entre nous se contentent d'apprécier quand d'autres observent minutieusement. Rapidement, apparaissent alors des détails inattendus, des étoiles de différentes couleurs, des objets jusqu'alors invisibles devenant brillants et petit à petit une longue traînée blanchâtre barrant le ciel saute aux yeux. Il s'agit là de l'émission de lumière d'un groupe d'étoiles si concentrées que notre oeil est incapable de les séparer. Cet endroit du ciel à l'aspect laiteux est en réalité un des bras spiraux de notre Galaxie, la Voie Lactée. Pour les observateurs les plus attentifs, il sera possible de distinguer de petites zones sombres dans cette bande de lumière qui correspondent à des espaces dépourvus d'étoiles. Dépourvus d'étoiles certes, mais vide, certainement pas.

Cet espace, situé entre les étoiles, est sobrement appelé milieu interstellaire. Il est composé d'un mélange de gaz et de poussières et contient environ 10% de la masse de notre Galaxie. Chaque galaxie possède son propre milieu interstellaire, au sein duquel les étoiles naissent, vivent et meurent. C'est pourquoi la compréhension de l'évolution de notre Galaxie (dont la source d'énergie principale est la lumière des étoiles) mais également de toute galaxie extérieure est indissociable de l'étude du milieu interstellaire et des mécanismes qui y ont lieu.

L'étude du milieu interstellaire passe par l'analyse de la physique du gaz et de la poussière. Cette dernière composante, même en extrême minorité ($\sim 1\%$ de la masse du milieu interstellaire est sous forme solide), joue un rôle primordial dans son évolution physico-chimique. En particulier, les grains absorbent de façon continue le rayonnement dans le domaine ultraviolet (UV) et visible. Cette énergie chauffe les poussières qui se refroidissent en émettant des photons infrarouges. Une partie de cette énergie peut également servir à éjecter en phase gazeuse des électrons de la surface des grains qui participeront au chauffage du gaz (voire le domineront dans certaines régions). De plus, les grains favorisent certaines réactions chimiques très importantes : par exemple la formation de la molécule la plus abondante du milieu interstellaire, le dihydrogène, est facilitée par la présence de poussières. Enfin, en éteignant le rayonnement dissociant des étoiles, les grains permettent aux molécules de survivre dans des endroits protégés.

Dans le milieu interstellaire, la phase solide est caractérisée, entre autres, par une composition et une distribution en taille des grains. Cette dernière s'étend du nanomètre à la fraction de micron. Les plus petits de ces grains sont chauffés stochastiquement, c'est à dire que leur température fluctuera sans jamais s'équilibrer, tandis que les plus gros sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement. Les domaines de longueurs d'onde d'émission de ces deux populations sont également différents. Les grains chauffés stochastiquement émettent principalement dans l'infrarouge proche et moyen alors que les gros grains dominant l'émission dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique.

Cependant, la grande disparité des conditions physiques du milieu interstellaire fait qu'au cours de leur vie, les grains subissent des modifications de composition, d'abondance, de taille et de propriétés optiques. Il y a donc une évolution des poussières interstellaires qu'il est nécessaire de comprendre. Malheureusement, si de nombreuses preuves observationnelles de cette évolution existent, les processus responsables sont encore aujourd'hui assez mal compris. L'une des complexités dans l'étude de l'évolution des grains réside dans notre difficulté à contraindre les conditions physiques locales au sein des objets observés. Une approche pourrait consister à s'intéresser à des régions du milieu interstellaire où les conditions physiques (dureté et intensité du champ de rayonnement, densité et état de la matière) seraient non seulement connues ou faciles à dériver, mais en plus varieraient afin de nous permettre d'observer l'évolution des grains. Les régions de photodissociation correspondent à ces critères. Situées entre les régions d'hydrogène ionisé (localisées autour des étoiles jeunes) et les nuages moléculaires denses, ces zones présentent un important gradient de densité qui influe fortement sur le rayonnement qu'elles reçoivent. De plus, les nombreux traceurs du gaz (raies de refroidissement, émission de H_2 , émission rotationnelle de $CO...$) permettent de contraindre les conditions physiques aux différentes profondeurs dans ces régions.

Les observations des télescopes spatiaux ISO et Spitzer dans l'infrarouge proche et moyen ont permis de mettre en lumière une évolution des plus petits grains dans des régions de photodissociation proches. Cependant, l'étude de la composante de gros grains, qui contient la plus grande partie de la masse des poussières, était compliquée par l'absence d'instruments spatiaux capables de cartographier à haute résolution spatiale leur émission. En mai 2009 l'ESA a lancé deux satellites, Herschel et Planck, qui observent le ciel dans la gamme de longueur d'onde d'émission des gros grains entre autres. Chacun dans leur domaine permettra de mieux comprendre cette population de grains. Avec sa faible résolution spatiale, mais couvrant l'ensemble du ciel, Planck est parfait pour effectuer un grand relevé des propriétés des poussières dans le submillimétrique. Au contraire, Herschel, grâce à son télescope de 3.5 m, permet l'étude à haute résolution spatiale (jusqu'à $\sim 6''$ à $70 \mu m$) de régions beaucoup moins grandes sur le ciel à des longueurs d'onde légèrement plus courtes que Planck. Avec Herschel, nous disposons donc d'un télescope équipé d'instruments spectro-photométriques capables de résoudre spatialement l'émission des grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement dans les régions de photodissociation proches, rendant ainsi possible l'étude de l'évolution de toutes les composantes de grains.

L'objet du travail présenté dans ce manuscrit est l'étude de l'évolution des poussières dans les régions de photodissociation. L'analyse et l'interprétation des données de Herschel sont au coeur de ce projet, néanmoins, ces nouvelles observations entre 70 et $500 \mu m$ seront complétées par les observations de Spitzer entre 3.6 et $24 \mu m$, de sorte à étudier l'ensemble du spectre des poussières et ses variations.

Le chapitre 1 présente brièvement le milieu interstellaire, les différentes sources d'énergie, les processus de chauffage et de refroidissement du gaz, ainsi que le cycle de la matière interstellaire. Le chapitre 2 s'intéresse aux poussières interstellaires. Les différents processus d'interaction entre les photons et les grains (extinction, émission et polarisation) y sont décrits de même que les observables des poussières. Les modèles de grains et les processus d'évolution construisant le cycle des poussières interstellaires sont également traités. Le chapitre 3 présente la physico-chimie des régions de photodissociation ainsi que les différents traceurs de ces régions. Les caractéristiques et performances techniques du télescope de Herschel et de ses trois instruments (PACS,

SPIRE et HIFI) sont décrites dans le chapitre 4. Notre étude se concentre sur des régions de photodissociation proches, à savoir, la Barre d'Orion, la Tête de Cheval et la nébuleuse de l'Iris (NGC 7023). L'état des connaissances sur ces trois régions est abordé dans le chapitre 5. Dans le chapitre 6, nous présentons une modélisation de l'émission des grains dans ces régions à partir d'un modèle de poussière et d'un code de transfert de rayonnement. Les résultats du modèle sont confrontés aux observations Herschel et Spitzer de chaque objet. Enfin, le chapitre 7 expose une étude des variations du spectre des grains à l'équilibre thermique au travers la Barre d'Orion et la Tête de Cheval, les résultats sont mis en perspective avec ceux obtenus au chapitre précédent et interprétés en terme d'évolution des grains.

Première partie

Contexte astrophysique

Chapitre 1

Le milieu interstellaire

Sommaire

1.1	Présentation générale	7
1.2	Historique	8
1.3	Un milieu multi-phasique	9
1.4	Sources d'énergie du milieu interstellaire	12
1.4.1	Champs de rayonnement	12
1.4.2	Champ magnétique	13
1.4.3	Rayons cosmiques	14
1.4.4	Chocs	14
1.5	Chauffage et refroidissement du gaz interstellaire	15
1.5.1	Processus de chauffage	15
1.5.2	Processus de refroidissement	16
1.6	Cycle de la matière interstellaire	17

1.1 Présentation générale

Au sens large du terme, le milieu interstellaire d'une galaxie désigne l'ensemble de la matière emplissant l'espace entre les étoiles. Constitué d'un mélange de gaz et de poussières extrêmement ténu ($\sim 1 \text{ atome.cm}^{-3}$ en moyenne dans notre Galaxie, la Voie Lactée), le milieu interstellaire remplit la quasi-totalité du volume de sa galaxie hôte. Cependant, en raison de sa faible densité, il ne représente qu'environ 5 à 10% de la masse visible de la Voie Lactée, majoritairement contenue dans les objets plus compacts comme les étoiles. Le milieu interstellaire revêt une importance primordiale dans le destin d'une galaxie. De sa distribution de matière, sa composition et ses conditions physiques dépend la formation des étoiles et des planètes. Dans la Voie Lactée, le milieu interstellaire est constitué à 90% d'atomes d'hydrogène (70% en masse) et à 10% d'atomes d'hélium (28% en masse). Les éléments plus lourds nommés les métaux, dont le carbone, l'azote, l'oxygène, le magnésium, le silicium et le fer sont les plus abondants, complètent sa composition. Tous ces éléments se trouvent à la fois sous forme de gaz atomique et moléculaire mais aussi sous forme de poussières. Malgré leur minorité (1% de la masse totale du milieu interstellaire se trouve sous forme de grains), les poussières sont très importantes dans l'évolution des galaxies, la naissance des étoiles et la formation des planètes.

Dans ce premier chapitre, une brève revue sur le milieu interstellaire est présentée, le lecteur intéressé par une description plus complète de la physico-chimie de ce milieu pourra se référer

aux ouvrages Lequeux *et al.* (2002), Dopita & Sutherland (2003) and Tielens (2005).

1.2 Historique

La découverte de la matière interstellaire

Avant le XX^e siècle, notre Galaxie, constituait l'ensemble de l'Univers connu. Elle était considérée comme un ensemble d'étoiles séparées par du vide. Les astronomes de l'époque ont fini par se rendre compte de la présence d'autres constituants que les étoiles. Tout d'abord, ils observèrent des nuages brillants émettant de la lumière diffuse. Des études spectroscopiques de ces nébuleuses (Huggins & Miller, 1864; Keeler, 1894), ont révélé des spectres dominés par de fortes raies en émission assez différents des spectres stellaires. Un peu plus tard, Slipher (1912) en étudiant le spectre de la nébuleuse des Pléiades, se rendit compte que l'émission de cette nébuleuse provenait de la réflexion de la lumière des étoiles par des petites particules.

Parallèlement à ces études sur les nuages brillants de la Galaxie, de nombreuses zones noires étaient observées. Considérées premièrement comme des trous dans les cieux¹, les astronomes ont finalement compris qu'il s'agissait de nuages sombres masquant la lumière des étoiles. A la fin du XIX^e siècle, Edward E. Barnard catalogua ces nuages sombres, cependant, le lien avec une éventuelle matière contenue entre les étoiles ne fut pas réalisé. Il s'agissait pourtant là de son observation directe.



FIGURE 1.1 – Le nuage sombre Barnard 68, un des nuages catalogués par Barnard à la fin du XIX^e siècle mettant en évidence la présence de poussière absorbant la lumière des étoiles. Observation avec le télescope ANTU de 8.2 m du *Very Large Telescope* à l'Observatoire Européen Austral dans les bandes B (bleu), V (vert) et I (rouge).

La première preuve observationnelle de l'existence d'un milieu non vide entre les étoiles provient de la spectroscopie. Hartmann (1904) étudia le spectre de l'étoile binaire δ Orionis. Il y découvrit la présence des raies d'absorption H et K de l'ion CaII² à 3933 et 3968 Å. Pour des raies liées à une atmosphère stellaire, une variation de la longueur d'onde par effet Doppler est attendue. L'observation de Hartmann ne montrait aucune variation de la longueur d'onde des deux raies de CaII. La seule solution était que le gaz observé ne provenait pas de l'atmosphère de

1. La citation exacte de Sir William Herschel est : « Hier ist wahrhaftig ein Loch im Himmel ! »

2. Nous utilisons la notation astrophysique : I pour un atome neutre, II pour un atome ionisé une fois, III pour un atome ionisé deux fois et ainsi de suite. CaII correspond donc à l'ion Ca⁺.

δ Orionis mais se trouvait sur la ligne de visée entre la Terre et l'étoile. La matière interstellaire était enfin détectée.

Les avancées de la première partie du XX^e siècle

Dès lors, la recherche sur le milieu interstellaire se développa. En s'intéressant à l'absorption de la lumière dans la galaxie et à la cause de la modification de couleur des étoiles, Trumpler (1930) proposa un milieu interstellaire composé d'atomes libres comme Ca et Na ainsi que de « fines particules de poussières cosmiques » d'une masse de 10^{-19} g qui produisent les excès de couleurs par diffusion Rayleigh. Trumpler introduisit là la notion de poussière interstellaire. Le milieu interstellaire devint alors dans l'esprit des astronomes un milieu diffus, inhomogène animé par sa propre dynamique.

Par la suite, l'observation de raie de Balmer de l'hydrogène ($H\beta$) en émission (Struve & Elvey, 1930) ont mis en évidence la présence d'hydrogène ionisé dans le milieu interstellaire. Strömgren (1939) conclut que ces régions étaient localisées autour des étoiles de type O (étoiles jeunes) découvrant par cette occasion les régions HII.

Il fallut attendre les années 50 pour que la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre du milieu interstellaire soit détectée en émission (Ewen & Purcell, 1951; Muller & Oort, 1951). Cette raie correspond à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'atome d'hydrogène et, dans le contexte astrophysique, est associée au gaz interstellaire froid (~ 10 K). Cette découverte motiva de nombreuses études du milieu interstellaire dans le domaine radio, qui révélèrent cette raie de HI comme un excellent outil pour sonder la structure Galactique. Encore de nos jours, HI est l'un des principaux traceurs du gaz interstellaire de la Voie Lactée mais aussi des autres galaxies.

Petit à petit, la vision du milieu interstellaire se complétait et si la présence de molécules était connue depuis la fin des années 30 avec la détection de raies d'absorption de molécules diatomiques telles que CH (Swings & Rosenfeld, 1937), CN (McKellar, 1940) ou CH^+ (Douglas & Herzberg, 1941), la première détection directe d'une raie moléculaire en émission (raie à 18 cm de OH) arriva bien plus tard (Weinreb *et al.*, 1963). Ceci ouvrit la voie à la découverte de nombreuses molécules et la chimie devint un important enjeu de l'étude du milieu interstellaire.

Le développement de l'étude du milieu interstellaire au cours du XX^e siècle s'explique par l'amélioration des techniques d'observation mais aussi par la prise de conscience de son importance en astrophysique. En effet, le milieu interstellaire, vu originellement comme un milieu monolithique sans grand intérêt, est devenu le lieu de naissance et de mort des étoiles, échangeant continuellement de la matière et de l'énergie avec ces dernières. Les galaxies extérieures possédant elles aussi leur milieu interstellaire, sa compréhension revêt une importance particulière pour l'étude de l'évolution des galaxies. Enfin, étant donné que notre Système Solaire baigne dans le milieu interstellaire, toute observation d'un objet extérieur est affectée par cet avant-plan dont les propriétés doivent être bien comprises afin de le séparer de l'objet étudié.

1.3 Un milieu multi-phasique

Nous avons vu que le milieu interstellaire contenait des atomes, des ions, des molécules de gaz ainsi que des poussières. En réalité, le milieu interstellaire est un terme générique regroupant dans la même catégorie des régions très différentes en termes de conditions physiques et de composition. En effet, il est en permanence le siège de divers processus qui donnent lieu à d'importantes différences de température (T_H), de densité (n_H) ou encore d'état d'ionisation et qui lui confère une structure complexe. En général, les régions du milieu interstellaire sont regroupées

TABLE 1.1 – Caractéristiques physiques et traceurs usuels des différentes phases du milieu interstellaire.

Phases	Densité (cm^{-3})	Température (K)	Volume (%)	Traceurs
Milieu chaud ionisé	$10^{-4} - 10^{-2}$	$10^5 - 10^7$	20 – 50	X - UV
Milieu tiède ionisé	0.1	$10^3 - 10^4$	~ 20	$\text{H}\alpha$
Milieu tiède neutre	0.1 – 10	$10^3 - 10^4$	30 – 60	HI émission
Milieu froid neutre	$1 - 10^3$	50 – 100	1 – 5	HI absorption
Milieu moléculaire	$10^2 - 10^6$	5 – 50	~ 1	CO

en fonction de l'état du gaz d'hydrogène (dense ou diffus, moléculaire, neutre ou ionisé) puis de sa température (McKee & Ostriker, 1977). Dès lors, nous pouvons distinguer 5 phases dont les propriétés décrites ci-dessous sont également résumées dans le Tab. 1.1. Toutefois, il convient de garder à l'esprit que les frontières entre ces phases sont mal définies et que la vision présentée ici est très schématique. Agitées par la turbulence et secouées par divers vents et chocs (vents stellaires, explosions de supernovae...), ces phases se mélangent les unes aux autres donnant au milieu interstellaire une très grande complexité.

Milieu chaud ionisé : Hot Ionized Medium (HIM)

La majorité du volume du milieu interstellaire est contenue dans cette phase très chaude ($T_{\text{H}} \sim 10^6$) et très peu dense ($n_{\text{H}} < 0.1 \text{ ion.cm}^{-3}$), localisée dans le halo de la Galaxie. On parle de gaz coronal. Cependant, on trouve également du milieu chaud ionisé dans les restes de supernovae et les très violents vents stellaires (Fig. 1.2). Cette phase révèle une émission thermique dans le domaine des rayons X (émission libre-libre ou libre-lié), des raies d'émission X (OVII et OVIII) mais également des raies d'absorption UV (OVI, NV, CIV et SiIV).

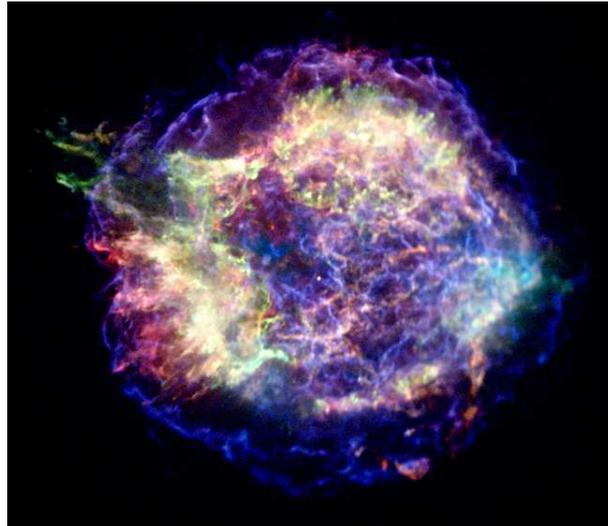


FIGURE 1.2 – Le reste de supernova Cassiopée A observé par le télescope X Chandra illustrant la présence du HIM entourant l'étoile à neutrons centrale. Credit : NASA/CXC/MIT/UMass Amherst/M.D.Stage et al.

Milieu tiède ionisé : Warm Ionized Medium (WIM) et Milieu tiède neutre : Warm Neutral Medium (WNM)

Ces deux phases diffèrent essentiellement par le degré d'ionisation de l'hydrogène et leur frontière est assez floue. Le WIM trouve son origine dans les champs de rayonnement des étoiles ou les chocs capables d'ioniser l'hydrogène et s'observe grâce aux raies de recombinaison (par exemple $H\alpha$ dans le visible). Dans une vue en coupe du milieu interstellaire (McKee & Ostriker, 1977), le WIM correspond à la partie la plus externe des nuages. Toutefois, lorsque la matière du WIM se trouve à proximité des régions de formations d'étoiles, nous parlons de régions HII. Le WNM, quant à lui, se trouve plutôt à l'intérieur des nuages, là où le gaz est protégé des rayonnements ionisants. Il peut être tracé par l'émission de la raie de structure hyperfine de l'hydrogène à 21 cm.

Milieu froid neutre : Cold Neutral Medium (CNM)

Baigné dans le WNM, nous trouvons le CNM, un milieu froid ($T_H \sim 50-100$ K) car plus dense ($n_H \sim 10-100$ cm $^{-3}$). Les observations de la raie HI à 21 cm ont révélé un CNM organisé en filaments autour des nuages les plus denses et situé autour du plan galactique.

Nuages moléculaires : Molecular Clouds (MC)

La plus grande partie de la masse du milieu interstellaire est contenue dans les nuages moléculaires, et ce malgré le fait qu'ils ne représentent qu'une très faible fraction du volume ($\sim 1\%$). Confinées dans les bras spiraux de la Galaxie, ces structures de quelques dizaines de parsecs se forment par condensation d'un nuage de gaz diffus. Au sein de ces régions denses ($n_H > 10^3$ cm $^{-3}$) et froides ($T_H \sim 5 - 50$ K), les molécules sont protégées de la dissociation causée par le rayonnement par les poussières. Les molécules les plus abondantes sont le dihydrogène (H_2) et le monoxyde de carbone (CO). Les nuages moléculaires peuvent, sous l'effet d'un effondrement induit par la gravité ou par des forces externes, donner naissance à des coeurs denses. Si leur masse est suffisante, ces coeurs denses s'effondrent à leur tour pour former des étoiles. Enfin, il existe aussi des nuages moléculaires géants (GMC pour Giant Molecular Clouds), très massifs ($M > 10^5 M_\odot$) au sein desquels se forment les amas stellaires.



FIGURE 1.3 – Nuages moléculaires dans la nébuleuse de la Carène. Image réalisée à partir d'observations entre 0.85 et $2.5 \mu\text{m}$ de l'instrument Hawk-I installé sur le télescope de 8.2 m Yepun au *Very Large Telescope* à l'Observatoire Européen Austral. Le nuage moléculaire est opaque au rayonnement visible et proche infrarouge des étoiles de fond.

Cette vision d'un milieu interstellaire constitué de 5 phases pouvant atteindre un équilibre thermique est utile pour présenter les écarts de propriétés mais reste très schématique. Ces phases subissent une injection d'énergie mécanique par le biais de la formation stellaire et des supernovae. Ceci entretient le caractère multiphasique, fragmenté et turbulent du milieu interstellaire, lui interdisant par conséquent l'équilibre de pression entre les phases.

1.4 Sources d'énergie du milieu interstellaire

Si le milieu interstellaire n'est pas un milieu monolithique, c'est parce que le gaz et la poussière qu'il contient interagissent en permanence avec plusieurs sources d'énergie. Ces sources d'énergie influent donc sur la structure, la composition et les conditions physiques dans chaque région du milieu interstellaire.

1.4.1 Champs de rayonnement

Le milieu interstellaire est parcouru par des photons d'origines diverses. Ces photons forment des champs de rayonnement affectant plus ou moins le milieu interstellaire.

Le premier d'entre eux est commun à l'ensemble de l'Univers et est formé par les photons du fond diffus cosmologique. Malgré une densité d'énergie non négligeable, sa faible température (2.725 K, Mather *et al.*, 1999) situe son pic d'émission dans le domaine millimétrique, un domaine de longueur d'onde dans lequel le milieu interstellaire est très transparent, ce qui réduit son influence sur les observations. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la poussière absorbe la lumière UV-visible des étoiles et la réémet de l'infrarouge au sub-millimétrique.

En plus du fond diffus cosmologique, un champ de rayonnement provenant de l'émission des poussières contenues dans les galaxies extérieures est aussi présent dans le milieu interstellaire (Puget *et al.*, 1996). Ce champ de rayonnement émet majoritairement dans l'infrarouge moyen au-delà de $6\ \mu\text{m}$, on parle alors de fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*). Dans les régions proches du plan galactique, il peut en général être négligé car il est totalement dominé par l'émission de la poussière galactique.

De l'UV au proche infrarouge, le champ de rayonnement interstellaire est dominé par l'émission des étoiles. La somme de la contribution des étoiles, de la poussière du milieu interstellaire et du fond diffus cosmologique est appelée champ de rayonnement interstellaire (ISRF pour *Inter-Stellar Radiation Field*) (Fig 1.4). Cette grandeur correspond au champ de rayonnement moyen reçu à un endroit suffisamment éloigné d'une source lumineuse particulière. De nombreux travaux ont observé (Habing, 1968) ou modélisé l'ISRF (Draine, 1978; Mathis *et al.*, 1983). En général, le champ de rayonnement à un endroit est donné en fonction d'un de ces trois champs de référence, il convient de noter que si les champs de Habing et de Mathis sont assez similaires, celui de Draine est environ 2 fois plus élevé. Une façon d'exprimer le champ local est de mesurer le rapport entre la densité de rayonnement locale entre 6 et 13.6 eV et celle de l'ISRF de référence. Ce rapport est usuellement appelé G_0 . Il est également possible d'exprimer le champ de rayonnement en termes de χ , correspondant au rapport entre le champ considéré à 1000 Å et l'ISRF de référence.

La Figure 1.4 présente le champ de rayonnement interstellaire moyen. La troncature du champ de rayonnement pour les longueurs d'onde inférieures à 911.3 Å provient de la discontinuité Ly-

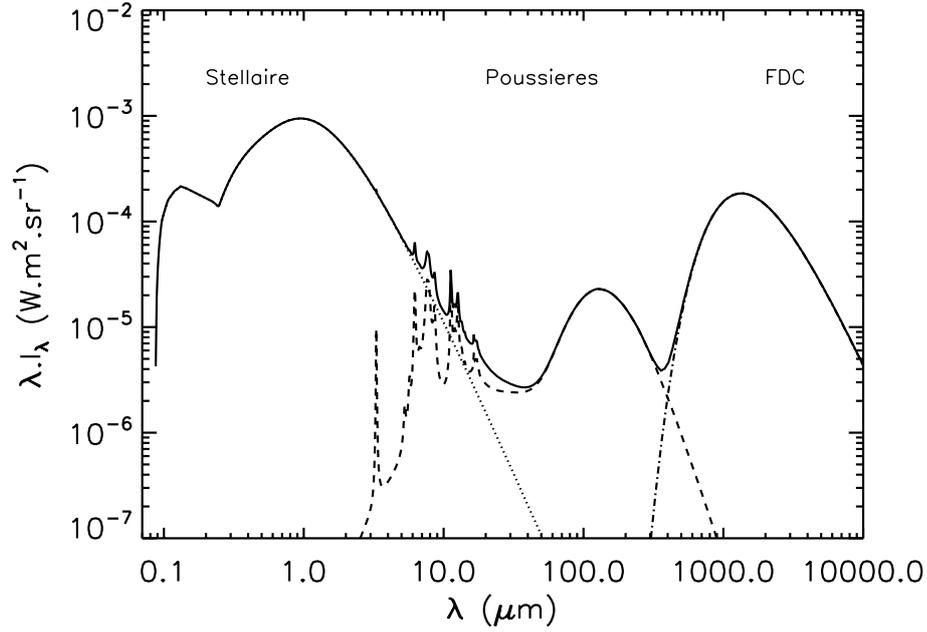


FIGURE 1.4 – Champ de rayonnement interstellaire, adapté de Mathis *et al.* (1983). La courbe en pointillés montre la contribution des étoiles, celle en tiret la contribution des poussières. Enfin, la contribution du fond diffus cosmologique est indiquée par la courbe en tiret-pointillés.

man de l'hydrogène. En effet, l'hydrogène atomique contenu dans le milieu interstellaire absorbe totalement les photons à ces longueurs d'onde. Ces photons UV lointain ne peuvent se propager que dans les régions où l'hydrogène est ionisé, par exemple dans les régions HII. Toutefois, l'hydrogène est transparent dans le domaine des rayons X et pour être complet, il nous faut mentionner une composante X à l'ISRF provenant de l'émission des plasmas chauds comme le gaz coronal et les restes de supernovae.

1.4.2 Champ magnétique

Le champ magnétique galactique est une importante source d'énergie et de pression, ce qui lui donne une influence sur l'évolution dynamique du milieu interstellaire. Ce champ se manifeste à travers la polarisation linéaire de la lumière des étoiles, le phénomène de rotation Faraday, l'effet Zeeman ou encore la polarisation linéaire du rayonnement synchrotron.

Des mesures de polarimétrie stellaire (Davis & Greenstein, 1951) ont permis de mesurer la direction de champ magnétique galactique. Cela a permis de montrer que les lignes de champ magnétique local sont parallèles au plan de la Galaxie (Fig. 1.5). Le champ magnétique au voisinage solaire présente une composante désordonnée dont l'intensité est $\sim 5 \mu\text{G}$ (Heiles & Crutcher, 2005), à laquelle s'ajoute une composante plus faible ($\sim 1.5 \mu\text{G}$) semblant suivre la structure des bras spiraux. Notons également que l'intensité du champ magnétique augmente avec la densité, et pour les nuages denses (typiquement $n_{\text{H}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) elle avoisine $30 \mu\text{G}$. En plus d'influer sur les grandes échelles du milieu interstellaire, le champ magnétique favorise la fragmentation et l'effondrement des nuages à petite échelle.

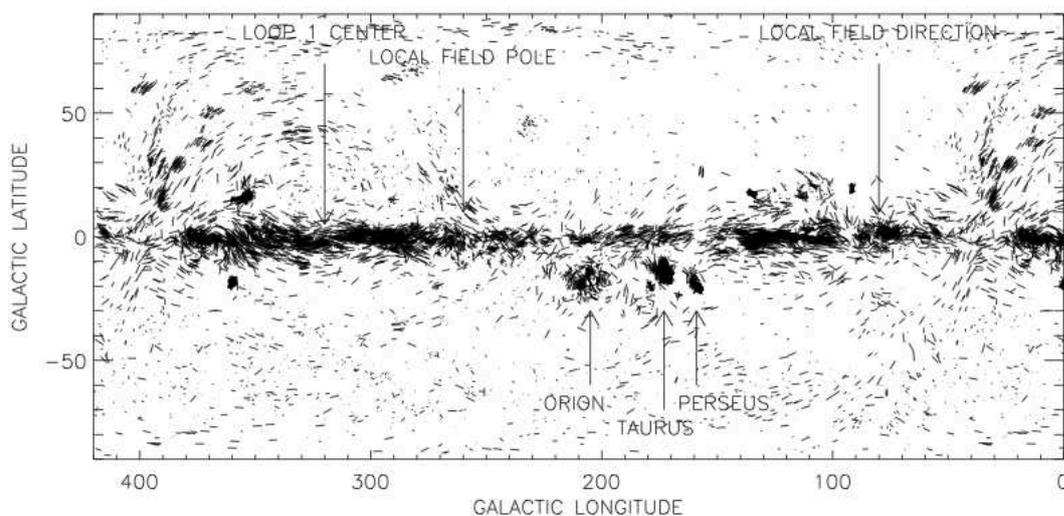


FIGURE 1.5 – Mesures de polarisation de 8662 étoiles révélant la direction des lignes de champ magnétique de la Galaxie. Extrait de Heiles & Crutcher (2005).

1.4.3 Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des flots de particules parcourant l'Univers à des vitesses relativistes pouvant interagir avec la matière du milieu interstellaire. Ils sont principalement composés de protons ($\sim 85\%$), de noyaux d'hélium ($\sim 14\%$), ainsi que d'électrons ($\sim 1\%$) et de noyaux plus lourds. Les rayons cosmiques dont l'énergie est inférieure à 10 GeV sont d'origine Galactique (Sreekumar *et al.*, 1993) et restent confinés dans la Voie Lactée sous l'effet du champ magnétique galactique. Quant aux particules plus énergétiques, elles peuvent s'échapper et parcourir le milieu intergalactique. Dans tous les cas, les rayons cosmiques sont une source importante d'énergie pour le milieu interstellaire. Ils sont capables d'exciter ou d'ioniser les atomes et les molécules du gaz et peuvent transférer de l'énergie aux électrons libres par collision et donc participent au chauffage du gaz interstellaire (Goldsmith *et al.*, 1969).

1.4.4 Chocs

Le milieu interstellaire est en permanence perturbé par ses vents stellaires, des jets moléculaires issus de la formation stellaire et fréquemment par des explosions de supernovae. Ces phénomènes peuvent induire une brusque augmentation de la pression locale ainsi que des mouvements supersoniques. On parle alors d'ondes de choc.

Dans leur propagation, les ondes de chocs chauffent la matière et modifient complètement la physico-chimie du milieu interstellaire. Véritable source d'énergie, les chocs permettent d'ioniser la matière, de dissocier voire même de détruire des molécules. Les modifications des conditions physiques peuvent autoriser des réactions chimiques interdites auparavant. Les chocs ont donc également une influence sur la composition du milieu interstellaire. Aussi, en compressant un nuage, ils peuvent favoriser son effondrement et déclencher la formation stellaire. Notons, enfin, que les chocs sont responsables de l'accélération des rayons cosmiques (Bell, 1978a,b).

1.5 Chauffage et refroidissement du gaz interstellaire

Le gaz interstellaire est en interaction perpétuelle avec son environnement et il existe de nombreux processus d'échanges thermiques dans le milieu interstellaire.

1.5.1 Processus de chauffage

Chauffage photoélectrique

Le principal mécanisme de chauffage du milieu interstellaire est le chauffage photoélectrique (Draine, 1978). Cela consiste à la libération d'électrons suprathermiques, qui se thermalisent par collisions coulombiennes sur les électrons du gaz. La libération de ces électrons énergétiques peut provenir de divers processus :

- Les photons UV sont capables d'ioniser les atomes et les molécules du gaz interstellaire. Ce processus s'accompagne de la libération d'électrons dont l'énergie n'est autre que la différence entre l'énergie du photon et l'énergie d'ionisation de la particule cible. Le chauffage par ionisation des atomes et des molécules domine le chauffage du gaz dans les régions HII (Spitzer, 1978). Par contre, dans le milieu interstellaire neutre, par définition il n'y a pas de photons capables d'ioniser l'hydrogène. Ce processus reste important en s'appliquant aux atomes de carbone (Lequeux *et al.*, 2002).
- Les collisions entre des rayons cosmiques de faible énergie ($E < 50$ MeV Goldsmith *et al.*, 1969) et les électrons libres du gaz accélèrent ces derniers, qui partagent leur énergie cinétique avec le reste des particules du gaz. Il en résulte un chauffage du milieu environnant. Les rayons cosmiques peuvent aussi interagir avec les électrons liés aux atomes et aux molécules en les ionisant, libérant ainsi des électrons énergétiques. Ce mécanisme n'est pas dominant du tout dans le milieu interstellaire diffus, par contre, les rayons cosmiques sont une source de chauffage importante dans les parties denses des nuages moléculaires.
- Les rayons X issus du milieu interstellaire chaud, en arrachant les électrons de la couche K, la plus profonde, libèrent des photoélectrons qui chauffent le gaz. Ce mécanisme n'est efficace qu'à proximité des sources X (étoiles très jeunes, restes de supernovae...), dans le WIM et WNM où les faibles densités ne bloquent pas les photons X.
- Le rayonnement UV des étoiles peut arracher des électrons aux grains, libérant des photoélectrons dont l'énergie est une fraction non négligeable de celle du photon. En se thermalisant sur les électrons, ils vont provoquer le chauffage du milieu (Watson, 1972; Draine, 1978). Le chauffage par effet photoélectrique sur les grains est le plus efficace dans le milieu diffus froid.

Chauffage chimique

Le milieu interstellaire est le siège de nombreuses réactions chimiques, dont certaines sont exothermiques, c'est à dire qu'elles libèrent de l'énergie. Cette énergie libérée peut participer au chauffage du gaz, on parle alors de chauffage chimique. Un exemple de réaction exothermique est celle donnant lieu à la formation de H_2 à la surface des grains (Hollenbach & Salpeter, 1971).

Elle libère 4.48 eV qui se répartissent entre l'énergie cinétique de la molécule créée, l'excitation rotationnelle et vibrationnelle de H₂ et le chauffage du grain (Hollenbach & McKee, 1979). Ce chauffage est un processus collisionnel dépendant donc du carré de la densité. Par conséquent, il est surtout efficace dans les régions de photodissociation denses et les chocs.

Echange thermique gaz-grain

Il se peut, dans les régions très denses, que les collisions entre atomes et molécules du gaz et grains soient suffisamment fréquentes pour que le transfert d'énergie des uns aux autres prenne le pas sur les autres mécanismes. Cet échange thermique ne chauffe le gaz qu'à condition que la température des grains soit plus élevée. Ceci est vrai dans les profondeurs des nuages moléculaires où le chauffage des poussières par le rayonnement infrarouge lointain n'autorise pas la température des grains à descendre en dessous de 8 K (Falgarone & Puget, 1985). C'est d'ailleurs au cœur des nuages moléculaires que la grande densité augmente le nombre de collisions gaz-grains. Il est donc naturel que ce processus domine le chauffage du gaz dans ces régions.

Chauffage par énergie mécanique

Les mouvements macroscopiques secouant le milieu interstellaire peuvent aussi contribuer au chauffage du gaz en lui fournissant de l'énergie mécanique. Les explosions de supernovae, les vents stellaires, la dynamique des régions HII ainsi que l'effondrement d'un nuage auto-gravitant sont autant d'exemples de sources d'énergie mécanique, qui sera dissipée soit par rayonnement soit par énergie cinétique via les chocs et le phénomène de turbulence. Le champ magnétique peut également chauffer le milieu interstellaire par dissipation visqueuse des ondes Alfvén (Ferrière *et al.*, 1988; Champeaux *et al.*, 1997). De plus les mouvements relatifs de la composante ionisée et de la composante neutre du plasma interstellaire (diffusion ambipolaire) induisent un échauffement visqueux du gaz (Scalo, 1977). Enfin, une contribution non négligeable du milieu interstellaire de faible densité peut provenir des ondes magnéto-hydrodynamiques (MHD) issues des supernovae (Ferrière *et al.*, 1988).

1.5.2 Processus de refroidissement

En général, le refroidissement du gaz interstellaire se fait par émission de photons. Nous pouvons distinguer deux sortes de processus de refroidissement, ceux liés à l'émission des atomes, des ions et des molécules, et ceux correspondant aux mécanismes inverses des processus de chauffages déjà expliqués.

Refroidissement par rayonnement des atomes, des ions et des molécules

Le processus de refroidissement dominant dans une grande partie du milieu interstellaire est le refroidissement par les raies interdites de structure fine. En effet, certains éléments possèdent des niveaux de structures fines proches de leur niveau fondamental donc, pouvant être peuplés facilement (par collisions). Dans le milieu neutre, CII et OI sont les plus importants et dominant le refroidissement du gaz. Dans les régions HII, il s'agit de OII, OIII, NII, NIII, NeII et NeIII.

A plus haute température, les collisions avec les électrons peuvent peupler d'autres niveaux que ceux de structure fine entraînant un refroidissement par le biais de raies permises. L'un des processus dominant le refroidissement est l'excitation du niveau $n = 2$ de l'hydrogène correspondant à la raie Lyman α . Dans les chocs et les régions de photodissociation, les excitations

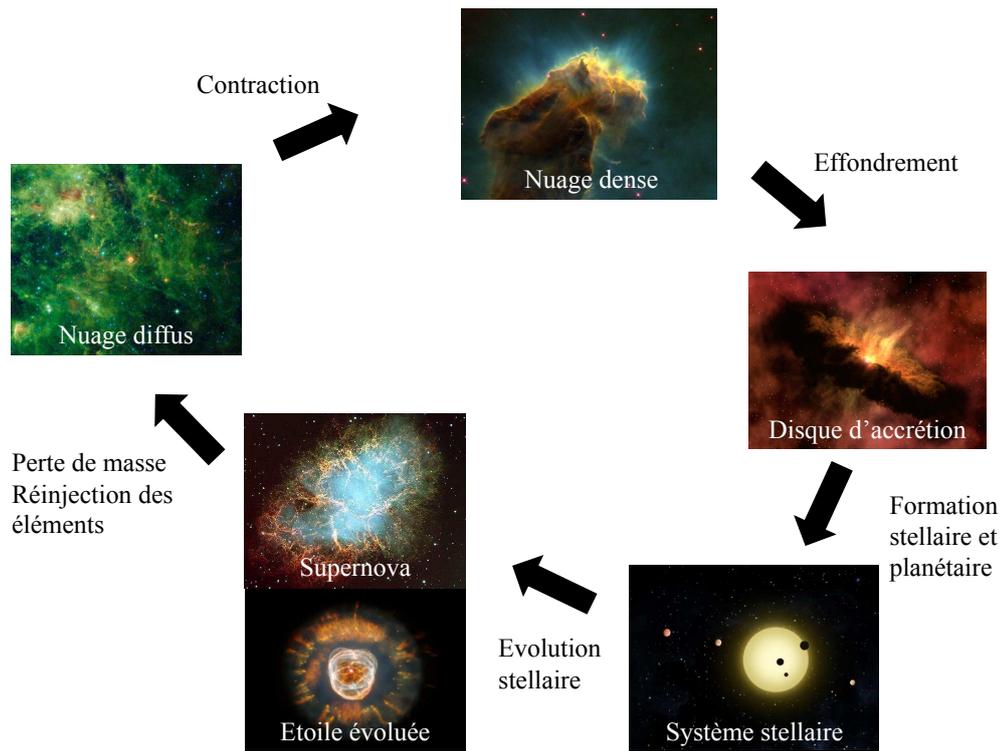


FIGURE 1.6 – Cycle de la matière interstellaire

collisionnelles de molécules comme H_2 , H_2O , CO et SiO sont importantes pour le refroidissement. Tandis que dans les nuages moléculaires, l'excitation des raies rotationnelles de CO est le principal vecteur de refroidissement.

Mécanismes inverses

De la même façon qu'il était possible de chauffer le gaz par effet photoélectrique sur les poussières (Sect. 1.5.1), il peut se refroidir par recombinaison des électrons sur les grains chargés. Plus la température est grande plus ce mécanisme est efficace (Bakes & Tielens, 1994). L'échange thermique entre gaz et grains peut également avoir pour effet de refroidir le gaz si les grains ont une température plus basse.

1.6 Cycle de la matière interstellaire

Comme nous l'avons vu, le milieu interstellaire est en constante évolution. En étroite interaction avec son environnement, la matière interstellaire suit un cycle intimement lié à celui des étoiles. Ce cycle décrit globalement l'évolution de la matière dans la Galaxie (Fig. 1.6).

Un nuage diffus peut devenir gravitationnellement instable et former des régions plus denses. Si ces zones atteignent une masse critique dite de Jeans, la gravité l'emporte sur les forces de

pression induites entre autre par la turbulence, le champ magnétique et l'agitation thermique. Le nuage s'effondre en se fragmentant et donne potentiellement naissance à autant de proto-étoiles que la fragmentation a créé de petits nuages denses. La proto-étoile continue à se contracter et à s'échauffer, jusqu'à enclencher des réactions thermonucléaires dans son coeur qui la font devenir une étoile. Eventuellement le disque d'accrétion de la proto-étoile peut former des planètes, en accrétant du gaz et de la poussière, mais aussi des corps plus petits comme des astéroïdes et des comètes. Durant plusieurs milliards d'années pour une étoile de la Séquence Principale (moins si elle est plus massive), l'étoile connaît une phase relativement stable et « fabrique » des éléments lourds (C, N O ...) par le biais des réactions thermonucléaires.

Lorsque l'étoile a épuisé ses carburants, elle subit d'importants changements morphologiques, et se refroidit en se dilatant. Cette phase de géante (ou supergéante) rouge est accompagnée d'une importante perte de masse par vent stellaire. Des poussières peuvent se former par nucléation dans les enveloppes de ces étoiles qui vont être éjectées dans le milieu interstellaire diffus environnant (éjection des enveloppes des géantes rouges ou supernova). C'est ainsi que la matière interstellaire se renouvelle et s'enrichit en éléments lourds. Le cycle continue en formant de nouvelles étoiles qui à leur tour enrichiront, à leur mort, leur lieu de naissance. De plus, là encore, chaque phase de ce cycle interagit avec les autres (la matière contenue dans les nuages diffus influe sur le rayonnement stellaire, subit les chocs issus des étoiles évoluées...), avec pour résultat la structure complexe du milieu interstellaire et donc de la Galaxie que nous avons décrit tout au long de ce chapitre.

En résumé, dans ce chapitre, nous avons vu que l'espace entre les étoiles, remplissant la majorité du volume des galaxies n'est pas vide. Constitué d'un mélange de gaz (majoritairement de l'hydrogène neutre, ionisé ou moléculaire) et de poussières, il s'organise en différentes phases dynamiques parcourues par diverses sources d'énergie. Les interactions entre ces sources d'énergie et le gaz interstellaire peuvent provoquer un chauffage ou un refroidissement de ce dernier. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter en détail la poussière interstellaire, un constituant certes minoritaire mais fondamental pour l'étude du milieu interstellaire.

Chapitre 2

Les poussières interstellaires

Sommaire

2.1	Importance des poussières dans le milieu interstellaire	20
2.2	Extinction	22
2.2.1	Sections efficaces	22
2.2.2	Courbe d’extinction	23
2.2.3	Extinction galactique	24
2.2.4	Variation de la courbe d’extinction	26
2.2.5	Diffusion	27
2.3	Emission	29
2.3.1	Emission des grains à l’équilibre thermique	30
2.3.2	Chauffage stochastique	32
2.3.3	Bandes aromatiques	34
2.3.4	Emission rouge étendue	34
2.3.5	Emission anormale	35
2.4	Polarisation	36
2.5	Modèles de poussières interstellaires	37
2.5.1	Distribution en taille	38
2.5.2	Composition chimique	38
2.5.3	Exemples de modèles	38
2.6	Cycle des poussières	41
2.6.1	Formation	41
2.6.2	Observations de l’évolution des grains	42
2.6.3	Processus d’évolution des grains	44
2.7	Conclusion	47

Ce chapitre est basé sur la description de la phase solide du milieu interstellaire, ne représentant certes qu’environ 1 % de sa masse mais qui est primordiale dans les équilibres physico-chimiques du milieu interstellaire. Nous y décrivons les observations des poussières interstellaires, rendues possibles par les interactions entre les grains et les photons. Cela nous conduira à détailler les mécanismes d’extinction, d’émission et de polarisation. Nous introduirons également les différents types de modèles de grains, leurs points de convergence et leurs différences, avant de parcourir le cycle d’évolution des poussières et de décrire les mécanismes responsables des modifications d’abondance, de taille et de propriétés optiques des grains.

2.1 Importance des poussières dans le milieu interstellaire

Le point commun entre les différentes régions du milieu interstellaire (nuages diffus de HI, régions HII, régions de photodissociation, nuages moléculaires, restes de supernovae...) est l'omniprésence de poussières. Intimement mélangées au gaz, elles sont à chaque fois liées à l'évolution de ces milieux.

Interaction avec le rayonnement

Un des effets les plus notables de la poussière est son interaction avec le rayonnement parcourant le milieu interstellaire. Les grains absorbent et diffusent la lumière UV, visible et infrarouge proche des étoiles par un mécanisme sélectif en longueur d'onde. L'énergie absorbée par les poussières les chauffe puis est réémise depuis l'infrarouge jusqu'aux longueurs d'onde submillimétriques. Près de la moitié de la lumière émise par les étoiles est ainsi absorbée puis réémise, l'autre moitié restant inchangée ou est diffusée (Lequeux *et al.*, 2002). Cette interaction avec le rayonnement est importante pour la survie des molécules dans les milieux les plus denses. Les phénomènes d'absorption, de diffusion et d'émission de la lumière par les poussières seront traités en détail dans ce chapitre.

Les poussières peuvent interagir d'une autre façon avec le rayonnement. Lorsque les grains ne sont pas sphériques, ils peuvent partiellement s'aligner avec le champ magnétique, polarisant ainsi la lumière.

Abondances interstellaires et déplétions des éléments

La composition chimique du milieu interstellaire évolue sans cesse au gré de la vie et la mort des étoiles. Après le Big Bang, la masse de l'Univers était constituée de 76 % d'hydrogène, de 24 % d'hélium, ainsi que de traces d'éléments plus lourds. Les métaux rencontrés aujourd'hui sont les fruits de la nucléosynthèse stellaire, éjectés dans le milieu interstellaire par les vents et les supernovae.

L'abondance cosmique d'un élément A(X) est définie comme la proportion (en nombre ou en masse) de cet élément par rapport à l'hydrogène. Elle est mesurée dans les atmosphères stellaires (Soleil, étoiles de type F et G), censées être représentatives de l'abondance de leur milieu de naissance. L'abondance de cet élément peut ensuite être comparée à l'abondance en phase gazeuse dans le milieu interstellaire. L'abondance des métaux en phase gazeuse du milieu interstellaire est systématiquement inférieure à leur abondance cosmique. On parle alors de déplétion des métaux :

$$D(X) = \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\text{MIS}} - \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\text{cosmique}} \leq 0 \quad (2.1)$$

Cela signifie qu'il y a un déficit de métaux en phase gazeuse et donc que ces éléments lourds sont piégés dans la phase solide du milieu interstellaire. Autrement dit, la connaissance de la déplétion d'un élément permet de quantifier la fraction de cet élément contenue dans les grains.

Les abondances des principaux métaux contenus dans les poussières interstellaires sont indiquées dans le Tab 2.1. Malgré des incertitudes sur les abondances cosmiques (principalement dues au choix de la référence Sofia & Meyer, 2001; Zubko *et al.*, 2004), ces mesures sont importantes pour l'étude des poussières car elles apportent une contrainte forte sur leur composition. Les

grains sont principalement composés de carbone¹, d'oxygène, de silicium, de magnésium et de fer mais aussi de matériaux réfractaires comme l'aluminium, le sodium, le calcium et le nickel qui ont une température de condensation élevée. De plus, on trouve des traces de potassium, de chrome, de titane, de manganèse et de cobalt. Enfin, Jenkins (2009) a montré que la déplétion peut dépendre de l'environnement interstellaire et donc révéler les processus de formation et de destruction des grains.

TABLE 2.1 – Abondances et déplétions des principaux métaux entrant dans la composition des poussières (Zubko *et al.*, 2004). Les deux premières lignes donnent les abondances cosmiques avec pour référence le Soleil ou les étoiles de type F et G. La troisième ligne indique l'abondance des métaux en phase gazeuse dans le milieu interstellaire. Enfin les deux dernières lignes décrivent les abondances de ces éléments en phase solide.

Eléments	C	N	O	Si	Mg	Fe
$[X/10^6H]_{\odot}$	391 ± 98	85.2 ± 21.9	545 ± 100	34.4 ± 3.9	34.5 ± 4.8	28.1 ± 5.4
$[X/10^6H]_{F,G\star}$	358 ± 82	...	445 ± 156	39.9 ± 13.1	42.7 ± 17.2	27.9 ± 7.7
$[X/10^6H]_{MIS,gaz}$	108 ± 16	75.0 ± 4.0	319 ± 14	≈ 0	≈ 0	≈ 0
$[X/10^6H]_{dust/\odot}$	283 ± 99	10.2 ± 22.3	226 ± 101	34.4 ± 3.9	34.5 ± 4.8	28.1 ± 5.4
$[X/10^6H]_{dust/F,G\star}$	250 ± 84	...	126 ± 157	39.9 ± 13.1	42.7 ± 17.2	27.9 ± 7.7

Catalyse des réactions chimiques

La surface des grains peut agir comme catalyseur et autoriser la formation de certaines molécules qui n'auraient pu se former en phase gazeuse. L'exemple le plus connu est celui de la molécule de dihydrogène, H₂, la plus abondante dans le milieu interstellaire. En effet, le mécanisme de formation de H₂ en phase gazeuse nécessite un troisième corps et par conséquent, ne peut avoir lieu qu'à des densités bien plus importantes que celles rencontrées dans le milieu interstellaire (Hollenbach & Salpeter, 1971). Par contre, il existe des processus de formation de H₂ à la surface des grains (Fig 2.1). Cette réaction est fortement exothermique et participe au chauffage du gaz (cf Sect. 1.5.1). D'autres espèces chimiques se forment à la surface des grains, le lecteur souhaitant plus de détails peut se référer à d'Hendecourt *et al.* (1985).

Echanges thermiques gaz-grains

Comme déjà mentionné Sect. 1.5.1, l'effet photoélectrique sur les grains est un processus important pour le chauffage du gaz interstellaire. Dans les profondeurs des nuages moléculaires, les échanges thermiques entre le gaz froid et les grains plus chauds sont également source de chauffage pour le gaz. Les mécanismes inverses à savoir la recombinaison des électrons sur les grains chargés (Bakes & Tielens, 1994) et l'échange thermique gaz-grain avec des poussières froides sont quant à eux d'importants processus de refroidissement (cf Sect. 1.5.2).

1. Entre 60 et 80 % du carbone est piégé dans les grains (Sofia *et al.*, 2011)

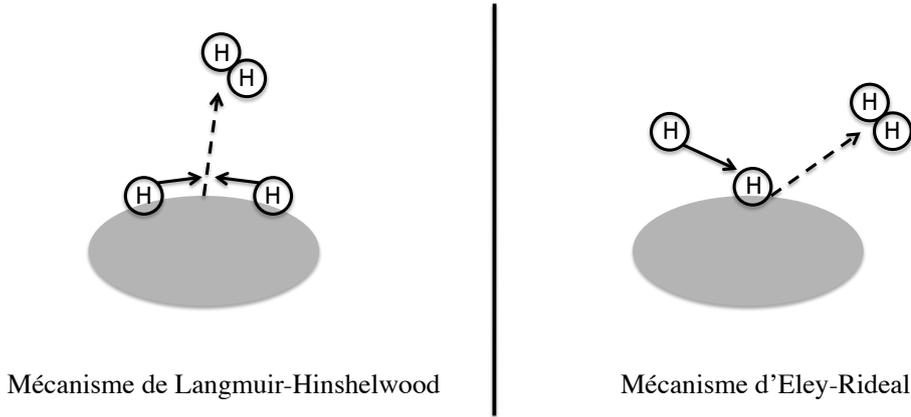


FIGURE 2.1 – Mécanismes de formation de H_2 à la surface des grains. A gauche : mécanisme de Langmuir-Hinshelwood consistant à la physisorption de deux atomes d'hydrogène qui réagissent à la surface. A droite : mécanisme d'Eley-Rideal basé sur la physisorption d'un atome réagissant avec un atome d'hydrogène incident.

2.2 Extinction

Lorsqu'une étoile est observée à travers un nuage de poussières, sa luminosité diminue à cause de deux phénomènes physiques distincts : l'absorption des photons par la poussière, et leur diffusion sur les grains, c'est-à-dire le changement de direction des photons suite à leur interaction avec la poussière. La somme de ces deux phénomènes est appelée extinction interstellaire. C'est elle qui explique l'observation de nuages sombres dès le XVIII^e siècle (cf Sect. 1.2 et Fig. 1.1).

2.2.1 Sections efficaces

L'extinction est issue de l'interaction entre les photons et les grains. Une façon de mesurer la probabilité de cette interaction est de définir la section efficace d'extinction σ_{ext} , grandeur exprimée en unité de surface. Par définition, il s'agit de la somme de la section efficace de diffusion σ_{dif} et de la section efficace d'absorption σ_{abs} mesurant respectivement la probabilité qu'à un photon de subir une diffusion ou d'être absorbé.

Il est également possible de définir l'efficacité d'extinction d'un grain qui, dans le cas de grains sphériques s'exprime :

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{dif} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2} \quad (2.2)$$

où Q_{abs} et Q_{dif} sont les efficacités d'absorption et de diffusion et a est le rayon du grain sphérique. Des calculs de physique du solide permettent de déterminer ces deux grandeurs, qui définissent entièrement comment la lumière sera éteinte par la poussière en fonction de la composition du grain et de la longueur d'onde. Le lecteur souhaitant plus de détails sur le calcul des efficacités peut se référer à Stepnik (2001) ou aux démonstrations complètes de Mie (1908) et Debye (1909). Les expressions mathématiques compliquées de Q_{abs} et Q_{dif} se simplifient dans le cas limite où la taille des grains sphériques est petite devant la longueur d'onde λ et on a :

$$Q_{abs} = \frac{8 \pi a}{\lambda} \operatorname{Im} \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right] \text{ et} \quad (2.3)$$



FIGURE 2.2 – Diffusion et extinction dans le milieu interstellaire. A gauche : la nébuleuse par réflexion IC2118 illustrant la diffusion Rayleigh par les poussières (Crédit : Digitized Sky Survey / STScI). A droite : le nuage Barnard 68 (Fig 1.3) observé par le New Technology Telescope (NTT) dans les bandes B, I et K(0.22 μm) montrant le rougissement interstellaire.

$$Q_{dif} = \frac{256 \pi^4}{3} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 \text{Re} \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right]^2 \quad (2.4)$$

où, n est l'indice de réfraction complexe du grain. Il apparaît que dans ce cas limite, nommé limite de Rayleigh, $Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda}$ et $Q_{dif} \propto \frac{1}{\lambda^4}$ (diffusion de Rayleigh). Aux grandes longueurs d'onde, l'extinction est alors dominée par l'absorption, tandis qu'à plus courte longueur d'onde, la diffusion domine, ce qui induit la couleur bleue des nébuleuses par réflexion (Fig. 2.2). Terminons ces généralités sur les efficacités en définissant l'albédo \mathcal{A} :

$$\mathcal{A} = \frac{Q_{dif}}{Q_{ext}} \quad (2.5)$$

Un matériau parfaitement absorbant aura $\mathcal{A} = 0$, au contraire un matériau parfaitement réfléchissant aura $\mathcal{A} = 1$.

2.2.2 Courbe d'extinction

Nous allons désormais nous intéresser à l'extinction induite par toute une population de poussières. Considérons un nuage de densité n , de longueur L et d'épaisseur optique τ_λ , recevant une intensité I_0 . L'intensité en sortie $I(\lambda)$ s'écrit :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau_\lambda} \quad \text{avec} \quad (2.6)$$

$$\tau_\lambda = \int_0^L \sigma_{ext}(\lambda) n dL = \sigma_{ext}(\lambda) N \quad (2.7)$$

N est appelée la densité de colonne le long de la ligne de visée. L'extinction A_λ est la différence de magnitude entre l'entrée et la sortie du nuage et s'écrit :

$$A_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right) = 1.086 \tau_\lambda \quad (2.8)$$

La détermination de l’extinction est alors compliquée par la méconnaissance de l’intensité en entrée du nuage. Une façon de contourner ce problème est d’observer le spectre de deux étoiles de même type spectral et de même luminosité, l’une subissant une extinction interstellaire par le nuage et l’autre pas et de mesurer l’excès de couleur :

$$E_{\lambda_1-\lambda_2} = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2} \quad (2.9)$$

L’excès de couleur standard est la différence entre les magnitudes dans la bande B à 440 nm et la bande V à 550 nm. La courbe d’extinction, représentant la dépendance de l’extinction avec la longueur d’onde est définie comme étant l’excès de couleur par rapport à la bande V normalisé par cet excès de couleur standard soit :

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = \frac{A_{\lambda} - A_V}{A_B - A_V} \quad (2.10)$$

Cette normalisation permet de s’affranchir des effets de distance et de comparer des lignes de visée différentes. Dès lors, la courbe d’extinction est caractérisée par le paramètre $R_V = A_V/E_{B-V}$ (Cardelli *et al.*, 1988). L’expression de la courbe d’extinction devient :

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = \frac{A_{\lambda}}{E_{B-V}} - R_V \quad (2.11)$$

La courbe d’extinction peut être représentée différemment. Par exemple, elle peut être normalisée par rapport à l’extinction visuelle (A_{λ}/A_V), ou encore par rapport à la densité de colonne totale d’hydrogène N_H . La relation entre l’excès de couleur standard et la densité de colonne d’hydrogène a été mesurée par Bohlin *et al.* (1978) à partir de données du satellite Copernicus :

$$\frac{N_H}{E_{B-V}} = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ atome.cm}^{-2}.\text{mag}^{-1} \quad (2.12)$$

A moins qu’il soit fait mention du contraire, c’est cette dernière normalisation que nous utiliserons dans nos représentations.

2.2.3 Extinction galactique

Description

La courbe d’extinction du milieu interstellaire diffus est représentée sur la Fig. 2.3 entre 0.1 et $3.4 \mu\text{m}$ du proche infrarouge à l’UV (panneau supérieur) et entre 5 et $250 \mu\text{m}$ (panneau inférieur). Elle varie peu selon les lignes de visée dans l’infrarouge et le visible et peut être caractérisée par $R_V = 3.1$ (Cardelli *et al.*, 1989; Finkbeiner, 2003).

La première remarque est que l’extinction diminue avec la longueur d’onde. Ainsi, dans le visible, le bleu est plus éteint que le rouge, on parle de rougissement interstellaire (Fig.2.2). Ensuite il est possible d’isoler différentes régions dans la courbe d’extinction :

- Dans l’infrarouge entre 5 et $250 \mu\text{m}$, la courbe d’extinction décroît en $\lambda^{-\beta}$ avec $\beta \sim 1.6 - 1.8$ (Rieke & Lebofsky, 1985; Whittet *et al.*, 1993). Notons également la présence de deux bandes d’absorption à 9.7 et $18 \mu\text{m}$.
- Entre 0.5 et $1 \mu\text{m}$ (entre 2 et $1 \mu\text{m}^{-1}$), la courbe d’extinction décroît en λ^{-1} . Un tel comportement révèle la présence de grains dont la taille est légèrement inférieure à la longueur d’onde.

- Autour de $4.6 \mu\text{m}^{-1}$, une large bande d'extinction est présente. Du fait de la constance de sa position, elle est généralement appelée « bump à 2175 \AA » et varie en largeur et en intensité selon les sources (Fitzpatrick & Massa, 1986). Cette partie de l'extinction s'explique par des grains dont les tailles sont très inférieures à la longueur d'onde.
- Dans l'UV lointain, pour $\lambda < 0.17 \mu\text{m}$, la courbe d'extinction en nombre d'onde croît de façon non linéaire, illustrant la présence de très petits grains.

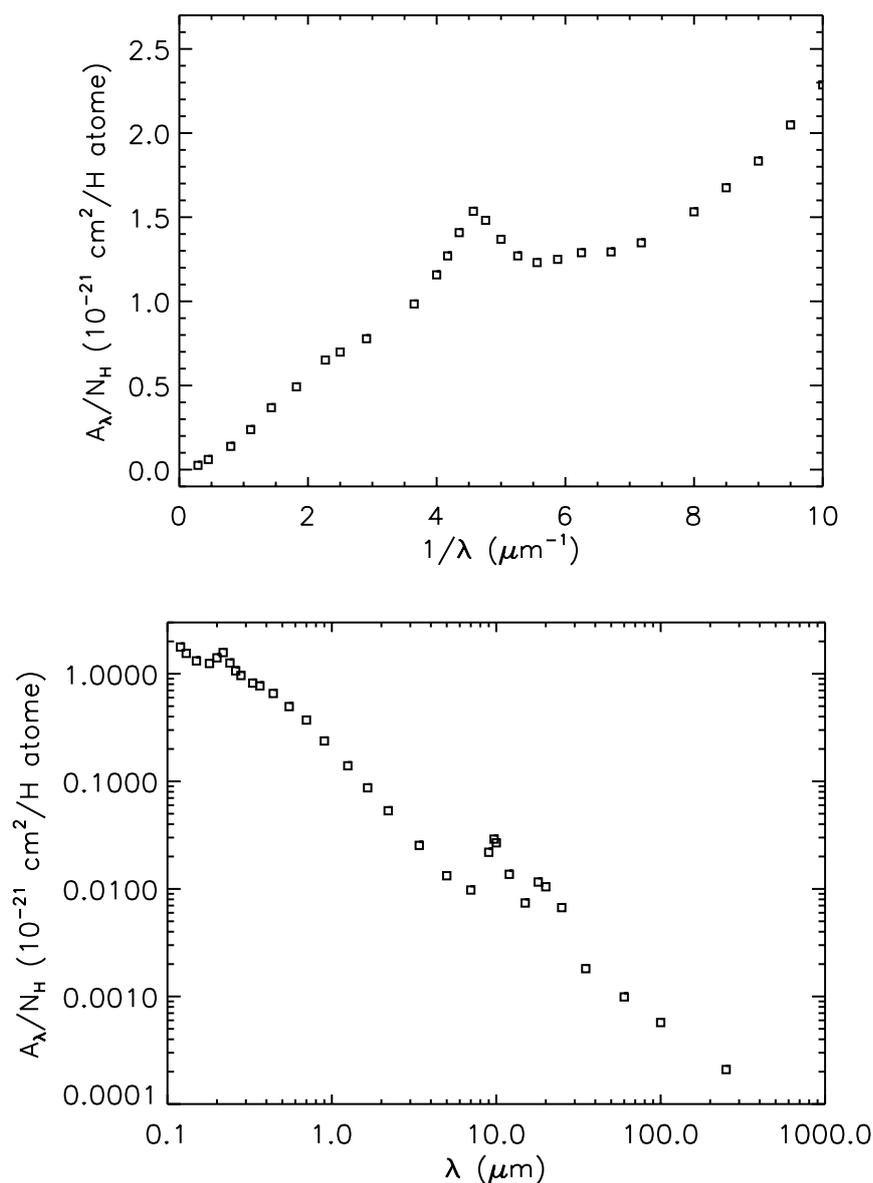
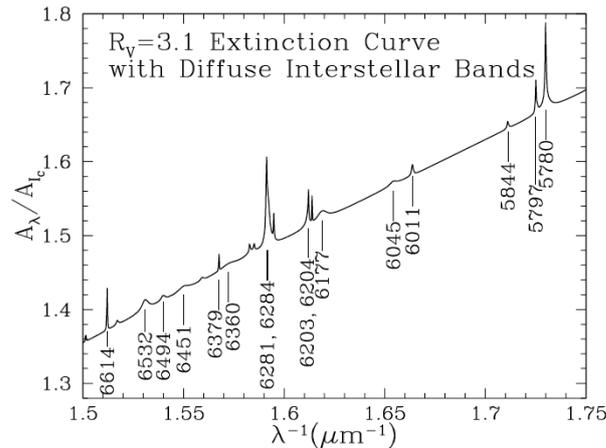


FIGURE 2.3 – Extinction du milieu interstellaire diffus. La figure du haut montre l'extinction en fonction du nombre d'onde entre 0.1 et $3.4 \mu\text{m}$ (d'après Savage & Mathis, 1979). Celle du bas présente A_λ/N_H entre 5 et $2500 \mu\text{m}$ (Mathis, 1990)


 FIGURE 2.4 – Bandes interstellaires diffuses entre 0.57 et 0.67 μm (Draine, 2003).

Bandes d'absorption

La courbe d'extinction présente des bandes d'absorption dont les plus intenses sont les bandes infrarouges à 9.7 et 18 μm , caractéristiques des modes d'élongation et de pliage des liaisons O-Si-O. Ces bandes révèlent donc la présence de grains constitués de silicates dans le milieu diffus. D'autres bandes d'absorption sont observées, par exemple celle à 3.4 μm (Wickramasinghe & Allen, 1980), correspondant au mode d'élongation des liaisons C-H des hydrocarbures aliphatiques¹ saturés, montre la présence de poussières carbonées, tout comme la bande à 6.2 μm (mode d'élongation de C=C) attribuée aux hydrocarbures aromatiques (Schutte *et al.*, 1998).

En plus de ces bandes infrarouges, l'observation de la courbe d'extinction à haute résolution spectrale (Fig.2.4) révèle de nombreuses bandes interstellaires diffuses (DIBs pour Diffuse Interstellar Bands). La première détection de DIB date des travaux de Heger (1922). Jenniskens & Désert (1994) ont répertorié 154 bandes différentes entre 0.38 et 0.868 μm . A ce jour, plus de 400 DIB ont été détecté sans que les porteurs de ces bandes ne soient formellement identifiés. Leur largeur indique que les espèces responsables sont des particules solides et les meilleurs candidats sont de grosses molécules carbonées dont les Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH) font partie (Leger & Puget, 1984; Crawford *et al.*, 1985). Plus de détails sur les DIB pourront être trouvés dans la revue de Snow & Destree (2011).

Enfin, dans les régions denses et froides (pour A_V de l'ordre de l'unité), des bandes d'absorption dues aux glaces apparaissent (Whittet *et al.*, 1988; Murakawa *et al.*, 2000). Les bandes à 3.1 et 6.0 μm proviennent de glaces d'eau, tandis que des glaces de CO provoquent une bande à 4.67 μm . La spectroscopie infrarouge a révélé la présence d'autres glaces dans le milieu interstellaire dont Dartois (2005) dresse la liste.

2.2.4 Variation de la courbe d'extinction

Si la courbe d'extinction est relativement constante dans le milieu interstellaire diffus, elle peut varier notablement d'une source à l'autre et ce quelque soit le domaine de longueur d'onde. La Figure 2.5 montre les variations de la courbe d'extinction au travers différentes lignes de

1. Aliphatique désigne la matière organique qui n'est pas aromatique.

visée. L'évolution de la courbe d'extinction peut être décrite uniquement avec le paramètre R_V (Cardelli *et al.*, 1989). Le milieu interstellaire diffus présente une courbe d'extinction telle que $R_V = 3.1$ tandis que dans les nuages moléculaires denses R_V peut atteindre des valeurs jusqu'à 5.5 (Cardelli *et al.*, 1989). La Fig. 2.5 présente la façon dont varie la courbe d'extinction avec R_V .

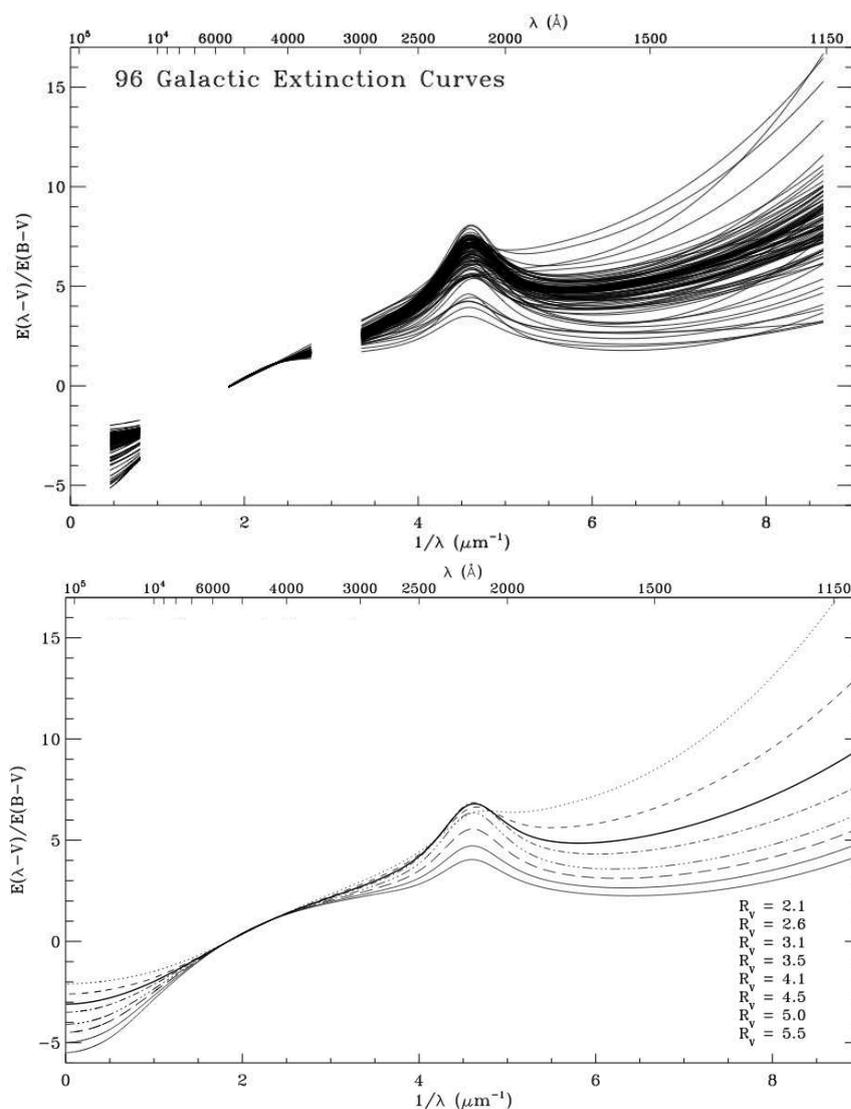


FIGURE 2.5 – Variations de la courbe d'extinction dans la galaxie. Haut : Courbes d'extinction de 96 sources dans la Voie Lactée. Les courbes sont normalisées par rapport à l'excès de couleur standard E_{B-V} . Bas : Influence du paramètre R_V sur l'allure de la courbe d'extinction. Figures extraites de Fitzpatrick (2004).

2.2.5 Diffusion

La diffusion de la lumière par les poussières a déjà été évoquée Sect. 2.2.1. Les caractéristiques de ce phénomène dans le milieu interstellaire nous donnent des contraintes importantes sur la composition des poussières et leur distribution en taille.

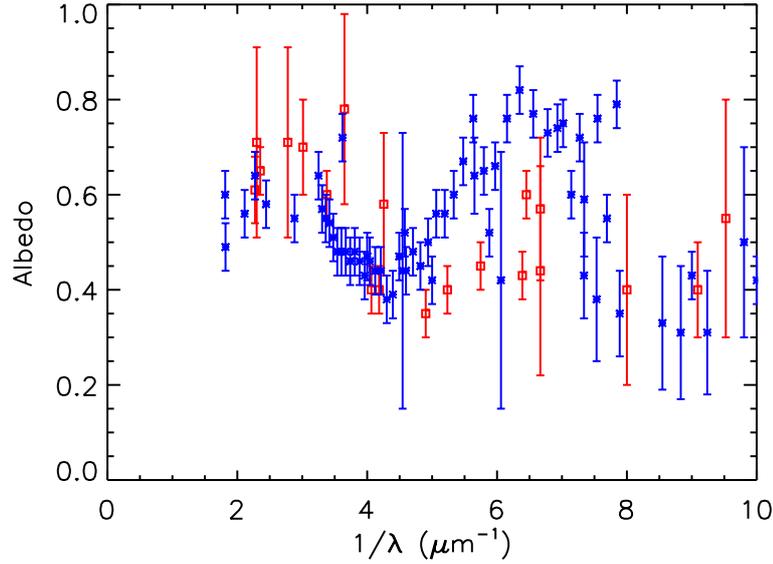


FIGURE 2.6 – Mesures d’albédo des poussières dans le milieu diffus (rouge) et les nébuleuses par réflexion (bleu). Adapté de Gordon (2004).

La diffusion peut être décrite par l’albédo \mathcal{A} (Eq. 2.5), qui définit la part de diffusion dans l’extinction, ainsi que par une fonction de phase $\Phi(\alpha)$, α correspondant à l’angle de diffusion. La fonction de phase de Henyey-Greenstein (Henyey & Greenstein, 1941) est une bonne approximation de $\Phi(\alpha)$ pour les poussières dans le visible et le proche UV (Witt, 1989). Elle est définie par :

$$\Phi_{HG}(\alpha) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2g \cos \alpha)^{3/2}} \quad (2.13)$$

où $g = \langle \cos \alpha \rangle$ est appelé paramètre d’asymétrie, variant entre -1 et 1. Ce paramètre mesure l’isotropie de la diffusion, $g = 0$ signifie une diffusion parfaitement isotrope, $g = -1$ correspond à une pure rétro-diffusion, tandis que $g = 1$ décrit le cas où les photons ne sont pas déviés (transmission). Les observations ont révélé une valeur moyenne du paramètre d’asymétrie dans le milieu interstellaire diffus ~ 0.6 (Witt *et al.*, 1997; Schiminovich *et al.*, 2001). Dans les nuages denses, les photons diffusés le sont principalement vers l’avant ($g = 0.8 \pm 0.1$, Witt *et al.*, 1990).

De nombreuses études ont mesuré l’albédo des poussières dans les nébuleuses par réflexion car il s’agit de régions très brillantes, toutefois ces mesures dépendent grandement de la géométrie qui souvent n’est pas très bien connue. Les mesures d’albédo dans les nuages diffus, bien que plus faibles en intensité, bénéficient d’une plus faible dépendance à la géométrie car ils sont illuminés par l’ISRF de façon isotrope. La Fig. 2.6 montre différentes mesures d’albédo dans le milieu diffus et les nébuleuses par réflexion. La dispersion des résultats illustre la difficulté de l’extraction de l’albédo qui dépend du modèle géométrique utilisé. Cependant, la différence d’albédo peut être due à une variation des propriétés des poussières entre différents objets.

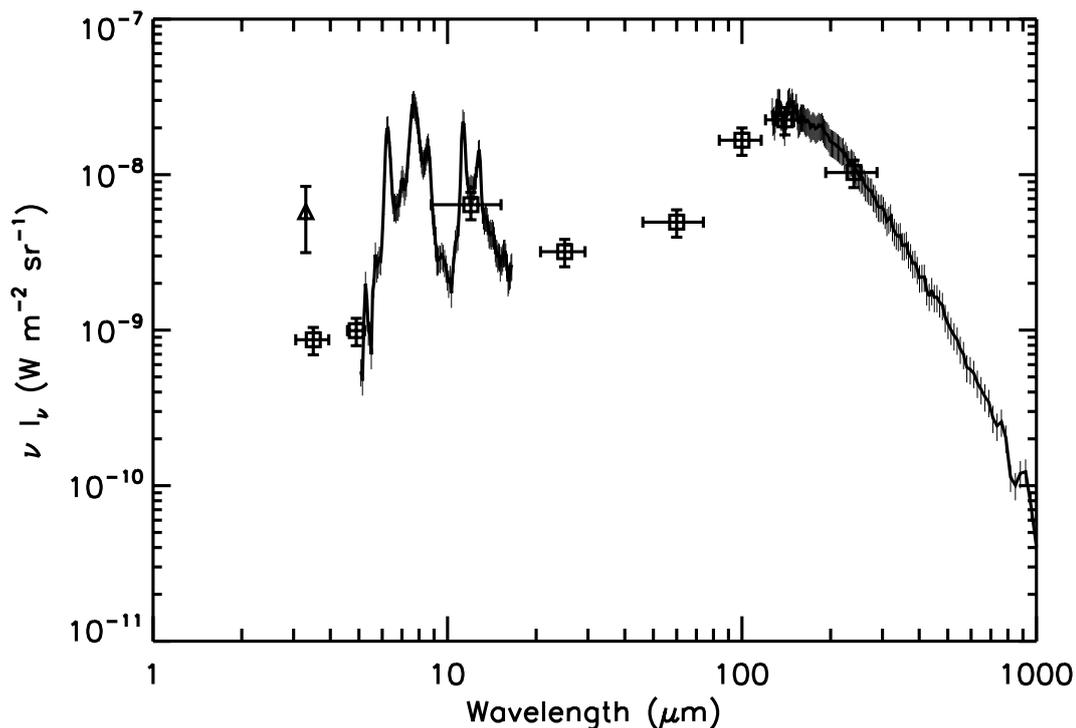


FIGURE 2.7 – Spectre d’émission des poussières dans le milieu interstellaire diffus, ici normalisé par la densité de colonne $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Le triangle représente l’observation à $3.3 \mu\text{m}$ de l’expérience ballon AROME (Giard *et al.*, 1994b). Les spectres en lignes continues entre 5 et $15 \mu\text{m}$ et au-delà de $100 \mu\text{m}$ représentent respectivement les observations ISOCAM/CVF (Boulanger, 2000) et COBE/FIRAS (Boulanger *et al.*, 1996). Tandis que les carrés illustrent les observations photométriques de COBE/DIRBE (Arendt *et al.*, 1998).

2.3 Emission

La poussière absorbe une partie du rayonnement UV et visible. Cette énergie absorbée permet de chauffer les grains qui, afin de se refroidir, vont la réémettre essentiellement dans l’infrarouge (environ la moitié du rayonnement émis par les étoiles dans l’UV-visible subit cette conversion vers les plus grandes longueurs d’onde). Le spectre d’émission des poussières est présenté Fig. 2.7, il s’étend de l’infrarouge proche au sub-millimétrique et contient plusieurs composantes. Ces dernières trouvent leur origine dans les différents mécanismes d’émission des poussières en fonction de leur température et donc de leur taille.

Les grains assez gros sont à l’équilibre avec le rayonnement. van de Hulst (1946), en considérant les poussières comme des sphères diélectriques de rayon $a \sim 0.1 \mu\text{m}$, leur a prédit une température entre 10 et 20 K. Ce résultat a, par la suite, été confirmé notamment par (Pipher, 1973). Cependant, la détection d’un excès d’émission dans l’infrarouge moyen a montré la présence d’une population de grains chauffés à des températures entre 100 et 1000 K (Laureijs *et al.*, 1988; Chlewicki & Laureijs, 1988). Ces grains ne sont donc pas à l’équilibre thermique avec le rayonnement et doivent nécessairement être plus petits.

2.3.1 Emission des grains à l'équilibre thermique

Température d'équilibre des grains

Pour qu'un grain soit à l'équilibre thermique avec le rayonnement, il faut que le temps de refroidissement soit plus long que l'intervalle de temps entre deux absorptions de photons. Il y a alors équilibre entre l'énergie émise E_{em} et l'énergie absorbée E_{abs} .

Considérons un grain sphérique de rayon a , de section efficace d'absorption et d'efficacité d'absorption respectivement notée σ_{abs} et Q_{abs} , recevant une densité de rayonnement par unité de longueur d'onde u_λ . L'énergie absorbée s'écrit :

$$E_{abs} = \int_0^\infty \sigma_{abs}(\lambda) u_\lambda d\lambda \quad (2.14)$$

Or $\sigma_{abs} = Q_{abs}\pi a^2$ et donc l'Eq. 2.14 devient :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_{abs}(\lambda) \pi \frac{u_\lambda}{4\pi} d\lambda \quad (2.15)$$

et parallèlement, l'énergie émise est donnée par :

$$E_{em} = \int_0^\infty 4\pi a^2 \pi \epsilon_\lambda d\lambda \quad (2.16)$$

avec ϵ_λ l'émissivité du grain à la longueur d'onde λ . Or la loi de Kirchhoff stipule que pour un grain à l'équilibre thermique, $\epsilon_\lambda = Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T)$ où $B_\lambda(T)$ est la fonction de Planck décrivant l'émission d'un corps noir de température T et comme $E_{abs} = E_{em}$, nous avons alors :

$$\int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) \frac{u_\lambda}{4\pi} d\lambda = \int_0^\infty Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda \quad (2.17)$$

Cette dernière équation peut être utilisée soit pour contraindre la densité de rayonnement en supposant la température des grains connue, soit pour déterminer la température d'équilibre des grains. Dans les deux cas, une estimation de l'efficacité d'absorption est nécessaire. Compte tenu que les grains à l'équilibre thermique émettent la majeure partie de leur énergie dans un domaine de longueur d'onde où la limite de Rayleigh est valide, l'efficacité d'absorption peut s'exprimer :

$$Q_{abs} = Q_0 \frac{a}{a_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \quad (2.18)$$

où Q_0 est une constante ne dépendant que de la composition du grain, a_0 et λ_0 sont respectivement la taille et la longueur d'onde de normalisation et β est l'indice spectral du grain. De plus, le champ de rayonnement reçu par le grain est essentiellement un champ UV-visible, domaine de longueur d'onde où l'efficacité d'absorption est relativement constante. Par conséquent, le membre de gauche de l'Eq. 2.17 devient :

$$\frac{Q_{abs}^{UV}}{4\pi} \int_0^\infty u_\lambda d\lambda = \frac{Q_{abs}^{UV} U}{4\pi} \quad (2.19)$$

et en injectant l'Eq. 2.18 dans la partie droite de l'Eq. 2.17, nous obtenons :

$$\frac{Q_{abs}^{UV} U}{4\pi} = \int_0^\infty Q_0 \frac{a}{a_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T_{eq}} - 1}} d\lambda \quad (2.20)$$

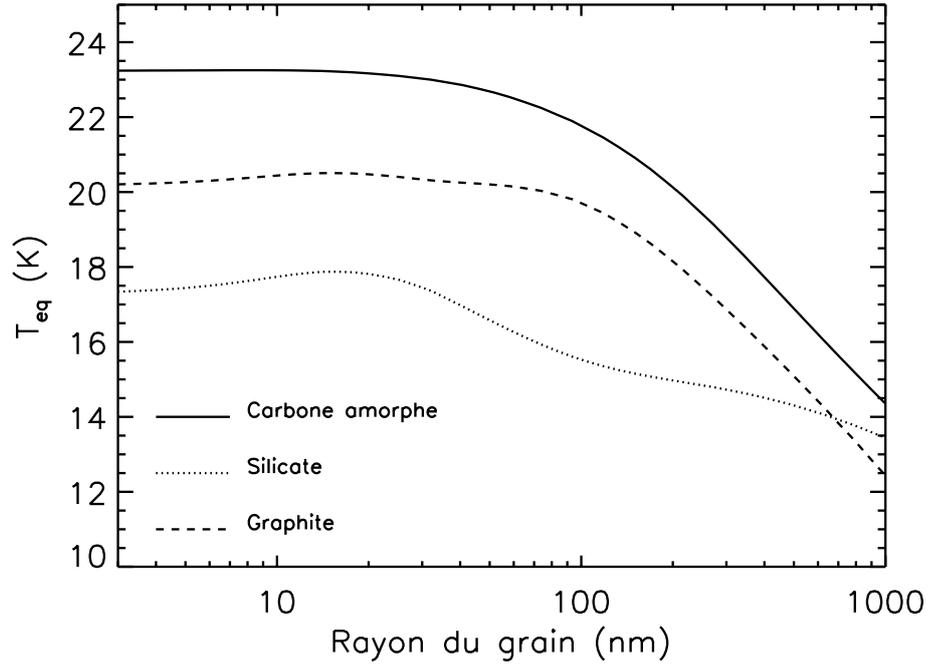


FIGURE 2.8 – Variation de la température d'équilibre d'un grain sphérique en fonction de son rayon et de sa composition soumis à l'ISRF de Mathis *et al.* (1983).

Afin de simplifier les calculs, effectuons le changement de variable $x = hc/\lambda kT_{eq}$. Dès lors, l'Eq. 2.20 devient :

$$\frac{Q_{abs}^{UV} U}{4\pi} = Q_0 \frac{a}{a_0} \frac{2hc^2}{\lambda_0^4} \left(\frac{\lambda_0 kT}{hc} \right)^{4+\beta} \int_0^\infty \frac{x^{3+\beta}}{e^x - 1} dx \quad (2.21)$$

Cette intégrale peut être approchée par $\int_0^\infty \frac{x^{3+\beta}}{e^x - 1} dx \sim (3 + \beta)!$ et nous pouvons en déduire une expression analytique de la température d'équilibre.

$$T_{eq} = \frac{hc}{k\lambda_0} \left(\frac{Q_{abs}^{UV} U \lambda_0^4 a_0}{4\pi Q_0 a 2hc^2 (3 + \beta)!} \right)^{\frac{1}{4+\beta}} \propto \left(\frac{Q_{abs}^{UV} U}{Q_0 a} \right)^{\frac{1}{4+\beta}} \quad (2.22)$$

Cette dernière équation nous donne la dépendance de la température d'équilibre des grains en fonction des différents paramètres physiques importants comme l'énergie du champ de rayonnement, la composition du grain ainsi que sa taille. En particulier, il est à noter que plus un grain est gros, plus sa température d'équilibre sera froide et plus son émission se situera à grande longueur d'onde.

Spectre d'émission d'un grain à l'équilibre thermique

Comme le montre la Fig. 2.8, les grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement ont une température d'équilibre ~ 20 K. Cela correspond à un intervalle de longueur d'onde dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique. A ces longueurs d'onde, l'efficacité d'absorption peut s'exprimer en loi de puissance de λ (Eq. 2.18). Dès lors, λI_λ la distribution d'énergie spectrale (SED pour *Spectral Energy Distribution*) correspondant à un grain à l'équilibre thermique peut s'écrire :

$$\lambda I_\lambda = \epsilon_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \lambda B_\lambda(T_{eq}) \quad (2.23)$$

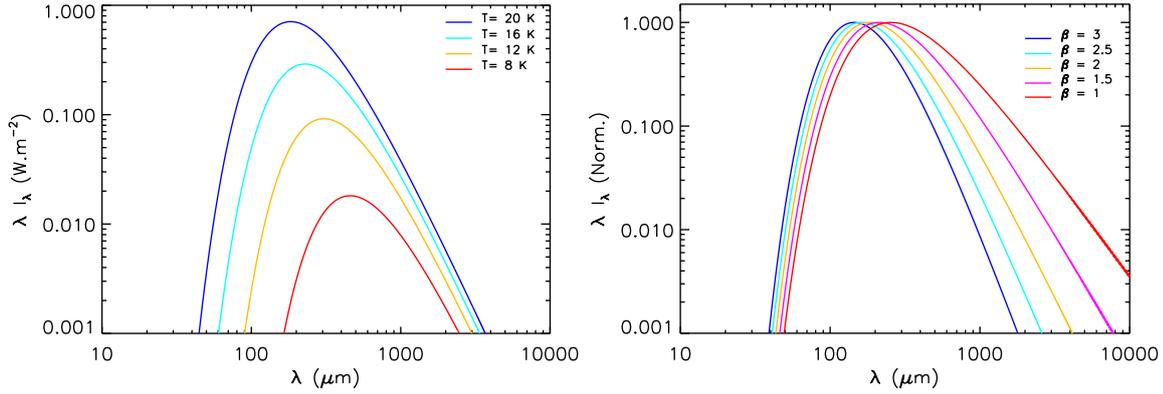


FIGURE 2.9 – Variation de la SED d’un grain avec la température pour $\beta = 2$ (gauche) et variation de la SED (normalisée) avec l’indice spectral pour $T = 20$ K (droite).

où ϵ_{λ_0} est l’efficacité d’absorption du grain à la longueur d’onde λ_0 . La longueur d’onde du maximum d’émission λ_{max} est donnée par la loi du déplacement de Wien appliquée aux corps noirs modifiés :

$$\lambda_{max}T = 3670 \frac{4}{4 + \beta} \quad (2.24)$$

Ceci indique qu’en plus de se déplacer en fonction de la température (Fig. 2.9, le maximum d’émission du grain diminue quand l’indice spectral augmente et vice versa. De plus, pour des grandes longueurs d’onde ($\lambda \gg \lambda_{max}$, la fonction de Planck se simplifie par la loi de Rayleigh-Jeans et $B_\lambda(T) = 2ckT/\lambda^4$. Ainsi, dans le domaine de Rayleigh-Jeans, la SED d’un grain s’écrit :

$$\begin{aligned} \lambda I_\lambda &= \epsilon_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \frac{2ckT_{eq}}{\lambda^3} \quad \text{pour } \lambda \gg \lambda_{max} \\ &\Rightarrow \lambda I_\lambda \propto \lambda^{-(3+\beta)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Il apparaît alors que dans un graphique en échelles logarithmiques, l’indice spectral β est relié à la pente de la SED. Plus β est grand, plus la pente du spectre est grande (Fig. 2.9).

Notons pour terminer que, dans la réalité, les grains n’ont pas tous la même taille et que l’obtention du spectre des poussières à l’équilibre thermique avec le rayonnement se fait par intégration sur toute la distribution en taille. Le spectre des grains à l’équilibre observé dans le milieu diffus¹ est représenté sur la Fig. 2.7 au-delà de $100 \mu\text{m}$, il a été caractérisé par $T = 17.5 \pm 0.2$ K avec $\beta = 2$ (Boulanger *et al.*, 1996) ou plus récemment par $T = 17.9 \pm 1.1$ K avec $\beta = 1.78 \pm 0.18$ (Planck Collaboration *et al.*, 2011d).

2.3.2 Chauffage stochastique

Un grain sera à l’équilibre thermique si deux conditions sont respectées :

- L’énergie du grain doit être grande devant l’énergie du photon absorbé.
- L’énergie absorbée doit être instantanément redistribuée sur l’ensemble du volume du grain.

1. Par milieu diffus, nous entendons l’émission diffuse à haute latitude galactique corrélée avec les observations de HI à faible densité de colonne $N_H \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

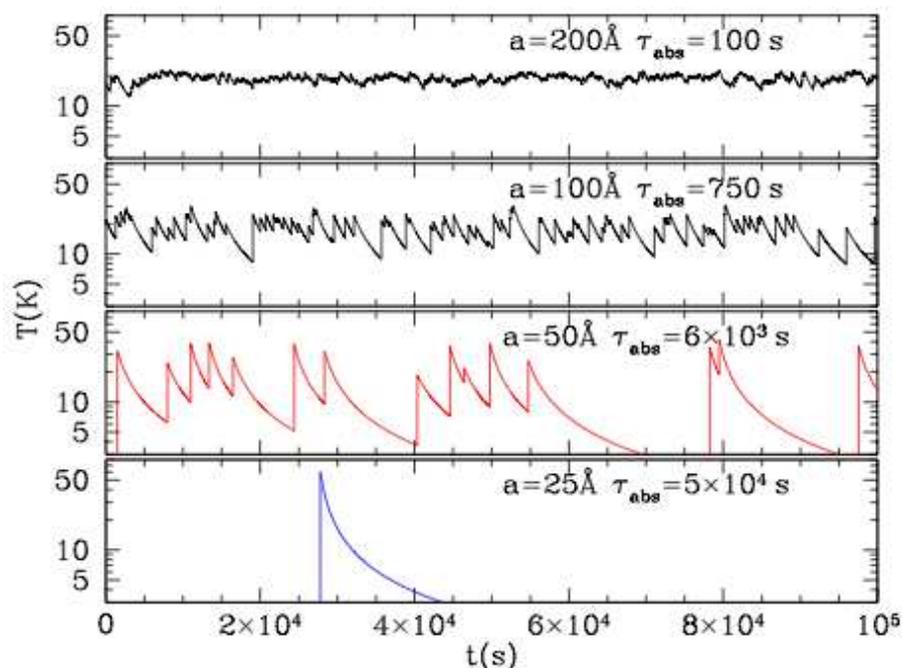


FIGURE 2.10 – Fluctuations en température de grains chauffés par l’ISRF pour 4 rayons a différents. τ_{abs} est le temps moyen entre deux absorptions de photons.

Les petits grains ont une capacité calorifique $C(T)$ faible, ainsi, lors de l’absorption d’un photon, leur température augmente de façon importante et immédiate. Ce chauffage est suivi d’un refroidissement rapide. Or, si ce refroidissement est plus court que l’intervalle de temps entre l’absorption de deux photons, la température du grain ne fait que fluctuer et la première condition d’équilibre n’est plus respectée (Fig. 2.10). Considérons un grain formé de N_{atomes} atomes, l’absorption d’un photon induit pour ce grain une variation de température de T_1 à T_2 telle que :

$$h\nu = \int_{T_1}^{T_2} C(T) dT \quad (2.26)$$

Au premier ordre, sa capacité calorifique maximale est donnée par $C_{\text{max}} = (3N_{\text{atomes}} - 6)k_B$. Si nous négligeons l’énergie initiale du grain, nous obtenons :

$$T \sim h\nu / (3N_{\text{atomes}} - 6)k_B. \quad (2.27)$$

De cette façon, un grain de circumpyrène ($C_{42}H_{16}$) absorbant un photon à 100 nm est chauffé à ~ 850 K, puis va se refroidir en émettant des photons dans l’IR proche. Le processus se répète avec l’absorption d’un autre photon. Ce mécanisme d’émission est appelé chauffage stochastique ou encore impulsif. La Fig. 2.10 illustre le fait que pour des grains de rayon inférieur à 20 nm, les fluctuations en température deviennent trop importantes pour définir une température d’équilibre. Cependant, cette limite en taille dépend de l’intensité du champ de rayonnement excitateur. En effet, plus le champ de rayonnement est intense, plus l’absorption de photons sera fréquente et plus des grains petits pourront être à l’équilibre thermique. Quant aux photons émis lors du refroidissement, leur longueur d’onde est d’autant plus grande que la température est froide et par conséquent d’après l’Eq. 2.27, que le grain est gros.

Le calcul du spectre émis par un grain hors équilibre thermique nécessite la connaissance de la probabilité $P(a, T)$ qu'un grain de rayon a ait une température comprise entre T et $T + dT$ (Draine & Anderson, 1985; Désert, 1986; Guhathakurta & Draine, 1989; Draine & Li, 2001). L'intensité spécifique d'un grain est alors donnée par :

$$I_\nu(a) = \int_0^\infty Q_{abs}(a, \nu) B_\nu(T) P(a, T) dT \quad (2.28)$$

Notons que la forme de la distribution spectrale d'énergie d'un grain hors équilibre thermique ne dépend pas de l'intensité du champ de rayonnement incident, mais est directement liée à la température atteinte par le grain après absorption d'un photon. Elle est donc dépendante de la nature, de la taille de grain mais aussi de la dureté du champ incident par le biais de l'énergie du photon absorbé. Enfin, l'absence dans le spectre d'émission du milieu interstellaire diffus (Fig. 2.7) des bandes des silicates à 9.7 et 18 μm observées en extinction (Fig. 2.3) indique qu'il n'y a pas ou très peu de grains de silicates chauffés stochastiquement dans le milieu interstellaire diffus.

2.3.3 Bandes aromatiques

La partie proche IR du spectre des poussières visible Fig. 2.7 illustre la présence de bandes d'émission très intenses. Elles sont observées à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm . Elles ont été détectées pour la première fois dans la direction de la nébuleuse par réflexion NGC 7027 (Gillett *et al.*, 1973), mais leur origine restant inconnue, elles furent qualifiées d'UIR pour *Unidentified InfraRed bands*. Dwek *et al.* (1980) suggérèrent que, sous l'effet de photons UV, de très petits grains ($\lesssim 0.01 \mu\text{m}$) chauds ($\gtrsim 300 \text{K}$) pouvaient être à l'origine de bandes en émission à ces longueurs d'onde sans pour autant créer des bandes en absorption. Puis ces bandes en émission furent associées aux modes de vibration des liaisons caractéristiques d'hydrocarbures aromatiques (Tab. 2.11, Duley & Williams, 1981; Leger & Puget, 1984; Allamandola *et al.*, 1985). La terminologie change et ces bandes sont nommées AIB pour *Aromatic Infrared Bands* et dont les porteurs les plus probables sont les PAH interstellaires, que nous avons déjà évoqués Sect. 2.2.3.

S'il est communément accepté aujourd'hui que les émetteurs de ces bandes sont des très petits grains formés de cycles aromatiques voire de grosses molécules, chauffés par l'absorption de photons UV-visible (Allamandola *et al.*, 1989), leurs formes exactes restent inconnues. De nombreux travaux ont permis de mettre en évidence des variations de la position des bandes ainsi que des rapports d'intensité. Il a été montré que ces variations étaient liées à la taille, à l'hydrogénation et à l'état de charge des porteurs (Draine & Li, 2001; Le Page *et al.*, 2003; Rapaicoli *et al.*, 2005; Flagey *et al.*, 2006). De plus, comme ces propriétés sont largement dépendantes de la densité locale, des conditions de rayonnement et de la température (Joblin *et al.*, 1994, 1995; Verstraete *et al.*, 2001), les observations des bandes aromatiques peuvent être utilisées pour tracer les conditions physiques du milieu interstellaire.

2.3.4 Emission rouge étendue

L'émission rouge étendue (ERE pour *Extended Red Emission*) se présente sous la forme d'une très large bande, apparaissant dans la partie rouge (entre 500 et 950 nm) du spectre de plusieurs régions interstellaires, sans structure apparente. Observée pour la première fois dans la nébuleuse du rectangle rouge (Cohen *et al.*, 1975; Schmidt *et al.*, 1980), l'ERE a ensuite été mise en évidence dans diverses régions du milieu interstellaire : des régions HII (Perrin & Sivan, 1992; Darbon

λ (μm)	Mode de vibration
3.3	Elongation C-H
6.2	Elongation C-C
7.7	Elongation C-C
8.6	Pliage C-H dans le plan
11.3	Pliage hors plan C-H (solo)
12.0	Pliage hors plan C-H (duo)
12.7	Pliage hors plan C-H (trio)
13.6	Pliage hors plan C-H (quartet)

FIGURE 2.11 – Principales bandes aromatiques infrarouges et modes de vibration associés. Les sites de liaisons C-H sont représentés à droite, extrait de Draine (2003).

et al., 2000), des nébuleuses planétaires (Furton & Witt, 1990, 1992), des nébuleuses par réflexion (Witt & Schild, 1985; Witt & Boroson, 1990), le milieu diffus (Gordon *et al.*, 1998; Szomoru & Guhathakurta, 1998; Witt *et al.*, 2008) et même dans d'autres galaxies (Pierini *et al.*, 2002). Il a été proposé que l'ERE provenait de la photoluminescence de poussières interstellaires soumises à un champ de rayonnement UV-visible. Toutefois, les porteurs de l'ERE n'ont toujours pas été identifiés formellement. Des matériaux non carbonés comme des nanoparticules de silicium cristallin ont été suggérés (Witt *et al.*, 1998), mais aussi des particules de carbone amorphe hydrogéné (Seahra & Duley, 1999) et des PAH neutres (d'Hendecourt *et al.*, 1986) ou ionisés (Berné *et al.*, 2008).

2.3.5 Emission anormale

Il s'agit d'une composante de l'émission Galactique observée dans le domaine micro-ondes entre 10 et 90 GHz. Elle tient son nom de la surprise engendrée lors de sa découverte (Kogut *et al.*, 1996) à partir des données du télescope COBE. L'émission anormale est corrélée avec l'émission des poussières à l'équilibre thermique (Leitch *et al.*, 1997, avec les données IRAS à 100 μm , de Oliveira-Costa *et al.*, 1997, avec les données DIRBE à 100, 140 et 240 μm) mais pas avec le rayonnement synchrotron. Toutefois Casassus *et al.* (2006) ont trouvé une meilleure corrélation avec l'émission dans les bandes IRAS à 12 et 25 μm qu'avec celle à 60 et 100 μm , ce qui suggère que l'émission anormale est plutôt liée aux grains chauffés stochastiquement. Ceci est en accord avec les résultats de Lagache (2003) qui a montré que l'émission anormale est d'autant plus faible que la densité de colonne d'hydrogène est grande. Cependant, l'identification de la population de poussière responsable de l'émission anormale n'est toujours pas terminée. Deux mécanismes différents ont été avancés pour expliquer son origine :

- l'émission dipolaire magnétique de grains à l'équilibre thermique (Draine & Lazarian, 1999a)
- l'émission dipolaire électrique de très petits grains hors équilibre thermique en rotation qualifiée de *spinning dust* (Draine & Lazarian, 1998).

Le développement des modèles (Draine & Lazarian, 1998; Ali-Haïmoud *et al.*, 2009; Ysard & Verstraete, 2010; Silsbee *et al.*, 2011) et la comparaison aux données de différentes expériences,

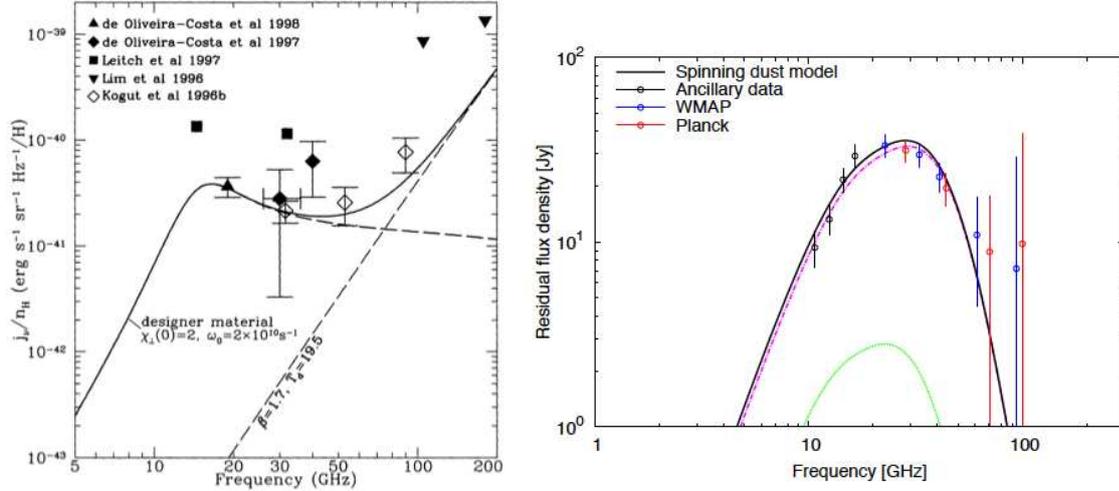


FIGURE 2.12 – Comparaison des modèles d’émission anormale avec les observations. À gauche : Modèle d’émission dipolaire magnétique (Draine & Lazarian, 1999b). À droite : Modèle d’émission dipolaire électrique des petits grains en rotation confronté aux observations de la source AME-G160.26-18.62 dans le nuage moléculaire de Persée (Planck Collaboration *et al.*, 2011b). Les courbes rose et verte sont respectivement les contributions du gaz moléculaire et atomique.

notamment les récents résultats de Planck Collaboration *et al.* (2011b) (Fig. 2.12) semble montrer un meilleur accord avec la seconde hypothèse, sans pour autant exclure une contribution d’émission dipolaire magnétique de gros grains.

2.4 Polarisation

Absorption, diffusion et émission ne sont pas les seules interactions ayant lieu entre les poussières et la lumière. En effet, comme nous l’avons brièvement introduit Sect. 1.4.2, la lumière provenant des étoiles de la Galaxie est polarisée. Cette polarisation trouve son origine dans l’interaction entre les grains interstellaires et les photons. En effet, une corrélation entre le degré de polarisation et l’extinction de la lumière a été observée (Serkowski *et al.*, 1975; Jones, 1989; Poidevin & Bastien, 2006). Ceci indique la présence de grains non sphériques, partiellement ou totalement alignés avec le champ magnétique qui absorbent le rayonnement de façon anisotrope.

Le taux de polarisation linéaire varie avec la longueur d’onde en suivant la « loi de Serkowski » (Serkowski *et al.*, 1975) :

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right] \quad (2.29)$$

où P_{\max} est le maximum de polarisation, λ_{\max} la longueur d’onde à laquelle il se trouve et K une constante déterminant la largeur du pic. La Fig. 2.13 montre la courbe de Serkowski, illustrant cette dépendance en longueur d’onde. En moyenne $\lambda_{\max} = 0.55 \mu\text{m}$ mais peut varier, selon les lignes de visée, entre 0.3 et $0.8 \mu\text{m}$. Cela indique que la majorité des grains alignés avec le champ magnétique a un taille proche de $a \sim \lambda/2\pi \sim 0.1 \mu\text{m}$. La loi de Serkowski prévoit une décroissance du taux de polarisation linéaire dans l’UV lointain, décroissance confirmée par les observations (Clayton *et al.*, 1995; Anderson *et al.*, 1996; Bastien, 2007). À ces longueurs d’onde, les grains responsables de l’extinction sont donc pratiquement sphériques et/ou peu alignés avec

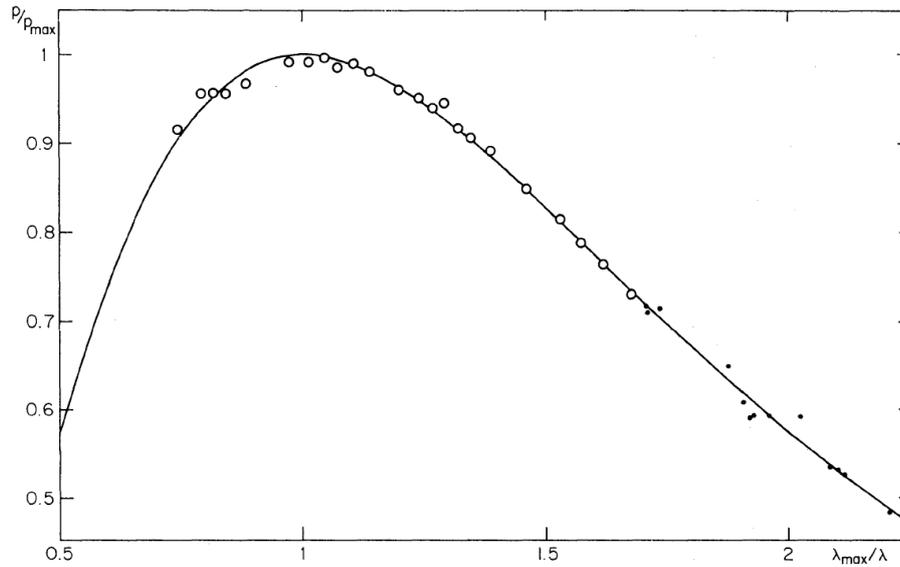


FIGURE 2.13 – Loi de Serkowski normalisée au maximum de polarisation. Les cercles ouverts comprennent 20 mesures tandis que les cercles pleins une seule (Serkowski *et al.*, 1975).

le champ magnétique.

A l'inverse, l'émission des grains à l'équilibre thermique dans l'infrarouge lointain est polarisée. Les gros grains dont la forme n'est pas sphérique et qui sont alignés avec les lignes de champ magnétique émettent plus efficacement lorsque le champ magnétique est orienté suivant leur grand axe. Le taux de polarisation de l'émission à l'équilibre thermique a été estimé à 10 % à 1.3 mm (Lai *et al.*, 2001). Au cours des années 2000, des observations de l'émission polarisée galactique à grande échelle ont été conduites par l'expérience ballon Archeops (Benoît *et al.*, 2004; Ponthieu *et al.*, 2005) tandis que les résultats de la mission Planck qui a observé cette émission polarisée sur tout le ciel sont attendus prochainement.

La polarisation ne nous renseigne pas uniquement sur la taille des grains mais également sur leur nature. Par exemple, Chiar *et al.* (2006) ont montré que la bande d'absorption des silicates à $9.7 \mu\text{m}$ est également polarisée, indiquant que ces grains seraient plutôt de gros grains à l'équilibre thermique. Par contre comme aucune détection de polarisation n'a été faite pour la bande à $3.4 \mu\text{m}$ des hydrocarbures, il a été suggéré que ces deux types de grains provenaient de populations séparées, remettant ainsi en cause l'idée de grains composites (Sect. 2.5.3). Cependant, ce résultat n'ayant été obtenu que sur un nombre limité de lignes de visée, le sujet n'est pas complètement clos.

2.5 Modèles de poussières interstellaires

Pour rendre compte de l'ensemble des propriétés observationnelles que nous avons décrit dans les sections précédentes, de nombreux modèles de poussières ont été développés ces 35 dernières années (Mathis *et al.*, 1977; Draine & Lee, 1984; Désert *et al.*, 1990; Kim *et al.*, 1994; Li & Greenberg, 1997; Li & Draine, 2001; Weingartner & Draine, 2001a; Zubko *et al.*, 2004; Compiegne *et al.*, 2011...). A partir d'une composition et d'une ou plusieurs formes de grains, ils

doivent reproduire au mieux les observations de la poussière en extinction, en émission, mais également être en accord avec les mesures d'abondances et de polarisation. L'acquisition de nouvelles données grâce aux récents instruments nécessite une mise à jour permanente des modèles de poussières. Dans la suite de cette section, les modèles de grains décrits sont ajustés sur les propriétés des poussières dans le milieu interstellaire diffus.

2.5.1 Distribution en taille

Malgré la grande variété des modèles de poussières, tous s'accordent sur le fait qu'il n'est pas possible de reproduire les observations en utilisant une seule taille de grains. Ceci est la première conséquence de l'étendue de la courbe d'extinction de l'UV à l'infrarouge lointain (Fig. 2.3). En effet, pour éteindre un rayonnement de longueur d'onde λ , un grain doit avoir une taille a telle que $2\pi a/\lambda \sim 1$, nous avons donc besoin de gros grains ($a \gtrsim 25$ nm) pour reproduire l'extinction dans l'infrarouge et le visible, et de petits grains ($a \lesssim 25$ nm) pour la partie UV. Cette nécessité se retrouve également pour reproduire l'émission des poussières (Fig. 2.7), les plus gros grains (à l'équilibre thermique) vont être responsables de l'émission infrarouge au-delà de $\sim 60 \mu\text{m}$, tandis que les grains plus petits sont chauffés stochastiquement et dominent l'émission à plus courte longueur d'onde.

Les modèles utilisent donc une distribution en taille des grains $n(a)da$ correspondant au nombre de grains par atome d'hydrogène dont la taille est comprise entre a et $a + da$. La distribution des gros grains est assez bien contrainte par la courbe d'extinction. Par contre, pour les plus petits grains qui sont dans la limite de Rayleigh, $Q_{dif} \ll Q_{abs} = Q_{ext}$ alors Q_{ext}/a est indépendant de a (Eq. 2.3 et 2.4) et les mesures d'extinction ne donnent des informations que sur le volume total occupé par ces grains. Les contraintes sur la taille des petits grains sont données par l'émission, puisque comme nous l'avons vu Sect. 2.3.2, la température atteinte par le grain dépend de sa capacité calorifique et donc de son volume.

2.5.2 Composition chimique

En ce qui concerne la composition des grains, les modèles tendent tous vers le même résultat. Cela vient essentiellement du fait que les mesures de déplétions des éléments (Sect. 2.1) offrent des contraintes extrêmement fortes sur la composition chimique des grains. De plus, les nombreuses signatures spectrales que nous avons décrites tout au long de ce chapitre trouvent leur origine dans des grains de composition chimique connue, par exemple :

- Le bump à 2175 Å dans la courbe d'extinction révèle la présence de matière carbonée
- Les bandes d'absorption à 9.7 et 18 μm s'expliquent par des grains de silicate
- La bande d'absorption à 3.4 μm est typique des hydrocarbures aliphatiques
- Les bandes diffuses observées en extinction et les bandes aromatiques vues en émission proviennent d'hydrocarbures aromatiques

Toutefois, comme nous allons le développer, les modèles diffèrent dans la structure des poussières utilisées, notamment pour la matière carbonée (graphite, carbone amorphe hydrogéné, carbone vitreux, PAH, diamant, fullerène...).

2.5.3 Exemples de modèles

Dans cette partie, nous décrirons brièvement quelques modèles de poussières classés en trois catégories suivant la revue de Li (2004).

Les modèles silicate-graphite

Ces modèles utilisent deux composantes de grains, une de silicate et une autre de graphite. Le premier de ces modèles a été proposé par Mathis *et al.* (1977). Il reproduit l’extinction sur une large gamme de longueur d’onde en utilisant des grains sphériques, dépourvus de manteaux dont la distribution en taille respecte une loi de puissance :

$$n(a) \propto a^{-\alpha} \quad (2.30)$$

avec pour le graphite $5 \text{ nm} \leq a \leq 1 \mu\text{m}$ et pour les silicates $25 \text{ nm} \leq a \leq 0.25 \mu\text{m}$ et $\alpha = 3.5$ pour les deux populations. Ce modèle est connu sous le nom de MRN (d’après les noms des auteurs Mathis, Rumpl et Nordsieck). Ce modèle a été mis à jour (Draine & Lee, 1984; Draine & Anderson, 1985) afin de reproduire également l’émission des poussières dans l’infrarouge moyen et lointain.

De nombreuses évolutions y ont été incorporées au cours des années 2000 (Li & Draine, 2001; Draine & Li, 2001; Weingartner & Draine, 2001a; Draine & Li, 2007; Draine & Fraisse, 2009). Citons l’inclusion d’une population de PAH en extrapolant vers les petites tailles la composante carbonée avec une distribution log-normale telle que :

$$\frac{dn(a)}{d(\ln a)} \sim \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{\ln(a/a_0)}{\sigma} \right]^2 \quad (2.31)$$

où $a_0 = 0.35 \text{ nm}$, $\sigma \sim 0.4$ pour $a \gtrsim 0.35 \text{ nm}$. Les distributions MRN des autres populations sont également abandonnées au profit de distributions de cette forme.

Les modèles manteau carboné coeur silicate

Initialement proposé par Greenberg (1978), ce type de modèle utilise de gros grains de silicate entourés d’une couche de matériau réfractaire organique, produite par l’interaction entre les mélanges de glace et les photons UV. Rapidement, l’ajout de deux populations (une de PAH et une de petits grains graphitiques) a été nécessaire afin de reproduire la remontée de la courbe d’extinction dans l’UV et le bump à 2175 \AA (Chlewicki & Laureijs, 1988; Désert *et al.*, 1990). Duley *et al.* (1989) n’utilisait pas de PAH mais proposait une enveloppe de carbone amorphe hydrogéné autour des plus petits grains de silicates. Tout comme les modèles de la famille précédente, différentes mises à jour ont été proposées. Par exemple, Li & Greenberg (1997) ont modélisé les gros grains par des cylindres deux fois plus long que large, pour reproduire également la polarisation interstellaire, avec une distribution en taille gaussienne :

$$\frac{dn(a)}{d(\ln a)} \sim \exp \left[\frac{-5(a - a_c)^2}{a_0^2} \right] \quad (2.32)$$

où $a_c \sim 70 \text{ nm}$ est le rayon du coeur de silicate et $a_0 \sim 66 \text{ nm}$ la taille de coupure.

Modèles composites

Dans la section suivante seront traités les différents processus d’évolution subit par les grains. Si nous tenons compte de ces processus (par exemple les collisions grain-grain et l’agglomération des fragments à la surface des grains), il se peut que les grains interstellaires soient constitués d’un mélange de silicates et de matière carbonée de plusieurs types séparés par du vide. Nous parlons alors de grains composites. Mathis & Whiffen (1989) ont choisi cette approche et ont développé un modèle constitué de grains composites de distribution en taille suivant une loi de

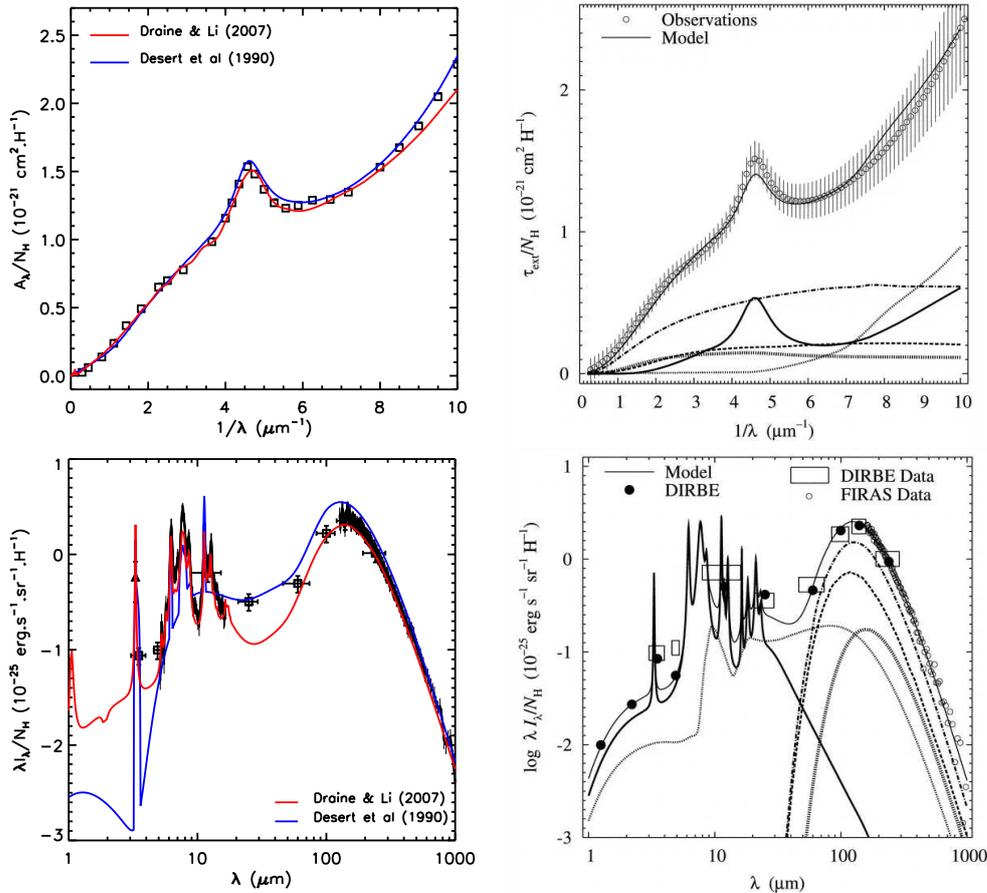


FIGURE 2.14 – Comparaison de l’extinction et de l’émission des poussières diffus prédites par différents modèles de poussières pour le milieu diffus. A gauche : Modèle graphite-silicate (rouge) et modèle manteau carboné coeur silicate (bleu) et à droite modèle composite (Zubko *et al.*, 2004).

puissance avec $\alpha = 3.7$ et des tailles comprises entre 30 et 900 nm. Là encore, une population de graphite est ajoutée pour reproduire le bump à 2175 Å, ainsi que des PAH pour rendre compte des bandes d’émission aromatiques. Plus récemment, un modèle de poussières interstellaires utilisant des grains composites a également été proposé par Zubko *et al.* (2004).

Comparaison

La Fig. 2.14 montre une comparaison de modèles issus de chaque famille : le modèle Draine & Li (2007) pour la famille « silicate-graphite », le modèle Désert *et al.* (1990) pour la famille « manteau carboné coeur silicate », et le modèle Zubko *et al.* (2004) pour les modèles à grains composites. Pour la courbe d’extinction (panneaux supérieurs de la Fig. 2.14), les modèles diffèrent essentiellement dans la reproduction du bump à 2175 Å et de la remontée dans l’UV. Pour le spectre d’émission, les principaux écarts entre les différents modèles ont lieu au niveau du plateau d’émission dans l’infrarouge moyen, ce dernier étant plus ou moins marqué dans chaque modèle. Notons que, contrairement aux deux autres modèles de la Fig. 2.14, le modèle Désert *et al.* (1990) n’a pas pu être ajusté sur les données représentées car elles lui sont chronologiquement postérieures.

Tout au long de cette étude, nous utiliserons le modèle DustEM (Compiègne *et al.*, 2011). Evolution du modèle de Désert *et al.* (1990), il suppose deux populations séparées de grains à l'équilibre thermique : des carbones amorphes et des silicates. Pour les plus petits grains, le modèle DustEM utilise des PAH et des très petits grains de carbone amorphe. DustEM en tant qu'outil numérique et son modèle associé seront décrit Chap. 6.

2.6 Cycle des poussières

L'interprétation des observations du milieu interstellaire est compliquée par le fait que la nature même des poussières change en fonction des conditions physiques locales. Au cours de leur vie, différents processus vont affecter l'abondance, la taille et les propriétés optiques des grains qui suivent un cycle directement lié à celui présenté Sect. 1.6.

2.6.1 Formation

Etoiles AGB

Les poussières sont formées en grande partie par les étoiles de masses intermédiaires ou faibles ($\lesssim 8 M_{\odot}$) en fin de vie. En effet, lorsque les réactions thermonucléaires ayant lieu dans le coeur de ces étoiles ont épuisé l'hydrogène et l'hélium, elles subissent d'importants changements morphologiques et deviennent des étoiles AGB (pour *Asymptotic Giant Branch*). Ces étoiles ont la particularité d'être pourvues d'une enveloppe circumstellaire froide ($T \lesssim 1000$ K) en expansion, riche en carbone, en oxygène et en silicium, abritant de forts vents stellaires. C'est dans ces enveloppes que se forment les poussières par nucléation de noyaux réfractaires solides. Elles vont ensuite croître par accréation de matière de la phase gazeuse (Patzner, 2004) puis être injectées dans le milieu interstellaire par la pression de radiation (Whittet, 1992; Jones *et al.*, 1997).

En plus de certains paramètres stellaires comme la température et la pression, la composition des grains formés dans ces environnements dépend essentiellement du rapport d'abondance du carbone par rapport à l'oxygène. La molécule de monoxyde de carbone (CO) étant thermodynamiquement et photochimiquement très stable, elle aura tendance à se former préférentiellement et contiendra presque la totalité de l'élément le moins abondant. Par conséquent, si le carbone est plus abondant que l'oxygène ($C/O > 1$), l'oxygène est piégé dans le CO et l'excès de carbone est utilisé pour former des poussières carbonées. En revanche, dans les enveloppes riches en oxygène ($C/O < 1$), c'est le carbone qui est entièrement contenu dans le CO et l'oxygène sert à former des poussières de type silicates et oxydes. C'est la raison pour laquelle des carbones amorphes à l'équilibre thermique sont observés dans les enveloppes des étoiles riches en carbone (Hony, 2002; Chen *et al.*, 2010) où l'on note l'absence de la bande d'émission des silicates à $10 \mu\text{m}$, observée, quant à elle, autour d'étoiles riches en oxygène. Toutefois, cette séparation entre étoiles riches en carbone et en oxygène n'est pas si nette et la poussière circumstellaire est souvent un mélange entre poussières carbonées et oxygénées. Une revue complète de la poussière formée dans les enveloppes des étoiles évoluées est présentée par Waters (2004).

Supernovae

Le destin des étoiles les plus massives ($> 8 M_{\odot}$) passe par la phase de supernova. Auparavant, les réactions thermonucléaires au coeur de l'étoile ont formé des éléments lourds contenus dans les

couches externes de l'étoile entourant le noyau de fer. Lors de l'explosion, d'énormes quantités de matière de ces atomes lourds mais aussi des éléments plus légers (H, He...) vont être libérés, offrant la possibilité de former des poussières par condensation d'atomes du gaz (Wooden *et al.*, 1993; Sugerman *et al.*, 2006; Bianchi & Schneider, 2007; Cherchneff, 2010). Cependant l'estimation du taux de formation de poussières par les supernovae est compliquée par le fait qu'elles détruisent également les poussières (Dwek *et al.*, 2008; Arendt *et al.*, 2010).

Milieu interstellaire

Les modèles d'évolution des grains de Jones *et al.* (1994, 1996) ont estimé que les grains survivaient quelques 10^8 ans dans le milieu interstellaire avant d'être détruits par des chocs. Or le temps caractéristique d'alimentation du milieu interstellaire en poussières par les étoiles est dix fois plus grand, cela signifie que les modèles prédisent une destruction des grains dix fois plus rapide que leur production dans les enveloppes des étoiles AGB et dans les supernovae. Ce résultat entraîne deux possibilités : soit la destruction des grains n'est pas homogène dans la galaxie et donc le temps de destruction est sous-estimé, soit il existe un mécanisme de formation efficace dans le milieu interstellaire capable de contrebalancer la destruction dans les chocs. Même si les conditions de température et de pression dans le milieu interstellaire ne favorisent pas la formation de particules solides, l'accrétion d'atomes du gaz sur des noyaux existants est possible. L'idée selon laquelle les grains interstellaires proviendraient en majorité de l'accrétion de particules du gaz à la surface des grains dans les nuages moléculaires a été avancée (Zhukovska *et al.*, 2008; Draine, 2009). Toutefois, ce processus devrait entraîner la formation de composés constitués à la fois de silicate et de carbone qui ne sont pas observés à ce jour (Jones & Nuth, 2011). La ré-évaluation récente des temps de vie des poussières de Jones & Nuth (2011) montre que, s'il y a bien un recyclage des grains carbonés dans le milieu interstellaire, ce n'est pas forcément le cas des silicates.

2.6.2 Observations de l'évolution des grains

Après leur injection dans le milieu interstellaire, les grains nouvellement formés subissent la dynamique de l'environnement. Un grain ne reste pas irrémédiablement dans la même phase du milieu interstellaire. McKee (1989) a estimé qu'au fil de sa vie, un grain passe autant de temps dans le milieu diffus que dans le milieu dense. Les différences de conditions physiques auxquelles sont soumis les grains peuvent modifier leurs abondances et leurs propriétés optiques de façon plus ou moins importante. Dans la suite de ce paragraphe, l'évolution des grains sera décrite du milieu diffus vers le milieu dense, il s'agit uniquement d'une convention de description et le chemin suivi par l'évolution des grains peut tout à fait être inverse.

- L'une des premières observations suggérant un changement des populations de grains est la variation de l'extinction galactique selon la région observée. La Fig. 2.5, issue des travaux de Fitzpatrick & Massa (1986, 1988, 1990) montre les différences observées dans la courbe d'extinction d'une source à l'autre. La variation de la largeur du bump à 2175 \AA et de la pente de la remontée dans l'UV révèlent clairement des changements dans la distribution en taille des grains dans les différentes sources.
- Les données du télescope spatial COBE (Boggess *et al.*, 1992) ont permis de rendre compte d'une diminution de la température d'équilibre des gros grains. Estimée à 17.5 K dans le milieu diffus (Boulanger *et al.*, 1996), Lagache *et al.* (1998) ont trouvé une température de 14.5 K dans les nuages moléculaires denses, une température plus faible attendue du

fait de l'extinction du champ de rayonnement. Cependant, une étude conduite à partir des données du ballon PRONAOS dans le cirrus Polaris (Bernard *et al.*, 1999) a révélé des températures trop faibles pour être expliquées uniquement par l'extinction du champ de rayonnement et a proposé que cette diminution de la température était due à un changement des propriétés optiques des grains possiblement relié à la coagulation des petits sur les gros grains.

- Les observations des régions internes des nuages moléculaires ont révélé un déficit d'émission à $60\ \mu\text{m}$, tandis que les bords de ces nuages ont une émission comparable au milieu diffus. Cela se manifeste par une diminution du rapport de couleur I_{60}/I_{100} du milieu diffus vers les nuages denses (Laureijs *et al.*, 1991, à partir de données IRAS). Abergel *et al.* (1995) ont observé la même décroissance dans le complexe moléculaire du Taureau corrélée avec l'émission moléculaire. Ce déficit d'émission à $60\ \mu\text{m}$ a été interprété comme une plus faible abondance des très petits grains chauffés stochastiquement par rapport à celle des gros grains à l'équilibre dans les parties les plus denses des nuages moléculaires.
- Stepnik *et al.* (2001, 2003) se sont intéressés à l'origine de cette diminution d'abondance des très petits grains ainsi qu'à la baisse de la température d'équilibre des gros grains dans les milieux denses. A partir d'observations PRONAOS et IRAS d'un filament dense du complexe du Taureau, ils ont mesuré une température des gros grains de $16.8 \pm 0.7\ \text{K}$ à l'extérieur du filament et de $12.0^{+0.2}_{-0.1}\ \text{K}$, en son centre (avec un indice spectral β fixé à 2). Ils ont également montré qu'un modèle utilisant des propriétés standards du milieu diffus ne permettait pas de reproduire les profils d'intensité. Par contre, un bon accord modèle-données est obtenu en changeant les propriétés des grains, notamment en diminuant l'abondance des très petits grains stochastiquement chauffés d'un facteur ~ 10 tout en augmentant l'émissivité des grains à l'équilibre thermique d'un facteur de l'ordre de 3-4 à partir d'un seuil $A_V = 2.1 \pm 0.5$. Le processus invoqué pour expliquer ces variations dans le milieu dense est comme précédemment, la coagulation de petits grains sur les gros faisant disparaître les plus petits grains tout en modifiant les propriétés optiques des plus gros.
- Des variations d'émissivité (rapport τ/N_H) ont aussi été mises en évidence dans d'autres régions galactiques à l'aide : d'observations ISO de nuages translucides (Cambrésy *et al.*, 2001; del Burgo *et al.*, 2003; Kiss *et al.*, 2006; Ridderstad *et al.*, 2006), d'observations Spitzer du nuage moléculaire de Persée (Schnee *et al.*, 2008) et du complexe moléculaire du Taureau (Flagey *et al.*, 2009), enfin d'observations Planck de ce même complexe (Planck Collaboration *et al.*, 2011e). En général le facteur d'augmentation d'émissivité rencontrée est compris entre 1.5 et 4.
- L'apparition, dans les nuages moléculaires à partir d'une extinction $A_V \gtrsim 3$, de bandes d'absorption infrarouge correspondant aux modes d'élongation et de pliage de la liaison O-H dans la molécule d'eau (Harris *et al.*, 1978) suggère la formation de manteaux de glace à la surface des grains. Bacmann *et al.* (2002) ont également observé une déplétion de la molécule CO dans les nuages denses et ont proposé qu'il pourrait être physisorbé sur le grain. Enfin, certaines signatures spectrales visibles dans le milieu diffus disparaissent dans les nuages denses. Par exemple, la disparition de la bande à $3.4\ \mu\text{m}$ montre une évolution des carbones amorphes hydrogénés entre le milieu diffus et le milieu dense.
- Des observations du gaz interstellaire choqué ont montré d'importantes abondances d'élé-

ments habituellement fortement déplétés (Si, Ca). Il y a donc un processus faisant passer des éléments normalement contenus dans les poussières dans la phase gazeuse.

- Enfin, nous observons beaucoup moins de silicates cristallins dans le milieu interstellaire que ce qui devrait provenir des vents des étoiles évoluées. Les silicates doivent donc subir un processus d'amorphisation, certainement dans les chocs et/ou par les rayons cosmiques (Carrez *et al.*, 2002a,b; Demyk *et al.*, 2004).

L'ensemble de ces observations montre la grande variabilité des observables liées aux poussières interstellaires en fonction des conditions physiques locales. Ces changements signifient donc que des processus physiques doivent affecter les propriétés des grains de façon à relier les observations dans les différentes phases.

2.6.3 Processus d'évolution des grains

La distribution en taille des grains est équilibrée par des processus de croissance et de destruction des grains qui ont lieu dans les enveloppes circumstellaires, les chocs, les nuages denses et le milieu diffus. Les processus de croissance comme l'accrétion et la coagulation interviennent essentiellement dans les régions denses tandis que les processus de destruction, tels l'érosion, la fragmentation ou la vaporisation ont plutôt lieu dans les zones diffuses exposées aux ondes de chocs qui traversent le milieu interstellaire.

Croissance des grains

Dans les parties froides des nuages denses, où la température des poussières est de l'ordre de la dizaine de K, l'observation de déplétions d'éléments lourds plus importantes dans les milieux denses accrédite la présence du processus d'accrétion. Des atomes, des ions, des radicaux ou des molécules du gaz peuvent venir se fixer à leur surface. L'accrétion s'effectue soit par physisorption¹ lorsqu'elle met en jeu des forces électrostatiques, soit par chimisorption lorsque les liaisons sont chimiques et les espèces concernées sont diverses (C, O, Mg, Si, Fe, H₂O...). C'est le phénomène d'accrétion qui conduit à la formation de manteaux à la surface des grains, cependant cela ne conduit pas à une grande modification de la taille des gros grains (Draine, 1985). Mentionnons également le fait qu'en amenant des particules de gaz dans la phase solide, l'accrétion induit une importante variation du rapport de masse gaz-grains. Tielens (1998) a appliqué un modèle stationnaire d'évolution des déplétions vers les phases denses du milieu interstellaire qui lui a permis d'estimer les temps caractéristiques d'accrétion t_{acc} dans les nuages denses de Fe, Si et Mg, trouvant pour chaque élément, des échelles de temps assez similaires. En se basant sur ces résultats, Guillet (2008) définit t_{acc} :

$$t_{\text{acc}} \sim 10^9 \left(\frac{1 \text{ cm}^{-3}}{n_{\text{H}}} \right) \sqrt{\frac{10 \text{ K}}{T}} \text{ ans} \quad (2.33)$$

où n_{H} est la densité du nuage. Hirashita (2012) donne une formulation plus précise de t_{acc} sur les silicates et le graphite. Ce temps caractéristique donne une accrétion de quelques particules par jour sur les grains (Tielens, 1989).

1. La physisorption ou adsorption physique est le phénomène de fixation d'un atome ou d'une molécule à la surface d'un solide.

En dessous d'une certaine vitesse qui dépend du rayon et de la composition des grains ($\sim 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour des grains micrométriques, $\sim 1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour des grains d'une dizaine de nm), les collisions entre poussières peuvent provoquer une coagulation (Chokshi *et al.*, 1993; Poppe & Blum, 1997). Ce phénomène est d'ailleurs favorisé par la formation de manteaux par accréation qui augmente sensiblement la surface de contact et le temps d'interaction entre les grains. La distribution en taille des grains est alors modifiée en faveur des grains de grande taille. La coagulation affecte les propriétés optiques des grains (Köhler *et al.*, 2011) et permet de reproduire qualitativement l'augmentation d'émissivité observée dans les milieux denses (Bernard *et al.*, 1999; Stepanik *et al.*, 2003; del Burgo *et al.*, 2003; Flagey *et al.*, 2009; Planck Collaboration *et al.*, 2011e). Tout comme l'accréation, la coagulation n'est pas un processus instantané. Draine (2002) définit le temps caractéristique de coagulation t_{coag} pour un nuage de densité n_{H} , où la vitesse relative entre les grains est ΔV :

$$t_{\text{coag}} = 6 \times 10^9 \left(\frac{1 \text{ cm}^{-3}}{n_{\text{H}}} \right) \left(\frac{100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}}{\Delta V} \right) \text{ ans} \quad (2.34)$$

La question est ensuite de savoir si cette échelle de temps suffisamment courte pour permettre à la coagulation d'agir dans les nuages moléculaires dont le temps de vie évalué à partir du temps de chute libre est de 10^6 - 10^7 ans (Walmsley, 1991). Stepanik (2001) a estimé que le temps de coagulation de 20 gros grains entre eux était $\sim 4 \times 10^6$ ans, durée du même ordre de grandeur que le temps de vie d'un nuage moléculaire. Il est donc possible de trouver d'importants agrégats dans les nuages moléculaires.

Destruction des grains

Parallèlement à ces processus favorisant la croissance des grains, plusieurs mécanismes ont tendance à détruire les poussières ou à redistribuer la distribution en taille vers les petits grains. Le premier d'entre eux est la fragmentation. Elle est provoquée par des collisions grain-grain induites par les ondes de choc lorsque la vitesse est supérieure à $1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Selon la vitesse de la collision, les grains peuvent être détruits ou « émiétés » avec pour résultat une surface cratérisée (Borkowski & Dwek, 1995; Jones *et al.*, 1996). La fragmentation des grains peut également être induite par la turbulence (Miville-Deschênes *et al.*, 2000).

Pour des collisions grain-grain à grande vitesse, typiquement $\gtrsim 20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Tielens *et al.*, 1994), les espèces contenues dans les grains vont enrichir la phase gazeuse, nous parlons alors de vaporisation. Ce phénomène modifie donc le rapport de masse gaz-grain et permet d'expliquer les faibles déplétions de Si et Ca dans les régions choquées, cependant son importance reste limitée ($\sim 1\%$ de la destruction des grains dans les ondes de choc de supernovae, Jones, 2004).

Les grains peuvent également subir des collisions avec des particules du gaz, qui provoquent l'éjection d'une partie des espèces situées à la surface du grain, les incorporant dans la phase gazeuse. Cette érosion a une origine thermique ou provient du mouvement des grains par rapport au gaz (Barlow, 1978; Cowie, 1978). L'érosion thermique n'est importante que pour des températures supérieures à 10^5 K et met essentiellement en jeu des collisions entre grains et atomes d'hydrogène et d'hélium (Draine & Salpeter, 1979b,a). L'épaisseur de la couche du grain vaporisée par érosion thermique est indépendante de la taille du grain, par conséquent, elle conduit à une destruction préférentielle des petits grains, tandis que les gros grains sont moins affectés. L'érosion inertielle, quant à elle, est efficace à partir d'une vitesse $\gtrsim 30 - 40 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Tielens *et al.*, 1994). Au contraire du mécanisme précédent, elle peut être dominée à faibles vitesses par

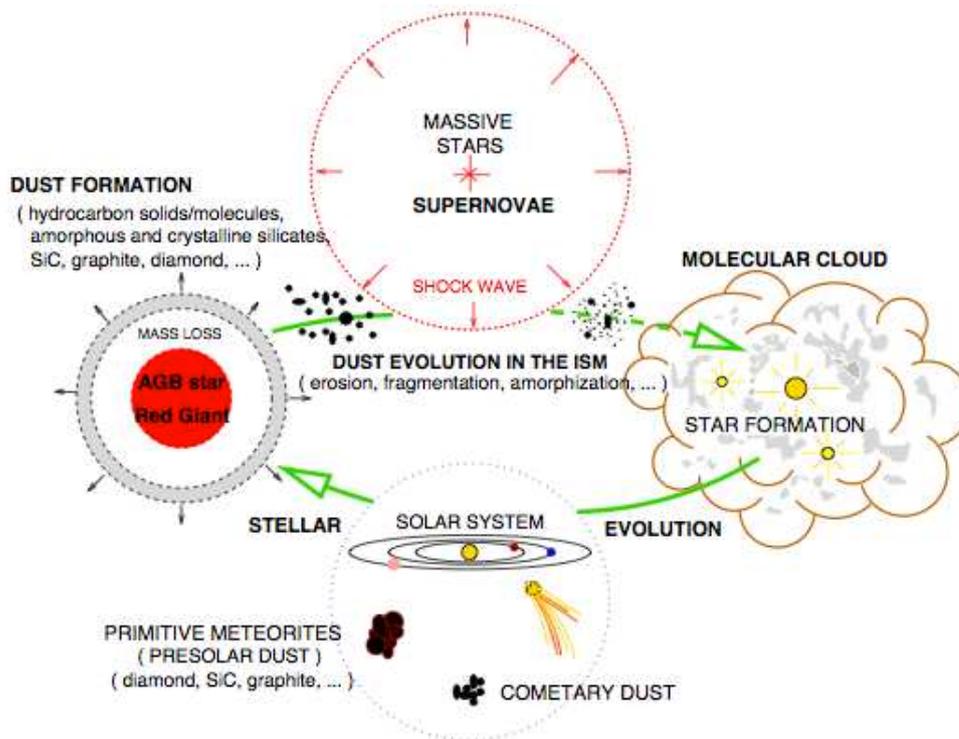


FIGURE 2.15 – Schéma du cycle de vie des poussières (tiré de Jones, 2004)

les collisions entre les grains et les éléments lourds du gaz (Field *et al.*, 1997). Etant donné que la dynamique des grains est différente selon leur taille, l'érosion inertielle dépend également de la taille des grains.

Interactions grain-photons

Nous avons déjà étudié quelques interactions entre la poussière et le rayonnement à travers l'absorption des photons par les grains, ou l'effet photoélectrique. Dans la plupart des cas, ces mécanismes n'affectent pas les propriétés optiques des grains, et ne sont donc pas des processus d'évolution. Toutefois, pour les matériaux volatils, comme les manteaux de glaces, l'absorption de photon UV est un mécanisme de destruction important (Draine & Salpeter, 1979a). Les glaces d'eau subissent une photo-désorption efficace à basse température (35-100 K) (Westley *et al.*, 1995a,b) et disparaissent sous l'action du rayonnement. De plus, pour des photons de très hautes énergies (UV extrêmes jusqu'aux rayons γ), l'absorption des photons détruit le grain (Waxman & Draine, 2000; Fruchter *et al.*, 2001). Soit le chauffage induit par l'absorption provoque une vaporisation du grain (Guhathakurta & Draine, 1989), soit les multiples ionisations du grain entraînent des fragmentations (Waxman & Draine, 2000; Fruchter *et al.*, 2001).

Cycle d'évolution

Tous ces processus coexistent dans le milieu interstellaire et agissent sur les poussières dans différents endroits à différents moments de leur vie, construisant un cycle d'évolution (Fig. 2.15). La majorité des grains est formée dans les enveloppes des étoiles par nucléation chimique, où ils peuvent croître par coagulation. Ils sont ensuite injectés dans le milieu interstellaire, traversant

les différentes phases du milieu interstellaires (ou voient leur région environnante changer). Dans les milieux diffus, les grains peuvent subir le passage d'une onde de choc qui va engendrer des processus destructifs comme la fragmentation, l'érosion ou la vaporisation. De plus, des processus d'amorphisation, d'hydrogénation et des mécanismes liés aux photons UV peuvent également modifier les grains. Dans les régions plus denses du milieu interstellaires, les processus de croissance comme l'accrétion et la coagulation sont favorisés. Enfin, lors de la formation stellaire, une partie des poussières peut former un disque de débris qui donnera naissance à de petits objets (planètes, astéroïdes, comètes ...). L'étoile nouvellement formée influera son environnement par sa gravité et son rayonnement UV ionisant, puis à la fin de sa vie, pourra reformer des poussières dans ses enveloppes externes, refermant ainsi le cycle des grains.

2.7 Conclusion

Après avoir démontré l'importance des poussières dans la Galaxie, nous avons décrit, dans ce chapitre, les différents processus d'interaction entre les grains et le rayonnement électromagnétique. Nous avons vu que les poussières étaient observables directement en extinction et en émission. L'étude des courbes d'extinction et des spectres en émission des poussières dans le milieu interstellaire et les mesures de déplétions des éléments fixent des contraintes sur la composition chimique et la distribution en taille des grains. Les poussières sont principalement constituées de carbone, d'oxygène et de silicium, mais des éléments plus lourds peuvent s'y trouver. De plus, le développement de modèles de poussières a permis de mettre en évidence plusieurs composantes de grains. Ainsi, nous différencions les grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement, dont le rayon est supérieur à ~ 20 nm, de ceux, plus petits, subissant de brusques variations de température lors des interactions avec les photons. Dans cette dernière catégorie, il est opportun de séparer les plus petits grains assimilables à de grosses molécules planes comportant des cycles aromatiques émettant et éteignant la lumière dans des bandes spectrales spécifiques, des grains un peu plus gros également chauffés stochastiquement.

L'observation de l'extinction et de l'émission des poussières a révélé d'importantes variations selon les régions étudiées. Ces changements sont interprétés par des variations de tailles, de formes et de propriétés optiques des grains construisant un cycle d'évolution. Les différents processus potentiellement responsables de cette évolution ont été présentés dans ce chapitre. Toutefois, l'évolution des poussières dans le milieu interstellaire reste aujourd'hui mal comprise et plusieurs questions restent ouvertes. En particulier :

1. Quels sont les processus physiques responsables de l'évolution des grains ? A quel endroit a-t-elle lieu ? Sur quelles échelles de temps ?
2. Y a-t-il des conditions physiques particulières déclenchant l'évolution ?
3. Quel est l'impact de cette évolution sur le gaz interstellaire et sur l'écologie du milieu interstellaire en général ?

Ces questions sont au coeur de notre étude. Dans un premier temps, il est nécessaire d'identifier les régions du milieu interstellaire qui nous permettront d'obtenir des éléments de réponses. Nous avons vu que des études précédentes ont observé, dans les milieux denses comme les nuages moléculaires, des grains évolués par rapport à ceux présents dans le milieu atomique diffus. Les régions de photodissociation sont des exemples de zone de transitions entre les nuages moléculaires et le milieu diffus. Certaines d'entre elles, proches du système solaire, présentent l'avantage d'être très brillantes tant dans l'infrarouge que dans les raies de transition du gaz. De plus, ce sont

des zones du milieu interstellaire au travers desquelles le champ de rayonnement et la densité varient sur de très courtes échelles spatiales. Elles sont donc idéales pour l'étude de l'évolution des grains en fonction des conditions physiques. Dans le prochain chapitre, nous décrirons ces régions particulières au sein desquelles nous étudierons les poussières.

Chapitre 3

Les régions de photodissociation

Sommaire

3.1 Généralités	50
3.1.1 Origine des PDR	50
3.1.2 Structure spatiale	50
3.2 Processus physico-chimiques	51
3.2.1 Pénétration du rayonnement UV lointain	51
3.2.2 Réactions chimiques	53
3.2.3 Chauffage	53
3.2.4 Refroidissement	55
3.2.5 Température des grains	56
3.3 Traceurs des PDR	58
3.3.1 Raies de CII et OI	58
3.3.2 Bandes aromatiques	58
3.3.3 Spectre H ₂	58
3.3.4 Raies de CO	59
3.3.5 Poussières	59
3.4 Conclusion	60

Le terme région de photodissociation (PDR) regroupe l'ensemble des régions où les processus physico-chimiques sont gouvernés par des photons d'énergie comprise entre 6 et 13.6 eV. Autrement dit, il n'y a pas, dans les PDR, de photons susceptibles d'ioniser l'hydrogène, qui s'y trouve à l'état neutre. Par contre, le rayonnement est suffisamment dur pour dissocier la plupart des molécules (à l'exception de H₂ et CO). Cette définition englobe en fait une grande majorité de la matière interstellaire et la notion de PDR est fondamentale dans des environnements aussi divers que :

- les nuages diffus
- les nuages translucides
- le voisinage des régions HII
- la surface des nuages moléculaires
- les nébuleuses par réflexion
- les enveloppes neutres des nébuleuses planétaires
- les atmosphères des nébuleuses planétaires
- le milieu interstellaire des galaxies starburst
- les nuages autour des noyaux actifs de galaxies.

Dans la suite de notre étude, la dénomination PDR désignera les régions situées aux interfaces entre les régions HII et les nuages moléculaires, où le champ de rayonnement UV est important.

Dans ce chapitre, nous présenterons quelques éléments sur l'origine et la structure spatiale des PDR avant de détailler les processus physico-chimiques et les différents traceurs de la matière dans les PDR. Nous terminerons ce chapitre par décrire l'intérêt des PDR pour l'étude de l'évolution de poussières interstellaires.

3.1 Généralités

3.1.1 Origine des PDR

Dès sa naissance, une étoile jeune (de type spectral O ou B) produit des photons UV dont l'énergie est supérieure à 13.6 eV. Ces photons constituent alors un front d'ionisation pour l'hydrogène, et nous trouvons donc, autour de l'étoile, une zone où l'hydrogène est sous forme ionisée appelée région HII, qui grossit à mesure que le front d'ionisation se propage. Lorsque l'ionisation de l'hydrogène disparaît, nous quittons la région HII pour entrer dans la PDR. Le rayonnement incident provenant des étoiles interagit avec le gaz et la poussière contenus dans la PDR. Il est donc aisé d'y observer des transitions vibrationnelles et rotationnelles des molécules présentes ainsi que l'émission des différentes populations de poussières qui s'étend du proche infrarouge au submillimétrique.

Régions de transition entre la matière ionisée et la matière moléculaire dense, les PDR offrent l'avantage de rassembler sur de courtes échelles spatiales des conditions physiques très différentes nous permettant d'observer l'évolution de la matière interstellaire sous l'effet de ces différentes conditions. Cependant, comprendre ce qui s'y passe n'est pas toujours aisé compte tenu de la richesse des processus présents et de la dynamique qui induit des géométries parfois complexes ne facilitant pas l'interprétation des observations.

3.1.2 Structure spatiale

A mesure que l'on pénètre dans un nuage dense, le champ UV décroît continuellement. La conséquence directe de cette atténuation du champ de rayonnement est l'observation d'une structure stratifiée dans les PDR (Fig. 3.1). L'entrée dans la PDR correspond à l'endroit où il n'y a plus d'hydrogène ionisé. Dans les couches superficielles de la PDR ($A_V \lesssim 1 - 2$)¹, l'hydrogène se trouve sous forme atomique neutre car la photodissociation de H₂ est plus efficace que sa formation. L'oxygène, dont le potentiel d'ionisation est très proche de celui de l'hydrogène (13.62 eV) se trouve également à l'état atomique neutre dans ces couches superficielles. Par contre, nous trouvons certains éléments ionisés, par exemple C⁺ car le carbone est plus facilement ionisé que l'hydrogène (11.26 eV). Au-delà de $A_V \sim 1 - 2$, l'extinction du champ de rayonnement incident est suffisante pour que la formation de H₂ prédomine. Dans ces conditions, les transitions ro-vibrationnelles et rotationnelles entre les premières couches moléculaires sont facilement observées dans l'infrarouge proche et moyen car le peuplement des niveaux est facilité par le pompage UV.

1. A moins qu'il ne soit fait mention du contraire, dans ce chapitre, A_V désigne l'extinction dans la dimension étoile-nuage comme idiqué Fig. 3.1.

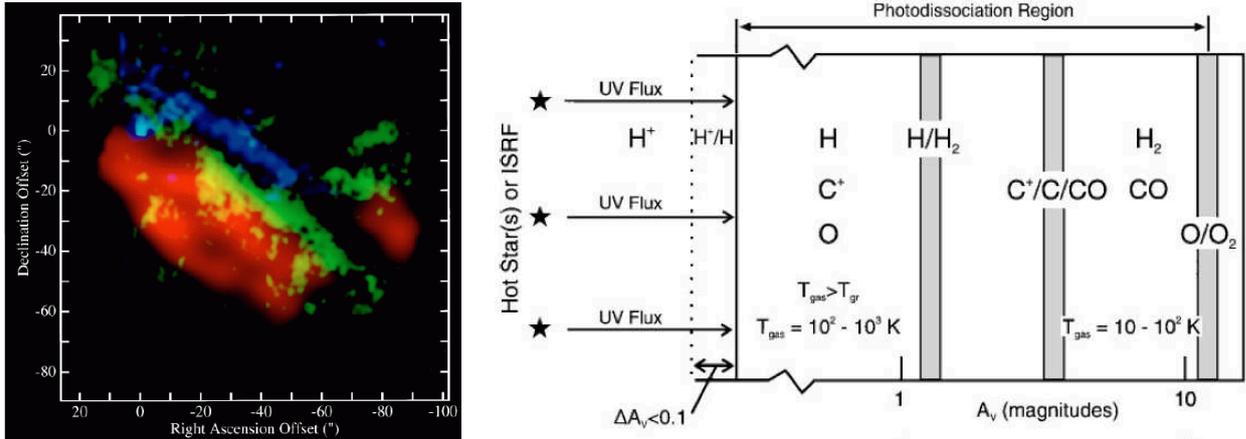


FIGURE 3.1 – Gauche : Carte de la Barre d’Orion, région de photodissociation vue par la tranche, observée à l’aide de l’émission dans les transitions rotationnelle $J=1-0$ de CO (rouge), ro-vibrationnelle $1-0$ S(1) de H₂ (jaune) et dans la bande aromatique à $3.3\ \mu\text{m}$ (bleu). L’étoile excitatrice θ^1 Ori C se situe au nord-ouest (coin supérieur droit). La structure en couche est bien visible. Droite : Schéma d’une région de photodissociation. La PDR est illuminée par la gauche, au fur et à mesure que le rayonnement est éteint, des molécules comme H₂ et CO apparaissent. La PDR se termine lorsque la photodissociation de O₂ devient négligeable, marquant l’entrée dans le nuage moléculaire.

Le front d’ionisation du carbone intervient plus en profondeur dans la PDR ($A_V \sim 2-4$) et le carbone atomique neutre domine sur une fine couche. Très rapidement, les atomes de carbone se lient à l’oxygène pour former la molécule CO, omniprésente dans les couches profondes de la PDR ($A_V \sim 4$). Quant à l’oxygène, il coexiste avec les autres éléments à l’état atomique neutre (et dans la molécule de CO) jusqu’à ce que la dissociation de la molécule O₂ ne soit plus assurée lorsque le rayonnement est très éteint ($A_V \sim 10$) marquant ainsi, la fin de la PDR et l’entrée dans le nuage moléculaire.

3.2 Processus physico-chimiques

3.2.1 Pénétration du rayonnement UV lointain

Le rayonnement joue un rôle privilégié dans la physico-chimie des PDR, par conséquent comprendre comment pénètrent les photons est primordial. La pénétration du rayonnement dépend de l’absorption et la diffusion de la poussière mais également de l’absorption par les molécules et des inhomogénéités à petite échelle.

Poussière

Dans le cas d’un milieu homogène, l’effet de la poussière est simple. En effet, la diffusion peut être négligée car elle se fait fortement vers l’avant (Sect. 2.2.5) et devient assimilable à une transmission. Alors, l’extinction a une longueur d’onde donnée peut s’exprimer, en première approximation, en fonction de la densité de colonne de matière et donc de l’extinction visuelle A_V mesurée à la surface. Ainsi, dans les profondeurs d’une couche semi-infinie, l’intensité moyenne

est proportionnelle à $\exp[-k_\lambda A_V]$, où k_λ est un facteur d'échelle dépendant de la longueur d'onde. La principale difficulté réside toutefois dans l'estimation du facteur d'échelle k_λ . En général, les études de l'extinction reposent sur les propriétés dites moyennes des poussières interstellaires, faisant référence à des lignes de visées traversant des nuages diffus (Savage & Mathis, 1979; Mathis, 1990). Or, nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les propriétés optiques des poussières sont susceptibles de changer de façon notable d'un nuage à l'autre. D'ailleurs, la poussière dans les nuages plus denses est caractérisée par un paramètre R_V plus grand que celui mesuré dans le milieu diffus (Sect. 2.2.4). Cette différence dans les propriétés d'extinction des poussières peut engendrer des écarts de 50 % sur la valeur du facteur d'échelle k_λ . De plus, cette vision simple n'est valable que dans le cas d'un nuage éclairé d'un seul côté. Pour un nuage optiquement fin, il est indispensable de tenir compte des photons UV pénétrant de l'autre côté du nuage. Une solution biexponentielle convient dans la plupart des cas (Roberge *et al.*, 1991).

De plus, de nombreuses observations semblent montrer que les nuages interstellaires sont inhomogènes à toutes les échelles spatiales (Falgarone & Phillips, 1996; Graf & Stutzki, 1998). Dès lors, les nuages peuvent être fragmentés en plusieurs grumeaux et le rayonnement UV pénètre bien plus profondément dans la PDR (Boisse, 1990; Spaans, 1996). Une vision simplifiée de cette inhomogénéité est de considérer le milieu comme étant biphasique (Meixner & Tielens, 1993), une phase contenant des sur-densités (*clump*) baignant dans une phase moins dense (*interclump*). Nous définissons alors le facteur de remplissage comme le rapport du volume occupés par les sur-densité et le volume total du nuage. Cette simplification offre la possibilité de traiter chaque sur-densité comme un nuage homogène lui-même contenu dans un nuage homogène de différente densité. Toutefois, Stutzki & Guesten (1990) ont montré que la distribution de densité dans un nuage réel était bien plus large qu'un milieu à deux phases. Terminons sur l'inhomogénéité en rappelant qu'elle engendre également d'importantes fluctuations de l'intensité moyenne à une profondeur donnée dans le cas où les parties fragmentées sont optiquement épaisses et le champ de rayonnement est unidirectionnel.

Molécules

L'extinction du rayonnement UV induit par les molécules est plus complexe que par la poussière. Les molécules jouant le plus grand rôle sont H_2 et CO car ce sont les plus abondantes.

L'absorption des photons UV par H_2 se fait dans des transitions électroniques situées entre 912 et 1100 Å (bandes de Lyman et de Werner). La molécule excitée se désexcite ensuite sur un des niveaux vibrationnels du niveau fondamental électronique par fluorescence puis cascade dans ces niveaux de vibration par désexcitation collisionnelle. Dans environ 10 % des cas (Hollenbach & Tielens, 1997), la désexcitation se fait sur un niveau continu d'énergie supérieure à 4.7 eV, conduisant à la dissociation de la molécule. Toutefois, dès $N_{H_2} = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, le phénomène d'auto-écranage de H_2 devient important. En effet, à une telle densité de colonne, les raies d'absorption dans l'UV lointain deviennent optiquement épaisses et les molécules situées plus en profondeur sont protégées du rayonnement. L'auto-écranage est total pour $N_{H_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Du fait de ce phénomène, la transition H/ H_2 est principalement due à l'absorption par la poussière et est relativement brusque.

Le phénomène d'auto-écranage existe aussi pour CO (Eidelsberg *et al.*, 1992) mais il est rarement dominant dans les PDR compte tenu de la faible abondance de cette molécule par rapport à H_2 . La conséquence directe est que la transition $C^+/C/CO$ est moins brutale que

H/H₂. Le lecteur désirant plus de détails sur la photodissociation de CO peut se référer aux travaux de Bally & Langer (1982) et van Dishoeck & Black (1988).

3.2.2 Réactions chimiques

Nous ne donnerons dans cette section qu'un bref aperçu de la très riche chimie des PDR. Le lecteur intéressé pourra se reporter aux travaux de Sternberg & Dalgarno (1995), de Hollenbach *et al.* (1991) ou de Le Bourlot *et al.* (1993).

En raison de l'important flux UV qui pénètre la PDR, la chimie de ces régions est sensiblement différente de celle ayant lieu dans les milieux plus diffus. Les réactions impliquant des photons sont omniprésentes de même que la chimie de l'hydrogène atomique. Dans les parties chaudes ($\gtrsim 500$ K), les barrières d'activation de réactions entre H₂ et d'autres éléments comme C⁺, O ou OH sont atteintes et peuvent dominer la chimie de la PDR.

Les couches superficielles chaudes de la PDR sont essentiellement constituées d'hydrogène et d'oxygène atomiques et de carbone ionisé. Plusieurs réactions impliquant ces espèces présentent des barrières d'activation pouvant être franchies grâce à la température élevée régnant dans cet environnement ($\gtrsim 500$ K). Par exemple, la réaction impliquant O et les traces de H₂ présentes dans ces couches superficielles est efficace et permet la formation du radical OH. Même s'il est en grande partie photodissocié, OH réagit avec C⁺ et forme l'ion CO⁺, qui par transfert de charge avec l'hydrogène atomique donnera la molécule CO. De la même façon, les réactions entre C⁺ et H₂ produisent CH⁺ puis CH et la présence d'azote atomique permet la création des molécules NH et HCN.

A mesure que nous entrons en profondeur dans la PDR, la chimie évolue. En effet, l'hydrogène atomique disparaît peu à peu mais l'oxygène atomique, quant à lui, reste abondant. Les réactions de combustion deviennent donc assez efficaces (par exemple la combustion des hydrocarbures facilite la formation de CO). L'abondance des radicaux qui augmentait jusque là commence à diminuer du fait du refroidissement qui ne permet plus d'activer leur production.

Aux plus grandes profondeurs, l'action des rayons cosmiques provoque une ionisation de H₂. Les réactions entre les ions et les molécules sont de plus en plus fréquentes et la composition chimique se rapproche de celle des nuages moléculaires (formation de H₂O, HCN et NH₃).

3.2.3 Chauffage

Les deux principaux mécanismes de chauffage du gaz dans la PDR sont le chauffage photoélectrique et le pompage UV lointain des molécules de H₂.

Le principe du chauffage photoélectrique a déjà été évoqué (Sect. 1.5.1). Dans les PDR, il s'applique de la même façon que dans le reste du milieu interstellaire. Les photoélectrons sont arrachés aux PAH et aux très petits grains (< 5 nm, Hollenbach & Tielens, 1997). En effet, Bakes & Tielens (1994) ont montré que la distance typique sur laquelle le photoélectron perd son énergie est de l'ordre de 1 nm, ce qui est trop faible pour s'échapper des gros grains. Ils ont par ailleurs estimé que la moitié du chauffage photoélectrique provenait des grains de rayon inférieur à 1.5 nm, l'autre moitié des grains dont le rayon est comprise entre 1.5 et 10 nm, tandis que les plus gros grains ($a > 10$ nm) ne contribuaient pas au chauffage photoélectrique. Enfin, la charge

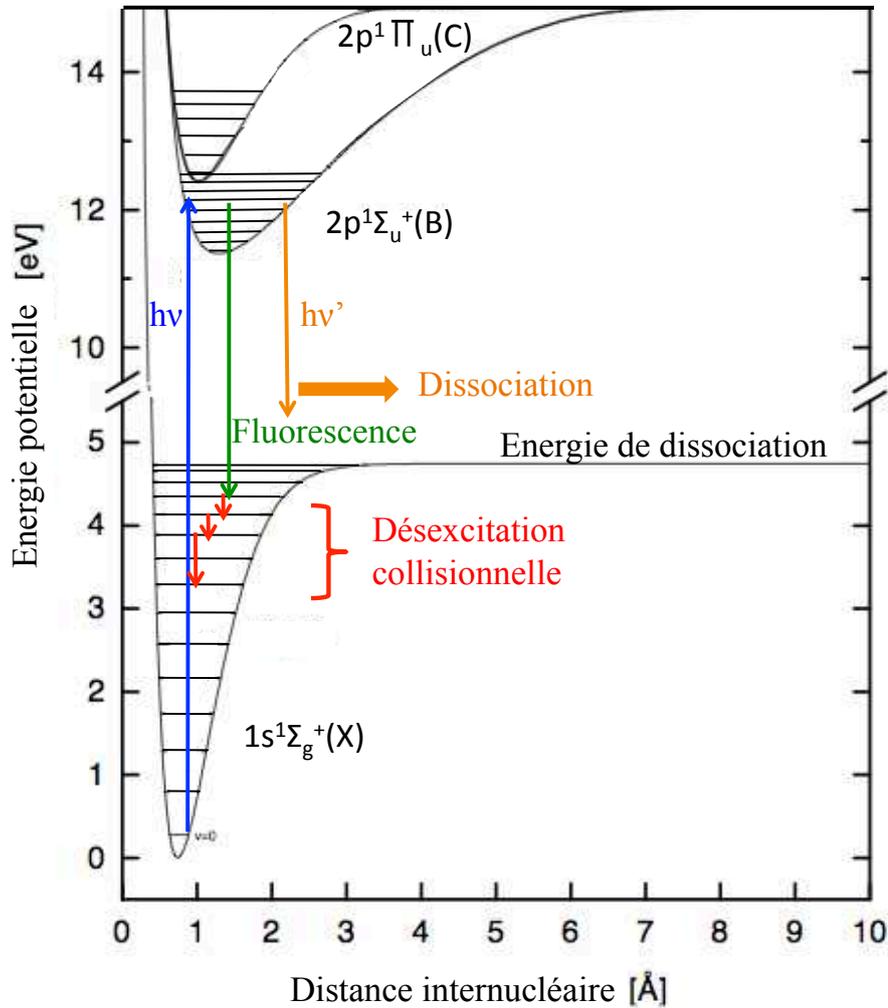


FIGURE 3.2 – Courbes de potentiel de H₂. Cette figure représente l'énergie potentielle en fonction de la distance entre les deux atomes d'hydrogène de la molécule. Sont indiqués le niveau fondamental électronique ($1s^1\Sigma_g^+$) et deux niveaux excités, $2p^1\Sigma_u^+$ et $2p^1\Pi_u$ dont la désexcitation sur le fondamental conduit respectivement aux bandes de Lyman et Werner. Le pompage UV est illustré par la flèche bleue et la flèche verte montrent la désexcitation sur un niveau de vibration du fondamental (fluorescence) suivie d'une cascade vibrationnelle (rouge). La flèche orange représente la désexcitation sur un niveau tel que $E > 4.7$ eV menant à une dissociation de la molécule.

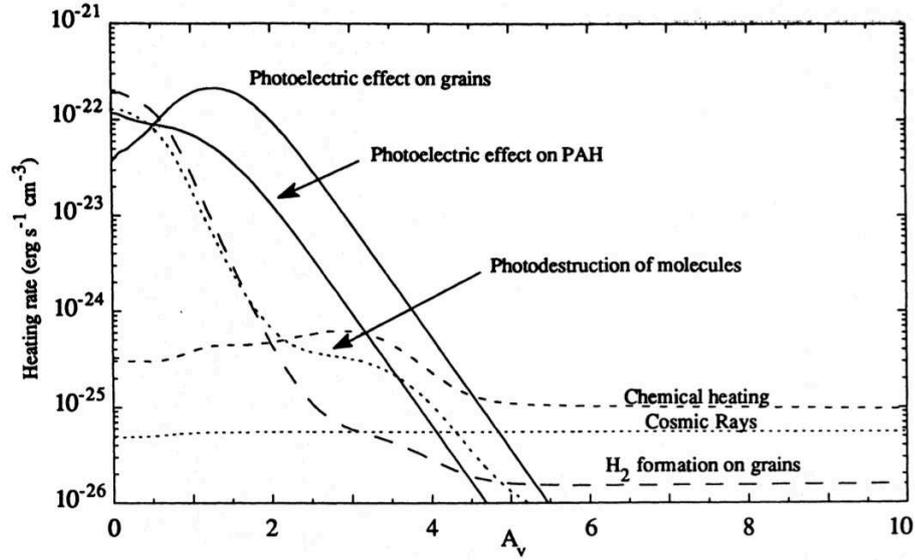


FIGURE 3.3 – Contributions des différents processus de chauffage du gaz dans les PDR en fonction de la profondeur (extinction visuelle). Exemple d’une PDR de densité $n_{\text{H}} = 1000 \text{ cm}^{-3}$ recevant un champ de rayonnement tel que $G_0 = 1000$ en unité de Habing. Extrait de Le Bourlot *et al.* (1993).

des grains joue également un rôle pour ce mécanisme de chauffage. Plus la charge est grande, plus le potentiel d’ionisation est élevé et moins de photoélectrons peuvent s’échapper. Par conséquent, le chauffage photoélectrique sera plus efficace dans un environnement où les grains sont électriquement neutres que dans un environnement où ils sont chargés positivement.

Le second mécanisme de chauffage dans les PDR est lié à la molécule H_2 . Les photons UV lointain provenant des rayonnements stellaires environnants vont porter les molécules de H_2 dans un état électronique excité. Dans environ 90 % des cas, la molécule redescend dans un niveau vibrationnellement excité de l’état électronique fondamental puis, aux faibles densités, retombe vers le fondamental en émettant un spectre de fluorescence infrarouge (Fig. 3.2). Dans ce cas, la contribution au chauffage est négligeable. Par contre, pour des densités supérieures à 10^4 cm^{-3} (Martin *et al.*, 1996; Le Bourlot *et al.*, 1999), la désexcitation par collisions avec les atomes ou les molécules devient importante. Dès lors, une partie de l’énergie est transmise au gaz qui est chauffé.

Parmi les autres mécanismes de chauffage, nous pouvons citer les collisions entre les particules du gaz et les grains chauds, l’excitation et l’ionisation provoquées par les rayons cosmiques, le pompage infrarouge des particules du gaz par l’émission des poussières suivie d’une désexcitation collisionnelle, la dissociation des molécules ou encore les réactions chimiques exothermiques, dont la formation de H_2 fait partie. L’importance des différents processus est illustrée Fig. 3.3.

3.2.4 Refroidissement

Le refroidissement du gaz est dominé par les raies de structure fine de divers éléments. Dans les couches superficielles ($A_V \lesssim 1-2$) des PDR peu denses recevant un faible champ de rayonnement

($G_0 \lesssim 10^3$ Habing), l'émission de la raie de $[\text{CII}]^1$ à $158 \mu\text{m}$ est le processus de refroidissement privilégié. Lorsque le champ excitateur est plus important, l'émission dans les raies de $[\text{OI}]$ à 63 et $146 \mu\text{m}$ devient dominante. Pour des températures supérieures à 5000 K , les raies $[\text{FeII}]$ à 1.26 et $1.64 \mu\text{m}$, $[\text{SiII}]$ à 6730 \AA , et $[\text{OI}]$ à 6300 \AA contribuent notablement au refroidissement du gaz (Burton *et al.*, 1990).

Dans les parties denses, l'émission des raies de CO , notamment celles impliquant des niveaux très élevés, domine le refroidissement. De plus, le refroidissement par collisions entre les espèces du gaz et les poussières froides est de plus en plus important (Burke & Hollenbach, 1983). Enfin les collisions entre les molécules de H_2 et d'autres espèces gazeuses (qui étaient déjà un processus de chauffage) sont aussi vecteurs de refroidissement. En effet, les collisions autorisent le peuplement des niveaux d'énergie supérieure en ponctionnant l'énergie cinétique de l'environnement. Il en résulte un refroidissement du gaz, contrebalancé par la désexcitation collisionnelle évoquée Sect. 3.2.3, mais l'emportant dans les couches superficielles où H_2 n'est que faiblement excité.

3.2.5 Température des grains

Au sein d'une PDR, la poussière est chauffée par le rayonnement UV de l'étoile excitatrice progressivement éteint par les grains mais aussi par l'émission infrarouge des poussières qui ont absorbé le rayonnement UV. C'est pourquoi l'étude des PDR requiert des calculs de transfert de rayonnement. Pour un grain sphérique de rayon a et d'efficacité d'absorption $Q_{abs}(\nu)$ l'équilibre est donné par :

$$\begin{aligned} 4\pi a^2 \int Q_{abs}(\nu) \pi B_\nu(T_d) d\nu &= \pi a^2 \int Q_{abs}(\nu) F_\star(\nu) e^{-\tau(\nu)} d\nu \\ &+ 4\pi a^2 \int Q_{abs}(\nu) \pi J_d(\nu) d\nu \\ &+ 4\pi a^2 \int Q_{abs}(\nu) \pi B_\nu(2.72 \text{ K}) d\nu, \end{aligned} \quad (3.1)$$

où $B_\nu(T_d)$ est la fonction de Planck à la température du grain T_d , $F_\star(\nu)$ est le flux UV lointain provenant de l'étoile excitatrice, $\tau(\nu)$ est l'épaisseur optique à partir de la surface de la PDR jusqu'au grain, J_d est l'intensité spécifique du rayonnement ré-émis par la poussière. Le dernier terme de l'équation correspond au rayonnement provenant du fond diffus cosmologique qui participe au chauffage des poussières dans la PDR.

Pour calculer T_d , nous suivons le calcul présenté par Hollenbach *et al.* (1991) et supposons une efficacité d'absorption égale à :

$$Q_{abs}(\nu) = \begin{cases} \nu/\nu_0 & \text{pour } \nu < \nu_0 \\ 1 & \text{pour } \nu > \nu_0 \end{cases} \quad (3.2)$$

avec $\nu_0 = 3 \times 10^{15} \text{ Hz}$ ($\equiv 100 \text{ nm}$). Supposons également que l'émission infrarouge de la poussière provient d'une couche chaude à température constante T_0 et d'épaisseur optique effective τ_d telle que :

$$\tau_d = \tau_{100\mu\text{m}} \left(\frac{100\mu\text{m}}{\lambda} \right) \quad (3.3)$$

où $\tau_{100\mu\text{m}}$ est l'épaisseur optique effective à $100 \mu\text{m}$. Précisons que τ_d n'est pas l'épaisseur optique réelle du nuage mais une épaisseur optique effective d'une couche à température de grain

1. La notation entre crochet indique une transition interdite

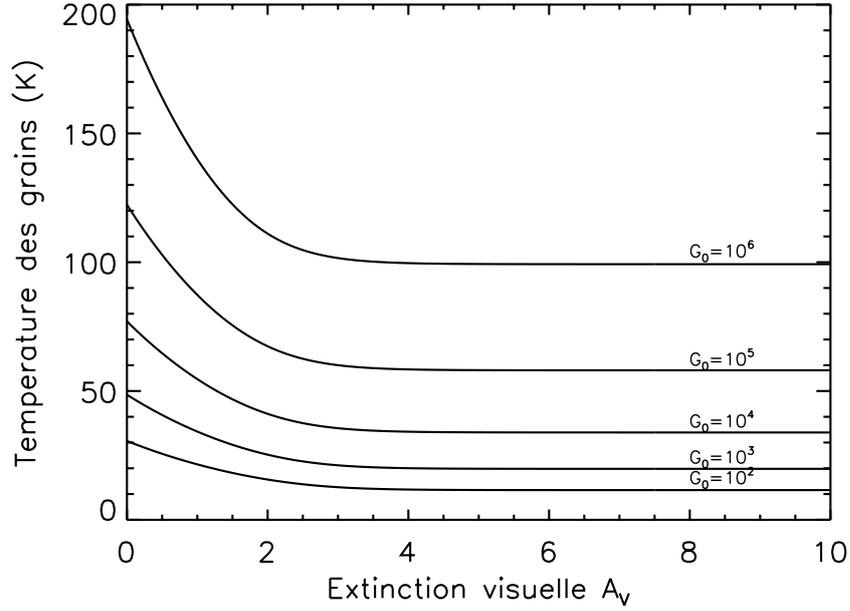


FIGURE 3.4 – Evolution de la température des grains en fonction de l’extinction visuelle dans une PDR selon le champ de rayonnement incident.

constante, qui, associée à T_0 permet d’estimer le champ de rayonnement. En moyennant tous les angles incidents dans la couche et en supposant $\tau_d \ll 1$ (hypothèse vérifiée dans l’infrarouge lointain qui nous intéresse ici), nous obtenons :

$$J_d(\nu) = B_\nu(2.7 K) + [0.42 - \ln(\tau_d)] \tau_d B_\nu(T_0) \quad (3.4)$$

$\ln(\tau_d)$ est approximativement constant sur la gamme de longueur d’onde du spectre d’émission, nous pouvons alors le remplacer par sa valeur au pic d’émission du corps noir selon l’Eq. 3.3, soit par $\ln(3.5 \times 10^{-2} \tau_{100\mu\text{m}} T_0)$. La température de la poussière T_d est alors donnée par :

$$T_d^5 = 3.4 \times 10^{-2} [0.42 - \ln(3.5 \times 10^{-2} \tau_{100\mu\text{m}} T_0)] \tau_{100\mu\text{m}} T_0^6 + 8.9 \times 10^{-11} \nu_0 G_0 e^{-1.8 A_V} + 2.78^5 \quad (3.5)$$

Le calcul de T_d nécessite donc de connaître T_0 et $\tau_{100\mu\text{m}}$. Par définition, T_0 ne dépend que du champ UV lointain et :

$$T_0 = 12.2 G_0^{1/5} \quad (3.6)$$

où G_0 est l’intensité du champ de rayonnement en unité de Habing. Quant à l’épaisseur optique à $100 \mu\text{m}$, elle peut être estimée en égalisant l’émission infrarouge et le champ de rayonnement incident, conduisant à :

$$\tau_{100\mu\text{m}} = 2.7 \times 10^2 \frac{G_0}{T_0^5} = 0.001 \quad (3.7)$$

A partir des Eqs. 3.5, 3.6 et 3.7, nous pouvons alors exprimer la température des grains en fonction de la profondeur dans la PDR selon le champ de rayonnement incident. La Fig. 3.4 illustre ces variations et montre que la température des poussières diminue essentiellement à l’entrée de la PDR (stabilisation de T_d à partir de $A_V=3$).

3.3 Traceurs des PDR

Il existe une grande variation des conditions physiques au travers les PDR. Par conséquent, divers traceurs vont nous permettre d'observer la PDR à différentes profondeurs. Nous listons, dans cette partie, ces principaux sondeurs de la matière dans la région de photodissociation.

3.3.1 Raies de CII et OI

Les raies de [CII] à $158 \mu\text{m}$ et de [OI] à 63 et $146 \mu\text{m}$ sont d'importants traceurs de la PDR. Leurs densités critiques comprises entre 3×10^3 et $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et leurs températures d'excitation entre 100 et 300 K correspondent bien aux conditions dans les bords chauds des PDR. De plus la faible épaisseur optique de l'émission de C^+ permet d'estimer la densité de colonne le long de la ligne de visée. Cependant l'analyse des conditions physiques à partir de ces raies nécessite de connaître le mieux possible les abondances de ces éléments en phase gazeuse.

3.3.2 Bandes aromatiques

Les AIB nous renseignent également sur les conditions physiques dans les bords chauds des PDR. Les grains responsables de leur émission, les PAH, sont très sensibles au champ de rayonnement. En effet, sous l'action des photons UV, ces grosses molécules sont chauffées stochastiquement avec pour résultat une relation de proportionnalité entre leur intensité locale spectralement intégrée et le champ de rayonnement UV. Dès lors, l'observation des AIB permet d'estimer le champ de rayonnement relatif reçu par la PDR. Des hypothèses sur l'abondance de carbone dans les PAH permettent d'obtenir une estimation absolue du champ rayonnement. Par contre, ces dernières sont compliquées par les variations d'abondances qui ont lieu dans la PDR (Chap. 6). Dans le cas où le champ de rayonnement est connu, l'intensité intégrée des AIB offre une estimation de la densité de colonne le long de la ligne de visée, avec là encore des hypothèses fortes sur les abondances.

Les rapports de bandes permettent également d'extraire des informations sur les conditions physiques. En particulier, le rapport des intensités des bandes à 7.7 et $11.3 \mu\text{m}$ nous renseigne sur le rapport entre PAH neutres et PAH ionisés (Rapacioli *et al.*, 2005; Berné *et al.*, 2007). Bakes & Tielens (1994) ont montré que ce rapport varie avec la quantité $G_0\sqrt{T}/n_e$, où G_0 est l'intensité du champ de rayonnement entre 912 et 2400 \AA , T est la température cinétique du gaz et n_e la densité d'électrons libres. Cette expression reliant trois grandeurs caractéristiques de la PDR offre l'opportunité de vérifier les estimations obtenues par différentes méthodes.

3.3.3 Spectre H_2

Les raies rotationnelles de H_2 , observées dans l'infrarouge moyen, permettent de déterminer la densité de colonne de H_2 rotationnellement excité. A partir des rapports d'intensité de ces raies, nous pouvons en déduire une température d'excitation offrant une première mesure de la température du gaz dans la couche d'où provient cette émission. Toutefois, compte tenu des nombreux processus liés à l'excitation de H_2 dans les PDR, cette température peut être relativement différente de la température cinétique du gaz, qui, pour être estimée requiert une modélisation du nuage.

Enfin, l'observation dans l'infrarouge, d'un spectre H₂ de fluorescence pure, montrant l'absence de désexcitation collisionnelle (Fig. 3.2) permet de mettre une limite supérieure sur la densité dans cette couche de la PDR.

3.3.4 Raies de CO

Les raies de CO tracent les parties plus profondes de la PDR (Fig. 3.1). Les transitions rotationnelles de ¹²CO et de ces isotopologues ¹³CO et C¹⁸O sont observées dans l'infrarouge lointain jusqu'au domaine radio et fournissent différentes informations. Les raies impliquant les bas niveaux de ¹²CO étant rapidement optiquement épaisses, proviennent des couches moyennement denses de la PDR (Lis *et al.*, 1998) et nous renseignent peu sur la densité et le champ de rayonnement (Tielens, 2005). Au contraire, les plus hauts niveaux de ¹²CO et de ¹³CO qui restent optiquement fins plus longtemps sont sensibles à la densité du gaz et à la température.

3.3.5 Poussières

Les poussières sont présentes tout au long de la PDR par conséquent leur émission est également un bon traceur de la PDR. Les PAH et les très petits grains chauffés stochastiquement sont très sensibles au champ de rayonnement et révèlent essentiellement les bords illuminés des PDR. Les régions plus denses, quant à elles, sont tracées par l'émission des gros grains froids.

L'observation des poussières dans les PDR à l'aide du télescope spatial ISO a permis de mettre en évidence des variations du spectre infrarouge moyen des poussières dans les PDR. Abergel *et al.* (2002) ont observé une diminution systématique du rapport d'émission bandes/continuum entre 5 et 18 μ m, suggérant une augmentation d'abondance des porteurs de l'émission continue à ces longueurs d'onde (très petits grains carbonés $a > 1$ nm) par rapport à celle des porteurs des bandes aromatiques (PAH) lorsque l'on entre dans la PDR. Rapacioli *et al.* (2005) ont développé une technique de décomposition des spectres permettant d'étudier séparément les composantes dues aux PAH ionisés, au PAH neutres et aux très petits grains. Appliquée sur des données ISO de NGC 7023 et ρ -Oph, elle leur a permis de mettre en évidence des variations spatiales dans l'émission de chaque composante conduisant les auteurs à proposer un scénario chimique, au sein duquel les très petits grains seraient des amas de PAH. Des résultats similaires ont été obtenus à partir des données Spitzer (Berné *et al.*, 2007) qui ont révélé une transformation des très petits grains en PAH à mesure que l'on se rapproche du bord de la PDR et que le champ UV augmente. Enfin, citons Compiègne *et al.* (2008), qui à partir d'observations Spitzer de la PDR de la tête de Cheval, conclut que le rapport d'abondance entre les PAH et les très petits grains était deux fois plus faible au pic d'émission de la PDR que dans le milieu diffus. Toutefois, la façon dont se déroule cette évolution n'est pas arrêtée :

- La présence d'un champ de rayonnement (proximité d'une étoile) crée des forces entraînant les poussières dans le sens de propagation du rayonnement (Weingartner & Draine, 2001b). La vitesse de dérive des poussières engendrée notamment par la pression de radiation dépend de la taille des grains et provoque l'apparition de frottements avec les particules du gaz. Tout ceci peut entraîner des coagulations et une séparation en taille des grains, les plus gros grains se trouvant moins abondants près de l'étoile et accumulés au bord de la PDR.
- L'importance du champ de rayonnement dans les PDR couplée à une densité de matière croissante induit une évolution des hydrocarbures (Jones *et al.*, 1990; Dartois *et al.*, 2005). La variation du rapport bandes/continuum pourrait être la conséquence de cette évolution,

auquel cas il est opportun de soulever plusieurs questions :

- Assistons-nous à la photo-destruction des PAH dans les couches externes de la PDR ?
- Observons-nous la formation des PAH à partir des très petits grains de carbone hydrogéné sous l'effet du rayonnement ?
- Y a-t-il simplement une agglomération des PAH (émission de bandes et de continuum) et des PAH libres (émission de bandes) dans les couches externes de la PDR ?
- Les plus petits grains (PAH et très petits grains) étant coagulés sur les gros grains à l'équilibre thermique dans les parties denses (Stepnik *et al.*, 2003), le rayonnement d'une étoile jeune peut les libérer en creusant une cavité dans son nuage moléculaire parent. Cette dé-coagulation pourrait avoir lieu à différentes profondeurs dans la PDR selon la taille et la nature des grains et ainsi provoquer les variations bandes/continuum observées.

Tous ces travaux traitent en particulier des grains chauffés stochastiquement et peu de résultats existent concernant les grains à l'équilibre thermique. En effet, du fait de la mauvaise résolution spatiale des instruments dans la gamme de longueur d'onde d'émission des gros grains, il était jusqu'à présent assez difficile d'étudier cette composante de poussière dans les PDR, et notamment ses variations spatiales. Les performances de Herschel (Chap. 4) permettent de disposer des meilleures données actuelles pour effectuer ce genre de travaux.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les régions de photodissociation, leur structure spatiale et leur physico-chimie. Situées à l'interface des régions HII et des nuages moléculaires, ce sont des zones du milieu interstellaire au sein desquelles le champ de rayonnement et la densité varient sur de très courtes échelles spatiales ($\sim 10'' - 20''$). Les poussières dans les PDR sont particulièrement importantes puisqu'elles sont liées aux processus dominant le chauffage du gaz (de la surface à des profondeurs de l'ordre de $A_V = 5$). De plus, en raison de la grande variété de traceurs du gaz dans les PDR, il est possible de contraindre les conditions physiques locales. Les PDR sont donc des endroits privilégiés pour étudier l'évolution des poussières en fonction des conditions physiques.

Les résultats des observations ISO et Spitzer de différentes PDR ont montré de grandes variations de l'abondance relative des grains chauffés stochastiquement (Sect. 3.3.5). Tandis que, dans les nuages moléculaires, le lien entre ces variations et les changements d'émissivité des grains à l'équilibre thermique a été fait, dans les PDR, la résolution spatiale des instruments au-delà de $60 \mu\text{m}$ était un obstacle pour obtenir des informations sur les gros grains dans les PDR. Herschel permet aujourd'hui de lever ce problème et fournit des observations avec une résolution spatiale permettant de résoudre l'émission des gros grains dans les interfaces de PDR proches.

Deuxième partie

Etude de l'émission des poussières dans les PDR à partir des observations Herschel

Chapitre 4

L’observatoire spatial Herschel

Sommaire

4.1	Objectifs scientifiques d’Herschel	63
4.2	Le satellite et le télescope	64
4.3	Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS)	65
4.3.1	Photomètre	65
4.3.2	Spectromètre	66
4.4	Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE)	67
4.4.1	Photomètre	67
4.4.2	SPIRE-FTS	69
4.5	Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI)	71
4.6	Le programme de temps garanti « Evolution des poussières interstellaires »	71

4.1 Objectifs scientifiques d’Herschel

La mission Herschel de l’ESA (*European Space Agency*) est entièrement dédiée à l’observation des poussières et des molécules. Elle tient son nom de Sir William Herschel qui découvrit le rayonnement infrarouge en 1800¹. Le satellite a été lancé le 14 mai 2009 à 13h12 UTC en compagnie du satellite Planck depuis Kourou en Guyane Française.

Une grande partie du temps d’observation d’Herschel est destinée à l’étude des mécanismes de formation stellaire. En particulier, Herschel a pour premier objectif d’étudier les premières phases de la naissance des étoiles afin de comprendre quels processus définissent la Fonction de Masse Initiale (McKee & Ostriker, 2007).

Herschel peut également fournir des indices sur comment se forment et évoluent les galaxies. En effet, Il observe les galaxies très lointaines afin de mesurer leur taux de formation d’étoiles à différentes époques, de préciser le rôle des interactions intergalactiques dans les galaxies à flam-bée de formation d’étoiles et de comprendre le rôle des trous noirs supermassifs sur la formation d’étoiles dans ces galaxies.

1. Initialement le télescope fut nommé FIRST (pour *Far-InfraRed and Submillimetre Telescope*).

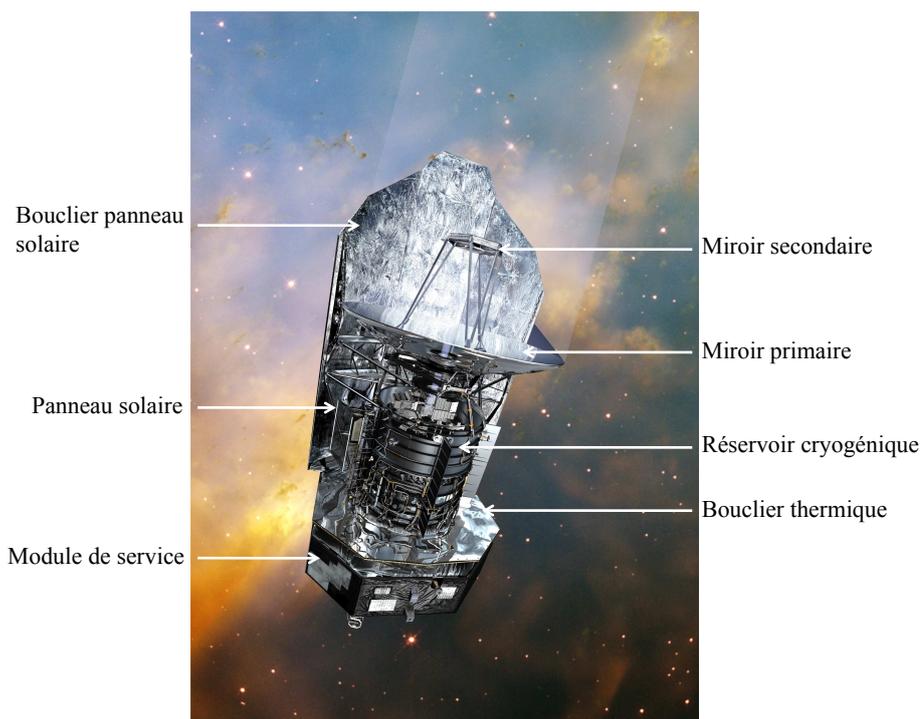


FIGURE 4.1 – Description de l'observatoire spatial Herschel

Un autre aspect exploré par Herschel est l'étude de la chimie du milieu interstellaire, à travers l'observation des molécules, des poussières et des hydrocarbures grâce à ses instruments spectroscopiques.

4.2 Le satellite et le télescope

Le satellite mesure 7.5 m de haut et pèse 3.3 tonnes. Il est constitué d'un module de service, situé à sa base et contenant les systèmes de contrôle de position, de communication, de traitement des données et l'instrumentation n'ayant pas besoin d'être refroidie. Au-dessus du module de service, nous trouvons le télescope et la chaîne optique, les détecteurs situés au plan focal et le système de refroidissement cryogénique. En effet, afin de pouvoir observer des objets très froids (de l'ordre de 10 K), cette partie de l'observatoire doit être refroidie à des températures comprises entre 1.7 et 0.3 K par un cryostat d'hélium liquide. C'est d'ailleurs la capacité de ce réservoir cryogénique qui limite la durée de vie de la mission à 3.5 ans. L'ensemble du satellite est protégé par un bouclier solaire sur lequel des panneaux réfléchissent les lumières parasites provenant du Soleil et de la Terre. Herschel est approvisionné en électricité par des cellules photovoltaïques disposées sur ces panneaux solaires. La Fig. 4.1 situe les différentes parties du satellite.

Le télescope est de type Cassegrain, constitué d'un miroir primaire de 3.5 m et d'un miroir secondaire de 30.8 cm, faisant aujourd'hui de lui le plus grand télescope jamais envoyé dans l'espace. Il est associé à trois instruments :

- Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS)
- Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE)
- Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI)

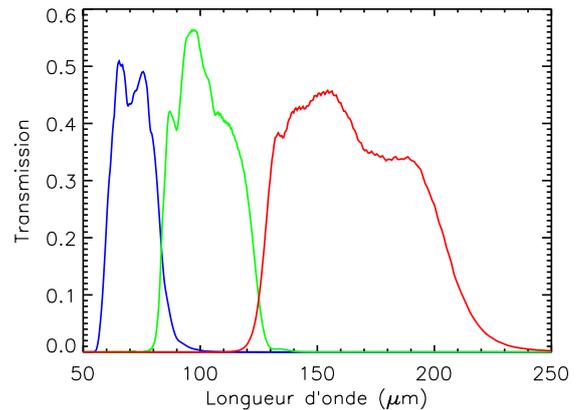
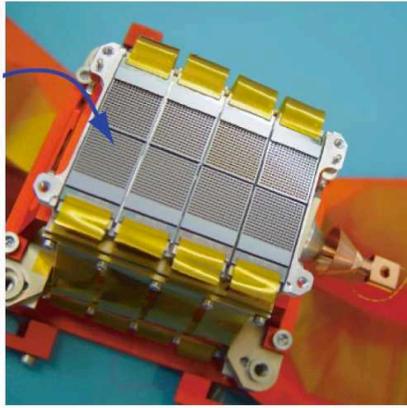


FIGURE 4.2 – Gauche : Ensemble de 8 matrices de bolomètres courte longueur d’onde de PACS. Droite : Transmissions des filtres du photomètre de PACS. Sont représentés en bleu le filtre à $70\ \mu\text{m}$, en vert le filtre à $100\ \mu\text{m}$ et en rouge le filtre à $160\ \mu\text{m}$.

Ces derniers font de lui le seul télescope spatial sensible dans la large gamme spectrale allant 55 à $672\ \mu\text{m}$.

4.3 Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS)

PACS (Poglitsch *et al.*, 2010) comprend deux sous-instruments : une caméra permettant d’obtenir des données photométriques dans trois bandes $60\text{-}85\ \mu\text{m}$, $85\text{-}130\ \mu\text{m}$ et $130\text{-}210\ \mu\text{m}$ et un spectromètre à réseau opérant simultanément dans deux bandes ($51\text{-}105\ \mu\text{m}$ et $102\text{-}220\ \mu\text{m}$) grâce à des matrices de photoconducteurs.

4.3.1 Photomètre

Malgré ses trois bandes de longueur d’onde de référence respectives de 70 , 100 et $160\ \mu\text{m}$, PACS ne dispose que de deux canaux (bleu et rouge). L’observateur doit préalablement choisir lequel des deux filtres courte longueur d’onde sera utilisé par le canal bleu. Le canal rouge, quant à lui, correspond dans tous les cas au filtre à $160\ \mu\text{m}$. Les deux canaux couvrent le même champ de vue de $\sim 1.75' \times 3.5'$. Les détecteurs du photomètre sont des matrices de bolomètres, convertissant le rayonnement électromagnétique en chaleur et mesurant l’élévation de température. Le canal bleu utilise une matrice composée de huit blocs de 16×16 pixels tandis qu’à plus grande longueur d’onde, seuls deux de ces blocs sont assemblés pour former la matrice.

La résolution de PACS est limitée par la diffraction. Les fonctions d’étalement de point (PSF pour *Point Spread Function*), dominées par le télescope, sont caractérisées par :

- un lobe principal circulaire à 70 et $100\ \mu\text{m}$, déformé en ellipse à $160\ \mu\text{m}$;
- un motif en trépied, dont l’amplitude est $\sim 1\%$ du maximum du lobe principal, visible à toutes les longueurs d’onde. Cette structure correspond à l’araignée du miroir secondaire ;
- Une granularité d’amplitude inférieure à 1% du maximum du lobe principal qui apparaît à 60 et $100\ \mu\text{m}$.

Les PSF de PACS sont montrées Fig. 4.3, et certaines de leurs propriétés sont résumées Tab. 4.1. Les détails techniques, notamment de modélisation des PSF de PACS, peuvent être trouvés dans

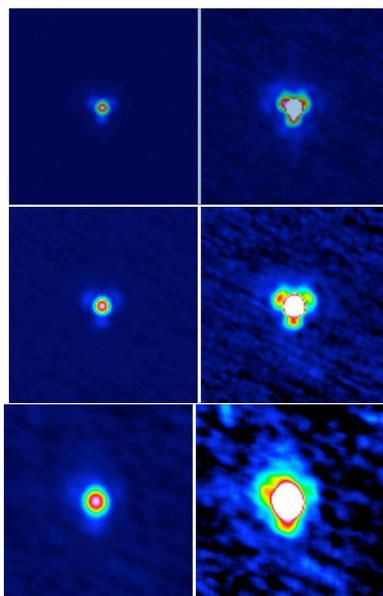


FIGURE 4.3 – PSF du photomètre de PACS mesurée sur le ciel dans les trois canaux (longueur d’onde croissante de haut en bas) avec une vitesse de balayage de $10''/\text{s}$. L’échelle est linéaire dans la colonne de gauche et logarithmique dans celle de droite, montrant les valeurs inférieures à 10 % du pic (Extrait du manuel de l’instrument PACS).

Lutz (2012).

La calibration du flux absolu du photomètre de PACS est basée sur des modèles d’étoiles standards et d’astéroïdes, couvrant une gamme de flux allant de 100 mJy à 300 Jy. L’écart entre les flux mesurés et les flux prédits sont $\sim 5\%$ (Müller *et al.*, 2011). Toutefois, dans le cas de sources étendues, le traitement des données introduit des erreurs supplémentaires (Sauvage, 2011) pouvant conduire à une incertitude photométrique comprise entre 10 et 20 % (Ali, 2011).

Les observations à l’aide du photomètre de PACS peuvent se réaliser suivant différents modes :

- le balayage du ciel (*scan map*)
- le balayage avec SPIRE en mode parallèle
- le mode chop-nod pour la photométrie ponctuelle

Nous nous intéresserons exclusivement au premier cité puisque toutes nos observations se sont faites selon ce mode. Il consiste à translater le télescope le long de lignes parallèles à vitesse angulaire constante ($20''/\text{s}$ pour nos données). Le principe de balayage est illustré Fig. 4.4. En général, afin de disposer d’un meilleur champ et de mieux reconstruire la PSF mais également de soustraire certains effets du bruit, deux balayages orthogonaux sont réalisés.

4.3.2 Spectromètre

Le spectromètre de PACS est un spectromètre à réseau sensible dans deux bandes de longueur d’onde, entre 51 et $105\ \mu\text{m}$ (bleu) et entre 102 et $220\ \mu\text{m}$ (rouge). Son pouvoir de résolution est compris entre 1000 et 4000, ce qui correspond à une résolution spectrale entre ~ 75 et $300\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans notre étude, le spectromètre de PACS sera utilisé pour cartographier l’émission des raies de refroidissement du gaz telles CII et OI, qui seront utilisées pour contraindre les conditions

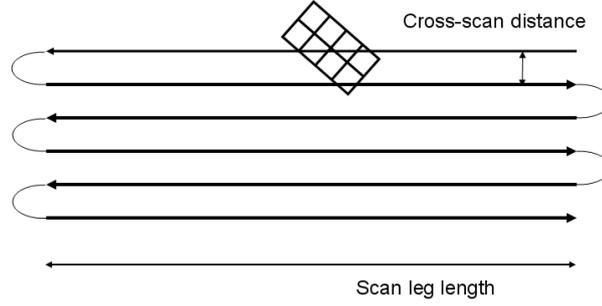


FIGURE 4.4 – Schéma illustrant le balayage de PACS sur le ciel

physiques dans les PDR étudiées.

TABLE 4.1 – Caractéristiques techniques de l'instrument PACS.

Bande (μm)	Photomètre			Spectromètre
	70	100	160	51 – 220
Champ de vue	$3.2' \times 3.2'$		$6.4' \times 6.4'$	$47'' \times 47''$
FWHM des PSF	$5.46'' \times 5.76''$	$6.69'' \times 6.89''$	$10.65'' \times 12.13''$	$9.4'' - 11.7''$

4.4 Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE)

Tout comme PACS, SPIRE (Griffin *et al.*, 2010) est composé d'un photomètre et d'un spectromètre. Il opère à plus grande longueur d'onde, sur une gamme plus étendue.

4.4.1 Photomètre

Le photomètre de SPIRE observe le ciel dans trois bandes spectrales centrées approximativement à 250, 350 et 500 μm . Chaque bande est associée à une matrice de bolomètres couplés à un ensemble de 139, 88 et 43 cornets individuels (Fig. 4.7, gauche). Lors d'une observation avec le photomètre de SPIRE, tout comme avec PACS, le flux observé \bar{S}_S dépend non seulement de la densité de flux de la source, mais aussi de la réponse spectrale du filtre $R(\nu)$, de sorte que :

$$\bar{S}_S = \frac{\int_{PB} S_S(\nu) R(\nu) d\nu}{\int_{PB} R(\nu) d\nu}. \quad (4.1)$$

Dès lors, la connaissance de $R(\nu)$ est indispensable. Dans le cas de SPIRE, la réponse spectrale du filtre change selon que nous observons une source ponctuelle ou une source étendue. En effet, par définition, la brillance de surface d'une source ne varie pas sur la surface de la PSF. L'efficacité de couplage des modes des cornets doit être prise en compte. Cette grandeur dépendante de l'étendue $A\Omega$ varie avec λ^2 . Ainsi, la réponse spectrale de chaque filtre pour l'émission étendue est construite en pondérant $R(\nu)$ dans le cas d'une source ponctuelle par λ^2 afin de tenir compte de l'augmentation de la largeur de la PSF avec la longueur d'onde. Les réponses spectrales des

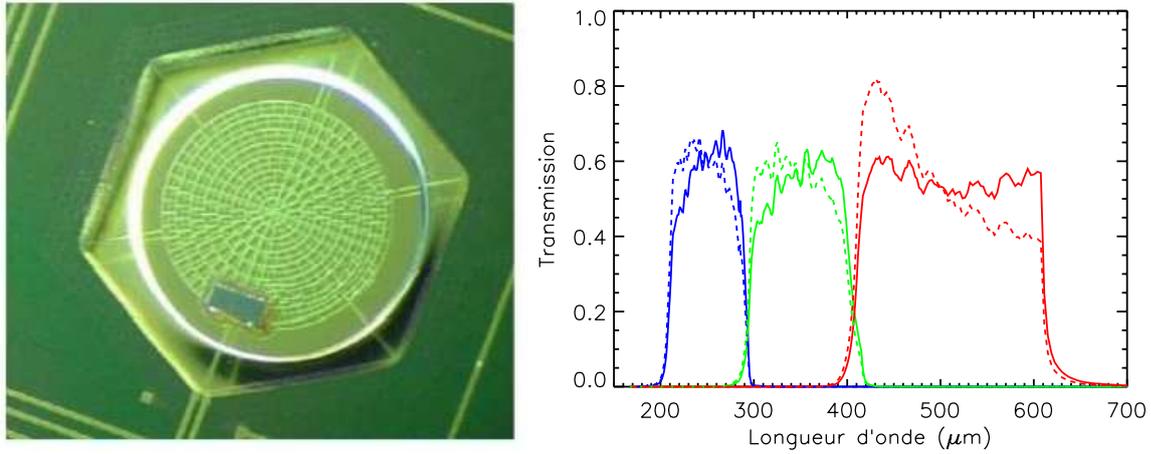


FIGURE 4.5 – Gauche : Photographie d'un bolomètre de SPIRE (Crédit : SPIRE consortium). Droite : Réponse spectrale des filtres du photomètre de SPIRE (PSW en bleu, PMW en vert et PLW en rouge). Les transmissions lors d'une observation d'une source ponctuelle sont représentées par les courbes en traits pleins, et lors d'une observation d'une source étendue en tirets.

filtres de SPIRE sont indiquées Fig. 4.5.

La densité de flux observée correspond à la quantité d'émission lumineuse contenue dans la PSF. Pour la convertir en flux, il nous faut connaître de la meilleure façon possible la PSF dans chaque bande. Les PSF de SPIRE ont été mesurées à partir d'observations de Neptune. Elles sont significativement éloignées d'une forme gaussienne et présentent des lobes secondaires qui doivent être pris en compte dans la conversion du flux. Concrètement, la conversion des unités des données (Jy/beam) vers les MJy.sr^{-1} se fait en divisant la surface moyenne de la PSF, qui s'exprime en unité d'angle solide. Les détails sur les PSF de SPIRE sont résumés dans le Tab. 4.2 et leur modélisation est décrite dans Sibthorpe *et al.* (2011).

Corrections de couleur

Le photomètre observe une densité de flux dans une bande, qui sera rapportée à la longueur d'onde de référence du filtre. Cette opération nécessite une hypothèse sur la forme du spectre observé. La calibration des deux instruments d'Herschel suppose un spectre en loi de puissance défini par la densité de flux à la fréquence standard ν_0 et l'indice spectral α :

$$S_S(\nu) = S_S(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha \quad (4.2)$$

La convention choisie est une SED, νS_ν , plate dans la bande, équivalent à $\alpha = -1$. En combinant les Eqs. 4.1 et 4.2, nous pouvons exprimer la densité de flux de la source mesurée par le photomètre :

$$\bar{S}_S = \nu_0 S_S(\nu_0) \left(\frac{\int_{PB} R(\nu) \nu^{-1} d\nu}{\int_{PB} R(\nu) d\nu} \right), \quad (4.3)$$

et donc, la densité de flux à la fréquence ν_0 , nous avons :

$$S_S(\nu_0) = \frac{\bar{S}_S}{\nu_0} \left(\frac{\int_{PB} R(\nu) d\nu}{\int_{PB} R(\nu) \nu^{-1} d\nu} \right), \quad (4.4)$$

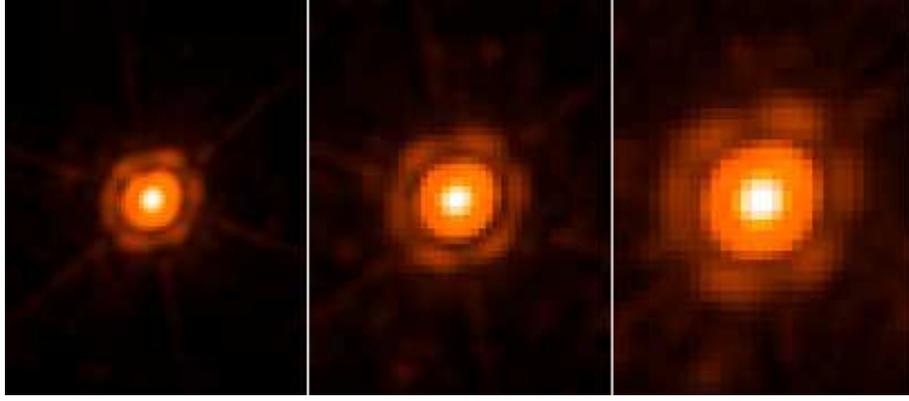


FIGURE 4.6 – Cartes des PSF du photomètre de SPIRE à 250, 350 et 500 μm , de gauche à droite. L'échelle des images est logarithmique et la taille des pixels est respectivement de 6, 10 et 14''.

qui est différente selon que l'on observe une source ponctuelle ou étendue.

Notons que l'Eq. 4.4 repose sur l'hypothèse que $\alpha = -1$ sur tout le domaine d'observation, c'est à dire entre ~ 200 et $700 \mu\text{m}$, ce qui n'est en général pas le cas. Il est donc nécessaire d'effectuer des corrections de couleur. En gardant l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance mais avec un indice spectral différent α_R , la correction de couleur nous donne une densité de flux monochromatique $S'_S(\nu_0)$ telle que :

$$S'_S(\nu_0) = \nu_0^{\alpha_R+1} S_S(\nu_0) \left(\frac{\int_{PB} R(\nu) \nu^{-1} d\nu}{\int_{PB} R(\nu) \nu^{\alpha_R} d\nu} \right) = K_C S_S(\nu_0) \quad (4.5)$$

où K_C est le facteur de correction de couleur.

Enfin, dans le cas d'un spectre de corps noir modifié, $S_S(\nu) = S_S(\nu_0)(\nu/\nu_0)^{\alpha'} B_\nu(T)$ le facteur de correction de couleur K_{C_2} s'écrit :

$$K_{C_2} = \nu_0^{\alpha'+1} S_S(\nu_0) \left(\frac{\int_{PB} R(\nu) \nu^{-1} d\nu}{\int_{PB} R(\nu) \nu^{\alpha'} B_\nu(T) d\nu} \right). \quad (4.6)$$

Les corrections de couleur de PACS suivent la même convention et sont réalisées de manière analogue.

4.4.2 SPIRE-FTS

Le spectromètre de SPIRE est un spectromètre imageur à transformée de Fourier (FTS pour *Fourier Transform Spectrometer*). Son principe est basé sur l'interférométrie. Le rayonnement incident est séparé en deux faisceaux qui vont suivre deux chemins optiques différents avant de se recombiner. Cette différence de chemin optique donne naissance à un interférogramme, à partir duquel, en appliquant la transformée de Fourier inverse, est construit le spectre en fonction de la fréquence.

Les détecteurs du FTS de SPIRE sont deux matrices de bolomètres SSW et SLW (Fig. 4.7, droite) couvrant les bandes de longueur d'onde allant de 194 à 313 μm (51.5 à 32 cm^{-1}) et de

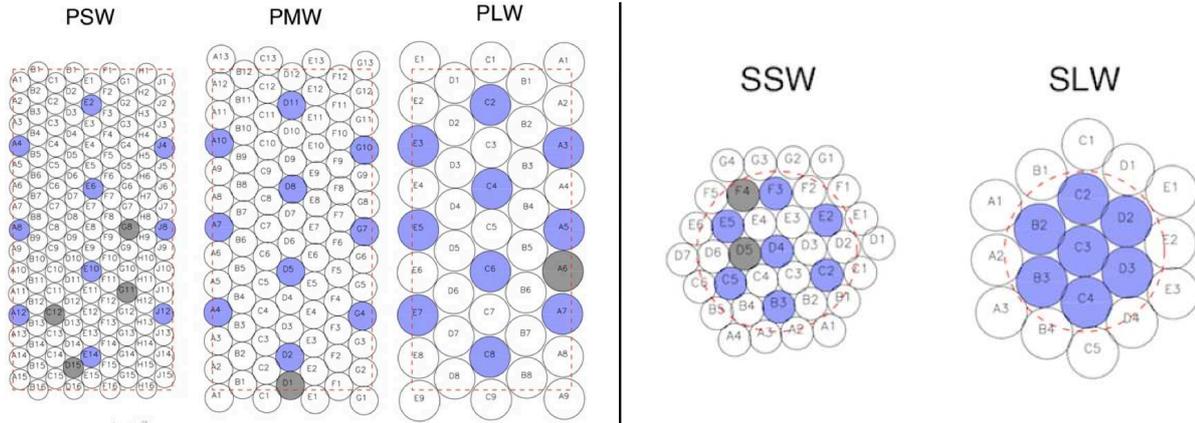


FIGURE 4.7 – Vue schématique des matrices de cornets du photomètre de SPIRE (gauche) et de bolomètres du FTS (droite). Les noms des bolomètres sont indiqués à l'intérieur des cercles. Les détecteurs bleus sont centrés sur la même position, et les gris sont hors service. Le rectangle et le cercle rouges représentent respectivement le champ de vue du photomètre ($4' \times 8'$) et du spectromètre ($2.6'$).

303 à $671 \mu\text{m}$ (33 à 14.9 cm^{-1}).

La résolution spectrale du FTS est de $\sim 0.83 \text{ cm}^{-1}$ en mode basse résolution mais peut atteindre $\sim 0.04 \text{ cm}^{-1}$. La taille et la forme du faisceau d'observation du FTS varient avec la fréquence et ne peuvent être caractérisées par une gaussienne (Swinyard *et al.*, 2010). Toutefois, le lobe principal peut être défini à l'aide de paramètres d'une fonction gaussienne (Tab. 4.2).

À la différence du photomètre, la calibration du FTS repose sur l'émission des sources étendues, de plus il ne mesure pas une densité de flux mais une intensité en $\text{W.m}^2.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Il est également possible de construire des cartes spectroscopiques à divers niveaux d'échantillonnage. Ceci est réalisé grâce à différents modes d'observation (Fig. 4.8) :

- Aucune translation de la matrice de bolomètres (sous-échantillonnage spatial)
- Quatre translations successives de la matrice de bolomètres par une longueur équivalente à la largeur à mi-hauteur de la PSF (échantillonnage intermédiaire) ;
- Seize translations successives de la matrice de bolomètres par une longueur équivalente à la moitié de la la largeur à mi-hauteur de la PSF (échantillonnage complet).

TABLE 4.2 – Caractéristiques techniques de l'instrument SPIRE.

Canal	Photomètre			FTS	
	PSW	PMW	PLW	SSW	SLW
Bande (μm)	250	350	500	194 – 313	303 – 671
Champ de vue	$4' \times 8'$			$2.0'$	
FWHM des PSF	$18.3'' \times 17.0''$	$24.7'' \times 23.2''$	$37.0'' \times 33.4''$	$17'' - 21''$	$29'' - 42''$
Aire des PSF (10^{-8} sr)	0.9942	1.765	3.730	–	–

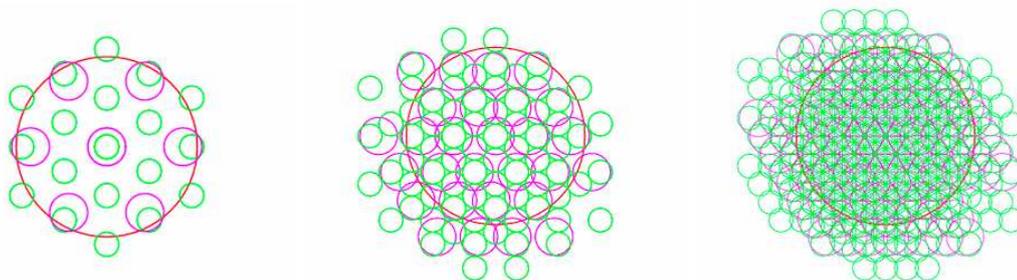


FIGURE 4.8 – Modes d'échantillonnage spatial avec le FTS (à gauche, le mode *sparse*, où les détecteurs observent le même endroit du ciel tout au long de l'observation, au milieu, le mode intermédiaire et à droite le mode complet). Les cercles verts représentent les détecteurs SSW et les cercles magenta les détecteurs SLW. Le champ de vue de $2'$ est indiqué par le cercle rouge.

4.5 Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI)

HIFI est le troisième instrument d'Herschel. Nous le mentionnons ici afin d'être complet, mais nous n'utiliserons pas de données de cet instrument. HIFI est un ensemble de quatre spectromètres, opérant dans cinq bandes entre 480 et 1250 GHz ($625\text{-}240\ \mu\text{m}$) et dans deux bandes entre 1410 et 1910 GHz ($213\text{-}157\ \mu\text{m}$). Deux de ces spectromètres sont à large bande (WBS pour *Wide Band Spectrometer*) et permettent d'obtenir des spectres sur 4 GHz divisés en canaux de 1.1 MHz. Les deux autres sont des spectromètres à bandes étroites à très haute résolution (HRS pour *High Resolution Spectrometer*). Ces deux derniers ont une bande passante modulable allant de 230 à 1840 MHz, divisée en canaux de 0.125 à 1 MHz de large. La résolution spectrale maximum de HIFI est de 1000 kHz. HIFI permet aussi d'effectuer des mesures de polarisation verticale et horizontale du signal.

HIFI est particulièrement adapté à l'étude des raies des ions, des atomes et des molécules aux longueurs d'onde sub-millimétriques permettant entre autre d'obtenir des informations sur la physique, la dynamique et l'énergétique des régions de formation d'étoiles, sur la pression du milieu interstellaire et sur l'émission des raies de l'infrarouge lointain des galaxies proches.

4.6 Le programme de temps garanti « Evolution des poussières interstellaires »

Au cours des trente dernières années, de nombreuses missions spatiales ont sondé l'émission infrarouge et submillimétrique de la Galaxie (Fig. 4.9 haut ¹). Les observations infrarouges des missions spatiales précédentes ont toutes montré le rôle crucial joué par les poussières dans la galaxie. En effet, en plus de tracer le milieu interstellaire, les grains sont également d'importants acteurs de son écologie et de son évolution. Toutefois, malgré les avancées dans la compréhension de la physique du milieu interstellaire, plusieurs questions restent aujourd'hui ouvertes :

- L'étude des petits grains chauffés stochastiquement a révélé d'importantes variations d'abondances d'une région à l'autre du milieu interstellaire. Plusieurs observations ont également reporté des changements dans les propriétés optiques des gros grains à l'équilibre thermique,

1. D'autres expériences non spatiales ont également observé dans ces gammes de longueurs d'onde (SCUBA/JCMT, SOFIA, Archeops, PRONAOS...)

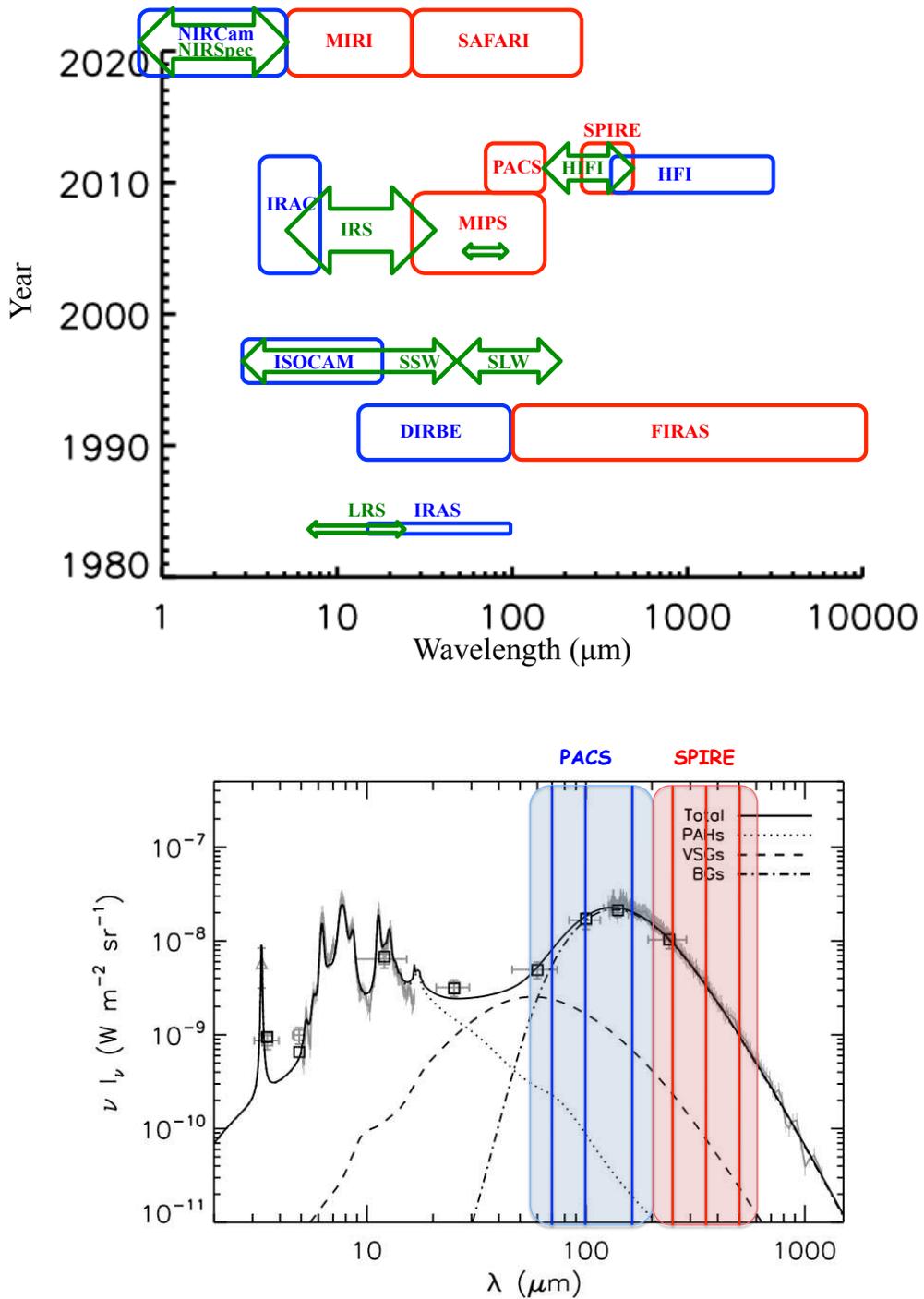


FIGURE 4.9 – Haut : Instruments des principales missions infrarouges spatiales ayant observées l'émission des poussières. Les cadres rouges indiquent les spectrophotomètres, les cadres bleus les photomètres et les flèches vertes les instruments spectroscopiques. Bas : Superposition des gammes spectrales de PACS et SPIRE avec le spectre des poussières dans le milieu atomique diffus, illustrant la sensibilité de Herschel à l'émission de grains à l'équilibre thermique.

en lien avec les variations d'abondances évoquées. Quels sont les processus physiques induisant ces modifications dans la distribution en taille, les abondances et les propriétés optiques des grains? A quels endroits du milieu interstellaire ont-ils lieu? Sur quelles échelles de temps ont-ils lieu?

- En éteignant le rayonnement, chauffant le gaz interstellaire et favorisant certaines réactions chimiques, les poussières influent sur la physico-chimie du milieu interstellaire. Quel est l'impact des poussières et de leur évolution sur la physique et la chimie du milieu interstellaire?
- Dans un milieu interstellaire très structuré à toutes les échelles, les différentes phases se mélangent jusqu'aux très petites échelles spatiales. Une conséquence de cela est l'inhomogénéité des conditions physiques et il est alors possible d'observer de la matière dense mélangée avec du gaz atomique diffus. Comment sont affectés les processus responsables de la formation des molécules et de l'évolution des poussières par les conditions physiques? Y a-t-il des conditions physiques limites à partir desquelles l'évolution des poussières est enclenchée?

Le programme clé « Evolution des poussières interstellaires », qui a été proposé par le consortium SPIRE dans le cadre du temps garanti de Herschel, a pour objectif d'apporter des éléments de réponses à ces questions à partir d'observations spectroscopiques et photométriques de diverses régions du milieu interstellaire. La sensibilité et la résolution angulaire de Herschel jamais atteinte à ces longueurs d'onde, couplées à ses capacités spectro-photométriques, font de lui le meilleur outil pour cela.

Le programme totalise 163 heures d'observations dont le tiers correspond à des observations photométriques avec PACS et SPIRE de régions aussi diverses que des régions de formation d'étoiles, des coeurs pré-stellaires, des régions choquées, des nuages diffus, des PDR et des nuages moléculaires. La Fig. 4.9 (bas) superpose les bandes des instruments photométriques de Herschel au spectre de poussières dans le milieu interstellaire diffus, illustrant l'utilité de PACS et SPIRE pour étudier l'émission des grains à l'équilibre thermique. Ces données photométriques sont couplées avec des données spectroscopiques (2/3 du temps d'observation) avec le FTS et le spectromètre de PACS permettant de contraindre les conditions physiques du gaz et de faire le lien avec les propriétés des poussières.

L'étude présentée dans ce manuscrit fait entièrement partie de ce programme et se concentre sur les régions de photodissociation. Les observations de Spitzer et ISO de PDR ont révélé des variations d'abondance relative des très petits grains chauffés stochastiquement (Chap. 2 et 3). Cependant pour mettre en perspective ces résultats avec la composante à l'équilibre thermique et vérifier si ces variations d'abondances sont corrélées avec des changements des propriétés optiques des gros grains, comme c'est le cas dans les nuages moléculaires (Chap. 2), il est indispensable de disposer d'observations des PDR à haute résolution spatiale. Herschel permet pour la première fois à ces longueurs d'onde de résoudre ces interfaces pour des PDR proches et de pouvoir étudier quantitativement l'évolution des grains dans ces régions. Les observations de plusieurs PDR, présentant différents champs de rayonnement incidents et profils de densité permettent également d'étudier le comportement des poussières sous l'effet de conditions physiques variées. De plus, les données spectroscopiques de PACS et SPIRE offrent la chance d'obtenir une vision complète de l'évolution du gaz dans les PDR (à travers les espèces comme CII, CI, CO, OI...) qui nous renseignent sur l'évolution des conditions physiques et d'avoir, pour la première fois dans ces régions, une vision cohérente du gaz et de toutes les composantes de poussières.

Chapitre 5

Les PDR de NGC 7023, la Barre d'Orion et la Tête de cheval

Sommaire

5.1	La Barre d'Orion	75
5.1.1	Champ de rayonnement excitateur	75
5.1.2	Observations et structure	76
5.2	NGC 7023	78
5.2.1	L'étoile excitatrice HD 200775	79
5.2.2	Observations et structures	79
5.3	La Tête de Cheval	79
5.3.1	Champ de rayonnement	80
5.3.2	Observations et structure	80

Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés à l'évolution des poussières interstellaires sous l'effet des variations des conditions physiques locales. Pour cela, nous avons ciblé notre travail sur des régions de photodissociation dont le champ de rayonnement reçu, la densité mais aussi la géométrie diffèrent. Les trois régions que nous allons décrire dans ce chapitre, à savoir la Barre d'Orion, NGC 7023 (la nébuleuse de l'Iris) et la Tête de Cheval font parties des plus proches et des plus brillantes de notre Galaxie et ont été observées à maintes reprises par le passé. Nous proposons ici une brève description des observations et des principaux résultats obtenus sur ces PDR.

5.1 La Barre d'Orion

La Barre d'Orion est sans doute l'une des PDR les plus étudiées. Située au sein de la nébuleuse d'Orion (M 42) à 414 ± 7 pc (Menten *et al.*, 2007), elle est la plus proche PDR de la Terre, ce qui a permis de nombreuses études photométriques et spectroscopiques détaillées.

5.1.1 Champ de rayonnement excitateur

Le champ de rayonnement reçu par la Barre d'Orion provient de l'amas de la nébuleuse d'Orion (ONC pour *Orion Nebula Cluster*) formé il y a environ 2 millions d'années et dont la masse stellaire est $\sim 1800 M_{\odot}$ (Hillenbrand & Hartmann, 1998). Les quatre étoiles les plus brillantes de cet amas forment le « Trapèze d'Orion » (Fig. 5.1), qui est considéré comme la

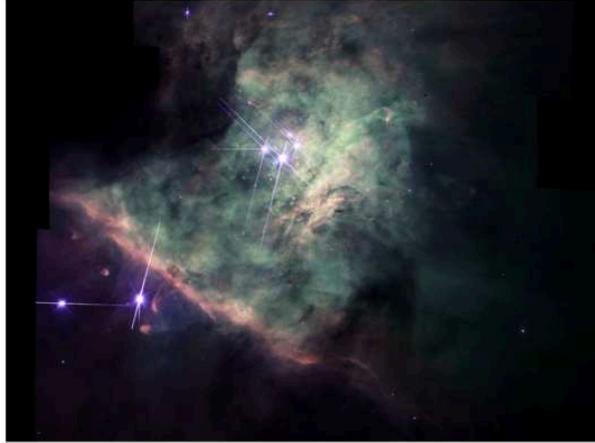


FIGURE 5.1 – Observation de la Barre d’Orion avec la *Wide Field and Planetary Camera 2* du télescope spatial Hubble. Le bleu représente l’émission de [OIII] à 5008 Å, le vert l’émission H α et le rouge, l’émission de [NII] à 6584 Å. Au milieu de l’émission de l’oxygène ionisé apparaît le trapèze d’étoiles d’Orion, tandis qu’au sud-ouest, nous devinons la présence d’une PDR dense en forme de barre avec l’extinction du rayonnement. Crédit : NASA, C.R. O’Dell et S.K. Wong (Rice University)

source d’excitation de la Barre d’Orion. Le champ de rayonnement issu des ces étoiles induit la présence d’une région HII autour d’elle (Fig. 5.1). θ^1 Ori C est l’étoile la plus massive du trapèze, responsable de l’émission de $\sim 80\%$ des photons ionisants. Elle est répertoriée comme une étoile de type O6V, conduisant à un rayon $\sim 10 R_{\odot}$ et à une température $\sim 38,000$ K. La seconde source de rayonnement ionisant est l’étoile θ^1 Ori D. Les caractéristiques des étoiles du Trapèze sont résumées dans le Tab. 5.1. Ainsi, le champ de rayonnement reçu par la Barre d’Orion est entre 10,000 et 40,000 fois plus intense que le champ moyen de Habing (Marconi *et al.*, 1998).

TABLE 5.1 – Caractéristiques stellaires des étoiles du Trapèze d’Orion (informations tirées de Martins *et al.*, 2005 et Smith *et al.*, 2002).

Etoiles	Type spectral	Température (K)	Luminosité ($10^5 L_{\odot}$)	Taux de photons ionisants (10^{48} s^{-1})
θ^1 Ori C	O6V	38150	2.0	9.1
θ^1 Ori D	O9.5V	30500	0.42	0.36
θ^1 Ori A	B0.5V	28100	0.4	0.1
θ^1 Ori B	B3V	17900	0.017	-

5.1.2 Observations et structure

Sa proximité et l’intensité de son champ de rayonnement excitateur fait de la Barre d’Orion l’un des objets favoris pour l’étude de la structure spatiale des PDR. Elle a donc été observée de très nombreuses fois, dans différents traceurs (par exemple : Tauber *et al.*, 1994; Hogerheijde *et al.*, 1995; White & Sandell, 1995; Marconi *et al.*, 1998; Allers *et al.*, 2005; Leurini *et al.*, 2006...). Des observations des raies [OI] à 6300 Å ou de [SII] à 6731 Å (Pogge *et al.*, 1992) ont permis de

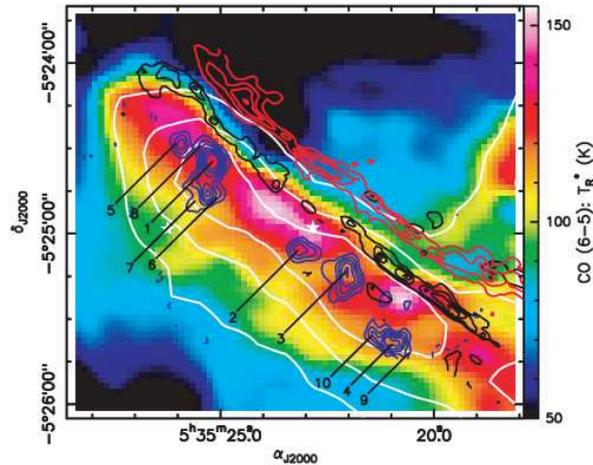


FIGURE 5.2 – Distribution de la température de brillance de la transition (6-5) de CO (Couleurs) à laquelle ont été superposés les contours de l'émission OI à $1.32\ \mu\text{m}$ (rouge), l'émission de $\text{H}_2\ v = 1-0\ S(1)$ (noir), l'intensité intégrée dans la transition (3-2) de ^{13}CO (blanc) et l'émission de $\text{H}^{13}\text{CN}\ (1-0)$ (bleu). Cette figure, extraite de Lis & Schilke (2003), révèle la stratification observée dans la Barre d'Orion déjà illustrée Fig. 3.1.

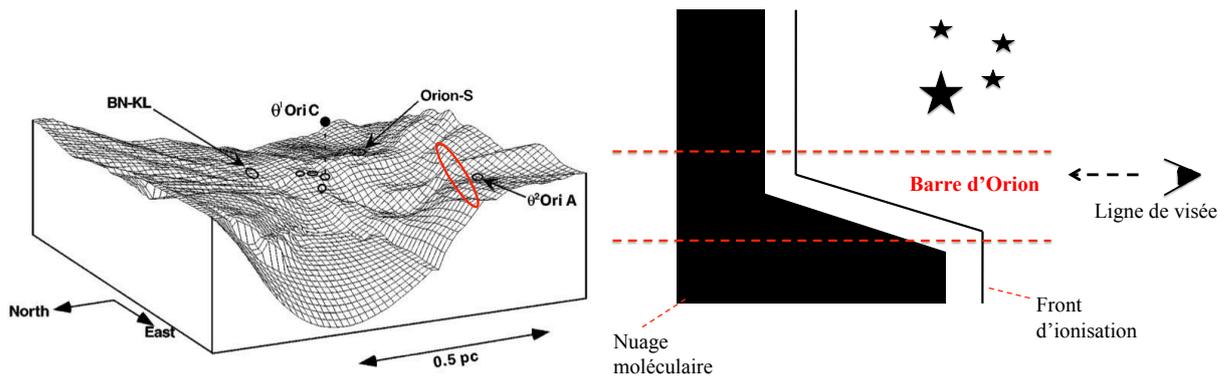


FIGURE 5.3 – Gauche : Surface définie par le front d'ionisation dans la région de la Barre d'Orion (O'dell, 2001). L'ellipse rouge marque la position de la Barre. Droite : Schéma illustrant la géométrie de la Barre d'Orion (adapté de Jansen *et al.*, 1995).

localiser le front d'ionisation marquant l'entrée dans la PDR. Ce dernier est situé ~ 110 arcsec au sud-est du Trapèze. Walmsley *et al.* (2000) ont mené des observations de la molécule H_2 excitée vibrationnellement qui ont souligné la présence d'un pic d'émission 10 arcsec derrière le front d'ionisation, l'émission de ^{12}CO et ^{13}CO étant elle-même décalée spatialement de ~ 20 arcsec par rapport au front d'ionisation (Lis *et al.*, 1998). L'émission des molécules telles que HCN et HCO^+ (Young Owl *et al.*, 2000) ou H^{13}CN et H^{13}CO^+ (Lis & Schilke, 2003) est, quant à elle, localisée dans de petits grumeaux illustrant la présence de sur-densités dans la Barre. La Fig. 5.2 résume ces résultats et montre que la Barre d'Orion présente la stratification typique des PDR vues de profil. Enfin, les observations du continuum à différentes longueurs d'onde (par exemple : Lis *et al.*, 1998 à $350\ \mu\text{m}$ à une résolution spatiale de $12''$, Johnstone & Bally, 1999 à 450 et $850\ \mu\text{m}$ avec une résolution spatiale respectivement de $7.5''$ et de $14''$) ont permis de sonder l'émission

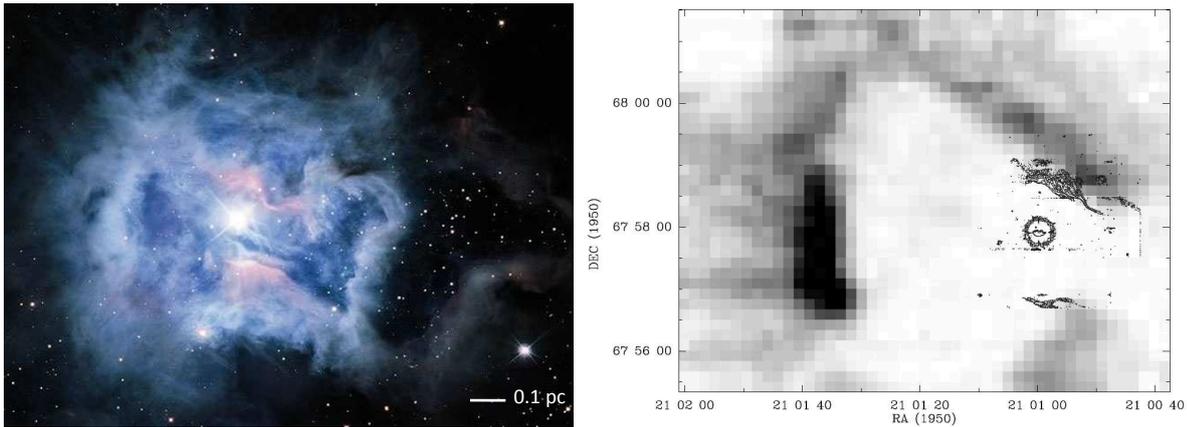


FIGURE 5.4 – *Gauche* : NGC 7023 observé dans le visible et le proche infrarouge à l'aide du CFHT (Crédit : Jean-Charles Cuillandre (CFHT), Hawaiian Starlight, CFHT). *Droite* : Carte de l'émission de ^{13}CO dans la transition (3-2) à laquelle ont été superposés les contours de l'émission de $\text{H}_2 v = 1 - 0 \text{ S}(1)$ de Lemaire *et al.* (1996) (Extrait de Gérin *et al.*, 1998)

de la poussière.

De plus des travaux de modélisation tri-dimensionnelle du front d'ionisation (Wen & O'Dell, 1995; O'dell, 2001) ont permis de contraindre efficacement la géométrie de la région (Fig. 5.3). La Barre est le résultat d'un changement d'orientation dans l'excitation du nuage, passant d'une géométrie vue de face à une géométrie vue de profil. La région située entre la Barre et θ^1 Ori C est une cavité avec en fond, une PDR illuminé de face par cette même étoile.

En résumé, les nombreuses observations de la Barre d'Orion ont permis de contraindre approximativement le champ de rayonnement reçu et sa densité. Vue de profil et recevant une champ de rayonnement 10000 à 40000 fois plus intense que l'ISRF de Habing, une vision bi-phasique de cette PDR montre qu'elle est constituée d'un milieu dense (milieu *interclump*) où $n_{\text{H}} \sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et la température du gaz avoisine les 500 K au sein duquel se trouvent sur-densités (*clumps*) où la densité est de l'ordre de 10^7 cm^{-3} et $T_{\text{gaz}} \sim 2000 \text{ K}$ et un facteur de remplissage de l'ordre de 5×10^{-3} (Tielens, 2005).

5.2 NGC 7023

La nébuleuse de l'Iris, répertoriée dans le *New Galactic Catalog* par le nombre 7023, est une nébuleuse par réflexion dans la constellation de Céphée. Au sein d'un complexe moléculaire situé à $430_{-90}^{+160} \text{ pc}$ (van den Ancker *et al.*, 1997), la formation stellaire s'est enclenchée pour donner naissance au système double HD 200775 il y a moins d'un million d'années (Alecian *et al.*, 2008). Le rayonnement UV issu de l'étoile a sculpté une cavité avec pour résultat des interfaces de photodissociation au nord-ouest, au sud-ouest¹ et à l'est de HD 200775.

1. Par la suite, les PDR situées au nord-ouest et sud-ouest seront respectivement qualifiées de PDR Nord et Sud.

5.2.1 L'étoile excitatrice HD 200775

Comme nous l'avons vu au chapitre 3 (Sect. 3.2.1), au sein de ces objets, le champ de rayonnement est le paramètre crucial d'évolution physique, chimique et dynamique de la région environnante, d'où l'importance de bien connaître les propriétés de HD 200775. Les paramètres stellaires liés au champ de rayonnement revêtissent une importance particulière pour la modélisation de l'émission des PDR. Toutefois, malgré les nombreuses études dédiées à cette étoile une incertitude demeure sur son type spectral et donc sa température. L'étude photométrique de Racine (1968) la répertorie comme étant de type B5e*² impliquant une température de l'ordre de 15200 K, tandis que, plus récemment, Okamoto *et al.* (2009) classent l'étoile entre le type B2e et B4e ($T \sim 18800$ K). Système double, Alecian *et al.* (2008) ont estimé la luminosité, la température et le rayon des deux composantes à partir de certains profils de raies. Leurs résultats montrent que les deux étoiles sont relativement semblables avec des rayons respectifs de 10 et $8 R_{\odot}$, des luminosités comprises entre 6000 et 9000 L_{\odot} et des températures de surfaces égales à 18600 ± 2000 K. Compte tenues de ces propriétés, en supposant que les distances projetées entre l'étoile et chaque PDR correspondent aux distances réelles, la PDR Nord reçoit un champ de rayonnement 5000 ± 3000 fois plus intense que l'ISRF de Habing, la PDR Sud 2000 ± 1000 et la PDR Est 250 ± 200 .

5.2.2 Observations et structures

La panneau gauche de la Fig. 5.4 montre NGC 7023 observée avec le télescope Canada-France-Hawaii dans le visible et l'infrarouge proche. Sur cette image, la cavité centrale creusée par l'étoile apparaît clairement. Au sein de cette cavité, la densité est relativement faible ($n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$) et le gaz est essentiellement sous forme atomique (Rogers *et al.*, 1995). En bordure de la cavité, apparaissent en bordure trois filaments au nord, au sud et de façon moins flagrante à l'est qui illustre la présence de PDR. Ces PDR ont été mises en évidence grâce à différents traceurs : Chokshi *et al.* (1988) ont observé les raies de CII à $158 \mu\text{m}$ et de OI à $63 \mu\text{m}$, Lemaire *et al.* (1996) se sont intéressés à l'émission vibrationnelle de H_2 , ou encore Gérin *et al.* (1998) ont étudié l'émission de CII, CI et CO. Dans ces régions, la densité moyenne est de l'ordre de 10^4 cm^{-3} . L'observation de HCO^+ a également révélé la présence de structures plus denses (*clump*) au sein desquels la densité avoisine les 10^6 cm^{-3} (Fuente *et al.*, 1996). Ces structures très denses coïncident spatialement avec l'émission rouge étendue entre 540 et 900 nm (Witt *et al.*, 2006; Berné *et al.*, 2008) ou encore l'émission vibrationnelle de H_2 à $2.12 \mu\text{m}$ (Lemaire *et al.*, 1996).

Le panneau droit de la Fig. 5.4 révèle l'émission rotationnelle dans la transition 1-0 de ^{13}CO (Gérin *et al.*, 1998). Là encore, la cavité creusée par HD 200775 est bien visible, les PDR, notamment la PDR Est, où l'émission de CO est très importante. La comparaison entre les cartes de CO et de H_2 (Lemaire *et al.*, 1996) pour la PDR Nord révèle un décalage spatial montrant la stratification au sein de la PDR.

5.3 La Tête de Cheval

Tout comme la Barre d'Orion, la nébuleuse de la Tête de Cheval se trouve dans la constellation d'Orion. Aussi appelé Barnard 33, le nuage doit son surnom à sa forme sculptée par le champ

2. la notation e qualifie les étoiles de Herbig que l'on trouve dans les nébuleuses par réflexion. Il s'agit d'étoiles jeunes de luminosité variable dont le spectre contient des raies de Balmer en émission, associée à une région présentant de l'extinction.

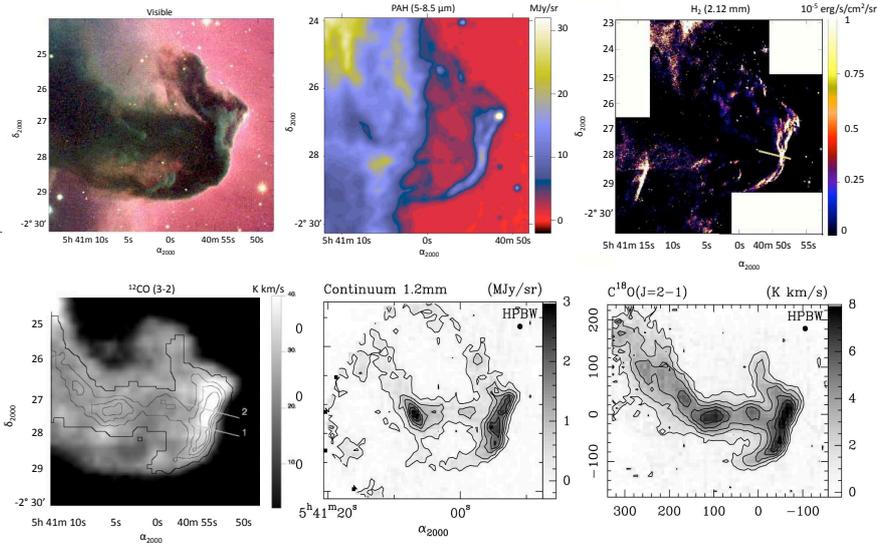


FIGURE 5.5 – La Tête de Cheval vue sous différents traceurs. *Haut Gauche* : Image en bande B (bleu), bande V (vert) et en bande R (Rouge) obtenue avec le VLT (crédit : ESO), *Haut Centre* : Observation ISOCAM entre 5 et 8.5 μm traçant l'émission des PAH (extrait de (Abergel *et al.*, 2003)), *Haut Droite* : Carte de l'émission H_2 à 2.12 mm (Habart *et al.*, 2005). *Bas Gauche* : Emission de ^{12}CO (3-2) (Habart *et al.*, 2005), *Bas Centre* Observation du continuum à 1.2 mm (Hily-Blant *et al.*, 2005) et *Bas Droite* : Carte de l'émission de C^{18}O dans la transition $J=2-1$ (Hily-Blant *et al.*, 2005).

de rayonnement environnant. Sa distance est relativement semblable à celle de la Barre d'Orion puisqu'elle a été estimée à ~ 400 pc (Anthony-Twarog, 1982).

5.3.1 Champ de rayonnement

La PDR de la Tête de Cheval reçoit le champ de rayonnement le moins intense des trois régions de notre étude. En effet, son étoile excitatrice, le système double σ Ori (type spectral O9.5V), bien qu'ayant une température élevée ($T = 34600$ K Schaerer & de Koter, 1997) est située à ~ 3.5 pc du bord du nuage. En traversant cet espace, le champ de rayonnement s'atténue fortement si bien que la Tête de Cheval reçoit un champ environ 100 fois plus intense que l'ISRF de Habing.

5.3.2 Observations et structure

La nébuleuse de la Tête de Cheval a été cartographiée à des longueurs d'onde allant du visible à au domaine millimétrique. Dans le domaine visible, elle apparaît sombre par rapport à la région HII IC 434 située derrière elle. Par contre, de l'infrarouge jusqu'au millimétrique, sa morphologie est clairement perceptible en émission (Fig. 5.5). L'émission continue de la tête de cheval a notamment été observée entre 5 et 18 μm (Abergel *et al.*, 2003), à 350 μm (Pound *et al.*, 2003), à 450 et 850 μm par Ward-Thompson *et al.* (2006) et à 1.2 mm (Teyssier *et al.*, 2004), révélant ainsi que l'émission des poussières provenait d'un filament courbé dessinant le nez, le front et la crinière du cheval. Ce filament est également visible à l'aide des traceurs du gaz comme H_2 (Habart *et al.*, 2005) et C_1 (Philipp *et al.*, 2006). A l'est de ce filament, nous trouvons le nuage moléculaire L1630

relié à la tête de cheval par un filament très fin, formant la gorge du cheval, mis en évidence par l'émission de $C^{18}O$ J=2-1 (Pety *et al.*, 2005; Philipp *et al.*, 2006). Les traceurs optiquement épais tels ^{12}CO montrent la présence d'un halo de gaz peu dense entourant la gorge du cheval tandis que l'émission de poussière, plus sensible au champ de rayonnement, révèlent deux condensations.

Notons que la PDR de la Tête de Cheval est celle dont la géométrie de rapproche le plus de l'approximation plan-parallèle. Cette géométrie favorable explique que cet objet est privilégié par les études de modélisation du gaz (Pety *et al.*, 2005; Habart *et al.*, 2005) et de la poussière. Notamment, le travail de modélisation de l'émission des poussières et de comparaison aux données spectroscopiques du télescope Spitzer (Compiègne *et al.*, 2008) a montré des variations du rapport entre les abondances des PAH et des très petits grains d'un facteur ~ 2.5 au pic d'émission de la Tête de Cheval par rapport au rapport d'abondance observé dans les cirrus à haute latitude galactique.

Chapitre 6

Modélisation de l'émission des poussières dans les PDR

Sommaire

6.1	Le modèle DustEM	83
6.1.1	Un outil pour la modélisation des poussières	83
6.1.2	Un modèle pour le milieu diffus à haute latitude galactique	84
6.1.3	Utilisation dans la suite de l'étude	86
6.2	Modèle de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle	86
6.2.1	Principe	86
6.2.2	Section efficace de rétrodiffusion	88
6.2.3	Calcul du flux à la profondeur z	89
6.2.4	Discussion des approximations du modèle de transfert	90
6.3	Modélisation de l'émission des grains dans la Barre d'Orion. . .	92
6.3.1	Article 1 : <i>Evolution of dust in the Orion Bar with Herschel - Radiative Transfer Modelling</i>	92
6.3.2	Principaux résultats	103
6.4	Modélisation de l'émission des grains dans la tête de cheval . .	105
6.4.1	Observations	105
6.4.2	Modélisation	105
6.4.3	Variation d'abondances et de propriétés optiques	110
6.5	Modélisation de l'émission des grains dans NGC 7023 Est . . .	116
6.5.1	Observations	116
6.5.2	Modélisation	117
6.5.3	Conclusions sur NGC 7023 Est	119
6.6	Conclusion	121

6.1 Le modèle DustEM

6.1.1 Un outil pour la modélisation des poussières

DustEM est un outil numérique permettant de calculer l'émissivité locale d'une ou plusieurs populations de poussières. Développé en fortran 95, il est basé sur le formalisme décrit dans Désert *et al.* (1986) afin de déterminer la distribution de température des grains dP/dT . Ainsi,

DustEM permet de calculer la distribution spectrale d'énergie (SED) et l'extinction induite par les poussières, définies par leur distribution en taille, leur abondance et leurs propriétés optiques.

L'utilisateur peut définir son propre modèle de poussière en précisant le type de grains, le rapport de masse $M_{\text{grains}}/M_{\text{gaz}}$ ainsi que la distribution en taille dn/da . Cette dernière grandeur peut être une loi de puissance, log-normale ou définie directement par l'utilisateur. La rayon a des grains est, quant à lui, déterminé via la masse volumique ρ de sorte à ce qu'il corresponde au rayon de la sphère équivalente de masse $m = \rho 4\pi a^3/3$. Le calcul de l'émission et de l'extinction est ensuite effectué à partir des coefficients d'absorption et de diffusion $Q(a, \lambda)$ ainsi que de la capacité calorifique par unité de volume $C(a, T)$ de chaque population de poussières. Notons la possibilité d'appliquer un facteur de pondération dépendant de la taille permettant de prendre en compte divers effets de la physique des grains tels l'ionisation des PAH et de modifier la dépendance spectrale de l'opacité en forçant un indice spectral β (cf Eq. 2.18).

Cet outil de modélisation, décrit en détail par Compiègne *et al.* (2011), est disponible en ligne à l'adresse <http://www.ias.u-psud.fr/DUSTEM>.

6.1.2 Un modèle pour le milieu diffus à haute latitude galactique

Comme évoqué Sect. 2.5, les modèles de poussières sont usuellement ajustés sur les observables du milieu atomique diffus à haute latitude galactique. Compiègne *et al.* (2011) ont proposé un modèle, calculé avec l'outil DustEM, qui reproduit l'émission des poussières de l'infrarouge jusqu'au submillimétrique et l'extinction de l'UV jusqu'au submillimétrique dans le milieu atomique diffus. Notons également qu'un tel modèle de poussières doit être cohérent avec les abondances des éléments observées dans le milieu diffus et résumées Tab. 2.1.

Types de grains

Le modèle Compiègne *et al.* (2011) est une évolution du modèle Désert *et al.* (1990), il suit donc sa philosophie et utilise trois composantes de grains différentes en taille :

- Les PAH, correspondant à de grosses molécules planes contenant des cycles aromatiques hydrogénés dont la taille est de l'ordre du nm.
- Les VSG (pour *Very Small Grains*) qui sont de petits grains ($a \sim 10$ nm) hors équilibre thermique.
- Les BG (pour *Big Grains*) rassemblant l'ensemble des grains dont la taille (~ 100 nm) leur permet d'être à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement incident.

La nature des PAH a déjà été présentée (Fig. 2.11), attardons nous sur celle des VSG et des BG.

Nous avons vu, d'après les observations, qu'il existe parmi les poussières des grains carbonés et des grains silicatés. La première question que nous pouvons nous poser est de nous demander si ces populations sont séparées ou intriquées dans les mêmes grains comme le prédisent les modèles composites. En effet, les modèles composites, comme le modèle de Désert *et al.* (1990), utilisent des grains avec un coeur de silicate entourés d'une enveloppe de carbone. Si cette configuration se retrouvait dans le milieu interstellaire, alors les bandes d'absorptions à $3.4 \mu\text{m}$ traçant la matière carbonée et celle $9.7 \mu\text{m}$ des silicates seraient issues des mêmes grains et donc devraient avoir la même polarisation. Toutefois des mesures de polarisation effectuées par Chiar *et al.* (2006) ont montré que le long d'une même ligne de visée, la bande à $3.4 \mu\text{m}$ n'était pas polarisée au contraire de celle à $9.7 \mu\text{m}$. Cet argument semble indiquer que les grains carbonés et ceux de

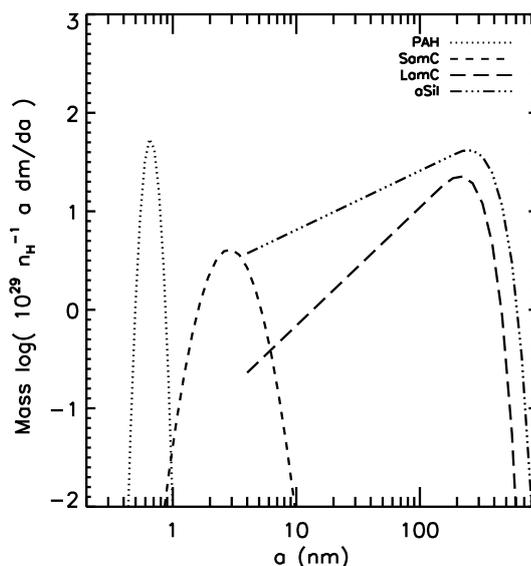


FIGURE 6.1 – Distribution en masse des quatre populations de grains du modèle Compiègne *et al.* (2011).

silicates correspondent à des populations séparées. Même, si ce résultat n'a été obtenu que sur un faible nombre de ligne de visée et que la question est encore ouverte aujourd'hui, le modèle Compiègne *et al.* (2011) considère les populations de grains carbonés et silicatés comme étant séparées. Il s'éloigne sur ce point du modèle Désert *et al.* (1990) qui supposait des grains avec un coeur de silicate et un manteau de carbone.

Ensuite, nous pouvons soulever la question de la structure chimique des grains. Sommes-nous en présence de grains cristallins, ou plutôt de grains amorphes? Cette question a une grande importance pour le calcul des constantes optiques des poussières. S'il semble que les silicates du milieu interstellaire soient amorphes, comme le montre l'absence de sous-structures typiques des silicates cristallins dans les observations, la structure chimique des grains carbonés n'est pas aussi bien connue. Beaucoup de modèles considèrent ces grains comme étant constitués de graphite (Sect. 2.5.3). Le graphite correspond à un empilement de structures cristallines du carbone (hybridation sp^2). Ceci lui confère la propriété intéressante de présenter une bande d'absorption comparable au bump observé dans la courbe d'extinction galactique à 2175 \AA . Cependant, le graphite ne permet pas de reproduire les variations observées de la largeur du bump (Draine & Malhotra, 1993). En effet, les changements de taille et de forme des grains graphitiques influent à la fois sur la largeur du bump mais également sur sa position qui, pourtant dans les observations, seule la largeur varie (Fig. 2.5). En outre, le cycle de vie des poussières leur fait traverser des environnements très différents au sein desquels elles subissent de nombreux processus qui pourraient avoir comme conséquence une désorganisation de leur structure. Nous pouvons donc penser que les grains carbonés sont plutôt amorphes.

Dès lors, le modèle Compiègne *et al.* (2011) utilise les quatre populations de grains ci-dessous :

1. Des PAH, qui reproduisent les bandes aromatiques en émission, les DIB, le comportement en λ^{-1} de la courbe d'extinction dans l'infrarouge et le bump à 2175 \AA .
2. Des petits grains de carbone amorphe hydrogéné (SamC) constituant les VSG qui permettent de reproduire le plateau d'émission dans l'infrarouge moyen.

3. Des gros grains de carbone amorphe hydrogéné (LamC) à l'équilibre thermique qui domine l'extinction dans l'infrarouge proche.
4. Des silicates amorphes (aSil), eux aussi à l'équilibre thermique, qui dominent l'émission et l'extinction dans l'infrarouge lointain et reproduisent les bandes d'absorption à 9.7 et 18 μm .

Les distributions en taille des grains hors équilibre thermique (PAH et SamC) sont log-normales tandis que les deux populations de BG ont une taille distribuée en loi de puissance avec coupure exponentielle afin de reproduire la polarisation dans le proche infrarouge (Kim & Martin, 1995). Elles sont indiquées Fig. 6.1. La comparaison de ce modèle aux observations du milieu atomique diffus est illustrée Fig. 6.2.

6.1.3 Utilisation dans la suite de l'étude

Le modèle Compiègne *et al.* (2011) propose une combinaison de populations de grains permettant de reproduire l'ensemble des observations de la poussière dans le milieu diffus à haute latitude galactique. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons ce modèle comme un modèle canonique de poussières non évoluées. Il sera appliqué à des environnements non diffus, où des changements significatifs dans les abondances et les propriétés optiques des grains sont attendus. De plus, l'outil DustEM n'étant dédié qu'au calcul de l'émission et de l'extinction des grains sans transfert de rayonnement, son application aux régions de photodissociation nécessite de le coupler à un modèle de transfert radiatif.

6.2 Modèle de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle

Au sein des régions de photodissociation, les effets de transfert de rayonnement sont très importants et doivent être pris en compte lorsque nous souhaitons modéliser l'émission des poussières. En effet, le rayonnement UV-visible est absorbé par les poussières qui se retrouvent chauffées et émettent alors dans l'infrarouge. Pour calculer le flux dans la PDR, il est nécessaire d'évaluer la contribution de chacun de ces phénomènes. Le modèle que nous allons décrire ici reprend les sorties de DustEM et a déjà été utilisé pour la modélisation de l'émission des grains chauffés stochastiquement dans la Tête de Cheval et NGC 2023 (Compiègne *et al.*, 2008).

6.2.1 Principe

Le modèle de transfert utilise l'approximation plan-parallèle semi-infini. Le nuage est considéré comme un mur infini dans la direction perpendiculaire à l'axe étoile-nuage, recevant un champ de rayonnement de façon orthogonale (Fig. 6.3). Cette approximation est valable si le bord du nuage est suffisamment éloigné de l'étoile. Dès lors, la seule dimension à considérer est l'axe étoile-nuage, perpendiculaire à la PDR. Le calcul du transfert n'est à opérer que le long de cet axe et l'unique variable est la profondeur z , définie comme nulle au bord du nuage.

La PDR est, quant à elle, définie par un profil de densité $n(z)$ que nous choisissons au regard des conditions physiques de la PDR et des observations. Le champ de rayonnement ne provient que d'un seul côté et correspond à celui issu d'une étoile dont les propriétés sont imposées par l'utilisateur auquel s'ajoute l'ISRF de Mathis *et al.* (1983). De plus, il est dilué en fonction de la distance d de l'étoile au bord du nuage car le champ de rayonnement diminue en $1/d^2$.

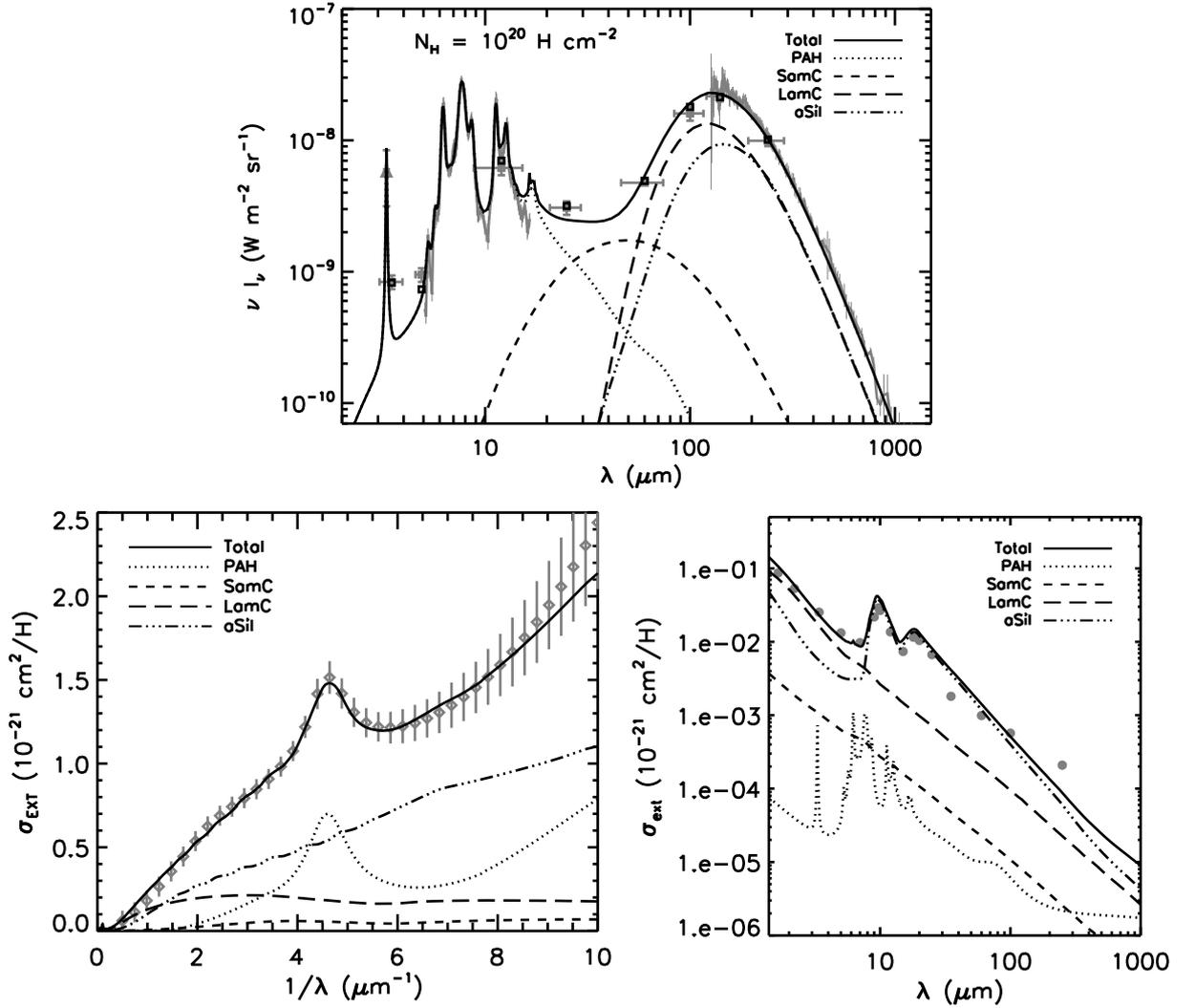


FIGURE 6.2 – Comparaison du modèle Compiègne *et al.* (2011) aux observations du milieu atomique diffus à haute latitude galactique. Haut : SED de la poussière calculée par le modèle, normalisée à $N_H = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ et comparée aux observations présentées Fig.2.7. Les carrés correspondent aux flux calculés par le modèle intégrés dans les bandes des instruments. Bas Gauche : Courbe d’extinction du modèle dans l’UV-visible. Bas Droite : Courbe d’extinction modélisée comparée aux observation infrarouges. (Figures extraites de Compiègne *et al.*, 2011).

Les poussières contenues dans la PDR ont pour effet d’absorber puis de réémettre à plus grande longueur d’onde, ou de diffuser le rayonnement. Dans ce dernier cas, la direction de propagation des photons change, cependant, au sein d’un nuage semi-infini en géométrie plan-parallèle, il n’est pas utile d’effectuer le calcul pour tous les angles. Nous avons juste besoin de distinguer les diffusions vers l’avant (angle de diffusion $< 90^\circ$) de celles vers l’arrière (angle de diffusion $> 90^\circ$) que nous qualifierons par la suite de rétrodiffusions. Avec ces considérations, un photon du modèle peut subir quatre différents destins :

- une transmission sans interagir avec les grains ;
- une absorption par les grains ;

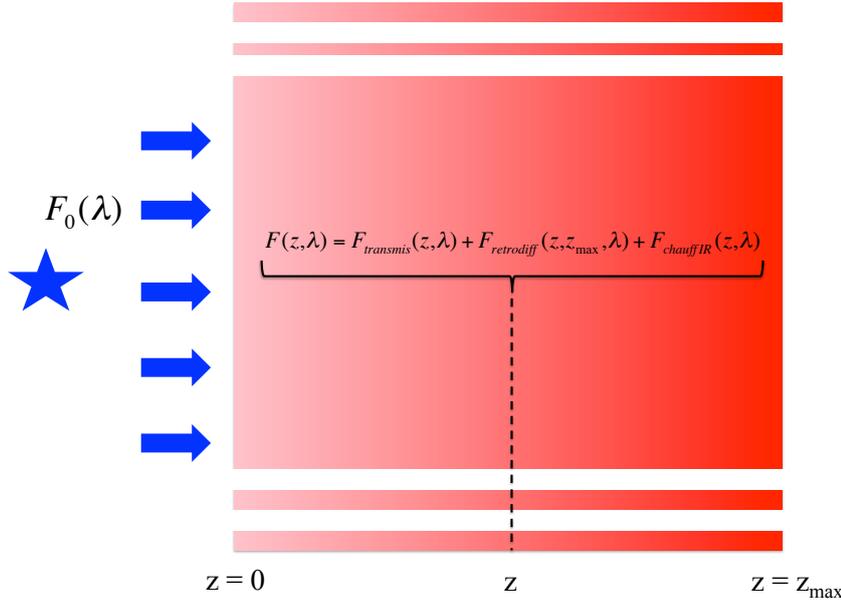


FIGURE 6.3 – Schéma de la PDR dans le cadre du modèle du plan-parallèle semi-infini. Le nuage est éclairé par le champ de rayonnement plan-parallèle issu de l'étoile (flèches bleues). Le flux à une profondeur donnée z est défini comme la somme du flux transmis par la poussière progressivement éteint à mesure que z augmente, du flux provenant des plus grandes profondeurs diffusé vers l'arrière et de l'émission infrarouge provenant des grains situés en amont.

- une diffusion vers l'avant ;
- une rétrodiffusion.

Nous ajoutons alors deux approximations au modèle :

1. les diffusions vers l'avant sont considérées comme des transmissions ;
2. un photon ne peut être rétrodiffusé qu'une seule fois.

L'impact de cette dernière approximation sera discuté plus loin.

Par conséquent, le flux à une profondeur z est donné par :

$$F(z, \lambda) = F_{\text{trans}}(z, \lambda) + F_{\text{rétrodifff}}(z, z_{\max}, \lambda) + F_{\text{chauffIR}}(z, \lambda) \quad (6.1)$$

où $F_{\text{trans}}(z, \lambda)$ est le flux incident provenant des parties du nuage dont la profondeur est comprise entre 0 et z , $F_{\text{rétrodifff}}(z, z_{\max}, \lambda)$ est le flux rétrodiffusé par les parties du nuage dont les profondeurs sont comprises entre z et z_{\max} et $F_{\text{chauffIR}}(z, \lambda)$ est un terme correspondant à la réémission dans l'infrarouge des poussières situés à moindre profondeur. Les grandeurs importantes du calcul de transfert sont les sections efficaces d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ et de rétrodiffusion $\sigma_{\text{rétrodifff}}(\lambda)$

6.2.2 Section efficace de rétrodiffusion

S'il nous suffit de reprendre la section efficace d'absorption utilisée par le modèle de poussière, la section efficace de rétrodiffusion doit être calculée par le modèle de transfert.

La section efficace de rétrodiffusion dépend de $\sigma_{\text{diff}}(\lambda)$, la section efficace de diffusion. Dans le cas de grains sphériques et isotropes, la symétrie axiale permet d'exprimer $\sigma_{\text{rétrodifff}}(\lambda)$ uni-

quement en fonction de θ , l'angle entre la direction de propagation du photon avant et après diffusion :

$$\sigma_{\text{rétrodif}}(\lambda) = 2\pi \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (6.2)$$

où $d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)/d\Omega$ est la section efficace différentielle de diffusion par unité d'angle solide.

La dépendance angulaire de la diffusion est donnée par la fonction de phase $\Phi(\theta)$ définie par :

$$\Phi(\theta, \lambda) = \frac{1}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda)} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \quad (6.3)$$

et donc,

$$\frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} = \Phi(\theta, \lambda) \sigma_{\text{diff}}(\lambda) \quad (6.4)$$

Nous associons cette fonction de phase théorique à celle empirique de Henyey & Greenstein (1941) (Eq. 2.13, que nous rappelons ici), qui décrit la fonction de phase des grains interstellaires :

$$\Phi_{\text{H-G}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (6.5)$$

où $g = \langle \cos(\theta) \rangle$ est le paramètre d'asymétrie (Sect. 2.2.5). Notre modèle utilise la valeur fixe de $g = 0.6$, qui est communément admise pour le milieu interstellaire diffus (Witt *et al.*, 1997; Schiminovich *et al.*, 2001). Nous discuterons de cette approximation Sect. 6.2.4. Finalement, d'après les Eqs. 6.2 et 6.4 :

$$\sigma_{\text{rétrodif}}(\lambda) = 2\pi \sigma_{\text{diff}}(\lambda) \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \Phi_{\text{H-G}}(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (6.6)$$

Le résultat de cette intégration donne 88 % de rayonnement diffusé vers l'avant et 12 % rétrodiffusé.

6.2.3 Calcul du flux à la profondeur z

Dans cette section, nous allons expliciter les différents termes de l'Eq. 6.1. Nous considérons un nuage de densité $n(z)$ situé à une distance d d'une source lumineuse dont le flux après dilution est $F_0(\lambda)$. Le flux transmis dans le nuage est simplement le flux incident atténué par l'extinction soit :

$$F_{\text{trans}}(z, \lambda) = F_0(\lambda) e^{-\tau(0 \rightarrow z, \lambda)} \quad (6.7)$$

où $\tau(0 \rightarrow z, \lambda)$ est l'épaisseur optique entre le bord du nuage et la profondeur z , qui s'exprime de façon générale entre deux profondeurs du nuage z_1 et z_2 :

$$\tau(z_1 \rightarrow z_2, \lambda) = \int_{z_1}^{z_2} n(z') (\sigma_{\text{abs}}(z', \lambda) + \sigma_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)) dz' \quad (6.8)$$

Pour ce qui est du flux rétrodiffusé, il trouve son origine dans les couches $z' > z$ et :

$$F_{\text{rétrodif}}(z, z_{\text{max}}, \lambda) = \int_z^{z_{\text{max}}} dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) e^{-\tau(z' \rightarrow z_{\text{max}}, \lambda)} \quad (6.9)$$

avec $dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$ le flux rétrodiffusé par une couche élémentaire d'épaisseur dz' située à la profondeur z' . Ce flux subit l'extinction par les couches se trouvant entre z' et z d'où la présence

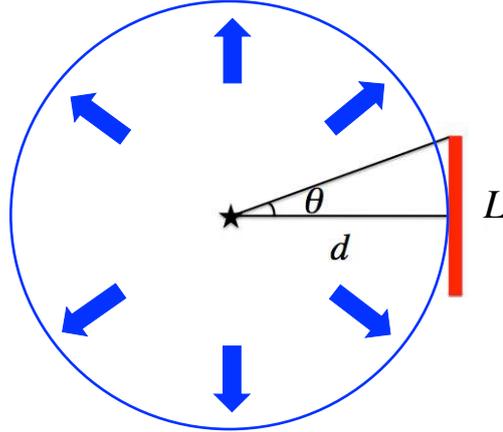


FIGURE 6.4 – Géométrie du problème : le champ de rayonnement incident est indiqué par les flèches bleues et le cercle centrée sur l'étoile, le nuage est symbolisé par le bord rouge. Les dimensions de cette figure sont à l'échelle pour le cas de la Barre d'Orion.

de l'exponentielle décroissante dans l'intégrale. Enfin, nous pouvons exprimer $dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$ en fonction du flux transmis en z' :

$$dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) = F_{\text{trans}}(z', \lambda) (1 - e^{-d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)}) \simeq F_{\text{trans}}(z', \lambda) d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) \quad (6.10)$$

où $d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$ est l'épaisseur optique de rétrodiffusion de la couche élémentaire dz' .

L'émission infrarouge des poussières chauffe les profondeurs du nuage. Pour prendre en compte son effet, nous effectuons une itération pour chaque couche de profondeur z , et répétons les calculs de transfert avec comme champ de rayonnement incident l'émission des poussières situées dans les couches $z' < z$.

6.2.4 Discussion des approximations du modèle de transfert

En décrivant le principe et les calculs du modèle de transfert utilisé, nous avons mentionné plusieurs approximations sur lesquelles nous revenons dans cette section.

Approximation géométrique

Ce modèle est dédié à l'étude des nuages à géométrie plan-parallèle. Comme déjà évoquée, la justification de cette approximation dépend de la géométrie de l'objet. En effet, dans le modèle, tous les photons entrent perpendiculairement au bord du nuage, or ceci n'est vérifié que si ce dernier est suffisamment éloigné de la source lumineuse (en supposant que la plan étoile PDR est parallèle au plan du ciel). De simples considérations géométriques permettent de comprendre que l'approximation est acceptable si l'angle θ est petit (Fig. 6.4). Cet angle est défini par :

$$\theta = \arctan\left(\frac{L}{2d}\right) \quad (6.11)$$

où L est la dimension de la PDR dans le plan du ciel et d la distance du bord du nuage à l'étoile. Plus cet angle est faible, plus l'approximation plan-parallèle est vérifiée.

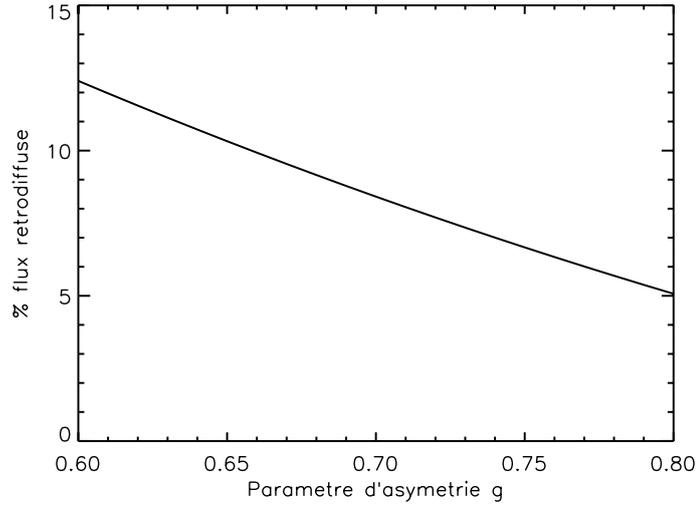


FIGURE 6.5 – Variation du flux rétrodiffusé en fonction du paramètre d’asymétrie dans le modèle de transfert de rayonnement.

Approximations dans le calcul du transfert

La première approximation dans le calcul est de considérer le paramètre d’asymétrie g comme étant égal à 0.6. Ceci est vérifié pour le milieu interstellaire diffus mais dans les PDR, rien ne nous permet de l’affirmer. Les mesures de g dans les nébuleuses par réflexion et les nuages denses montre une valeur autour de 0.8 (Sect. 2.2.5). Le paramètre d’asymétrie définit la dépendance en phase de la diffusion et permet de calculer la proportion de flux diffusé vers l’avant et vers l’arrière. Nous avons calculé la variation de la proportion de flux rétrodiffusé avec g . Les résultats sont montrés Fig 6.5 et nous voyons que pour une variation de g de 0.6 à 0.8, la quantité de flux rétrodiffusé diminue de 7%, ce qui dans notre modèle peut être considéré comme acceptable.

La seconde approximation dans le calcul du transfert de rayonnement est de considérer qu’il ne peut y avoir qu’une seule rétrodiffusion dans le nuage. En toute rigueur plusieurs rétrodiffusions sont possibles et l’Eq. 6.1 s’écrit alors :

$$F(z, \lambda) = F_{\text{trans}}(z, \lambda) + \sum_{k=0}^{\infty} [F_{\text{rétrodiff}}^{2k+1}(z, z_{\text{max}}, \lambda) + F_{\text{rétrodiff}}^{2k}(0, z, \lambda)] + F_{\text{chauff IR}}(z, \lambda) \quad (6.12)$$

Dans cette équation, nous notons $F_{\text{rétrodiff}}^n$ la n -ième rétrodiffusion subie par les photons. Or, la proportion de flux rétrodiffusé est entièrement défini par le paramètre d’asymétrie g . Ce dernier étant toujours fixé à 0.6, les proportions que nous avons calculées à partir de l’Eq. 6.6 sont toujours correctes. Par conséquent, la somme des termes de rétrodiffusion où $k > 0$ dans l’Eq. 6.12, ne représente au maximum que 2% du flux total (une augmentation de g diminue cette proportion), ce qui justifie le fait de ne prendre en compte qu’une seule rétrodiffusion.

Ce modèle de transfert de rayonnement, ainsi couplé au modèle DustEM va nous permettre de modéliser l’émission des poussières dans les PDR et de confronter les résultats aux observations infrarouges (Spitzer et Herschel) afin de sonder l’évolution des propriétés des grains dans les interfaces denses.

6.3 Modélisation de l'émission des grains dans la Barre d'Orion.

6.3.1 Article 1 : *Evolution of dust in the Orion Bar with Herschel - Radiative Transfer Modelling*

L'objet de cet article, publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* en avril 2012, est l'étude de l'évolution des poussières dans la Barre d'Orion. Ce travail est basé sur les nouvelles observations de cette PDR obtenues avec le télescope Herschel. Les sections 1 et 2 sont dédiées à l'introduction et à la présentation des données ainsi que de leur traitement. La section 3 présente une analyse de la morphologie de la Barre d'Orion au regard de ces nouvelles données infrarouge lointain permettant de résoudre spatialement l'émission dans la Barre. La section 4 étudie le spectre des BG, sujet qui sera approfondi dans le Chap. 7 de ce document. La section 5 traite, quant à elle, du couplage des données Herschel avec les données à plus courte longueur d'onde de l'instrument IRAC à bord de Spitzer, afin d'étudier simultanément les profils d'émission des PAH et des BG au travers de la PDR. Dans la section 6, à partir du modèle de poussières et de transfert présenté ci-dessus, nous effectuons une modélisation de la Barre d'Orion et comparons les profils d'intensité observés au modèle. Les conclusions de cette étude sont résumées section 7.

Evolution of dust in the Orion Bar with *Herschel*[★]

I. Radiative transfer modelling

H. Arab¹, A. Abergel¹, E. Habart¹, J. Bernard-Salas¹, H. Ayasso¹, K. Dassas¹, P. G. Martin², and G. J. White^{3,4}¹ Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), UMR8617, CNRS/Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France
e-mail: heddy.arab@ias.u-psud.fr² Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, Toronto, Ontario, M5S 3H8, Canada³ The Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot OX11 0QX, UK⁴ Department of Physics & Astronomy, The Open University, Milton Keynes MK7 6 AA, UK

Received 28 November 2011 / Accepted 7 February 2012

ABSTRACT

Context. Interstellar dust is a key element in our understanding of the interstellar medium and star formation. The manner in which dust populations evolve with the excitation and the physical conditions is a first step in comprehending the evolution of interstellar dust.

Aims. Within the framework of the Evolution of interstellar dust *Herschel* key programme, we have acquired PACS and SPIRE spectrophotometric observations of various photodissociation regions, to characterise this evolution. The aim of this paper is to trace the evolution of dust grains in the Orion Bar photodissociation region.

Methods. We used *Herschel*/PACS (70 and 160 μm) and SPIRE (250, 350 and 500 μm) together with *Spitzer*/IRAC observations to map the spatial distribution of the dust populations across the Bar. Brightness profiles were modelled using the DustEM model coupled with a radiative transfer code.

Results. Thanks to *Herschel*, we are able to probe in great detail the dust emission of the densest parts of the Orion Bar with a resolution from 5.6'' to 35.1''. These new observations allow us to infer the temperature of the biggest grains at different positions in the Bar, which reveals a gradient from ~ 70 K to 35 K coupled with an increase of the spectral emissivity index from the ionization front to the densest regions.

Combining *Spitzer*/IRAC observations, which are sensitive to the dust emission from the surface, with *Herschel* maps, we were able to measure the Orion Bar emission from 3.6 to 500 μm . We find a stratification in the different dust components that can be quantitatively reproduced by a simple radiative transfer model without dust evolution (diffuse interstellar medium abundances and optical properties).

However, including dust evolution is needed to explain the brightness in each band. Polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) abundance variations, or a combination of PAH abundance variations with an enhancement of the biggest grain emissivity caused by coagulation give good results. Another hypothesis is to consider a length of the Bar along the line of sight different at the ionization front than in the densest parts.

Key words. infrared: ISM – dust, extinction – photon-dominated region (PDR) – ISM: individual objects: Orion Bar – radiative transfer

1. Introduction

Interstellar grains constantly interact with their surrounding gaseous environment. They also strongly interact with radiation, absorbing the UV/visible photons from stars and re-emitting the energy in the infrared range. Their emission wavelength range depends on both the grain size and composition. To study the dust properties and their evolution, many models have been developed in the last two decades to reproduce the dust emission spectrum and the extinction curve (e.g., Desert et al. 1990; Zubko et al. 2004; Draine & Li 2007; Compiègne et al. 2011). Most of these use three dust components to reproduce the observational constraints: polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs), “very small grains” (VSGs), and big grains (BGs). The two first are made of carbonaceous particles. Owing to their sizes ($\sim [0.4\text{--}10]$ nm), they are stochastically heated and emit most of their energy below 60 μm . The BGs (up to ~ 200 nm) are in

thermal equilibrium with the radiation field and contain most of the dust mass. During their life, dust grains undergo modification of their size, structure and chemical composition. To understand this evolution, we need to trace the characteristics of grains in relation to changes of the physical and dynamical properties.

Photo-dissociation regions (PDRs) are the surface layers where the radiation field is able to dissociate H_2 molecules but cannot ionize hydrogen atoms. Consequently, they are found at the interface of HII regions and molecular clouds. In these zones, the radiation field coming from nearby OB stars regulates the physical and chemical evolution of the gas. That is why PDRs are the favourite laboratories to study evolution of the dust and gas constituents with the local excitation and the physical conditions.

The Orion Bar has been extensively observed, leading to a large dataset in different tracers of the gas component (e.g., White & Sandell 1995; van der Werf et al. 1996; Walmsley et al. 2000; Goicoechea et al. 2011). Located between the Trapezium cluster and the Orion Molecular Cloud, the Bar is part of the Orion nebula and lies at 414 ± 7 pc away from

[★] *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

the Earth (Menten et al. 2007). The incident radiation field is dominated by the O6 star θ^1 Ori C and has been estimated to $G = [1-4] \times 10^4 G_0$ at the ionization front (Marconi et al. 1998; Tielens & Hollenbach 1985) where G_0 is the integrated intensity of the standard interstellar radiation field (ISRF) given by Habing (1968).

Observational studies of the bright Bar have been accompanied by several modelling studies to determine its physical structure, excitation, and gas emission. Previous studies revealed different layers within the PDR, with a stratified structure typical of an edge-on geometry (e.g., Tielens et al. 1993; Tauber et al. 1994; Lis & Schilke 2003). HCO⁺ and HCN $J = 1-0$ emission line maps from Young Owl et al. (2000) showed the presence of dense clumps ($n_{\text{H}} = 3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$) embedded in an interclump medium with a density $n_{\text{H}} \approx 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, which emits most of the intensity.

Within the framework of the ‘‘Evolution of interstellar dust’’ *Herschel* key programme (Abergel et al. 2010), the Orion Bar has been observed by the ESA *Herschel* Space Observatory (Pilbratt et al. 2010). Its unprecedented spatial resolution together with its spectral coverage at the far-infrared wavelengths allow us to probe the dust evolution within PDRs. The broad sensitivity range and the spectrophotometric capabilities of PACS (Poglitsch et al. 2010) and SPIRE (Griffin et al. 2010) detectors give a unique view of the Orion Bar at the far-infrared wavelengths. Several papers by our group deal with *Herschel* observations of the Orion Bar. Bernard-Salas et al. (2012) focused on PACS spectroscopic data whereas Habart et al. (in prep.) explore SPIRE/FTS observations. In this paper, we present the photometric maps from PACS and SPIRE to study the emission of dust at thermal equilibrium with the radiation. We seek to address the following questions: what are the processes involved in the dust evolution in the Orion Bar? Are there abundance variations from the diffuse ISM? And are there any differences in the optical properties of the grains in the Bar compared to grains in the diffuse ISM?

Section 2 describes the photometric data from SPIRE and PACS, explaining how they were reduced. In Sect. 3, the morphology of the Orion Bar in the *Spitzer* and *Herschel* bands is presented. These new observations allow us to study the evolution of the BG spectral energy distribution across the Orion Bar (Sect. 4), but also to probe dust emission by mapping its spatial distribution (Sect. 5). In Sect. 6, we model the dust emission in the Orion Bar using the DustEM model (Compiègne et al. 2011) coupled with a radiative transfer code, which is compared to our data. The results are discussed in Sect. 7.

2. Observations and data processing

The Orion Bar was mapped during the *Herschel* Science Demonstration Phase (SDP) on February 23, and March 11, 2010 using the PACS (70 and 160 μm) and SPIRE photometers (250, 350 and 500 μm). For PACS, two concatenated and perpendicular $12' \times 12'$ scan maps (corresponding to two obsIds) were observed using the medium scan speed (20''/s), a scan length of 12', a cross-scan step of 50'', and a 15 scan legs (total observing time 1726 s). For SPIRE, a single map was taken without a repetition (total observing time of 193 s).

2.1. Data processing

The SPIRE maps reported in this paper are the Level 2 naive maps delivered by the *Herschel* Space Center (HIPE

version 7.0.1991), with standard corrections for instrumental effects and glitches. Striping induced by offsets in the flux calibration from one detector to another was removed using the Scan Map Destriper module included in the HIPE environment. The overall absolute flux accuracy is dominated by the calibration uncertainty and is conservatively estimated to be $\pm 7\%$ ¹.

The PACS data were processed with HIPE (version 6.0.1196) with special care for deglitching and the removal of the $1/f$ noise component. For each filter, processing from Level 0 to Level 1 is performed on each obsId and yielded one Level 1 frame by obsId. A second-level glitch mask was computed from preliminary maps built from the frames after high-pass median filtering. Object masks were also attached to the Level 1 frames. These were computed from the preliminary maps (using the second-level glitch mask) to flag the brightest parts of the sky on the high-pass filtering step performed from Level 1 to Level 2 (see below).

The processing from Level 1 to Level 2 combines the two Level 1 frames to obtain one final map for each filter. The $1/f$ noise component was removed with high-pass median filtering, using the glitch mask and the object mask. To avoid any filtering of extended emission, we have taken a relatively broad window size, corresponding to five times the scan length. Finally, we performed a simple coaddition of the data. The overall absolute flux accuracy is estimated to be $\pm 20\%$ (Ali 2011) for both the blue and red bands, corresponding to the conservative value for extended sources.

The maps from our *Herschel* programme are shown in Fig. 1 with the 3.6 μm IRAC observation (from the *Spitzer* Data Archive). The zero point of *Herschel* maps is unknown, therefore, a background emission centred around the position $\alpha_{J2000} = 5\text{h}35\text{min}26.7\text{s}$ and $\delta_{J2000} = -5^{\circ}26'4.7''$ and corresponding to emission unrelated to the Bar was subtracted from the data. This point is not critical for our analysis given the high brightness of the Orion Bar compared to the background emission. The five processed maps are publicly available (<http://idoc-herschel.ias.u-psud.fr/sitools/client-user/>).

2.2. Beam effects

To make a coherent spatial study and extract spectral energy distributions (SEDs), all maps need to be brought in the same beam, in our case the 500 μm beam. The simplest way to do that is to assume that *Herschel* beams are Gaussian. Therefore each map is usually convolved by a Gaussian whose full width at half maximum (FWHM) is given by

$$\text{FWHM} = \sqrt{\text{FWHM}_2^2 - \text{FWHM}_1^2}, \quad (1)$$

where FWHM₁ is the FWHM of the considered beam and FWHM₂ is the FWHM of the larger beam of the dataset. Nevertheless, simulations and measurements of *Herschel* point spread functions (PSFs) show that the real beams are significantly different from Gaussian since they present asymmetries and secondary lobes (Sibthorpe et al. 2011). This point is particularly critical since ignoring secondary lobes misestimates the fluxes at the edges of bright structures, as illustrated in Fig. 2. Therefore, it is necessary to take into account the real shape of the beam in our study, and we used the theoretical PSFs delivered by the *Herschel* Science Centre. The transition functions needed

¹ From the SPIRE observers' manual, available on the webpage: <http://Herschel.esac.esa.int/>

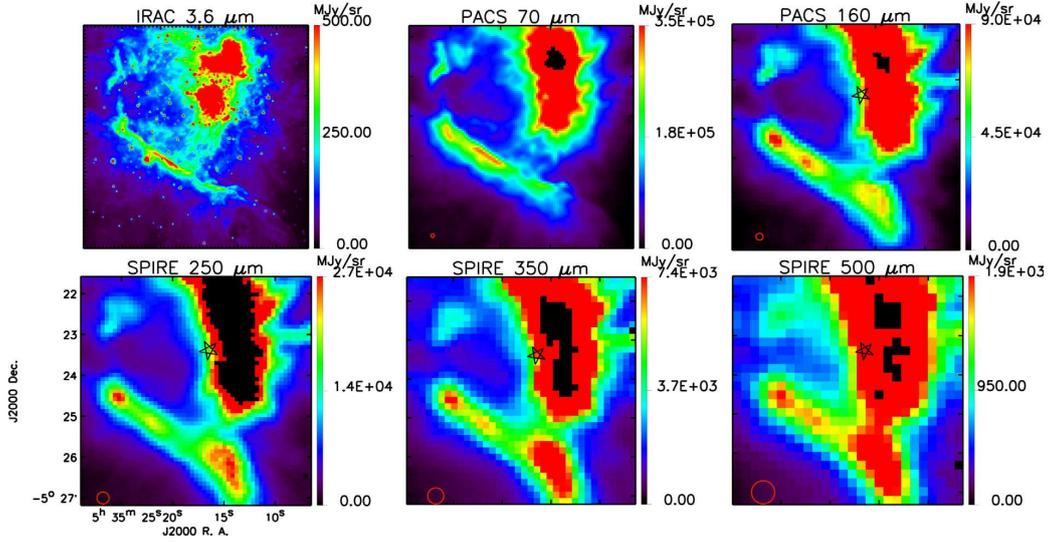
H. Arab et al.: Evolution of dust in the Orion Bar with *Herschel*. I.


Fig. 1. Orion Bar maps observed by the IRAC, PACS and SPIRE instruments. The red circle in the left corner stands for the FWHM for each channel, and the black star shows the location of the illuminating source. The saturated pixels are indicated in black.

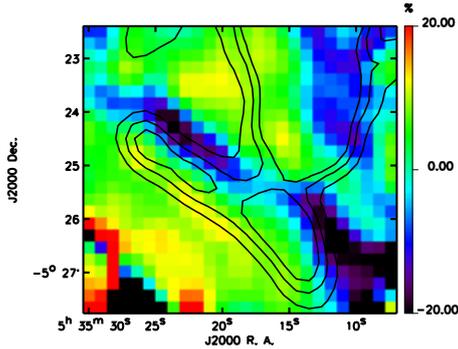


Fig. 2. $(I_{250\mu\text{m}} * h(x, FWHM) - I_{250\mu\text{m}} * \hat{k}_{250 \rightarrow 500}) / (I_{250\mu\text{m}} * \hat{k}_{250 \rightarrow 500})$: relative differences between the $250\mu\text{m}$ observation brought to the $500\mu\text{m}$ resolution using a $30.4''$ FWHM Gaussian and the transition PSF obtained with our method; black contours show the $250\mu\text{m}$ emission (levels: 10 500, 14 000, 17 500 MJy sr^{-1}).

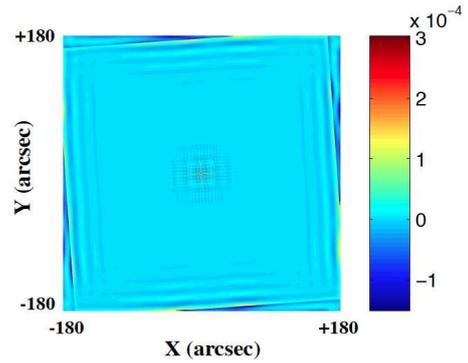


Fig. 3. Relative error in the reconstruction of the SPIRE $500\mu\text{m}$ from the $250\mu\text{m}$ one using our inversion method: $(\text{PSF}_{500} - \text{PSF}_{250} * \hat{k}_{250 \rightarrow 500}) / \max(\text{PSF}_{500})$.

to convolve the maps to a common beam size do not have an analytical form, and must be numerically calculated.

Computing a transition function k between two PSFs, $\text{PSF}_2 = \text{PSF}_1 * k$, is a deconvolution problem (Gonzalez & Woods 1992). We chose a regularised least-squares method (Tikhonov 1963) to compute a transition PSF k from a given channel of PSF_1 to PSF_2 :

$$\hat{k} = \arg \min J(k) = \|\text{PSF}_2 - \text{PSF}_1 * k\|_2^2 + \mu \|\Omega(k)\|_2^2, \quad (2)$$

where Ω is a smoothness function taken as a derivative in our case, and μ is the regularisation parameter, which can be fixed according to the noise level present in both PSFs. A transition PSF corresponds to a couple of channels for a given observation because the orientation angles of the instruments are required in the computation. Recently, Aniano et al. (2011) have proposed common-resolution convolution kernels based on another method. In their approach, the low-pass filtering, needed to avoid

problems in the high-frequency component, is made by a filter whose shape is fixed whatever the considered beams. In our method the filtering is optimised by adapting the filter according to the shape of the considered PSFs, thus the transition function computed is optimal in the least-squares sense. Thanks to regularisation process, this method is able to give a very good reconstruction of k , respecting the balance between spectral information available in the PSFs and the noise levels (Fig. 3). We present the *Herschel* observations convolved to the $500\mu\text{m}$ resolution and gridding in Fig. 4.

3. Morphology of the Orion Bar with *Herschel*

We have mapped the emission of the BGs, which trace the matter up to the densest regions of the Orion Bar. Indeed, with *Spitzer*/IRAC, we only detected the emission of the smallest dust particles, which is strongly dependent on the radiation field since they are stochastically heated. Therefore, we observed the emission coming from the surface of dense regions. This is illustrated

A&A 541, A19 (2012)

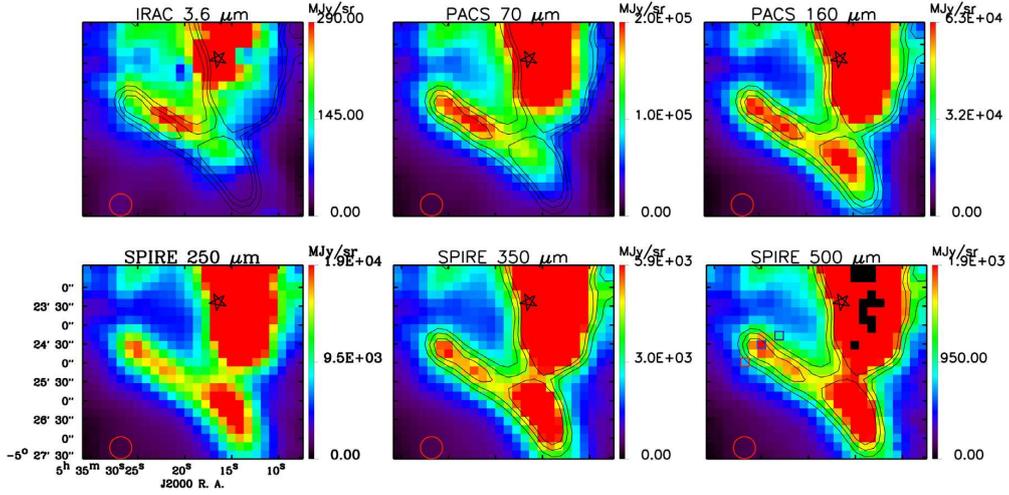


Fig. 4. Observed maps convolved to the $500\ \mu\text{m}$ beam (red circle; $FWHM = 35.1''$) using the inversion method described Sect. 2.2. The three-colour squares on the $500\ \mu\text{m}$ observation stand for the positions of the three SEDs shown Fig. 5. Black contours show the $250\ \mu\text{m}$ emission convolved to the $500\ \mu\text{m}$ beam (red circle) with levels at 10 000, 12 500 and 15 000 MJy sr^{-1} .

Table 1. Contribution of VSGs to the overall intensity (in %) according to the DustEM model^(a) in the five *Herschel* bands for the spectra shown in Fig. 5.

Offset from the $500\ \mu\text{m}$ peak position (5h35min16s; $-5^{\circ}23'23''$)	$70\ \mu\text{m}$	$160\ \mu\text{m}$	$250\ \mu\text{m}$	$350\ \mu\text{m}$	$500\ \mu\text{m}$
($+28''$, $-14''$) (top panel of Fig. 5)	4.1	3.5	3.6	4.0	5.4
($0''$, $0''$) (middle panel of Fig. 5)	4.0	2.4	2.3	2.6	2.7
($-28''$, $+28''$) (low panel of Fig. 5)	4.2	2.0	1.9	2.1	2.2

Notes. ^(a) We use the same dust populations as in Compiègne et al. (2011) and an excitation corresponding to θ^1 Ori C.

by the first panel of Fig. 1. The $3.6\ \mu\text{m}$ map from *Spitzer*/IRAC exhibits numerous narrow bright filaments caused by the illuminated edge of the Bar. These bright filaments contain small-scale structures, revealing the complexity of the edge of the Bar.

In *Herschel* bands, it is striking to note that the general structure of the Bar appears the same (Fig. 1), especially if we look at the maps brought to the same resolution (Fig. 4). Even if the ridge appears broader because of resolution effects, the shape is the same and we recognize the sub-structure along the Bar seen with IRAC. However, because we are sensitive to BGs and denser matter, we see several differences in the sub-structure. For example, the south-west part of the Bar ends with a bright cloud that is invisible at shorter wavelengths, indicating the presence of cold material. Besides, the sub-structures detected along the Bar have not the same relative brightness at different wavelengths. The brightest one at $70\ \mu\text{m}$ is the faintest at $250\ \mu\text{m}$, revealing a strong difference of temperature. Finally, we observed with *Herschel* an increase of the distance between the observed Bar and the illuminating star with increasing wavelength.

With these new *Herschel* observations, combined with *Spitzer*/IRAC data, we are able to study the spectrum of the BG emission and to make a coherent spatial study of the different dust populations in the Orion Bar.

4. BG spectrum

The PACS and SPIRE data allow us to derive the BG component spectrum at each position on the Bar. After convolving all

maps to the $500\ \mu\text{m}$ beam, we fitted a modified blackbody to the extracted spectra according to

$$I_{\nu} = \tau_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta} B_{\nu}(T), \quad (3)$$

where I_{ν} is the specific intensity, τ_{ν_0} is the dust optical depth at frequency ν_0 , β is the spectral emissivity index, B_{ν} is Planck's function, and T is the dust temperature. The fits were performed using the *MPFIT* IDL function (Markwardt 2009), which relies on the Levenberg-Marquardt algorithm. The free parameters τ_{ν_0} , β and T were computed for each pixel of the maps. The five bands were included in the fits because BGs dominate in all bands. This has been verified with the DustEM model, which is able to quantify the contribution of non-equilibrium emission at a given wavelength (Table 1).

Errors entered in the fits are conservative and correspond to the calibration uncertainties (20% for PACS and 7% for SPIRE) because the statistical noise is negligible compared to calibration errors. The fitted spectra were integrated over the instrument filters to take the colour correction into account. We can then study the behaviour of the BG spectrum at different positions in the cloud. Figure 5 shows the evolution of the BG spectrum while crossing the PDR. The exact positions are shown by the coloured squares in Fig. 4. In front of the Bar (top panel of Fig. 5), the fitted temperature is 71 ± 10 K, whereas as we enter into the bright ridge, it decreases sharply to 49 ± 4 K (middle panel of Fig. 5). Behind the Bar (low panel of Fig. 5), BGs cool

H. Arab et al.: Evolution of dust in the Orion Bar with *Herschel*. I.

down to 37 ± 2 K. The β spectral emissivity index follows an inverse behaviour, increasing from 1.2 to 2.2. This trend is real but might be amplified by the mixture of grains of different temperature along the line of sight. Indeed, mixing can significantly broaden and flatten the modified blackbody shape. This effect is more pronounced in front of the Bar, where the geometry is not edge-on (purple spectrum). Thanks to the high resolution of *Herschel* observations, we are able to probe T and β variations on small spatial scales ($\sim 35''$), in a single and transition object for the first time. A full study of T and β in the Orion Bar region will be presented in detail and compared to previous results in a second paper (Arab et al., in prep.).

5. Brightness profiles

Using the *Herschel* data coupled with *Spitzer*/IRAC observations, we have been able to study the spatial variations of the different dust populations. The BG emission was probed by *Herschel* bands, whereas the $3.6 \mu\text{m}$ emission from IRAC was used as a proxy of the PAHs. The $8 \mu\text{m}$ channel, usually taken as a tracer of aromatic emission, is affected by saturation. Besides, *Herschel* resolution offers the opportunity to resolve the BG emission within the Orion Bar.

We extracted brightness profiles obtained along a cut going from the exciting star through the PDR, whose position is visible in Fig. 7. The Orion Bar appears as a prominent peak in these cross-cuts, lying at $\sim 2'$ from θ^1 Ori C (Fig. 6). Sub-structure in this profiles appears at 3.6 and $70 \mu\text{m}$, showing that the Bar is more complicated than a simple ridge. A shift between the peak positions is also clearly visible. This shift is real, as can be seen on the comparison of the $250 \mu\text{m}$ map superimposed with contours of the $3.6 \mu\text{m}$ map after convolution and re-projection, as described above (Fig. 7). The $250 \mu\text{m}$ emission clearly rises further from the exciting star than the $3.6 \mu\text{m}$ one. This can be generalised: the shorter the wavelength, the closer to the exciting source is the emission. Since we probed bigger grains at longer wavelengths, we saw that the BG emission is located farther away from the ionization front than the emission from the smaller grains. Moreover, in Fig. 7 we show the C^{18}O emission observed by the SPIRE-FTS (Habart et al., in prep.), which traces the dense matter, and a good correlation is observed with the $250 \mu\text{m}$ broadband emission, confirming that the FIR dust emission is a tracer of the densest part of the PDR (see also Buckle et al. 2012).

The ionization front is located at $111''$ from θ^1 Ori C (Pellegrini et al. (2009) from [SII] intensity profile; Bernard-Salas et al. (2012) from [NII] PACS observations). Adopting the same cut as Bernard-Salas et al. (2012), we find from the $3.6 \mu\text{m}$ emission that PAHs peak at $116 \pm 2''$ from the star, just behind the ionization front. We lack good VSG tracers since $24 \mu\text{m}$ *Spitzer*/MIPS data of this region are unusable because of saturation and the $70 \mu\text{m}$ PACS emission is dominated by BGs. The peak of the BG emission is around $150''$ away from the exciting star. The fact that the emission of different species rises successively when we enter the PDR is a result of the nearly edge-on orientation of the Orion Bar (see also Dicker et al. 2009).

6. Modelling

The Orion Bar is a very dense PDR that is illuminated by a strong radiation field, therefore the dust size distribution and optical properties should show some differences to those seen towards

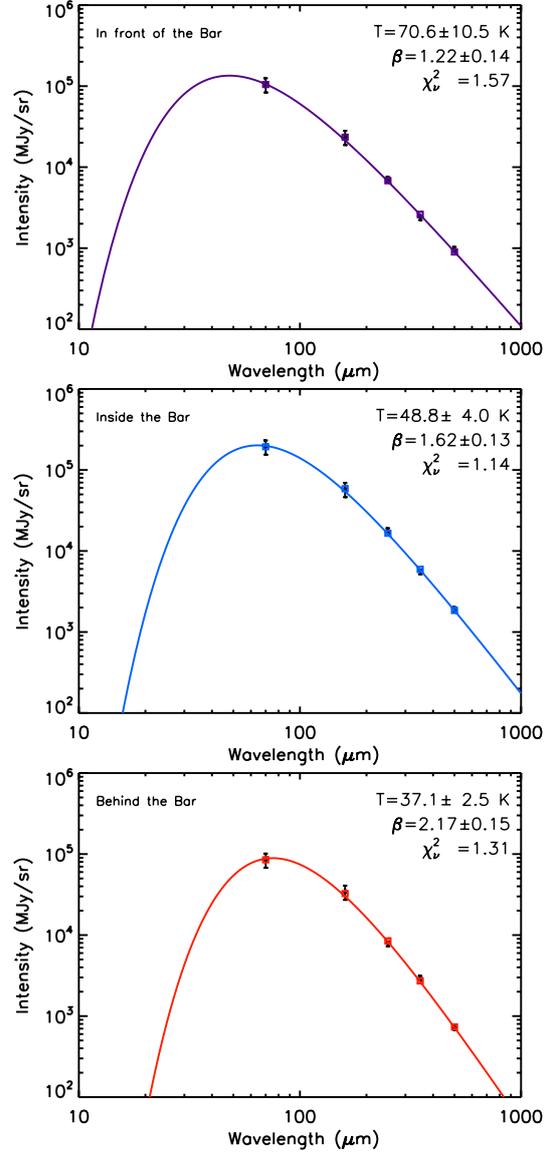


Fig. 5. Modified blackbody fits at different positions across the Bar. Reduced χ^2 is indicated on each fit. The position of each SED is indicated in the $500 \mu\text{m}$ panel of Fig. 4.

diffuse regions. Our goal is to extract evidence of this evolution, and to characterise and quantify it. However, radiative transfer effects have a crucial influence on the dust emission, which is why modelling is needed to recover the properties of grains in the Orion Bar.

6.1. Model description

We modelled the brightness profiles using the DustEM code for the dust emission coupled with a plane-parallel radiative transfer code.

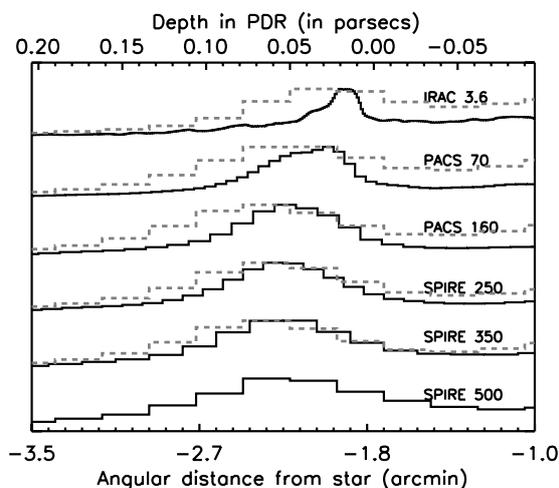


Fig. 6. Normalised brightness profiles across the Orion Bar at native resolution (black solid lines) and convolved to the $500\ \mu\text{m}$ (grey dashed lines). The resolution of the solid line profiles corresponds to the nominal resolution of each instrument: $1.88''$ for IRAC, $5.6''$ for PACS $70\ \mu\text{m}$, $11.3''$ for PACS $160\ \mu\text{m}$, $17.6''$ for SPIRE $250\ \mu\text{m}$, $23.9''$ for SPIRE $350\ \mu\text{m}$, $35.1''$ for SPIRE $500\ \mu\text{m}$.

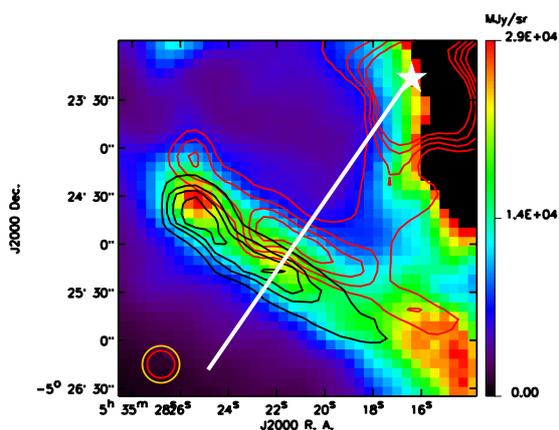


Fig. 7. *Herschel* $250\ \mu\text{m}$ observation (colour image) and IRAC $3.6\ \mu\text{m}$ map (red contours) in the SPIRE $250\ \mu\text{m}$ beam (red circle; $FWHM = 17.6''$). Black contours show the distribution of C^{18}O ($8-7$) observed with the SPIRE-FTS (yellow circle; $FWHM = 23.9''$) from Habart et al. (in prep.). The white star illustrates the position of θ^1 Ori C and the white line is the cut of Fig. 6.

DustEM (Compiègne et al. 2011) is a numerical tool that calculates the emission of an ensemble of dust populations of various properties under the effect of a given radiation field. The dust model we used includes four different populations: PAHs, small amorphous carbons (SamC), large amorphous carbons (LamC), and astronomical silicates (aSil). The dust abundances and emissivities used in the model are indicated in Table 2. The reader is referred to Fig. 1 of Compiègne et al. (2011) for a detailed description of the size distribution and to Figs. 4 and 5 in the same paper to examine the computed extinction curve. In PDRs, the evolution of the physical conditions is dominated by the changes in the radiation field. Therefore the radiative transfer effects are

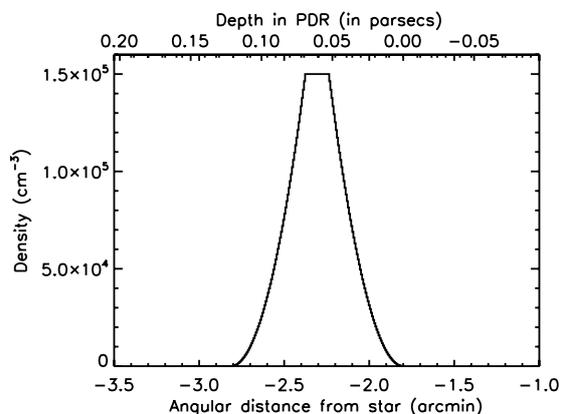


Fig. 8. Density profile with a power-law rise and a symmetric fall-off. The maximum density is $1.5 \times 10^5\ \text{cm}^{-3}$ and is reached at 5.25×10^{-2} pc far from the PDR edge.

critical for our study and need to be properly quantified. We used the model described in Compiègne et al. (2008) to take them into account. In this model, the PDR is represented by a semi-infinite plane-parallel slab whose density is defined by the user. The cloud is illuminated by the Mathis ISRF (Mathis et al. 1983), plus a blackbody-radiation field derived from stellar parameters of θ^1 Ori C (radius and distance to the PDR). Then the code computes the flux $F(z, \lambda)$:

$$F(z, \lambda) = F_t(z, \lambda) + F_b(z, \lambda) + F_{\text{IR}}(z, \lambda), \quad (4)$$

where z is the depth in the PDR, λ is the wavelength, $F_t(z, \lambda)$ is the transmitted flux, $F_b(z, \lambda)$ is the backscattered one, and $F_{\text{IR}}(z, \lambda)$ denotes the emission coming from low-depth dust, which absorbs, re-emits and thus heats the grains located deeper in the PDR. The calculation was performed assuming an asymmetry parameter for the scattering phase function g of 0.6, which corresponds to the commonly employed value for the diffuse ISM (Witt et al. 1997). Moreover, the model only considers a single backscattering, in other words, when a photon is backscattered, it cannot return to the densest part of the PDR. This approximation is justified because the g value indicates a strong forward scattering (88% forward against 12% back). Nevertheless, the main assumption of this model is the plane-parallel approximation. It greatly simplifies the computations since it allows a 1D treatment. The radiative code requires a density profile $n_{\text{H}}(z)$ for the PDR. For convenience, we used a power-law rise starting at z_0 that is defined as

$$n_{\text{H}}(z) = n_0 \times \left(\frac{z}{z_0} \right)^\alpha, \quad (5)$$

where z_0 is the depth at which the density reaches the maximum value n_0 and α is the power-law index. The density remains constant at the maximum value between z_0 and z_1 and then decreases symmetrically. Indeed, models with a rise followed by a constant density do not reproduce the observed decrease of intensity after the peak at longer wavelengths. A lower density is required, and for convenience we adopted a symmetric fall-off. The density profile is shown in Fig. 8.

The four parameters, n_0 , α , z_0 and z_1 are free to vary in the fitting, contrary to the radiation field parameters (the radius of the exciting star, its temperature, and its distance from the cloud), which are fixed to give an illumination equal to $2.6 \times 10^4 G_0$

H. Arab et al.: Evolution of dust in the Orion Bar with *Herschel*. I.

in Mathis units, following Marconi et al. (1998). Moreover, because the DustEM code computes the emission per hydrogen atom, it is necessary to make an assumption on the column density to compare our model outputs to the data. It is made through the l_{PDR} parameter, corresponding to the PDR length along the line of sight. It is related to the column density $N_{\text{Htot}}(z)$ by $N_{\text{Htot}}(z) = n_{\text{H}}(z) l_{\text{PDR}}$, where n_{H} is the density along the line of sight. This is a fifth parameter, which is set to reproduce the emission given a density profile. l_{PDR} has to be compatible with previous measurement of the column density in the Orion Bar. $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ is an order of magnitude given by Johnstone et al. (2003) from SCUBA/JCMT observations at $850 \mu\text{m}$.

To take into account the self-absorption by dust, which can be substantial in the NIR, the emerging intensity is reduced by

$$\int_0^{l_{\text{PDR}}} \frac{e^{-\tau(\lambda, l)}}{l_{\text{PDR}}} dl, \quad (6)$$

where l is the distance along the line of sight ($l = 0$ at the PDR edge) and $\tau(\lambda, l)$, the optical depth, computed by assuming no density gradient along the line of sight and using the extinction curve computed by DustEM. This factor is only significant at $3.6 \mu\text{m}$ since the optical depth is indeed very low at longer wavelengths ($\tau_{\text{max}} < 0.4$ at $70 \mu\text{m}$). Finally, the model output is convoluted by the appropriate PSF and integrated over each considered filter to be compared to the data.

6.2. Fitting

Several different density profiles have been tested to explore the parameter space and the influence of each parameter on the dust emission profiles. We allowed n_0 to vary between 10^4 and 10^6 cm^{-3} which is the canonical density range for the Orion Bar (Hogerheijde et al. 1995; Tauber et al. 1994). For each n_0 value, several power-law indexes α are considered between 1 (a linear rise of density) and 12 (a very steep profile). z_0 and z_1 are well-constrained by the maximum intensity position in each band and require to be fitted a posteriori given the values of n_0 and α .

The maximum density n_0 affects the overall brightness. The densest is the PDR, the highest is the brightness in *Herschel* bands. For a given n_0 and at a given wavelength, the α power-law index defines where the dust emission peaks. Indeed, the brightness peak position depends on a competition between the incident flux and the density of absorbing particles. There is consequently a degeneracy between n_0 and α and to keep a peak position constant with an increasing density, a higher power-law index is needed. We also notice that the couple (n_0, α) changes the shape of the profiles. On the other hand, the length of the PDR along the line of sight is a multiplicative factor and affects each band in the same way.

Concerning the dust model, we consider the abundances and optical properties of dust in the diffuse ISM. The best adjustment of the data were obtained with the following parameters: $n_0 = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $\alpha = 2$, $z_0 = 5.25 \times 10^{-2} \text{ pc}$, $z_1 = 6.95 \times 10^{-2} \text{ pc}$ and $l_{\text{PDR}} = 0.45 \text{ pc}$. Using these parameters we obtain $N_{\text{H}} = n_0 \times l_{\text{PDR}} = 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, which is of the same order of magnitude as measured by Johnstone et al. (2003). Combining the whole geometry leads to a ridge that is $\sim 0.45 \text{ pc}$ long along the line of sight, $\sim 0.05 \text{ pc}$ thick (width at half maximum of the density profile) and $\sim 0.42 \text{ pc}$ long in the sky plane. Figure 9 compares the observed and modelled brightness profiles. The spatial shift between the maximum intensity positions observed at different wavelengths is satisfactorily reproduced. The absolute brightnesses in the *Herschel* bands are

also quite well reproduced by the model, except for the 160 and $250 \mu\text{m}$ emissions, which are underestimated. The modelled profiles are also narrower than the data and, at shorter wavelengths, the PAH emission is significantly overestimated by the model.

7. Discussion

Using our plane-parallel model of the Orion Bar, assuming dust properties typical for the diffuse atomic ISM and with values of the local and column densities compatible with previous observations, we were able to reproduce the stratification of the dust emission inside the PDR seen in *Herschel* and *Spitzer*/IRAC data very well (Figs. 1 and 6). This indicates that the increase of the distance between the observed Bar and the illuminating star with increasing wavelength is a pure radiative transfer effect. This model is also able to reproduce at first order the general shape of the brightness profiles and the absolute brightness observed with *Herschel*. We conclude that a simple plane-parallel model seems to be a reasonable approximation of the Bar.

The discrepancy between the synthetic and observed brightness profiles in *Herschel* bands can be explained by two assumptions we made. First, the PDR was modelled as a single slab without matter in front and behind, and so the model does not reproduce the observed brightness outside the ridge. Second, the geometry may be not purely edge-on (e.g., Tielens et al. 1993; Wen & O'Dell 1995; Pellegrini et al. 2009). Inclination effects, which are not taken into account in our study, can broaden the brightness profiles and the SEDs. Sub-structures that are ignored in our modelling can also broaden the profiles.

The overestimated PAH emission in the Orion Bar while using diffuse ISM dust abundances is not a surprise and could be caused by several phenomena.

1. Dust grains in the Orion Bar undergo a very hard UV radiation field, which can photo-destroy PAHs at the ionization front (Giard et al. 1994). This could be coupled with PAH sticking on BGs in the molecular cloud (Kim et al. 1994). Reducing the PAH abundance by a factor 7, without changing any other parameter, provides a good match of the $3.6 \mu\text{m}$ brightness profile (Fig. 10). Less PAHs reduce the UV absorption, and therefore the emission in *Herschel* bands slightly increases (maximum brightness multiplied by factors 1.1–1.2 except at $160 \mu\text{m}$ where it is unchanged).
2. In a dense medium, where the radiation does not penetrate, dust grains are suspected to be coagulated (Tielens 1989), which increases the overall FIR emissivity ϵ_{FIR} by factors about 2–3 (e.g., Bernard et al. 1999; Stepnik et al. 2003; Paradis et al. 2009; Köhler et al. 2011). To be in agreement with the observations, a model with an increase of ϵ_{FIR} must be counterbalanced by a decrease of the column density (through the l_{PDR} parameter) by the same factor. Taking into account this enhancement provides a good match of the brightness profiles, as illustrated in Fig. 11, and a decrease of the length along the line of sight by factor 2–3 is still compatible with observational constraints.
3. The length along the line of sight may be not constant. As mentioned above, in *Herschel* bands we probed the densest part of the Bar, whereas at $3.6 \mu\text{m}$ we are sensitive to the surface emission, which is very structured (first panel of Fig. 1). What appears as a bar in the sky plane could be a convex surface pointing at the illuminating star, and thus presenting a bigger depth along the line of sight in the densest part than near the ionization front. Photodissociation region models of the gas emission in the Orion Bar focus on the HII region and

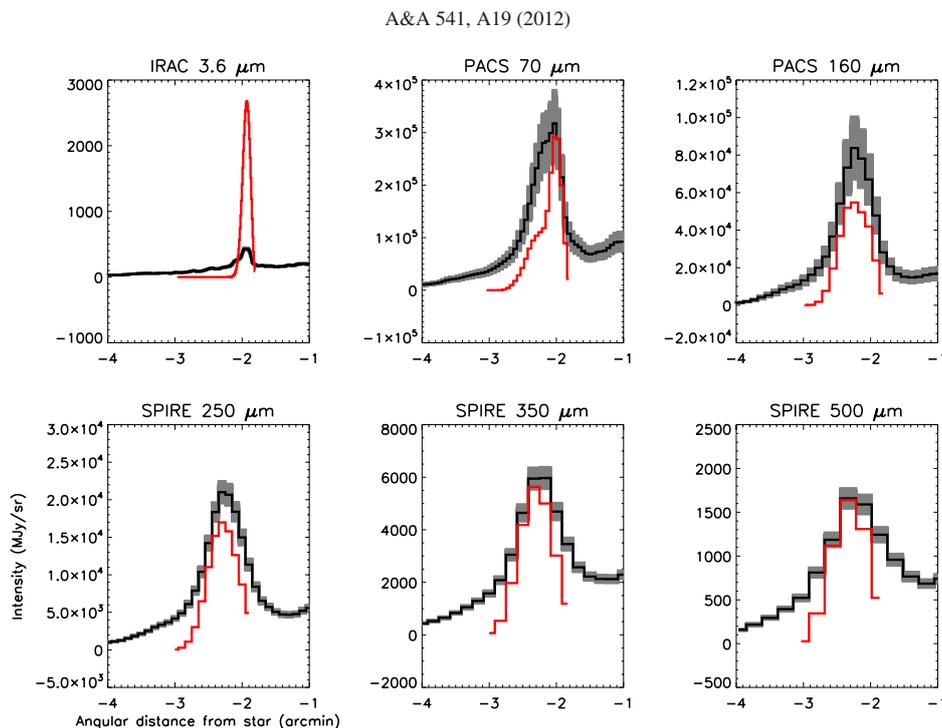


Fig. 9. Brightness profiles from *Spitzer* and *Herschel* observations (black). The photometric uncertainties are 5% for IRAC, 20% for PACS and 7% for SPIRE (grey), respectively. The modelling using diffuse ISM dust properties is shown by the red lines.

Table 2. Properties of the different models.

	$Y_{\text{PAH}} (M/M_{\text{H}})$	Y_{SamC}	Y_{LamC}	Y_{aSil}	ϵ_{FIR}^0	$l_{\text{PDR}}(\text{pc})$
Diffuse ISM model (Fig. 9)	7.8×10^{-4}	1.65×10^{-4}	1.45×10^{-3}	7.8×10^{-3}	$\epsilon_{\text{FIR}}^0(\lambda)^a$	0.45
PAH depleted model (Fig. 10)	1.1×10^{-4}	1.65×10^{-4}	1.45×10^{-3}	7.8×10^{-3}	$\epsilon_{\text{FIR}}^0(\lambda)^a$	0.45
PAH depleted model + ϵ_{BG} enhancement (Fig. 11)	2.36×10^{-4}	1.65×10^{-4}	1.45×10^{-3}	7.8×10^{-3}	$2 \times \epsilon_{\text{FIR}}^0(\lambda)^a$	0.25

Notes. ^(a) $\epsilon_{\text{FIR}}^0(\lambda)$ is the FIR emissivity presented in Fig. A.1 from Compiègne et al. (2011).

the zone near the ionization front, and fit the observations considering a length along the line of sight close to 0.15 pc (Pellegrini et al. 2009) while we assumed $l_{\text{PDR}} = 0.45$ pc in our modelling. Therefore, the excess of the $3.6 \mu\text{m}$ emission in our model could be simply explained by a decrease of the length along the line of sight near the ionization front.

Finally, the observed absolute brightnesses at $160 \mu\text{m}$ and at $250 \mu\text{m}$ are underestimated by factors 1.5 and 1.2, respectively. This comes from the dust model itself. With DustEM, optical properties of the BG component, made of silicates and large amorphous carbons, create an emerging spectrum with a value of the spectral emissivity index β close to 1.55. Cooling and radiative transfer cannot change this. As a consequence, we fail to reproduce the SED of BGs, whatever the position on the Bar; grains are systematically cooler and spectra are systematically steeper in the data than in the model, as illustrated at the $70 \mu\text{m}$ peak position shown in Fig. 12. The SEDs of BGs at different position across the Bar (studied in Sect. 4 and shown in Fig. 5) reveal β values around 1.8 in the Bar. This discrepancy between the model and the data induces the underestimate of β seen in Fig. 12.

A19, page 8 of 10

8. Conclusion

We have presented the first observations of the Orion Bar photodissociation region using the *Herschel* Space Observatory in five broad bands (70 and $160 \mu\text{m}$ with PACS, 250, 350 and $500 \mu\text{m}$ with SPIRE). The wavelength range and the spatial resolution of *Herschel* allow us to map and resolve the emission of the biggest grains that are located in the densest zones of the Orion Bar.

To extract SEDs, we developed an original and efficient method to compute convolution kernels allowing to convert all maps to the same beam. Study of BG SEDs at different positions in the Orion Bar region reveals a cooling of dust (from 70 K to 35 K) and an increase of the spectral emissivity index β (from 1.1 to 2) as we go deep into the PDR. Combining the new *Herschel* observations with ancillary data from *Spitzer*/IRAC gives us the opportunity to probe the morphology of the Orion Bar from $3.6 \mu\text{m}$ to $500 \mu\text{m}$. The overall structure is the same at all wavelengths but we observe an increase in the distance star-Bar with increasing wavelength (shift of $\sim 30''$ between the $3.6 \mu\text{m}$ and the $500 \mu\text{m}$ profiles), which implies a stratification of dust properties within the Bar. We used a radiative transfer

H. Arab et al.: Evolution of dust in the Orion Bar with *Herschel*. I.

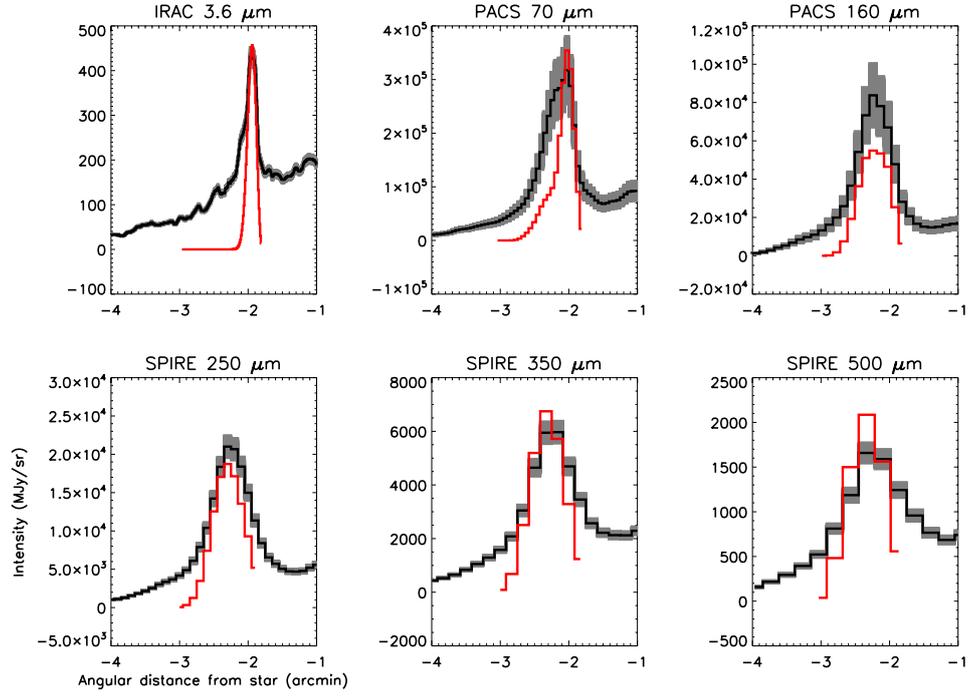


Fig. 10. Same as Fig. 9 with a PAH abundance seven times lower than in the diffuse ISM (Table 2). The increase of brightness in the model at long wavelengths is caused by a weaker absorption in the UV/visible.

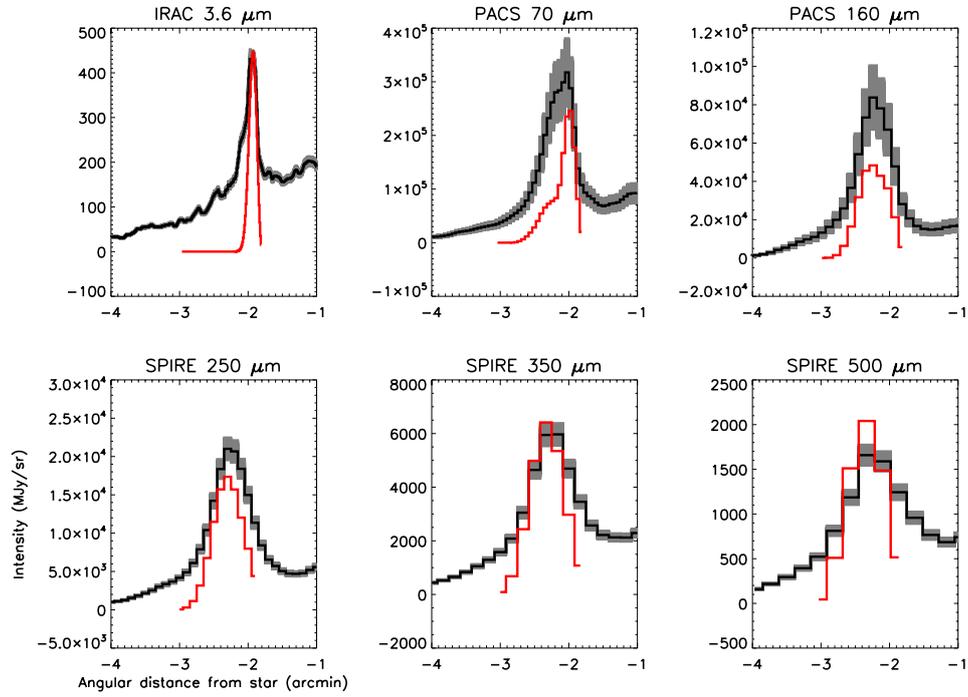


Fig. 11. Same as Fig. 9 with $l_{\text{PDR}} = 0.25$ pc. PAH abundance is a factor 3.3 lower than the canonical value in the diffuse ISM. The BG emissivity is enhanced by a factor 2 (Table 2).

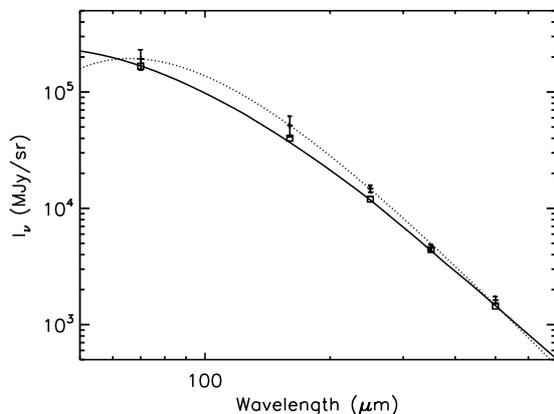


Fig. 12. Solid line: SED extracted from the radiative transfer model using diffuse ISM properties (Table 2) at the 70 μm peak position (Fig. 9). Square: integrated fluxes in *Herschel* bands. Dotted line: modified blackbody fitted to the data.

model using typical diffuse ISM dust properties and abundance to model the brightness profiles observed with *Herschel* and *Spitzer*. This model reproduces the stratification within the Bar using values of the column density and local density parameters that agree with the observational constraints. This shows that this stratification is purely a radiative transfer effect.

However, using diffuse ISM dust properties and abundances in the model leads to several discrepancies in shape and absolute brightness between the modelled brightness profiles and the observations. The assumptions we made about the geometry (considering the PDR as a single slab, adoption of an edge-on geometry, without inclination and sub-structure effects) can explain the differences of width between the synthetic and observed profiles.

The relatively low absolute brightness at 3.6 μm might be explained by PAH photo-destruction by the strong UV radiation, or by sticking of PAHs to the BGs in the pre-existing molecular cloud. A PAH abundance decrease by a factor 7 from the canonical value in the diffuse ISM provides a good fit of the IRAC 3.6 μm emission. A combination of a decreased PAH abundance (by a factor less than 7) with a decreased length along the line of sight is possible as well. If that is the case, an increase of the brightness in *Herschel* bands is needed to fit the data. Coagulation can explain this behaviour since it can enhance the FIR emissivity by factors 2–3. An alternative is that the length along the line of sight is shorter at 3.6 μm since we probed the emission from the surface of dense structures.

Acknowledgements. We thank Laurent Verstraete and Mathieu Compiègne for useful discussions about the DustEM model. HIPE is a joint development by the *Herschel* Science Ground Segment Consortium, consisting of ESA, the NASA *Herschel* Science Center, and the HIFI, PACS and SPIRE consortia. PACS has been developed by a consortium of institutes led by MPE (Germany) and including UVIE (Austria); KU Leuven, CSL, IMEC (Belgium); CEA, LAM (France); MPIA (Germany); INAF-IFSI/OAA/OAP/OAT, LENS, SISSA (Italy); IAC (Spain). This development has been supported by the funding agencies BMVIT (Austria), ESA-PRODEX (Belgium), CEA/CNES (France), DLR (Germany), ASI/INAF (Italy), and CICYT/MCYT (Spain). SPIRE has been

developed by a consortium of institutes led by Cardiff University (UK) and including Univ. Lethbridge (Canada); NAOC (China); CEA, LAM (France); IFSI, Univ. Padua (Italy); IAC (Spain); Stockholm Observatory (Sweden); Imperial College London, RAL, UCL-MSSL, UKATC, Univ. Sussex, STFC, UKSA (UK); and Caltech, JPL, NHSC, Univ. Colorado (USA). This development has been supported by national funding agencies: CSA (Canada); NAOC (China); CEA, CNES, CNRS (France); ASI (Italy); MCINN (Spain); SNSB (Sweden); STFC (UK); and NASA (USA).

References

- Abergel, A., Arab, H., Compiègne, M., et al. 2010, *A&A*, 518, L96
 Ali, B. 2011, PACS technical note, <https://nhscdmz2.ipac.caltech.edu/pacs/docs/Photometer/>
 Aniano, G., Draine, B. T., Gordon, K. D., & Sandstrom, K. 2011, *PASP*, 123, 1218
 Bernard, J. P., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 1999, *A&A*, 347, 640
 Bernard-Salas, J., Habart, E., Arab, H., et al. 2012, *A&A*, 538, A37
 Buckle, J. V., Davis, C. J., Di Francesco, J., et al. 2012, *MNRAS*, in press [arXiv:1201.5483]
 Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L., & Habart, E. 2008, *A&A*, 491, 797
 Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., et al. 2011, *A&A*, 525, A103
 Desert, F., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
 Dicker, S. R., Mason, B. S., Korngut, P. M., et al. 2009, *ApJ*, 705, 226
 Draine, B. T., & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
 Giard, M., Bernard, J. P., Lacombe, F., Normand, P., & Rouan, D. 1994, *A&A*, 291, 239
 Goicoechea, J. R., Joblin, C., Contursi, A., et al. 2011, *A&A*, 530, L16
 Gonzalez, R. C., & Woods, R. E. 1992, *Digital Image Processing*, 3rd edn. (Addison-Wesley Pub (Sd))
 Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
 Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
 Hogerheijde, M. R., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 1995, *A&A*, 294, 792
 Johnstone, D., Boonman, A. M. S., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 157
 Kim, S.-H., Martin, P. G., & Hendry, P. D. 1994, *ApJ*, 422, 164
 Köhler, M., Guillet, V., & Jones, A. 2011, *A&A*, 528, A96
 Lis, D. C., & Schilke, P. 2003, *ApJ*, 597, L145
 Marconi, A., Testi, L., Natta, A., & Walmsley, C. M. 1998, *A&A*, 330, 696
 Markwardt, C. B. 2009, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler, *ASP Conf. Ser.*, 411, 251
 Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
 Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. 2007, *A&A*, 474, 515
 Paradis, D., Bernard, J.-P., & Mény, C. 2009, *A&A*, 506, 745
 Pellegrini, E. W., Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Shaw, G., & Heathcote, S. 2009, *ApJ*, 693, 285
 Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, L2
 Sibthorpe, B., Ferlet, M., Bendo, G., & Papageorgiou, A. 2011, SPIRE release note, <ftp://ftp.sciops.esa.int/pub/hsc-calibration/SPIRE/PHOT/Beams/>
 Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
 Tauber, J. A., Tielens, A. G. G. M., Meixner, M., & Foldsmith, P. F. 1994, *ApJ*, 422, 136
 Tielens, A. 1989, in *Interstellar Dust*, ed. L. J. Allamandola, & A. G. G. M. Tielens, *IAU Symp.*, 135, 239
 Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
 Tielens, A. G. G. M., Meixner, M. M., van der Werf, P. P., et al. 1993, *Science*, 262, 86
 Tikhonov, A. 1963, in *Soviet Math. Doklady*, 4, 1035
 van der Werf, P. P., Stutzki, J., Sternberg, A., & Krabbe, A. 1996, *A&A*, 313, 633
 Walmsley, C. M., Natta, A., Oliva, E., & Testi, L. 2000, *A&A*, 364, 301
 Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1995, *ApJ*, 438, 784
 White, G. J., & Sandell, G. 1995, *A&A*, 299, 179
 Witt, A. N., Friedmann, B. C., & Sasseen, T. P. 1997, *ApJ*, 481, 809
 Young Owl, R. C., Meixner, M. M., Wolfire, M., Tielens, A. G. G. M., & Tauber, J. 2000, *ApJ*, 540, 886
 Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, *ApJS*, 152, 211

6.3.2 Principaux résultats

Morphologie de la Barre d'Orion de l'infrarouge proche au sub-millimétrique

Les données photométriques de la Barre d'Orion obtenues avec IRAC/Spitzer et Herschel, nous ont permis d'étudier la morphologie de la Barre à différentes longueurs d'onde entre 3.6 et 500 μm .

Le premier résultat marquant est la similitude de la structure de la Barre d'Orion aux différentes longueurs d'onde (Fig. 4 de l'article). Des zones plus brillantes illustrant la présence de sur-densités sont également visibles à toutes les longueurs d'onde. Cependant, les sur-densités les plus brillantes à courte longueur d'onde ne sont pas les plus brillantes aux grandes longueurs d'onde, ce qui met en évidence une différence de température. De plus, nous observons une augmentation de la distance étoile-Barre lorsque la longueur d'onde augmente. Cet effet se manifeste par un décalage du pic d'intensité des coupes passant au travers de la PDR (Fig. 6 et 7 de l'article).

L'étude du spectre d'émission des gros grains révèle un refroidissement au travers de la PDR, accompagné d'une augmentation de l'indice spectral β (Fig. 5 de l'article). En effet, en ajustant une loi de corps noir modifié aux intensités à 70, 160, 250, 350 et 500 μm , nous dérivons une profondeur optique, une température et un indice spectral pour tous les pixels de la Barre. Par exemple, pour un pixel proche de l'étoile excitatrice situé à l'avant de la Barre, $T = 70.6 \pm 10.5 \text{ K}$ et $\beta = 1.22$, et pour un second pixel, positionné à proximité du pic d'émission à 250 μm , $T = 48.8 \pm 4.0 \text{ K}$ et $\beta = 1.62 \pm 0.13$. Enfin pour un pixel localisé derrière le pic d'émission, $T = 37.1 \pm 2.5 \text{ K}$ et $\beta = 2.17 \pm 0.15$. Ce résultat suggérant une anticorrelation entre la température et l'indice spectral est potentiellement important pour l'étude de l'évolution des poussières et sera approfondi dans le chapitre suivant.

Modélisation

Nous avons utilisé le modèle de poussière Compiègne *et al.* (2011), ajusté sur les observations dans le milieu interstellaire diffus à haute latitude galactique, couplé au modèle de transfert radiatif décrit Sect. 6.2 afin d'étudier l'émission des poussières dans la Barre d'Orion. En particulier, nous cherchons à reproduire les profils d'intensité de la figure 6 de l'article. Pour cela, nous définissons un profil de densité pour la Barre d'Orion (Fig. 8 de l'article) défini comme une loi de puissance d'exposant 2 et de densité maximale $n_0 = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Cette densité maximale est atteinte à une profondeur de $6.95 \times 10^{-2} \text{ pc}$ à l'intérieur du nuage. Notons également la nécessité de diminuer la densité après le maximum dans le but de reproduire la forme des profils d'intensité aux grandes longueurs d'onde. Ce profil de densité est éclairé par un champ de rayonnement équivalent à 2.6×10^4 fois l'ISRF de Habing, ce qui correspond à l'étoile $\theta^1 \text{ Ori C}$ située à 0.21 pc du bord de la PDR. Afin de comparer le modèle aux observations, nous supposons une profondeur de PDR le long de la ligne de visée égale à 0.45 pc.

Le résultat de cette modélisation indique que le décalage des pics d'intensités entre les profils aux différentes longueurs d'onde est une conséquence du transfert de rayonnement puisque notre modèle permet de reproduire cette stratification. Par contre, si en première approximation, la forme des profils est respectée, les profils modélisés sont systématiquement plus étroits que les données. Cela montre que, si la Barre d'Orion présente une géométrie vue de profil, il existe des écarts à cette géométrie idéale notamment par effets d'inclinaison.

Le principal résultat de la modélisation réside dans notre impossibilité à reproduire le rapport d'intensités entre la bande des PAH à $8\mu\text{m}$ et les bandes des BG, en utilisant des abondances et des propriétés optiques des poussières typiques du milieu diffus dans le cas de cette géométrie simple. Les paramètres utilisés conduisent à une surestimation de l'émission des PAH d'un facteur 7.

Trois différents scénarios sont proposés pour expliquer ce résultat :

1. Le très intense champ de rayonnement incident peut provoquer une photo-destruction des PAH (Giard *et al.*, 1994a), éventuellement couplé au collage des PAH à la surface des BG dans le nuage moléculaire (Kim *et al.*, 1994). Ces deux phénomènes pourraient expliquer une diminution d'abondance des PAH d'un facteur 7 par rapport à celle du milieu diffus et leur non prise en compte peut induire la surestimation de notre modèle (Fig. 10 de l'article).
2. Le mécanisme de coagulation peut également avoir lieu dans ce genre d'environnement dense (Tielens, 1989). Or il a été démontré que la coagulation entraînait une augmentation d'émissivité des BG d'un facteur $\sim 2 - 3$ (Stepnik, 2001; Köhler *et al.*, 2011). La prise en compte de ce phénomène nous oblige à diminuer la densité de colonne dans le modèle (diminution de la longueur de la PDR par ce même facteur). Ce nouveau modèle est illustré Fig. 11 de l'article.
3. La dernière solution ne fait pas appel à une évolution des poussières mais simplement à des critères géométrique. En effet, en considérant une longueur de PDR le long de la ligne de visée plus faible à la position du pic de PAH qu'à celle du pic d'émission des BG, le modèle peut reproduire les données sans variations d'abondance ni d'émissivité. La PDR serait alors une surface convexe pointant vers l'étoile, moins profonde près du front d'ionisation ($\sim 0.15\text{ pc}$) et plus large le long de la ligne de visée dans les régions denses ($\sim 0.45\text{ pc}$).

Cet article est à mettre en perspective avec le travail publié par Bernard-Salas *et al.* (2012) (Annexe. B) sur les observations spectroscopiques de PACS. L'émission dans les raies de refroidissement du gaz de la Barre d'Orion ([CII] à $158\mu\text{m}$, [OI] à 63 et $145\mu\text{m}$ et [NII] à $122\mu\text{m}$.) y est étudiée en détail. Les variations spatiales sont discutées de même que les corrélations et les rapports d'intensité des raies. Une modélisation de l'émission des raies de refroidissement est également proposée. Cette modélisation utilise le même profil de densité que celui déduit des observations des poussières dans la Barre d'Orion et montre qu'il est compatible avec les observations du gaz.

En conclusion, la modélisation de l'émission des poussières dans la Barre d'Orion entre 3.6 et $500\mu\text{m}$ en géométrie plan-parallèle nous a permis de mettre en évidence des écarts avec les abondances et les propriétés optiques ajustés sur les observations du milieu diffus à haute latitude galactique. Ces écarts peuvent être interprétés comme des conséquences de l'évolution des poussières dans la PDR, par le biais de divers phénomènes, comme la photo-destruction des PAH, le collage des PAH sur les BG et la coagulation des grains. Toutefois, une solution purement géométrique sans évolution des grains ne peut être exclue. De plus, l'étude de l'émission des raies de refroidissement dans la Barre d'Orion (Bernard-Salas *et al.*, 2012) montre que notre modèle, déduit de l'émission des poussières, est compatible avec les données Herschel des principales raies de refroidissement du gaz.

6.4 Modélisation de l'émission des grains dans la tête de cheval

6.4.1 Observations

L'émission de la Tête de Cheval a été cartographiée par Herschel par PACS et SPIRE respectivement le 18 août 2011 et le 11 mars 2010.

Pour les observations avec l'instrument PACS, la bande à $70\ \mu\text{m}$ a été sélectionnée pour le canal bleu. Les cartes ont été traitées sous l'environnement HIPE (version 8.1). Elles résultent de la coaddition de deux observations effectuées avec des vitesses de balayage égales à $20''/\text{s}$ dont les directions sur le ciel sont perpendiculaires. La chaîne de traitement appliquée corrige les glitches¹ et soustrait le bruit en $1/f$ en appliquant un filtrage après masquage de l'objet observé. L'observation d'une durée de 4122 s nous donne deux cartes à 70 et $160\ \mu\text{m}$ couvrant $8.8' \times 4.5'$.

Pour SPIRE, deux balayages dans des directions perpendiculaires, avec une vitesse de $30''/\text{s}$, couvrant chacun $8' \times 8'$, ont été répétés pour un temps d'observation total égal à 1341 s. Les trois cartes à 250 , 350 et $500\ \mu\text{m}$ ont été corrigées des effets instrumentaux et des glitches. Elles correspondent aux données de niveau 2 en sortie de la chaîne de traitement standard de HIPE (version 8.1). Un traitement additionnel, consistant à enlever les stries des cartes a également été appliqué.

Nous avons complété notre jeu de données de la Tête de Cheval par des observations Spitzer dans les bandes IRAC à 3.6 , 4.5 , 5.6 et $8\ \mu\text{m}$ (présentées par Bowler *et al.*, 2009) et dans la bande MIPS à $24\ \mu\text{m}$ de cette région. Les cartes Herschel n'ayant pas de niveau zéro défini sur le ciel, nous sélectionnons une région où l'émission est faible et uniforme, que nous soustrayons à l'ensemble des cartes. Cette zone est centrée autour de $(\alpha_{\text{J2000}} = 5\ \text{h}\ 40\ \text{min}\ 48\ \text{s}; \delta_{\text{J2000}} = -2^\circ\ 29'\ 52'')$ et mesure $\sim 1.5' \times 1.2'$.

Nous définissons ensuite une coupe partant de l'étoile et traversant la PDR (indiquée sur la carte à $350\ \mu\text{m}$ Fig. 6.6). Cette coupe nous permet d'extraire des profils d'intensité à toutes les longueurs d'onde. Les différents profils sont montrés dans la partie gauche de la Fig. 6.7. Ces profils mettent en évidence une stratification de l'émission des grains dans la PDR. En effet, sur la Fig. 6.7, il apparaît que plus la longueur d'onde augmente, plus le pic d'émission des poussières est éloigné de l'étoile. Le fait que l'on observe toujours ce décalage lorsque les cartes ont été convoluées et amenées à la même résolution (Fig. 6.7 droite) montre qu'il ne s'agit pas d'un effet de résolution spatiale. Les profils d'intensité vont nous renseigner sur l'émission des différentes populations de poussières. Sur la Fig. 6.7 droite, nous observons une diminution du rapport I_{160}/I_{250} au travers de la PDR, illustrant le refroidissement des grains.

6.4.2 Modélisation

Le modèle de transfert de rayonnement requiert la définition d'un profil en densité pour la PDR. Nous choisissons un profil en loi de puissance tel que :

$$n_{\text{H}}(z) = \begin{cases} n_0 \times \left(\frac{z}{z_0}\right)^\alpha & \text{si } z < z_0 \\ n_0 & \text{si } z > z_0 \end{cases} \quad (6.13)$$

1. Ce terme désigne l'interaction entre les rayons cosmiques et le détecteur qui laisse des artefacts dans les images.

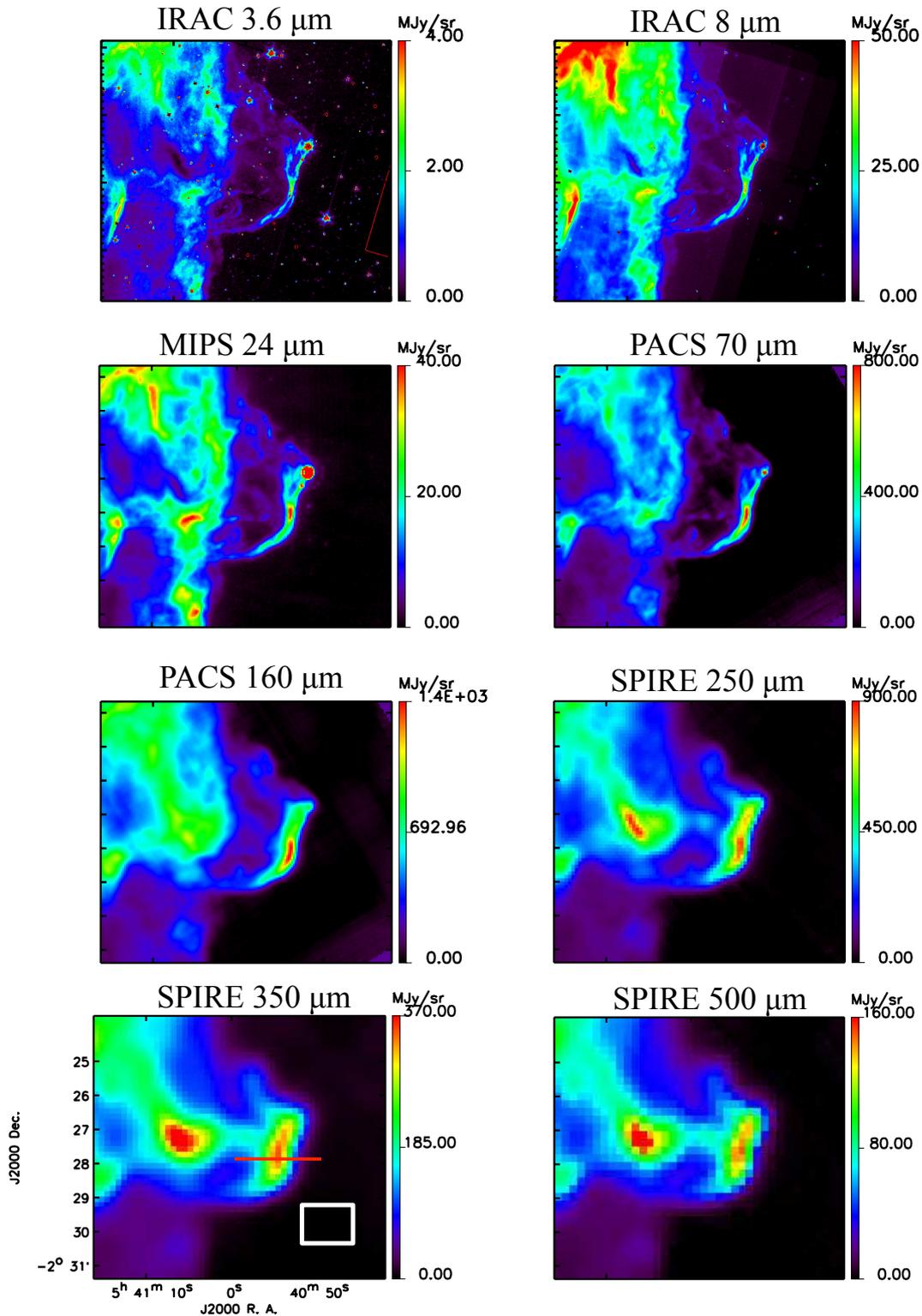


FIGURE 6.6 – Observations de la Tête de Cheval entre 3.6 et 500 μm avec Spitzer et Herschel. La ligne rouge marque la position de la coupe. L'étoile excitatrice σ Ori se trouve à $\sim 0.5^{\circ}$ au sud-ouest du filament ($\alpha_{\text{J2000}}=5^{\text{h}} 38^{\text{m}} 44.8^{\text{s}}$, $\delta_{\text{J2000}}=-2^{\circ} 35' 00.1''$). Le rectangle blanc indique la zone sur laquelle le niveau zéro est défini.

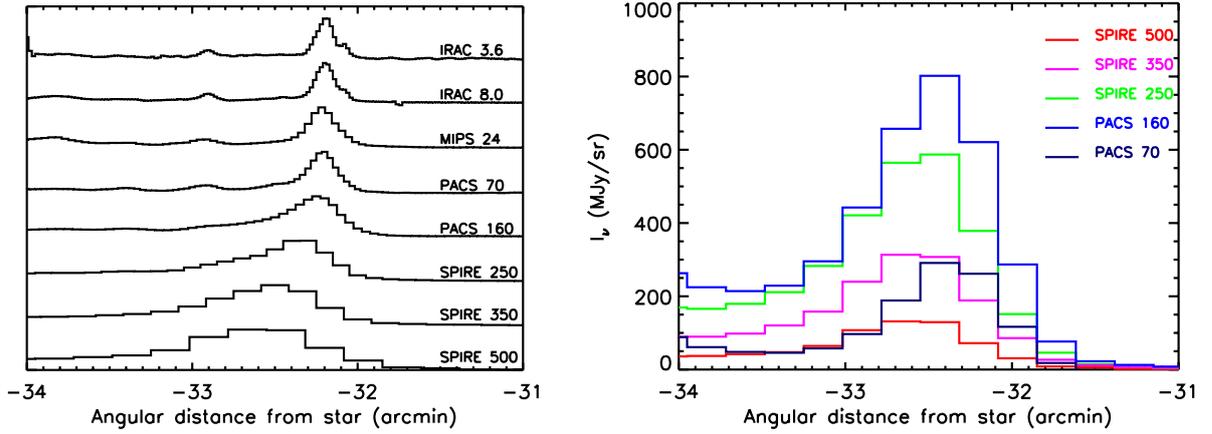


FIGURE 6.7 – Gauche : Profils d'intensité de la Tête de Cheval entre 3.6 et 500 μm . L'étoile σ Ori se trouve à droite sur ce graphique. Droite : Profils des observations Herschel à la résolution de SPIRE 500 μm permettant d'éliminer les effets de résolution et d'observer le refroidissement des grains au travers de la PDR.

où z est la profondeur dans la PDR, z_0 correspond à la profondeur à laquelle le maximum est atteint. Cette forme analytique de profil de densité a déjà été utilisée avec succès dans diverses modélisations de PDR (Habart *et al.*, 2005; Compiègne *et al.*, 2008). Cependant ces études se limitaient à de plus courtes longueurs d'onde (au maximum 35 μm), et dans notre cas les profils dans le sub-millimétrique nous donnent une contrainte sur la densité dans les profondeurs de la PDR. En effet, l'adoption d'une densité constante pour tout $z > z_0$ conduit toujours à des profils modélisés dont l'intensité ne diminuent pas assez rapidement après le pic. Pour cette raison, nous diminuons de façon symétrique la densité à partir d'une profondeur $z_1 > z_0$. Nous avons donc quatre paramètres pour le profil de densité : n_0 , z_0 , z_1 et α . A ces quatre paramètres s'ajoute la longueur de la PDR le long de la ligne de visée l_{PDR} , nécessaire pour convertir l'émission par atome d'hydrogène calculée par DustEM en $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$.

Chaque paramètre affecte de façon différente l'émission de la PDR. La longueur de la PDR le long de la ligne de visée définie par l_{PDR} est le seul paramètre ayant une influence linéaire sur l'intensité, puisqu'il s'agit d'un simple facteur multiplicatif. La densité maximale n_0 joue principalement sur l'intensité totale : à l_{PDR} constant (toujours le cas dans notre étude) plus n_0 est grand, plus l'émission sera intense. La position des pics aux grandes longueurs d'onde ($\lambda \geq 160 \mu\text{m}$) est liée, quant à elle, à la position du maximum de densité donc à z_0 . Par contre, aux longueurs d'onde plus courtes, la position du pic d'émission résulte de la compétition entre la champ de rayonnement incident, diminuant au fur et à mesure que z augmente et de la densité qui suit la tendance inverse. Par conséquent, ce sont les paramètres n_0 et α qui définissent la position des pics à ces longueurs d'onde.

Nous avons ajusté les cinq paramètres du modèle (n_0 , z_0 , z_1 , α et l_{PDR}) afin de reproduire au mieux les profils de la Fig. 6.7, leur décalage spatial et leur intensité absolue. Pour une PDR située à 3.7 pc d'une étoile de type O9.5 ($R_\star = 8.5 R_\odot$ et $T_\star = 34620 \text{ K}$), de densité maximale $n_0 = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ atteinte à une profondeur $z_0 = 0.06 \text{ pc}$ avec $\alpha = 4$, une diminution de la densité à partir de $z_1 = 0.135 \text{ pc}$, une longueur de PDR égale à 0.16 pc, et des propriétés des poussières identiques à celle dans le milieu diffus, nous obtenons les profils de la Fig. 6.9. Ce

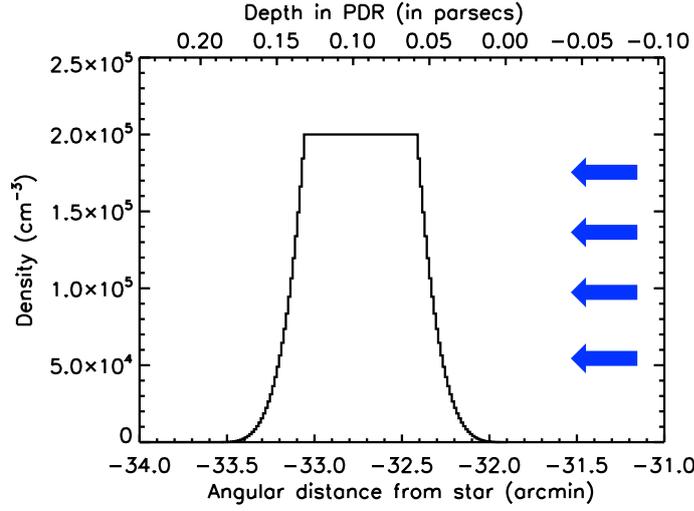


FIGURE 6.8 – Profil de densité pour la modélisation de la Tête de cheval. L'origine des abscisses correspond à la position de l'étoile σ Ori.

modèle correspond au meilleur ajustement aux données à $24 \mu\text{m}$.

Si les décalages spatiaux entre les pics d'intensité sont bien reconstitués, le modèle ne parvient pas à reproduire les intensités absolues à toutes les longueurs d'onde. En effet, le profil à $24 \mu\text{m}$, révélant l'émission des VSG est bien reproduit, de même que le début de la montée du profil à $8 \mu\text{m}$ traçant l'émission des PAH. Par contre, le modèle surestime l'émission des PAH au pic et derrière. Aux grandes longueurs d'onde, le modèle sous-estime l'émission des BG, et ce de façon plus importante à partir de $160 \mu\text{m}$ où la contribution des VSG est très faible.

La surestimation de l'émission des PAH en utilisant les propriétés et abondances du milieu diffus tandis que l'émission des VSG est bien reproduite confirme les résultats de Compiègne *et al.* (2008) qui mettait en évidence la nécessité de diminuer l'abondance des PAH d'un facteur ~ 2 par rapport à celle des VSG. Par contre, le nouveau résultat concerne l'émission des BG qui est assez fortement sous-estimée par le modèle diffus (jusqu'à un facteur ~ 2 à $160 \mu\text{m}$).

Il est également utile de comparer le spectre modélisé à une position donnée et le spectre observé dans la Tête de Cheval (Fig. 6.10). Les images ont été préalablement amenées à la résolution spatiale à $500 \mu\text{m}$. Le déficit d'émission du modèle à partir de $70 \mu\text{m}$, de même que la surestimation d'émission des PAH est bien visible aux deux positions des pics des PAH (position $-32.2'$) et à $250 \mu\text{m}$ (position $-32.4'$).

En vue d'affiner le modèle, nous pouvons agir sur plusieurs variables :

- la longueur de la PDR l_{PDR} ;
- l'abondance des PAH et des VSG ;
- l'émissivité des BG.

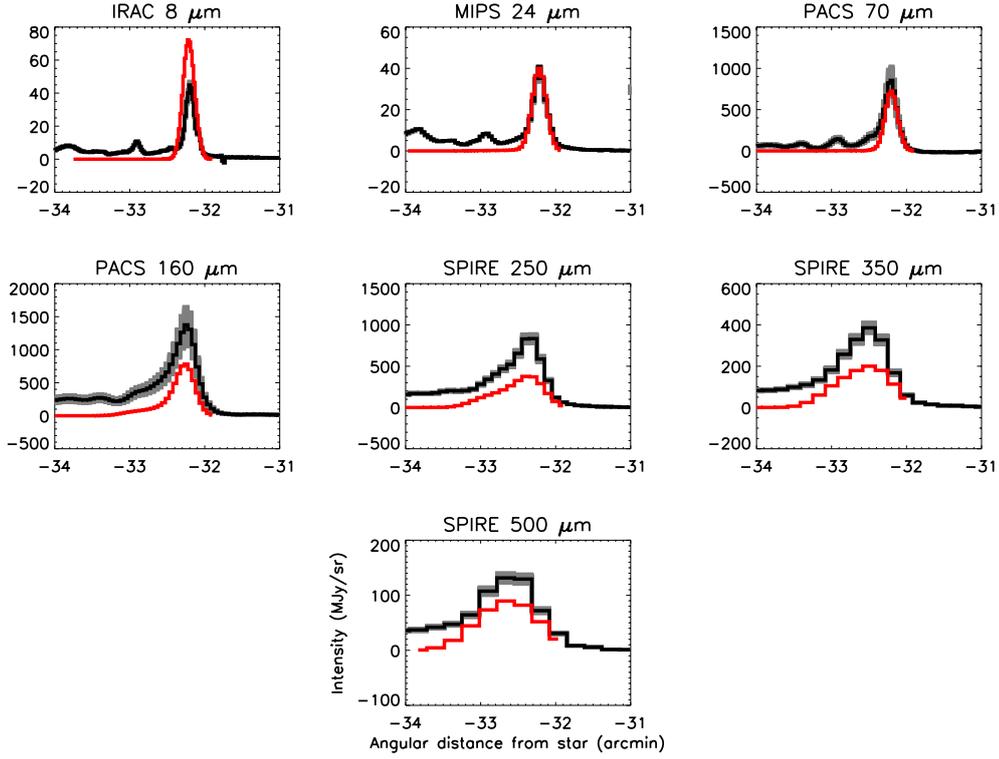


FIGURE 6.9 – Comparaison des profils d'intensité de la Tête de Cheval observés par Herschel et Spitzer et du modèle de transfert plan-parallèle avec propriétés des poussières du milieu diffus (rouge). Les zones grisées représentent les incertitudes des observations, soit 5 % pour Spitzer, 20 % pour PACS et 7 % pour SPIRE. Dans ce modèle $l_{\text{PDR}} = 0.16$ pc.

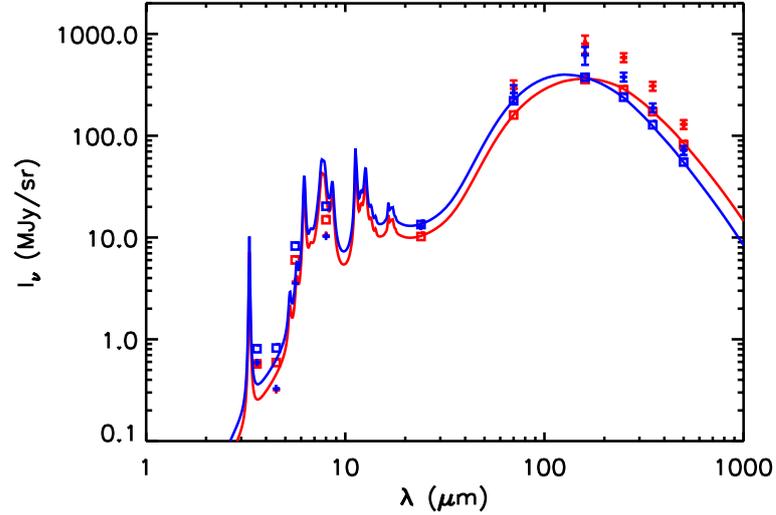


FIGURE 6.10 – Spectre des poussières dans la Tête de Cheval. En bleu est indiqué le spectre à la position du pic des PAH (à $3.6 \mu\text{m}$) et en rouge, à la position au pic à $250 \mu\text{m}$ obtenus avec le modèle diffus et $l_{\text{PDR}} = 0.16$ pc. Les carrés représentent les flux intégrés dans les bandes des instruments en prenant compte des corrections de couleur. Les données sont représentées par les croix et leurs barres d'erreur (Pour les points Spitzer les barres d'erreurs sont plus petites que les croix).

Modèle avec variation de la longueur de la PDR le long de la ligne de visée

La longueur de la PDR le long de la ligne de visée l_{PDR} est relié à la densité de colonne par :

$$N_{\text{H}}(z) = n_{\text{H}}(z)l_{\text{PDR}} \quad (6.14)$$

Les mesures de N_{H} et les travaux de modélisation sur le Tête de Cheval (notamment par Habart *et al.*, 2005 à partir d'observation H_2) indiquent $l_{\text{PDR}} \sim 0.1$ pc. Cependant, la Fig. 6.9 montre clairement que, si cette valeur permettrait de reproduire l'émission des PAH, elle n'e serait pas compatible avec les observations Herschel des BG à moins de modifier leur propriétés. Dans un premier temps, nous gardons un modèle avec des abondances et de propriétés optiques du milieu diffus mais nous augmentons la longueur de la PDR le long de la ligne de visée de telle sorte que $l_{\text{PDR}} = 0.3$ pc. L'équation 6.14 montre que cette opération est équivalente à augmenter la densité de colonne.

Le paramètre l_{PDR} étant un simple facteur multiplicatif pour toutes les longueurs d'onde, les profils d'intensités et les spectres de la Fig. 6.11 sont simplement multipliés par 1.875. Dans ce cas, l'émission des PAH est surestimée désormais d'un facteur ~ 3 , celle des VSG de ~ 2 tandis que l'émission des BG est globalement bien reproduite. Notons que le modèle parvient à très bien reconstituer les formes des profils d'intensité à 160, 250 et 350 μm , malgré une certaine asymétrie. Ceci est un argument fort quand au choix du profil en densité. Nous observons également une légère surestimation du profil à 500 μm qui est due au modèle de poussière qui ne tient pas en compte des variations de l'indice spectral β dans la PDR (Chap. 7). Enfin, à 70 μm , le modèle est trop émissif dans la partie avant de la PDR mais parvient à reproduire l'émission au pic à 250 μm . Ceci peut être imputé à l'émission des VSG trop importante dans le modèle et qui contribue significativement à l'émission à 70 μm .

En conclusion, nous remarquons que nous ne pouvons pas reproduire l'intégralité de l'émission dans les bandes observées en conservant une longueur de PDR fixe et des poussières standards dont les propriétés et les abondances sont celles du milieu diffus.

6.4.3 Variation d'abondances et de propriétés optiques

Variations d'abondances des PAH et des VSG

Intéressons nous désormais à l'influence des abondances des grains chauffés stochastiquement sur les observables. Notre point de départ est le modèle présenté Fig. 6.11 qui reproduit bien l'émission grande longueur d'onde. De ce modèle, nous diminuons l'abondance des PAH et des VSG dans le but d'être en accord avec les données. Cependant, faire varier l'abondance d'une population de grains d'un facteur trop important induit certes une diminution de l'émission de cette population mais influe également sur la position des pics puisque les propriétés d'extinction du nuage changent. C'est pourquoi, dans un souci de toujours reproduire le décalage spatial entre les pics des profils d'intensité, la longueur de la PDR le long de la ligne de visée est abaissée de 0.3 à 0.25 pc. Les autres paramètres du profil en densité sont inchangés et nous avons toujours $n_0 = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $z_0 = 0.06$ pc, $z_1 = 0.135$ pc et $\alpha = 4$. L'abondance des PAH (Y_{PAH}) est diminuée d'un facteur 3.5 par rapport à celle du milieu diffus à haute latitude galactique ($Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}$) et celle des VSG d'un facteur 1.5. Les sorties spatiale et spectrale sont montrées à la Fig. 6.12.

Les profils d'intensité révèlent un bon accord modèle-données excepté à 70 μm , où le modèle prédit trop d'émission. Les formes des profils sont globalement bien reproduites, toutefois, nous observons une surestimation de l'émission des PAH après le pic tandis que les profils à 250, 350

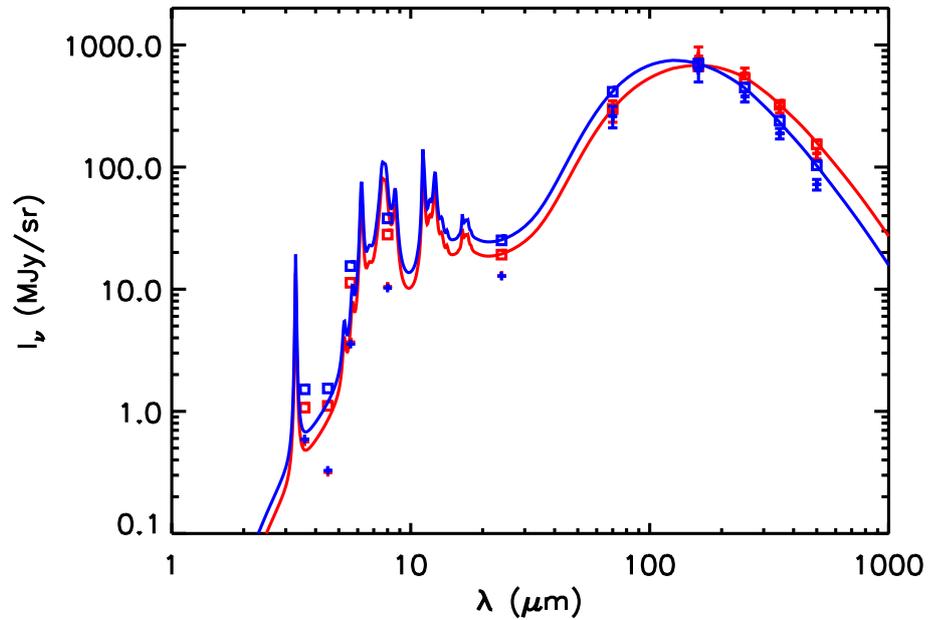
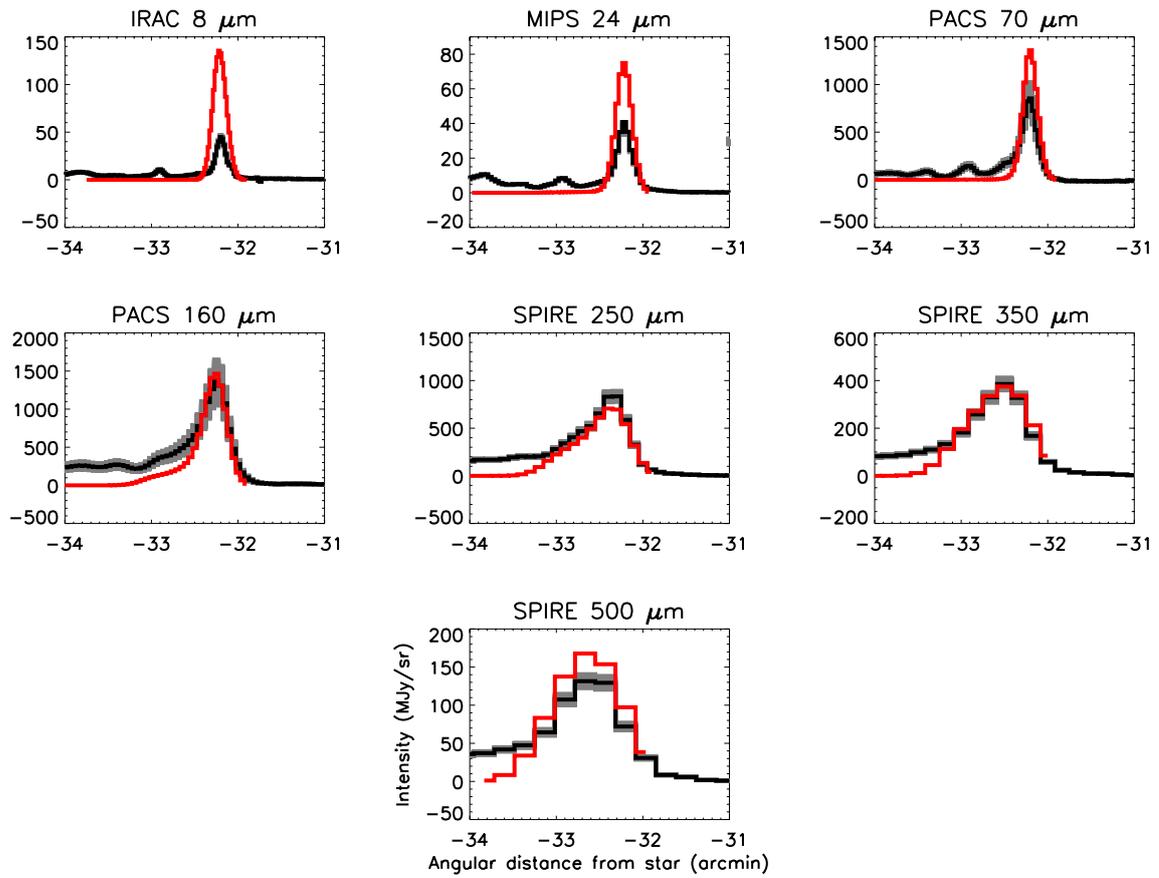


FIGURE 6.11 – Identique à la Fig. 6.9 (haut) et 6.10 (bas) avec une longueur de PDR égale à 0.3 pc.

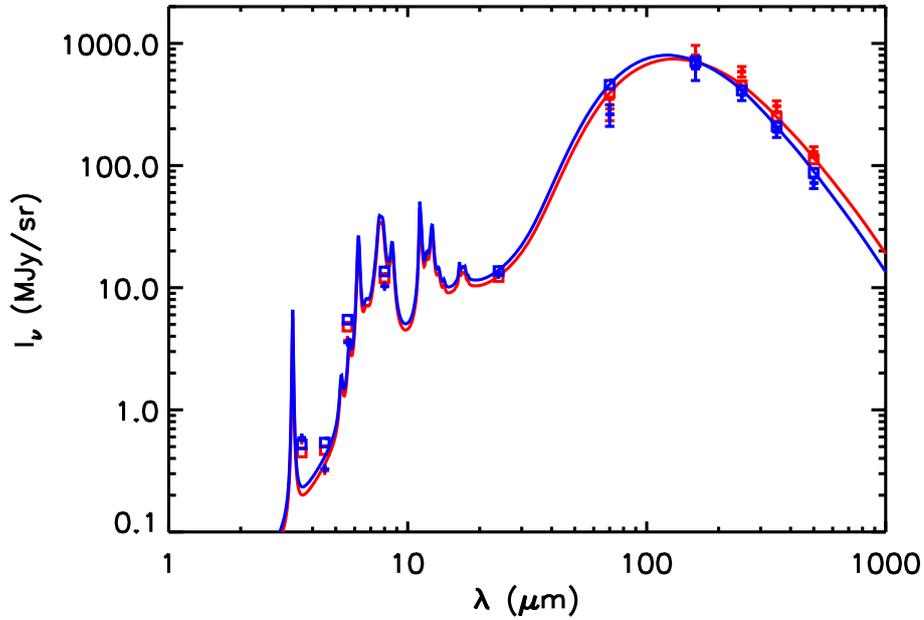
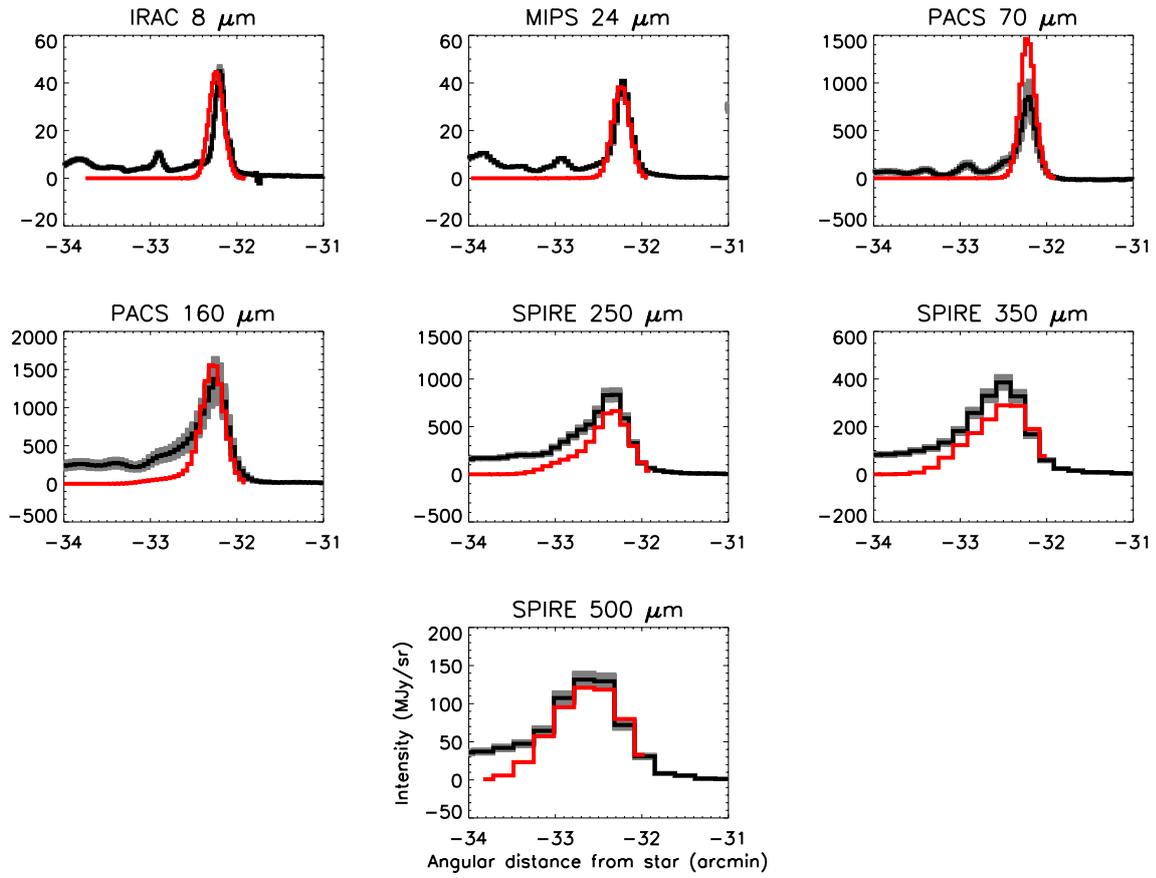


FIGURE 6.12 – Identique à la Fig. 6.9 (haut) et à la Fig. 6.10 (bas) avec $l_{\text{PDR}} = 0.25 \text{ pc}$, $Y_{\text{PAH}} = Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}/3.5$ et $Y_{\text{VSG}} = Y_{\text{VSG}}^{\text{DHGL}}/1.5$.

et $500\ \mu\text{m}$ sont sous-estimés. Cette difficulté à reconstituer l'émission à chaque position de la PDR pourrait refléter des variations d'abondance à travers le nuage.

Les spectres à différentes positions sont également bien reproduits. À la position du pic à $250\ \mu\text{m}$ (spectre rouge de la Fig. 6.12), le modèle est compatible avec l'émission de toutes les populations de grains. Cependant, l'accord dans les bandes des PAH semble artificiel car les profils spatiaux nous indiquent un surplus d'émission légèrement avant la position $-32.4'$ et un déficit légèrement après, la convolution ayant pour effet de compenser ces deux effets. Le spectre bleu, correspondant à la position du pic d'émission des PAH, surestime l'intensité à $70\ \mu\text{m}$, tout en étant en accord avec les observations à plus grande longueur d'onde. Ce qui signifie que le modèle est légèrement trop chaud.

La trop grande émission prédite à $70\ \mu\text{m}$ par le modèle trouve son origine dans les modifications que nous avons apportées aux paramètres. En effet, avec des abondances du milieu diffus et notre profil de densité, l'émission PACS $70\ \mu\text{m}$ est compatible avec une longueur de PDR proche de $0.16\ \text{pc}$ (Fig. 6.9). En augmentant la longueur de la PDR, le profil d'intensité s'en retrouve surestimé (Fig. 6.11). La diminution d'abondance des VSG devrait avoir pour effet de diminuer légèrement l'émission à $70\ \mu\text{m}$ car ils contribuent à cette longueur d'onde. Toutefois en diminuant l'abondance des PAH et des VSG, nous diminuons l'absorption dans le nuage, dès lors, le champ de rayonnement reçu est plus important et, à $70\ \mu\text{m}$, la baisse d'abondance des VSG est compensée par l'augmentation de température dans le modèle.

Augmentation d'émissivité des BG

Nous avons discuté dans les chapitres précédents des variations de propriétés optiques des BG dans les environnements denses. Dans ce paragraphe, nous explorons dans notre modélisation l'effet de la variation de l'émissivité des gros grains (ϵ_{BG}).

Nous utilisons le même modèle de PDR que précédemment ($n_0 = 2 \times 10^5\ \text{cm}^{-3}$, $z_0 = 0.06\ \text{pc}$, $z_1 = 0.135\ \text{pc}$ et $\alpha = 4$) mais la longueur de la PDR est abaissée à $0.2\ \text{pc}$ ($\equiv N_{\text{H}} = 1.2 \times 10^{23}\ \text{cm}^{-2}$ au pic de densité). Avec ces paramètres, il est nécessaire d'augmenter l'émissivité des gros grains d'un facteur 2 tout en diminuant l'abondance des PAH d'un facteur 2 par rapport à celles du milieu diffus à haute latitude galactique. La Fig. 6.13 illustre ce cas.

Les profils d'intensité modélisés montrent un bon accord avec les observations, reproduisant toujours le décalage spatial observé, la forme des profils et l'ordre de grandeur des intensités absolues. Cependant, l'émission à $70\ \mu\text{m}$ est toujours légèrement surestimée, bien que cela soit de façon moins importante que dans le modèle précédent. De plus, il nous est difficile de recréer l'intensité des BG à partir de $250\ \mu\text{m}$ à la fois avant et après le pic d'émission. Par contre, l'émission des PAH est bien reproduite à toutes les positions, ce qui se manifeste par un bon accord entre le modèle et les observations dans les spectres présentés en bas de la Fig. 6.13. Si l'émission des VSG est légèrement surestimée (facteur 1.3) dans les deux cas, celle à plus grande longueur d'onde est compatible avec les observations à la position du pic à $250\ \mu\text{m}$. Par contre, à $250\ \mu\text{m}$ le spectre rouge sous-estime les observations (facteur $\lesssim 1.2$). Cet écart au modèle reflète une différence d'indice spectral entre le spectre observé et le spectre modélisé puisque la température semble bien reproduite (voir Chap 7). Le spectre bleu correspondant à la position du pic des PAH, présente, quant à lui, plus d'écart aux observations puisqu'à grande longueur d'onde, il apparaît trop chaud et trop plat (β trop faible).

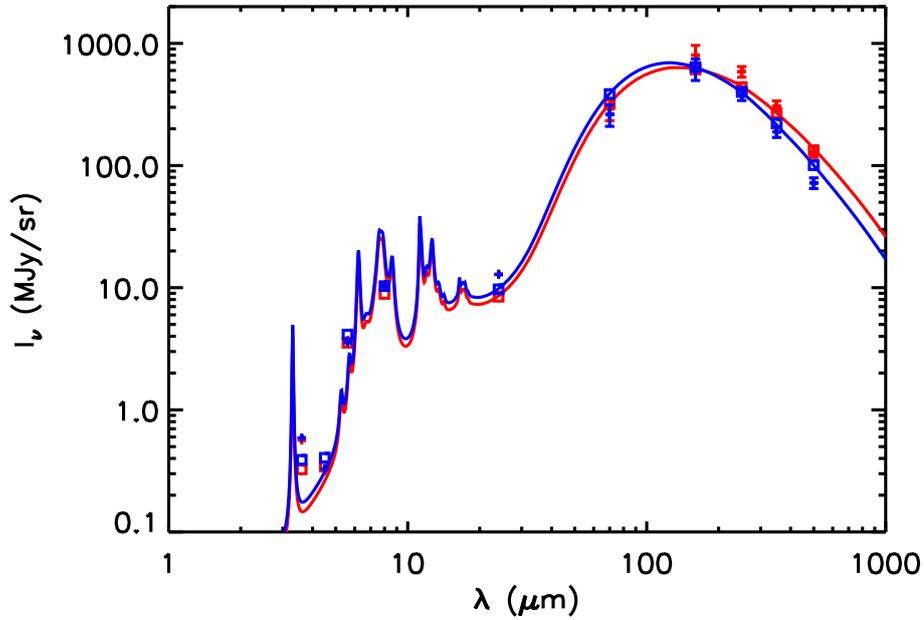
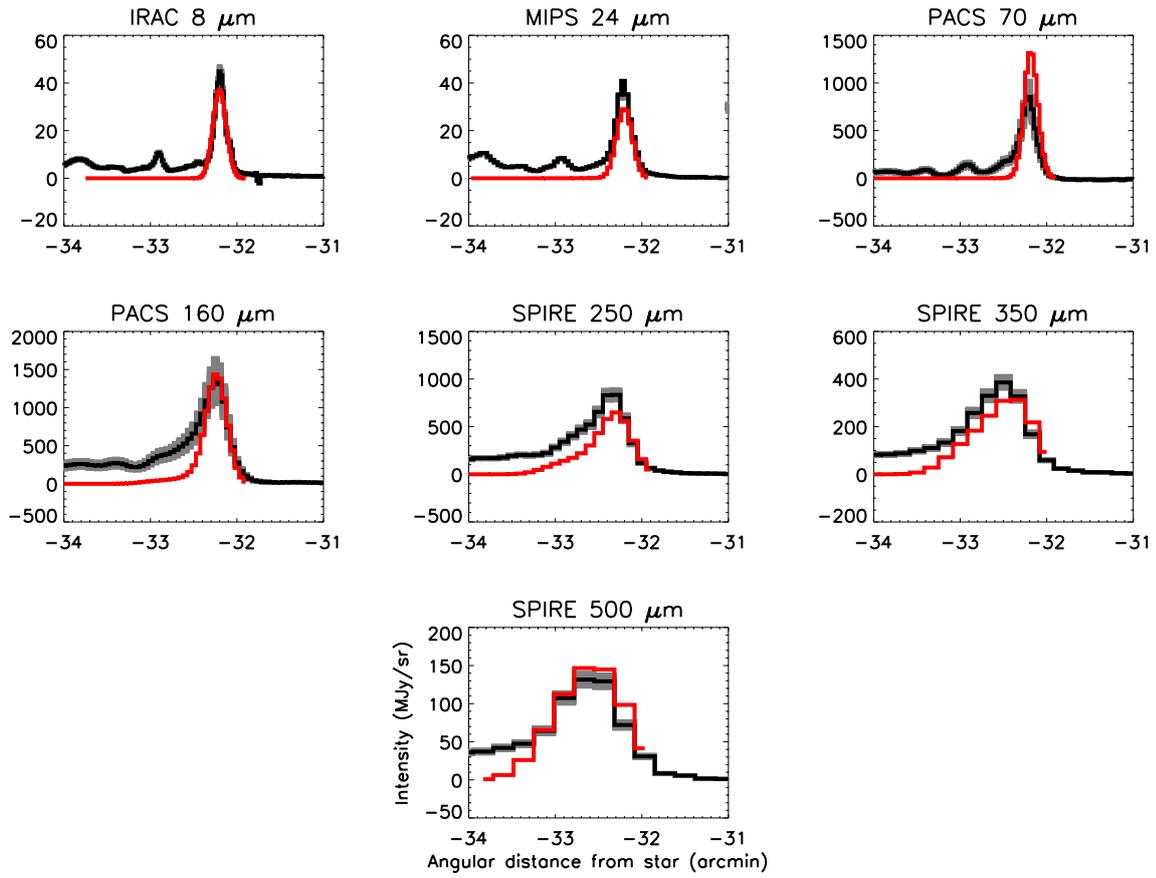


FIGURE 6.13 – Identique à la Fig. 6.9 (haut) et à la Fig. 6.10 (bas) avec $l_{\text{PDR}} = 0.2 \text{ pc}$, $\epsilon_{\text{BG}} = 2\epsilon_{\text{BG}}^{\text{DHGL}}$ et $Y_{\text{PAH}} = Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}$.

TABLE 6.1 – Paramètres des différents modèles testés sur la Tête de Cheval.

	Modèle 1	Modèle 2	Modèle 3	Modèle 4
n_0	$2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$			
z_0	0.06 pc			
z_1	0.135 pc			
β	4			
l_{PDR}	0.16 pc	0.3 pc	0.25 pc	0.2 pc
$N_{\text{H}}(z_0) (\text{cm}^{-2})$	9.9×10^{22}	1.9×10^{23}	1.5×10^{23}	1.2×10^{22}
Y_{PAH}	$Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}$		$Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}/3.5$	$Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}/2$
Y_{VSG}	$Y_{\text{VSG}}^{\text{DHGL}}$		$Y_{\text{VSG}}^{\text{DHGL}}/1.5$	$Y_{\text{VSG}}^{\text{DHGL}}$
ϵ_{BG}	$\epsilon_{\text{BG}}^{\text{DHGL}}$			$2 \times \epsilon_{\text{BG}}^{\text{DHGL}}$
Figures	Fig. 6.9 et 6.10	Fig. 6.11	Fig. 6.12	Fig. 6.13

Interprétation physique

Nous avons mis en évidence que les intensités absolues de la Tête de Cheval dans les observations Spitzer et Herschel ne pouvaient être reproduites à partir d'un modèle plan-parallèle utilisant des abondances et des propriétés optiques de grains du milieu diffus et une longueur de PDR le long de la ligne de visée constante.

Un modèle supposant $l_{\text{PDR}} = 0.3 \text{ pc}$ ($\equiv 1.85 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ au pic de densité) et des abondances de PAH et de VSG respectivement diminuées de facteurs 3.5 et 2 présente un bon accord avec les observations. Le fait que les deux populations ne peuvent être reproduites avec des diminutions du même facteur montre que le processus responsable n'affecte pas de la même façon les PAH et VSG. De plus, le profil à $8 \mu\text{m}$ (Fig. 6.12) semble indiquer des variations d'abondance des PAH plus importantes dans les parties denses du nuage (après le pic d'émission des PAH). Ceci pourrait être dû à un processus de coagulation des plus petits grains sur les gros¹. Ce mécanisme tendrait à abaisser l'émission des PAH et des VSG avec la profondeur dans la PDR. De plus, l'émission des PAH étant surestimée très rapidement dans le nuage par le modèle diffus, cela indique que la coagulation des grains aurait lieu dès les couches peu profondes. Notons qu'un modèle où les seules modifications par rapport au milieu diffus sont des abondances de PAH et de VSG plus faibles conduit à des grains à l'équilibre thermique légèrement trop chauds.

Nous montrons également que les profils d'intensité observés sont compatibles avec des variations de propriétés optiques des grains. Notamment, les données sont bien reproduites avec une augmentation d'émissivité des BG d'un facteur 2, en supposant $l_{\text{PDR}} = 0.3 \text{ pc}$ ($\equiv 1.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ au pic de densité). Dès lors, les variations d'abondances des PAH et des VSG nécessaires pour reproduire les données sont plus faibles voire inexistantes. Cette augmentation d'émissivité des BG pourrait être liée à un phénomène de coagulation (Köhler *et al.*, 2011). Dans ce scénario, les

1. Nous pouvons également voir les choses dans l'autre sens. Nous partons de grains coagulés dans le nuage moléculaire et un processus de décoagulation augmente l'abondance des VSG et des PAH dans les couches moins profondes.

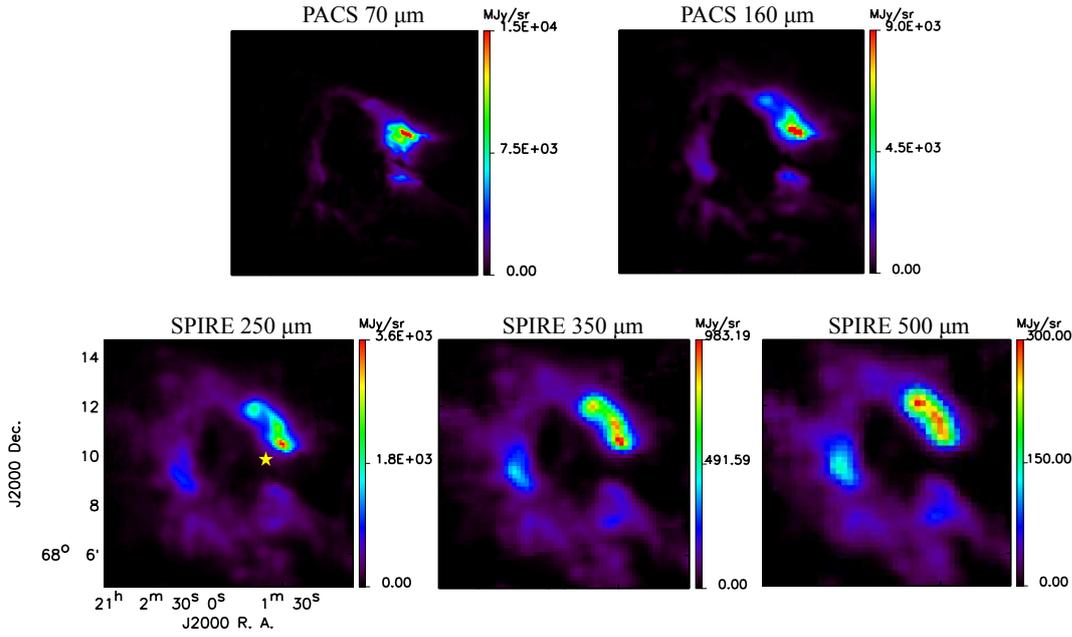


FIGURE 6.14 – Observations Herschel de la nébuleuse NGC 7023. La position de l'étoile excitatrice des trois PDR est indiquée par l'étoile jaune.

profils d'intensité mais également les spectres sont mieux reproduits (Fig. 6.13).

6.5 Modélisation de l'émission des grains dans NGC 7023 Est

6.5.1 Observations

L'émission de NGC 7023 a été cartographiée par Herschel par PACS et SPIRE respectivement le 9 et le 11 septembre 2009, durant la phase de démonstration scientifique d'Herschel (SDP pour *Science Demonstration Phase*).

Les bandes de PACS sélectionnées sont celles à 70 et 160 μm . Les cartes ont été traitées sous HIPE (version 8.1) et ont subi les mêmes traitements que les données Barre d'Orion et Tête de Cheval. Les observations PACS d'une durée de 5166 s couvrent un champ de $10' \times 10'$, tandis que SPIRE a observé NGC 7023 durant 1675 s et balaie un champ de $8' \times 8'$.

La PDR NGC 7023 Est a été l'objet d'une lettre publiée dans le numéro spécial Herschel de la revue *Astronomy & Astrophysics* en 2010 (Annexe A). Toutefois, ce travail était préliminaire et ne cherchait à reproduire que le spectre à la position du pic à 250 μm . Cette première étude mettait en évidence l'influence du transfert de rayonnement et suggérait de variations d'abondance des PAH et des VSG d'un facteur 3 par rapport au milieu interstellaire diffus. Nous en proposons une mise à jour de ce travail ici.

Nous suivons la même démarche que précédemment et complétons le jeu de données par des données Spitzer afin de sonder l'émission des PAH et de VSG (cartes IRAC à 3.6, 4.5, 5.6 et 8 μm et MIPS à 24 μm Kirk *et al.*, 2009). De la même façon que pour les autres objets, une émission de fond, calculée autour de ($\alpha_{\text{J2000}} = 21 \text{ h } 01 \text{ min } 07 \text{ s}$; $\delta_{\text{J2000}} = 68^\circ 09' 06''$) et mesurant

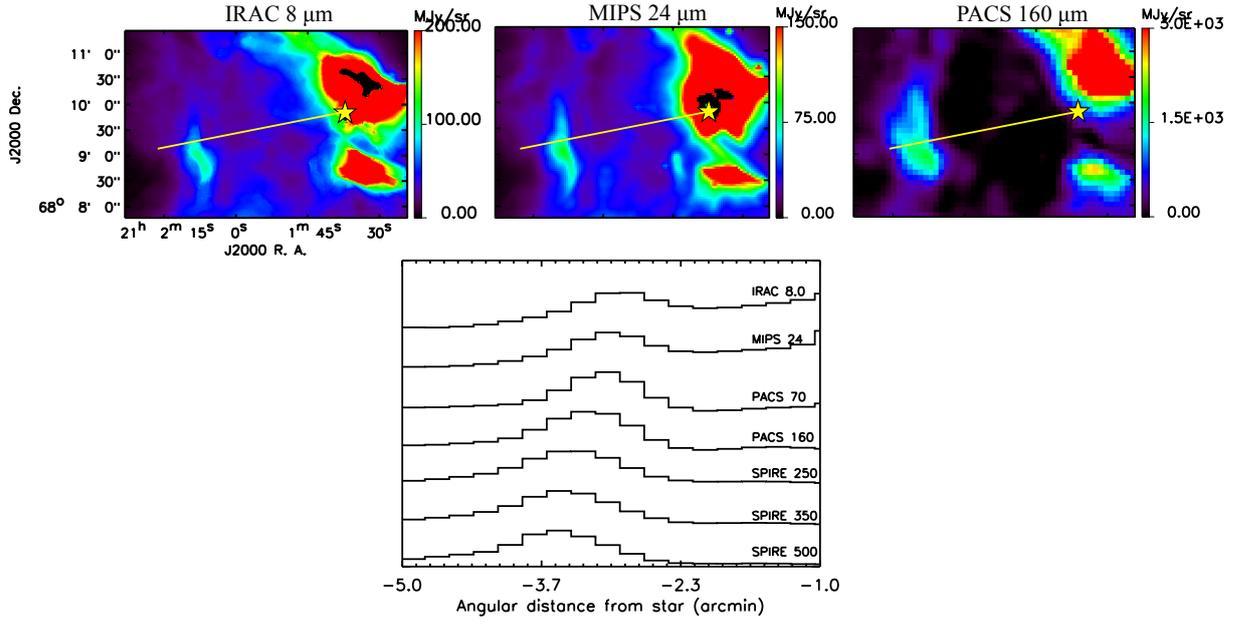


FIGURE 6.15 – Observations de la PDR est de NGC 7023 à 8, 24 et 160 μm . La position de l'étoile et la coupe permettant d'extraire les profils d'intensité sont indiquées respectivement par l'étoile et le trait jaune. La figure du bas illustre les profils d'intensité entre 8 et 500 μm . Les images ont préalablement été amenées à la résolution du canal à 500 μm de SPIRE, de sorte à se soustraire des effets de résolution et de n'observer que l'effet du transfert radiatif. Sur ce graphique l'étoile se trouve à l'origine des abscisses, à droite du pic.

$\sim 55'' \times 105''$ a été soustraite à toutes les cartes.

Les profils d'intensité extraits des cartes convoluées et amenées à la résolution spatiale à 500 μm sont indiqués Fig. 6.15. L'augmentation avec la longueur d'onde de la distance étoile-pic d'émission, qui avait déjà été mise en évidence dans les observations de la Barre d'Orion et de la Tête de Cheval, est clairement visible. En effet, sur les Figs. 6.14 et 6.15, il apparaît qu'à grande longueur d'onde, les filaments brillants que sont les PDR sont plus éloignés de l'étoile. Cet effet associé au transfert radiatif se manifeste par le décalage des pics (Fig. 6.15 bas).

6.5.2 Modélisation

Modèle diffus

A partir du modèle présenté aux Sect. 6.1 et 6.2 et en suivant la démarche de la Sect. 6.4.2, nous avons ajusté le profil de densité de la PDR Est de NGC 7023 afin de reproduire au mieux le décalage spatial entre les pics d'émission et les intensités absolues. Pour une PDR située à 0.34 pc d'une étoile de type B3 ($R_\star = 4.65 R_\odot$ et $T_\star = 18600 \text{ K}$) de densité maximale $n_0 = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ atteinte à une profondeur $z_0 = 0.14 \text{ pc}$ avec $\alpha = 2$, un plateau de densité $z_1 = 0.01 \text{ pc}$, une longueur de PDR égale à 0.1 pc, et des propriétés des poussières identiques à celle dans le milieu diffus, nous obtenons les profils de la Fig. 6.16.

Nous remarquons immédiatement que le décalage spatial entre les maximum d'intensité est moins bien reproduit que pour les objets précédents. Ceci s'explique sans doute par une géométrie

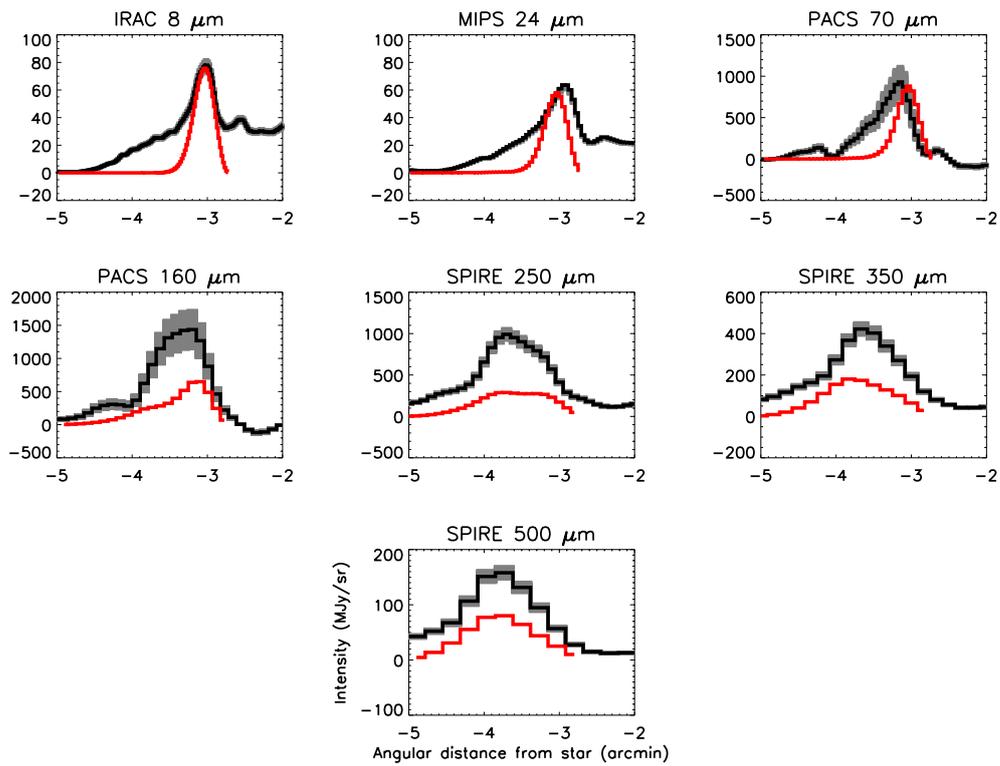


FIGURE 6.16 – Comparaison modèle/observations des profils d'intensité de la PDR Est de NGC 7023. Les observations sont en noir, les zones grises représentent les incertitudes photométriques et le modèle est en rouge. Les abondances et propriétés optiques des grains dans le modèle correspondent à celles rencontrées dans le milieu diffus ($l_{\text{PDR}} = 0.1 \text{ pc}$).

moins favorable à l'approximation plan-parallèle. En effet, nous voyons sur les images du haut de la Fig. 6.15 que ce qui apparaît comme un simple filament aux courtes longueurs d'onde, semble être composé d'au moins deux parties bien distinctes à plus grande longueur d'onde (Observation à $160\ \mu\text{m}$ à droite de la Fig. 6.15). Cela est clairement visible sur les observations à 160 et $250\ \mu\text{m}$, au-delà, la dégradation de la résolution spatiale nous empêche de séparer les deux composantes.

Nous voyons qu'une longueur de PDR de $0.1\ \text{pc}$ permet de reproduire les intensités absolues à 8 et à $24\ \mu\text{m}$. Nous montrons donc que, contrairement à la Tête de Cheval, il est possible de reproduire l'émission des PAH et des VSG en utilisant les abondances du milieu diffus et une longueur de PDR le long de la ligne de visée constante. Notons également le bon accord entre le modèle et le profil à $70\ \mu\text{m}$. Par contre, au-delà de $160\ \mu\text{m}$, le modèle sous-estime l'émission de la PDR d'un facteur compris entre 2 et 3 selon la longueur d'onde. Ce dernier résultat est analogue à ce que nous avons obtenu dans les PDR précédemment étudiées.

Variations d'abondances des petits grains

Des modèles où les abondances des PAH et des VSG diffèrent du milieu atomique diffus ont également été testés. La Fig. 6.17 (haut) montre le résultat d'un modèle considérant le même profil de densité que précédemment avec des abondances de PAH et de VSG diminuées d'un facteur 4. La longueur de la PDR le long de la ligne de visée a augmenté de 0.1 à $0.3\ \text{pc}$ pour pouvoir reproduire l'intensité absolue dans les bandes SPIRE. Le modèle reproduit bien l'ordre de grandeur des intensités absolues à toutes les longueurs d'onde, excepté à $70\ \mu\text{m}$, où elle est surestimée d'un facteur ~ 3 . La diminution d'abondance des PAH et des VSG induit un pic d'émission situé plus en profondeur dans la PDR (décalage de $6''$). Nous observons aussi un désaccord important dans la forme du profil à $250\ \mu\text{m}$, le pic d'émission étant trop près de l'étoile d'environ $40''$. Malgré cela, les profils à 350 et $500\ \mu\text{m}$ sont très bien reproduits dans leur globalité.

Variation d'émissivité des gros grains

La Fig. 6.17 (bas) présente le résultat d'un modèle reprenant le même profil de densité avec $l_{\text{PDR}} = 0.15\ \text{pc}$, des abondances identiques au milieu diffus mais une émissivité des gros grains multipliée par 2. Ce modèle donne un résultat assez comparable au précédent dans le sens où l'intensité absolue à toutes les longueurs d'onde est reproduite sauf à $70\ \mu\text{m}$, où elle est toujours surestimée. Cependant, le facteur de surestimation est dans ce cas, moins important. Les profils aux longueurs d'onde plus courtes que $160\ \mu\text{m}$ sont également moins larges que dans le modèle avec variations d'abondance. Cela est dû au champ de rayonnement incident qui est plus rapidement éteint dans le premier cas. Le désaccord à $250\ \mu\text{m}$ est toujours aussi important, tandis que les profils à 350 et $500\ \mu\text{m}$ sont bien reproduits.

6.5.3 Conclusions sur NGC 7023 Est

La modélisation de NGC 7023 Est est rendue compliquée par la géométrie de l'objet, moins favorable aux approximations plan-parallèle. Toutefois, elle montre le même résultat que pour la Barre d'Orion et la Tête de Cheval : il n'est pas possible de reproduire l'émission de toutes les populations de poussières en utilisant les abondances et des propriétés optiques des grains dans le milieu diffus. La dégénérescence de la modélisation, due à la méconnaissance de la densité de colonne le long de la ligne de visée, ne nous permet pas de conclure de façon définitive entre une

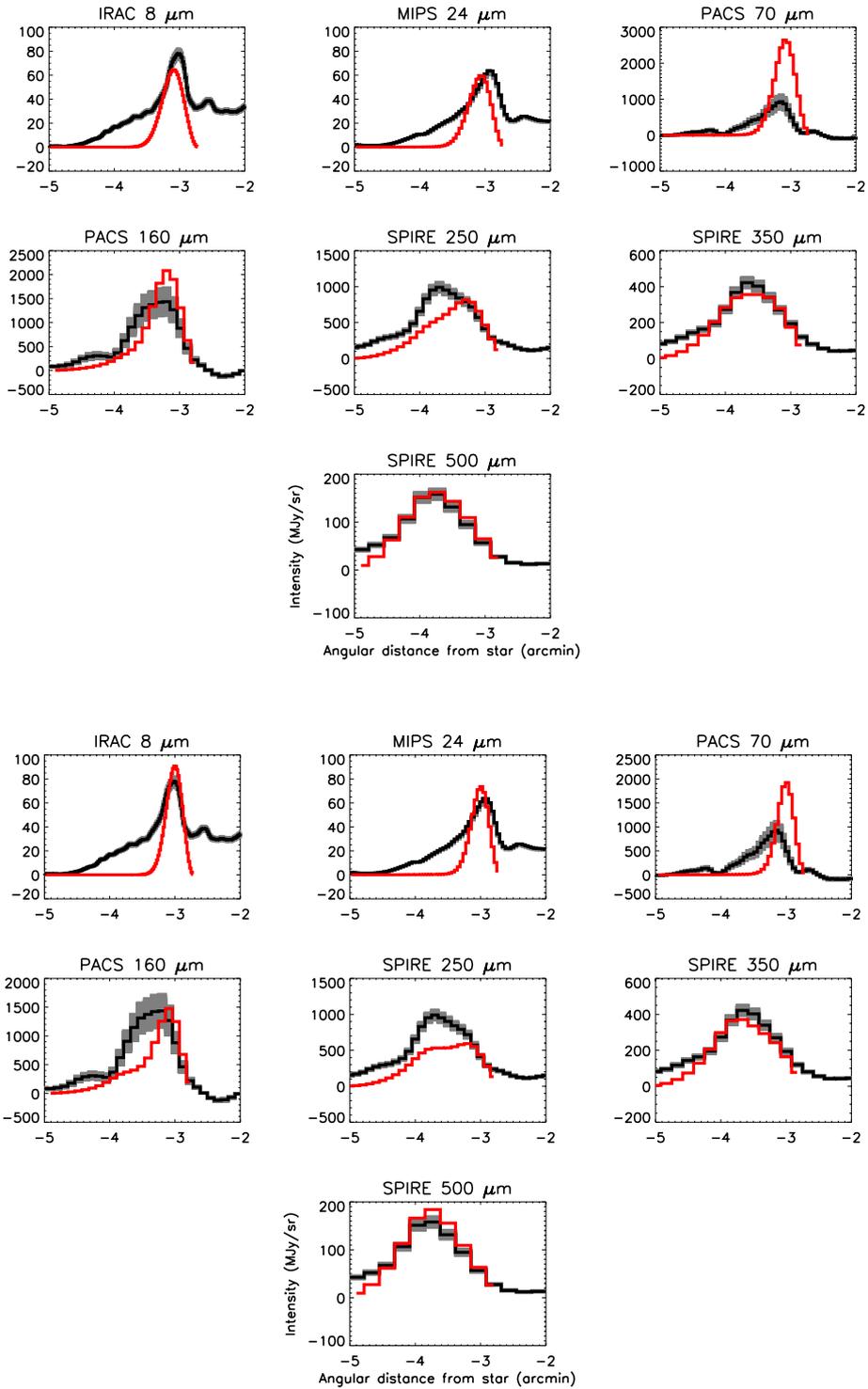


FIGURE 6.17 – Haut : Comparaison du modèle avec variations d'abondances des PAH et VSG aux profils observés dans la PDR Est de NGC 7023. Les abondances des PAH et des VSG sont diminuées d'un facteur 4. ($l_{\text{PDR}} = 0.3 \text{ pc}$). Bas : Idem en utilisant un modèle où l'émissivité des gros grains est augmentée d'un facteur 2 ($l_{\text{PDR}} = 0.15 \text{ pc}$)

diminution d'abondances des PAH et des VSG et une augmentation de l'émissivité des BG. Il est également possible que les deux phénomènes coexistent dans la PDR.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des modélisations de trois PDR que nous avons comparées aux observations infrarouges (entre $3.6\ \mu\text{m}$ et $500\ \mu\text{m}$) des missions Herschel et Spitzer. Les PDR choisies reçoivent des champs de rayonnement très différents (de quelques dizaines à 10^4 fois l'ISRF de Habing). Ainsi nous pouvons étudier le comportement des poussières sous des conditions physiques variées.

Les observations des profils d'intensités aux différentes longueurs révèlent un décalage spatial entre le maximum d'émission. Plus la longueur d'onde est grande, plus le pic est éloigné de l'étoile excitatrice. Ce décalage spatial est de $0.5'$ pour la Barre d'Orion et la Tête de Cheval et va jusqu'à $0.7'$ entre les longueurs d'onde extrêmes de notre jeu de données dans le cas de NGC 7023 Est. L'utilisation de l'outil numérique DustEM couplé à un code de transfert de rayonnement plan-parallèle permet de reproduire ce décalage dans chacun des objets. Si dans le cas de la Barre d'Orion et de la Tête de Cheval, le décalage est quantitativement parfaitement reproduit, à cause d'une géométrie réelle plus éloignée de celle du modèle, il est plus difficile de le recréer dans NGC 7023 Est. Nous concluons de ce résultat que ce décalage spatial est un effet de transfert radiatif.

Ce décalage spatial, ainsi que les intensités absolues dans chaque bande observées, nous permet de contraindre les profils de densité des PDR. Dans les trois cas, nous obtenons une densité maximale de l'ordre de $10^5\ \text{cm}^{-3}$, indiquant des conditions de densité assez similaires.

L'utilisation d'un modèle de poussière ajusté sur les observations des grains dans le milieu diffus à haute latitude galactique ne permet jamais de reproduire les intensités observées, quelque soit l'objet ou la position dans cet objet. Pour les trois PDR, un tel modèle conduit à une surestimation de l'émission des petits grains chauffés stochastiquement. Nous avons également démontré que les observations étaient compatibles avec une augmentation d'émissivité des gros grains. Selon les objets, plusieurs raisons peuvent expliquer de telles variations :

- Une coagulation des plus petits grains sur les gros expliquerait les variations d'abondance des plus petits grains dans les PDR. Un phénomène analogue pourrait également expliquer l'augmentation d'émissivité des grains à l'équilibre thermique.
- Dans le cas de la Barre d'Orion, l'important champ de rayonnement incident peut entraîner une photodestruction des PAH.

Cependant, l'absence de mesures précises de la densité de colonne le long de la ligne de visée dans ces PDR ne nous permet pas d'évaluer l'importance relative de ces mécanismes.

Toutefois, les écarts aux modèles pourraient aussi s'expliquer par des effets géométriques. En effet, les observations sont compatibles avec un nuage présentant une longueur le long de la ligne de visée qui augmenterait avec la profondeur. Cette configuration conduirait, cependant, à des géométries difficiles à expliquer physiquement.

Chapitre 7

Variations du spectre des gros grains dans les PDR

Sommaire

7.1	Spectre des grains à l'équilibre thermique	123
7.1.1	Introduction	123
7.1.2	Variations de l'indice spectral	125
7.2	Résolution commune	126
7.3	Ajustement des spectres	128
7.4	Anticorrelation $T - \beta$ dans les PDR avec Herschel	130
7.4.1	Cartes de N_{H} , T et β	130
7.4.2	Effets dus au bruit statistique, aux erreurs photométriques et au mélange en température	131
7.4.3	Origine physique	134
7.5	Article 2 : Variations du spectre des gros grains au travers de la Barre d'Orion	137

Les observations Herschel des PDR nous permettent d'étudier pour la première fois, le spectre d'émission des poussières à l'équilibre avec le champ de rayonnement à différentes positions de ces régions. Une première analyse de certains spectres dans la Barre d'Orion a révélé d'importantes variations (Sect. 6.3.1). Ce chapitre vise à développer cette analyse, à la mettre en perspective avec les précédentes observations de variations du spectre des BG et à l'interpréter dans le contexte de l'évolution des poussières.

7.1 Spectre des grains à l'équilibre thermique

7.1.1 Introduction

Comme nous l'avons vu à la Sect. 2.3.1, les plus gros grains interstellaires sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement incident. Il est donc possible de définir une température d'équilibre. L'émission de ces grains, I_{λ} , est en général caractérisée par un spectre de corps noir modifié tel que :

$$I_{\lambda} = \tau_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} B_{\lambda}(T) \quad (7.1)$$

TABLE 7.1 – Valeurs de l’indice spectrale β des spectres simulés par différents modèles de poussières.

Modèle	Type de grains	Validité du modèle	β émergent
Draine & Lee (1984)	Graphite + Silicates	Milieu diffus	2
Mathis & Whiffen (1989)	Agrégats de silicates et de carbone amorphe + graphite poreux	Milieu diffus	~ 1
Désert <i>et al.</i> (1990)	PAH + très petits grains carbonés + Gros grains de silicates avec manteaux carbonés	Milieu diffus	2
Ossenkopf & Henning (1994)	Grains coagulés de carbone de silicate et de glace	Coeurs pré-stellaires	~ 1.8
Stepnik <i>et al.</i> (2003)	agrégats de petits grains carbonés sur gros grains carbonés et silicatés	Milieu dense	1.5-1.7
Compiègne <i>et al.</i> (2011)	PAH + petit et gros carbonés amorphes + silicates	Milieu diffus	1.8

où, τ_{λ_0} est l’épaisseur optique à la longueur d’onde λ_0 , β est l’indice spectral, B_{λ} , est la fonction de Planck et T la température des poussières. τ_{λ_0} peut également s’exprimer en fonction de l’émissivité des poussières κ_{λ_0} et de la densité de colonne d’hydrogène N_{H} :

$$\tau_{\lambda_0} = \kappa_{\lambda_0} N_{\text{H}} \mu m_{\text{H}} \quad (7.2)$$

avec $\mu = 1.33$, la masse atomique moyenne et m_{H} la masse atomique de l’hydrogène. Avec cette paramétrisation, l’épaisseur optique est une constante multiplicative fixant la valeur de l’intensité à une longueur d’onde donnée. L’indice spectral est souvent assimilé à la pente du spectre dans le domaine de Rayleigh-Jeans (plus β est grand, plus le spectre est pentu), cependant, il convient de garder à l’esprit qu’il influe sur la forme générale autour du pic.

A partir d’observations des cirrus à haute latitude galactique avec l’instrument FIRAS à bord du satellite COBE, Boulanger *et al.* (1996) ont montré que l’émission des grains à l’équilibre thermique avec le rayonnement pouvait être reproduite avec $\tau_{250 \mu\text{m}} = 10^{-5}$ (pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) et $T = 17.5 \pm 0.2 \text{ K}$ en considérant $\beta = 2$. La valeur de β est directement liée aux propriétés optiques des grains, qui selon leur nature, ne présentent pas le même indice spectral (Tab. 7.1). De plus, des variations de l’indice spectral pourraient signifier un changement des propriétés optiques des grains et donc une évolution des poussières dans le milieu interstellaire. Si l’hypothèse de β constant et égal à 2 a longtemps fait référence dans le milieu atomique diffus, plusieurs travaux mettent à mal l’idée d’un indice spectral constant sur la large gamme de longueur d’onde d’émission des gros grains mais également indépendant de la température.

7.1.2 Variations de l'indice spectral

Au laboratoire

D'après les modèles de poussières interstellaires, l'émission des grains à l'équilibre thermique est dominée par l'émission des silicates avec une contribution non négligeable (voire dominante à grande longueur d'onde) des carbones amorphes. Ces modèles considèrent, la plupart du temps, un indice spectral constant avec la longueur d'onde et indépendant de la température. Pourtant, Agladze *et al.* (1996) ont conduit une étude en laboratoire sur les propriétés d'absorption d'analogues de silicates entre $700\ \mu\text{m}$ et $2.9\ \text{mm}$ à basse température ($1.2\text{-}30\ \text{K}$) qui a révélé pour des silicates amorphes (forsterite Mg_2SiO_4 et enstatite MgSiO_3) un indice spectral diminuant avec la température. Le même genre d'étude a été menée par Mennella *et al.* (1998) sur des silicates et des carbones amorphes à plus courte longueur d'onde (entre $20\ \mu\text{m}$ et $2\ \text{mm}$) et à plus grande température ($24\ \text{K} \leq T \leq 294\ \text{K}$). Une anti-corrélation entre β et la température a également été mise en évidence, avec des différences selon le matériau. Plus récemment, Boudet *et al.* (2005), en étudiant les coefficients d'absorption de MgSiO_3 et de SiO_2 pour des températures comprises entre 10 et $300\ \text{K}$, ont trouvé des comportements différents selon la longueur d'onde. Entre 100 et $250\ \mu\text{m}$, ils n'ont pas trouvé de dépendance de l'indice spectral avec la température. Par contre, une anticorrélation a été mise en évidence entre $500\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$, où β diminue de 2.5 à 1.5 tandis que la température passe de 10 à $300\ \text{K}$. Coupeaud *et al.* (2011) ont également souligné l'importance du domaine spectral sur lequel est défini β , puisque la valeur de l'indice spectral apparaît dépendre de la longueur d'onde.

Observations astrophysiques

En écho à ces mesures en laboratoire, plusieurs observations astrophysiques font état d'une valeur de l'indice spectral significativement différente de 2 et même d'une variation de β avec la longueur d'onde et la température.

Reach *et al.* (1995), à partir des observations galactiques de l'instrument FIRAS (entre $104\ \mu\text{m}$ et $2\ \text{mm}$) à bord de COBE, ont trouvé un excès d'émission submillimétrique par rapport au spectre de corps noir modifié avec $\beta = 2$. Ils ont montré que ces données étaient mieux ajustées en utilisant des indices spectraux compris entre 0.92 et 1.6 selon la région. Ce résultat a ensuite été confirmé par Finkbeiner *et al.* (1999) qui ont extrapolé l'émission observée par l'instrument DIRBE/COBE et le satellite IRAS (Schlegel *et al.*, 1998) aux longueurs d'onde supérieures à $240\ \mu\text{m}$ grâce aux données FIRAS. Leur étude du spectre des poussières révèle une incompatibilité des données avec un spectre de corps noir tel que $\beta = 2$ au-delà de $375\ \mu\text{m}$, indiquant un aplatissement du spectre aux plus grandes longueurs d'onde. Paradis *et al.* (2009) ont combiné des observations DIRBE ($100\text{-}240\ \mu\text{m}$), ARCHEOPS ($550\ \mu\text{m}\text{-}2.1\ \text{mm}$) et WMAP (à $3.2\ \text{mm}$) et ont trouvé un résultat analogue avec un indice spectral variant de 2.4 à 1.5 au-delà de $550\ \mu\text{m}$. Enfin, l'étude du spectre des poussières dans les nuages de Magellan avec les satellites Planck et IRAS entre 100 et $550\ \mu\text{m}$ a également révélé des indices spectraux différents de 2 ($\beta = 1.5$ pour le Grand Nuage de Magellan et $\beta = 1.2$ pour le Petit - Planck Collaboration *et al.*, 2011a), avec une diminution de l'indice spectral à plus grande longueur d'onde dans le Petit Nuage de Magellan.

La première évocation d'une anticorrélation entre T et β résulte de l'observation de différentes régions du milieu interstellaire avec le ballon PRONAOS opérant à 200 , 260 , 360 et $580\ \mu\text{m}$ avec une résolution spatiale allant de $1'$ à $3.5'$ (Dupac *et al.*, 2003). La valeur de β diminue de 2.4 à 0.8

tandis que T augmente de 11 à 80 K. Puis, la combinaison des données du ballon ARCHEOPS de plusieurs régions denses et froides entre $550\ \mu\text{m}$ et $2\ \text{mm}$ (avec une résolution spatiale de $\sim 12'$) ont montré une anticorrelation plus prononcée avec un indice spectral variant de 4 à 1 pour une température augmentant de 7 à 24 K (Désert *et al.*, 2008). Plusieurs études rapportent le même comportement de β avec la température : Veneziani *et al.* (2010) à partir de données du ballon BOOMERANG combinées à celles d'IRAS, de DIRBE et de WMAP, pour une couverture entre $100\ \mu\text{m}$ et $13\ \text{mm}$, ont observé une diminution de l'indice spectral de 5 à 1 accompagnée d'une augmentation de la température de 7 à 20 K, Paradis *et al.* (2010) à partir d'observations Herschel et IRIS du plan galactique (entre 100 et $500\ \mu\text{m}$) ont trouvé des variations de β entre 2.6 et 1.8 tandis que la température augmente de 14 à 23 K, les observations Planck de nuages moléculaires (Planck Collaboration *et al.*, 2011e) et de nuages denses et froids (Planck Collaboration *et al.*, 2011c), ont également montré l'incompatibilité entre les données et un spectre de corps noir modifié avec un indice spectral indépendant de la température.

A cause de limitation en sensibilité ou en résolution spatiale, toutes ces études sont menées sur de grandes régions, ou en comparant des régions très différentes. En conséquence, il était difficile de relier les résultats obtenus aux conditions physiques locales mal contraintes. Nos observations Herschel des PDR permettent justement d'étudier les variations de β dans des PDR, zones du milieu interstellaire où les conditions physiques sont bien contraintes. De plus la forte intensité des PDR couplée aux performances de Herschel confèrent à nos données un important rapport signal sur bruit faisant de ces observations des PDR, des outils idéaux pour sonder les variations du spectre des gros grains. Nous nous intéresserons par la suite uniquement aux variations de β avec la température étant donné que la couverture spectrale des données Herschel ne permet pas de détecter les variations de β avec la longueur d'onde.

7.2 Résolution commune

L'extraction du spectre des grains à l'équilibre thermique à partir des données Herschel nécessite que toutes les cartes soient à la même résolution. Dans le cas de deux PSF gaussiennes de largeur à mi-hauteur respectives FWHM_1 et FWHM_2 avec $\text{FWHM}_1 < \text{FWHM}_2$, pour amener l'observation 1 à la résolution de l'observation 2, il suffit de convoluer l'observation 1 par une gaussienne de la largeur à mi-hauteur de la PSF :

$$\text{FWHM}_{1 \rightarrow 2} = \sqrt{\text{FWHM}_2^2 - \text{FWHM}_1^2}. \quad (7.3)$$

Cependant, comme nous l'avons vu au Chap 4 (Figs. 4.3 et 4.6), les PSF de PACS et de SPIRE sont significativement différentes de gaussiennes. Dans le but d'amener les observations Herschel à la résolution du canal à $500\ \mu\text{m}$, nous devons calculer les meilleures PSF de passage pour chaque longueur d'onde. Ces PSF de passage dépendent bien sûr de la forme exacte de la PSF de départ mais aussi de celle d'arrivée.

Le calcul de PSF de passage est un problème de déconvolution. Il s'agit d'un problème inverse que nous résolvons en utilisant une régularisation de Tikhonov (Tikhonov, 1963). Notons k , la PSF de passage qui amène PSF_1 à la résolution correspondante à PSF_2 , nous cherchons à minimiser la fonction $J(k)$ de sorte que :

$$\hat{k} = \arg \min J(k) = \|\text{PSF}_2 - \text{PSF}_1 * k\|_2^2 + \mu \|\Omega(k)\|_2^2, \quad (7.4)$$

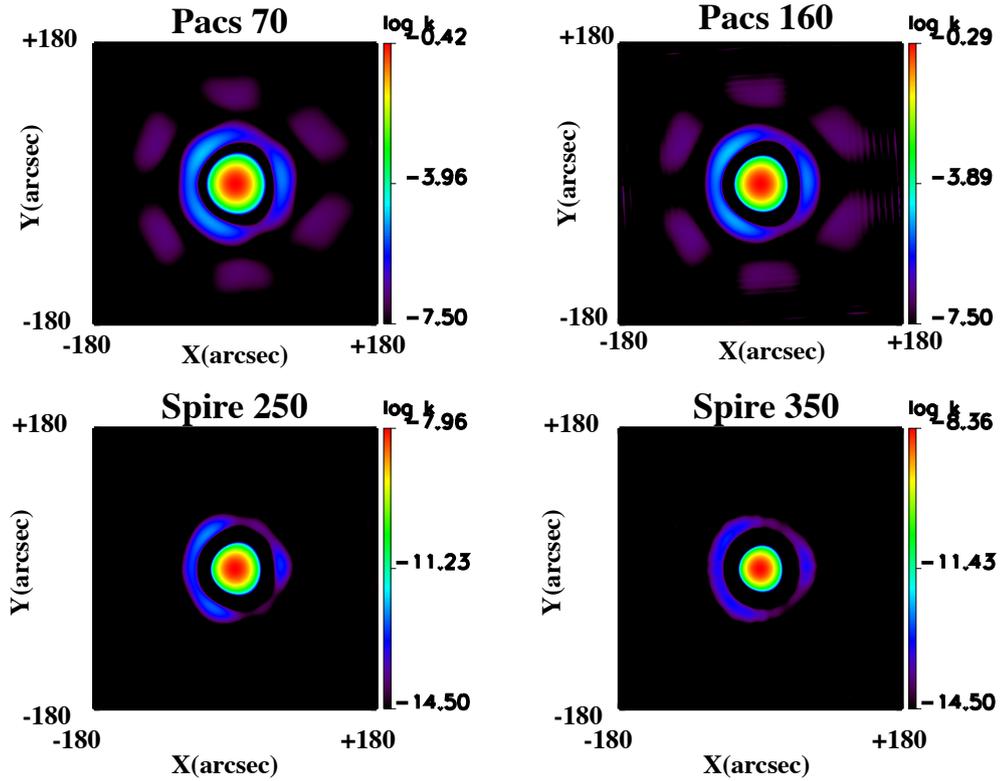


FIGURE 7.1 – PSF de passage à la résolution à $500 \mu\text{m}$. L'échelle est logarithmique. Ces PSF de passage ont été construites à partir des modèles théoriques des PSF de chaque bande Herschel.

où Ω est une fonction de lissage correspondant, dans ce cas, à la dérivée, et μ est le paramètre de régularisation fixé selon le niveau de bruit présent dans les PSF.

Ce type de problème s'étant déjà posé avec les observations de Spitzer, d'autres méthodes, également basée sur la déconvolution, ont été proposées (Gordon *et al.*, 2008 mise à jour pour les PSF Herschel par Aniano *et al.*, 2011). Cependant, ce genre de méthodes provoque une amplification du bruit haute fréquence présent dans PSF_1 et nécessite donc un filtrage passe-bas. Le filtre choisi dans les précédentes méthodes est fixé, tandis que la méthode proposée ici adopte le meilleur filtrage en fonction de la forme des PSF d'origine et d'arrivée. Ceci nous permet alors de construire la meilleure PSF de passage au sens des moindres carrés (Fig. 7.1). Notons également que la méthode utilisée ici dépend de l'orientation du télescope au moment de l'observation. En effet, pour appliquer les PSF de passage aux observations, ces dernières doivent être construites en positionnant les PSF de départ et d'arrivée telles qu'elles étaient orientées au moment de la prise de données.

La Fig. 3 de l'article 1 (Sect. 6.3.1) montre l'écart entre la PSF à $500 \mu\text{m}$ et sa reconstruction à partir du canal à $250 \mu\text{m}$ ($\text{PSF}_{250} * \hat{k}_{250 \rightarrow 500}$) normalisé au pic. La faiblesse des erreurs montre que la PSF à $500 \mu\text{m}$ est très bien reconstruite.

Une fois ces PSF de passage calculées et validées, nous pouvons explorer ce qu'apporte la prise en compte de la forme réelle de la PSF par rapport à l'hypothèse de PSF gaussiennes. La Fig. 4 de l'article 1 (Sect. 6.3.1) et la Fig. 7.2 montrent l'écart relatif entre l'observation à $250 \mu\text{m}$ amenée à la résolution à $500 \mu\text{m}$ avec les deux méthodes respectivement pour la Barre d'Orion et

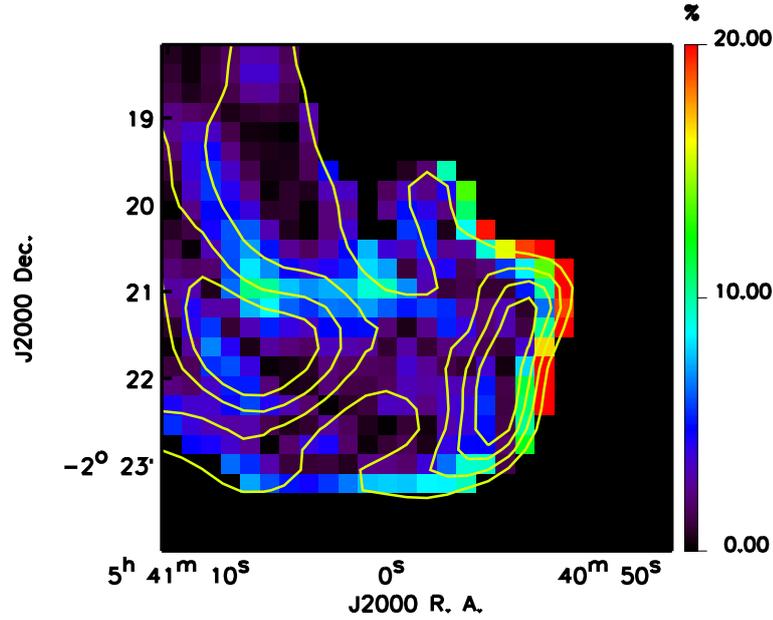


FIGURE 7.2 – Ecart relatif entre l’observation de la Tête de Cheval à $250\ \mu\text{m}$ amenée à la résolution à $500\ \mu\text{m}$ en supposant des PSF gaussiennes et par la méthode de déconvolution. Les contours illustrent l’émission à $250\ \mu\text{m}$ (niveaux : 200, 300, 400 et $500\ \text{MJy/sr}$).

la Tête de Cheval. Dans le cas de la Barre d’Orion, où il y a une émission importante en dehors de la Barre, nous voyons que les deux méthodes peuvent conduire à des différences de l’ordre de 20 % sur le flux mesuré devant la Barre et de l’ordre de 10 % derrière. Cette différence est principalement due à la prise en compte des lobes secondaires des PSF d’Herschel qui autorisent des pixels éloignés et très brillants à contribuer dans la convolution. De la même façon pour la Tête de Cheval, le bord illuminé du nuage correspond à l’endroit où les écarts sont les plus élevés ($\sim 20\%$). Cependant, le fait que l’émission décroît de façon moins abrupte que dans la Barre d’Orion (présence d’un nuage froid émissif en infrarouge lointain), les écarts entre les deux méthodes sont plus faibles derrière la Tête de Cheval.

7.3 Ajustement des spectres

Après convolution et projection sur une grille commune, nous pouvons construire un cube de données au sein duquel deux dimensions correspondent à l’information spatiale tandis que la troisième porte l’information spectrale, la valeur de chaque pixel correspondant à l’intensité en MJy/sr . Chaque coupe dans la dimension spectrale permet alors l’extraction d’un spectre. Un corps noir modifié est ensuite ajusté à chaque spectre observé selon l’Eq. 7.1. Nous avons utilisé pour cela la fonction IDL *MPFIT* (Markwardt, 2009) qui repose sur l’algorithme de Levenberg-Marquardt. Les trois paramètres τ_{250} , T et β sont libres de varier. β est supposé constant sur la gamme de longueur d’onde explorée. Selon la température, le point à $70\ \mu\text{m}$ est intégré ou exclu de l’ajustement car pour les températures les plus froides, la contribution des grains chauffés stochastiquement peut être non négligeable et fausser l’ajustement. La contribution des très petits grains à l’intensité à $70\ \mu\text{m}$ a été estimée grâce au modèle DustEM avec des abondances et des propriétés optiques du milieu diffus. Si dans la Barre d’Orion, elle est toujours négligeable, les faibles températures rencontrées dans la Tête de Cheval ($T \sim 18\ \text{K}$) peuvent la rendre importante

(> 20 % derrière le pic à $250 \mu\text{m}$). Pour cette raison, le point à $70 \mu\text{m}$ a été exclu de l’ajustement dans le cas de la Tête de Cheval.

TABLE 7.2 – Rapport signal à bruit (RSB) moyen dans la Tête de Cheval (HH) et la Barre d’Orion

	$70 \mu\text{m}$	$160 \mu\text{m}$	$250 \mu\text{m}$	$350 \mu\text{m}$	$500 \mu\text{m}$
$\langle \text{RSB}_{\text{HH}} \rangle$	-	45	125	150	65
$\langle \text{RSB}_{\text{Orion}} \rangle$	170	130	65	75	85

La Barre d’Orion et la Tête de Cheval sont tellement brillantes dans la gamme de longueurs d’onde de Herschel que les incertitudes dues aux fluctuations du fond diffus infrarouge (Pénin *et al.* (2012) ont montré que leur amplitude était inférieure à 1 MJy/sr à $160 \mu\text{m}$ et au-delà) et à la soustraction du fond sont négligeables. Les incertitudes dans chaque bande sont estimées à partir des cartes de bruit statistique construites lors du traitement des données sous l’environnement HIPE. Les rapports signal à bruit moyens des régions de la Tête de Cheval et de la Barre d’Orion pour lesquelles nous avons effectués les ajustements sont donnés dans le Tab. 7.2. Les erreurs de calibration (entre ± 10 et ± 20 % dans les bandes PACS et de ± 7 % dans les bandes SPIRE) ont une amplitude plus importante, cependant, elles affectent tous les pixels de la carte de la même façon. Il serait donc erroné d’effectuer les ajustements en utilisant les incertitudes de calibration car nous donnerons aux erreurs systématiques une propriété de bruit statistique et nous surestimerons alors les erreurs sur les paramètres considérablement. Pour estimer l’épaisseur optique, la température et l’indice spectral en tenant compte à la fois du bruit statistique et des incertitudes photométriques, nous effectuons les ajustements uniquement avec les erreurs statistiques puis nous répétons, l’opération en augmentant ou diminuant le flux selon les erreurs systématiques. Ces dernières étant fortement corrélées entre les bandes de chaque instrument, nous explorons les cas suivants :

1. +20 % dans les bandes PACS et +7 % dans les bandes SPIRE
2. +20 % dans les bandes PACS et -7 % dans les bandes SPIRE
3. -20 % dans les bandes PACS et +7 % dans les bandes SPIRE
4. -20 % dans les bandes PACS et -7 % dans les bandes SPIRE

Ainsi, nous estimons séparément l’erreur due au bruit statistique et celle due aux erreurs de calibration, ce qui nous permet de pouvoir comparer les valeurs obtenues pour chaque pixel de la carte. La comparaison observation-modèle s’effectue en intégrant le flux du modèle dans les bandes instrumentales de Herschel, de sorte à prendre en compte des corrections de couleurs. Cinq ajustements à différentes positions de la PDR de la Tête de Cheval sont montrés Fig. 7.3. La température des poussières diminue sur une courte échelle spatiale tandis que l’on entre dans le nuage dense (-6 K entre les spectres bleu et vert séparés par seulement $14''$). L’indice spectral varie également passant d’une valeur proche de 1.51 ± 0.06 pour le spectre bleu à 2.08 ± 0.04 pour le spectre vert. La température déduite de l’ajustement continue à diminuer et l’indice spectral à augmenter à mesure que l’on s’éloigne du bord illuminé. Par contre, lorsque l’on quitte la Tête pour entrer dans la « gorge » du Cheval, le spectre des grains présente une température plus élevée et un indice spectral plus faible (spectre jaune). En effectuant de tels ajustements pour chaque pixel de la région de la Tête de Cheval et de la Barre d’Orion, nous pouvons construire des cartes d’épaisseur optique à $250 \mu\text{m}$, de température et d’indice spectral.

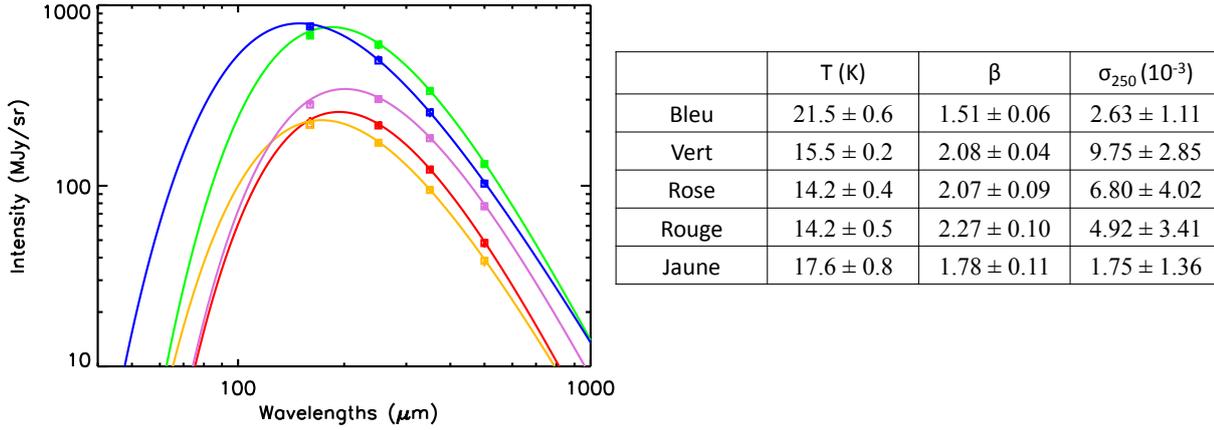


FIGURE 7.3 – Ajustement du spectre des grains à l’équilibre thermique par un corps noir modifié à différentes positions de la Tête de Cheval. Les croix représentent les données (les barres d’erreurs sont plus petites que la taille de la croix), les lignes en traits pleins symbolisent les modèles tandis que les carrés illustrent les valeurs du modèle intégrées dans les bandes instrumentales de sorte à tenir compte des corrections de couleurs. Les positions de chaque spectre sont indiquées par des carrés colorés sur la carte de densité de colonne (Fig. 7.4). A droite, le tableau résume les valeurs des paramètres pour chaque spectre.

7.4 Anticorrelation $T - \beta$ dans les PDR avec Herschel

7.4.1 Cartes de N_{H} , T et β

La Fig. 7.3, de même que la Fig. 5 de l’article 1 (Sect. 6.3.1) semblent indiquer une anticorrelation entre les paramètres T et β . Pour étudier les variations du spectre des grains à l’équilibre thermique, nous avons construit des cartes de chaque paramètre. Ces dernières sont montrées à la Fig. 7.4 et la Fig. 1 de l’article 2 (Sect. 7.5) respectivement pour la Tête de Cheval et la Barre d’Orion.

Plutôt que de construire une carte de l’épaisseur optique à $250 \mu\text{m}$, τ_{250} , nous lui préférons la notion plus familière de densité de colonne le long de la ligne de visée, N_{H} . En effet, ces deux grandeurs sont reliées par :

$$N_{\text{H}} = \frac{\tau_{250}}{\kappa_{250} \mu m_{\text{H}}}, \quad (7.5)$$

où $\mu = 1.33$ est la masse atomique moyenne, m_{H} , la masse de l’atome d’hydrogène et κ_{250} , l’émissivité des grains à $250 \mu\text{m}$. Par conséquent, pour estimer la densité de colonne à partir de τ_{250} , il est nécessaire de supposer une valeur de κ_{250} . Nous choisissons la valeur constante de $0.051 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ correspondant à une estimation de l’émissivité des grains dans le milieu interstellaire diffus (Compiègne *et al.*, 2011). Cette hypothèse, ainsi que la non prise en compte des effets de mélange de températures le long de la ligne de visée¹ font que les densités de colonne dérivées des ajustements sont uniquement des ordres de grandeur offrant une information qualitative.

Dès lors, nous voyons sur les cartes de N_{H} (Fig. 7.4 et Fig.1 de l’article 2) que la densité de colonne augmente lorsque l’on entre dans le filament brillant, ce qui est compatible avec les

1. (Ysard *et al.*, 2012) ont récemment montré que les effets de transfert radiatif pouvaient conduire à une sous-estimation de N_{H} jusqu’à des facteurs de l’ordre de 5.

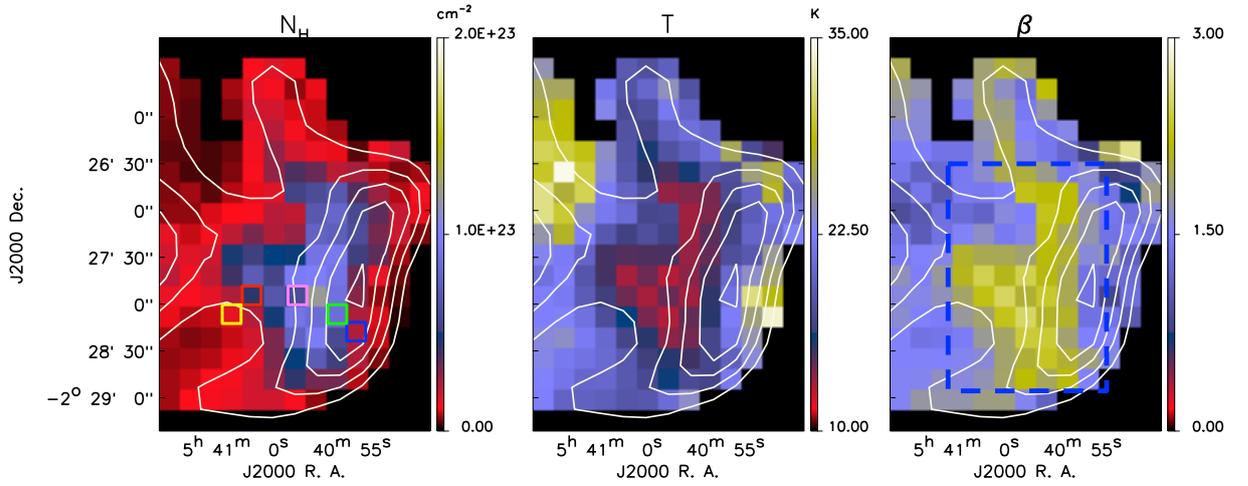


FIGURE 7.4 – Cartes de densité de colonne (gauche), de température (centre) et d’indice spectral (droite) de la Tête de Cheval. Les contours illustrent l’émission à $250 \mu\text{m}$ (niveaux : 200, 300, 400, 500, 600 $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$). Les carrés colorés montre la position des spectres de la Fig. 7.3 et le rectangle bleu sur la carte de β regroupe les pixels pris en compte Fig. 7.5.

profils en densité utilisés pour modéliser l’émission de la Tête de Cheval et de la Barre d’Orion (Fig. 6.8 et Fig. 8 de l’article 1). Nous pouvons également noter un léger décalage spatial ($\sim 30''$ pour la Tête de Cheval, $\sim 15''$ pour la Barre d’Orion) entre le pic de densité de colonne et le pic d’émission à $250 \mu\text{m}$.

La carte de température de la Tête de Cheval (panneau central de la Fig. 7.4) illustre un gradient de température allant de $\sim 30 \text{ K}$ près du bord illuminé à $\sim 15 \text{ K}$ derrière le pic à $250 \mu\text{m}$. Tandis que pour les mêmes pixels, β augmente de 1.1 à 2.5. Cette anticorrelation entre les deux paramètres clairement visible sur la Fig. 7.4 peut également être observée en traçant sur un graphique l’indice spectral en fonction de la température (Fig. 7.5).

Pour caractériser cette anticorrelation, nous ajustons aux points du graphique une loi de puissance telle que :

$$\beta = AT^{-\gamma}. \quad (7.6)$$

A et γ sont les deux paramètres libres de l’ajustement. Dans le cas de la Tête de Cheval, nous obtenons $A = 59.5 \pm 6.9$ et $\gamma = 1.24 \pm 0.04$ avec un χ^2 réduit égal à 2.3.

7.4.2 Effets dus au bruit statistique, aux erreurs photométriques et au mélange en température

Bruit statistique

L’interprétation des graphes présentant les variations de β avec T est compliquée par l’anticorrelation intrinsèque des deux paramètres due au bruit statistique dans les données (Desert *et al.*, 2008; Shetty *et al.*, 2009b; Planck Collaboration *et al.*, 2011e).

Pour s’assurer que les variations observées dans le panneau gauche de la Fig. 7.5 ne sont pas uniquement dues à cet effet, nous avons effectué des simulations Monte-Carlo permettant de

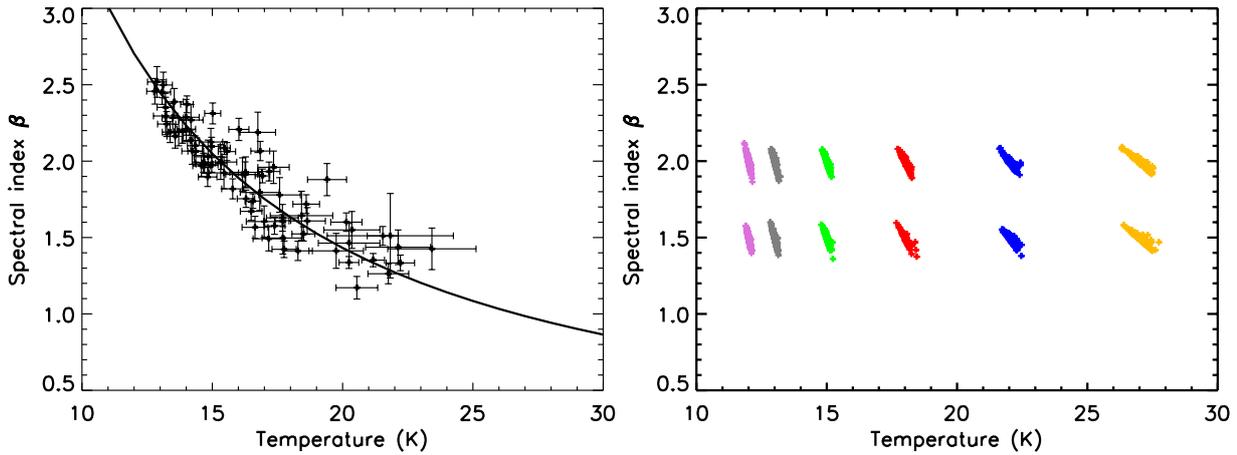


FIGURE 7.5 – Gauche : indice spectral en fonction de la température dans la Tête de Cheval. Chaque point représente un pixel du rectangle bleu indiqué sur la carte de β (Fig. 7.4) et les barres d’erreur sont les erreurs à 1σ déduites du bruit statistique. La ligne en trait plein correspond à un ajustement en loi de puissance selon l’Eq. 7.6. Droite : corrélation entre les valeurs ajustées de T et β obtenue par simulation Monte-Carlo. Chaque couleur représente une température pour laquelle ont été ajustés 400 spectres simulés avec des erreurs statistiques identiques à celle rencontrées dans la Tête de Cheval (12 K en rose, 13 K en gris, 15 K en vert, 18 K en rouge, 22 K en bleu, 27 K en jaune). Les simulations ont été effectuées en fixant β à 2 puis à 1.5.

quantifier cette anticorrélation naturelle entre les deux paramètres. 400 spectres ont été simulés à partir de l’Eq. 7.1 en utilisant des valeurs fixes de la température et de l’indice spectral. En supposant une distribution gaussienne, nous avons ensuite ajouté aléatoirement du bruit statistique à ces spectres synthétiques dont l’écart type correspond au niveau de bruit statistique rencontré dans les observations Herschel de la Tête de Cheval. L’étape finale consiste à ajuster une loi de corps noir modifié à ces spectres avec exactement la même procédure décrite précédemment, et à observer la dispersion de T et β .

Le résultat de cette analyse pour six températures fixées (12, 13, 15, 18, 22 et 27 K) et deux valeurs de β différentes (1.5 et 2) est montré sur le panneau droit de la Fig. 7.5 à la même échelle que le diagramme $T - \beta$ issu de l’ajustement des données. Si nous confirmons que la présence de bruit statistique induit naturellement une anticorrélation entre la température et l’indice spectral, il apparaît que l’amplitude de cette dernière est faible et ne peut expliquer des variations de T supérieures à 2 K (pour les plus grandes températures) et de β supérieures à 0.2. Nous concluons de cette analyse que les variations de température et d’indice spectral mises en évidence dans la Tête de Cheval ne sont pas uniquement dues au bruit statistique. Des résultats analogues ont été obtenus pour la Barre d’Orion (Fig. 3 de l’article 2 Sect. 7.5).

Erreurs de calibration

Les erreurs de calibration sont prises en compte comme expliqué Sect. 7.3. Les ajustements sont répétés en décalant les observations dans chaque bande en fonction de leur amplitude maximale. Les quatre combinaisons présentées ont été testées et le résultat est montré Fig. A.1 de l’article 2 pour la Barre d’Orion. Les incertitudes de calibration étant les mêmes pour tous les

pixels de la carte, elles ont pour effet de translater les valeurs de T et β dans le même sens. Elles n'ont donc pas d'influence sur l'anticorrelation observée.

Mélange en température

Un autre effet complique l'interprétation des graphiques $T - \beta$: il s'agit du mélange de différentes températures le long de la ligne de visée. En effet, si les grains présentent des températures différentes le long d'une même ligne de visée, le spectre résultant est la superposition de chaque spectre au sein desquels les maxima ne sont pas situés à la même longueur. La conséquence de cette superposition est un abaissement artificiel de l'indice spectral (Shetty *et al.*, 2009a). Toutefois, les calculs de transfert radiatif de Malinen *et al.* (2011) appliqués à des coeurs froids ont montré que cette diminution de β était accompagnée d'une diminution de T et que le mélange en température induisait alors une corrélation positive entre les deux paramètres. Juvela & Ysard (2012) ont conclu que la présence de plusieurs températures le long d'une ligne de visée conduisait toujours à une corrélation mais que son signe dépendait de la nature du nuage et notamment de la façon dont il est éclairé. La corrélation est positive lorsque les nuages étudiés reçoivent des champs de rayonnement isotropes, d'intensités différentes, par contre elle peut devenir négative s'il y a présence de sources internes et si le rayonnement est anisotrope.

Le cas des PDR fait clairement partie de la seconde catégorie puisqu'elles ne sont éclairées que d'un côté. Afin de quantifier l'effet du mélange en température le long de la ligne de visée, nous avons utilisé pour chaque PDR les modèles décrits au Chap. 6. Ces modèles étant construits en géométrie plan-parallèle vus de profil, ils ne contiennent pas de mélange en températures. Nous avons donc changé l'orientation du nuage pour qu'ils soient vus de face en gardant les mêmes profils de densité. Cette situation correspond au cas extrême en terme de mélange en températures, qui est assez éloignée de la réalité pour la Tête de Cheval et la Barre d'Orion dont nous savons qu'elles sont très proches de la vue de profil. Cependant, en comparant le spectre en sortie de ce modèle vue de face avec un spectre calculé pour une géométrie vue de profil nous pouvons estimer l'effet maximal du mélange en température. Les spectres sont ajustés avec une loi de corps noir modifié dans les bandes observées en tenant compte des corrections de couleur.

TABLE 7.3 – Effet du mélange en température sur la ligne de visée sur les spectres de la Tête de Cheval et de la Barre d'Orion. Les spectres « mélangés » ont été obtenus en supposant les modèles de PDR du Chap. 6 vus de face et correspondent à des cas extrêmes.

	Sans mélange de températures		Mélange de températures	
	T	β	T	β
Tête de Cheval	11.5 ± 0.7 K	1.35 ± 0.29	20.0 ± 5.6 K	0.96 ± 0.59
Barre d'Orion	44.2 ± 4.7 K	1.56 ± 0.06	50.4 ± 8.6 K	1.33 ± 0.21

Comme indiqué dans le Tab. 7.3, le cas extrême d'une PDR vue de face induit des variations de β de 0.4 pour la Tête de Cheval et de 0.2 pour la Barre d'Orion. Ces variations sont à comparer à celles observées Fig. 7.3 et Fig. 2 de l'article 2 qui sont de l'ordre de 1.3 pour la Tête de Cheval et de 1.1 pour la Barre d'Orion. Nous en concluons que le mélange en températures, même conjugué à l'anticorrelation due au bruit statistique ne peut pas rendre compte des observations.

7.4.3 Origine physique

Nous avons vu que l'anticorrélation entre T et β observée n'est provoquée ni par le bruit statistique ni par les erreurs photométriques et nous avons vérifié qu'elle ne pouvait être due par un mélange en température.

Agladze *et al.* (1996), Boudet *et al.* (2005) et Mennella *et al.* (1998), d'après leurs travaux en laboratoire évoqués Sect. 7.1.2, ont proposé que les variations de β étaient inhérentes à la physique du solide. Les deux premiers ont suggéré qu'elles étaient dues à des processus de résonance ou de relaxation dans un système à deux niveaux (TLS pour *Two-level system*, Bösch, 1978). Les auteurs de la dernière étude citée ont, quant à eux, avancé l'idée selon laquelle les variations d'indice spectral proviennent d'un processus de différence de deux phonons (Stolen & Dransfeld, 1965) provoqué par la structure désordonnée des grains amorphes.

A partir de ces propositions, Meny *et al.* (2007) ont développé un modèle d'émission des grains amorphes de l'infrarouge lointain au millimétrique. Ce modèle tient compte de l'absorption induite par une distribution désordonnée de charges (modèle DCD pour *Disordered charge distribution* - Schlömann, 1964) et par un système à deux niveaux (modèle TLS - Phillips, 1972; Anderson *et al.*, 1972). La philosophie du modèle réside dans la séparation du Q_{abs} des grains en une partie dépendante de la température (TLS) et une autre indépendante caractérisée par $\beta = 2 - 4$ selon la longueur d'onde (DCD). Le bon accord entre ce modèle avec les observations astrophysiques de l'anticorrélation $T - \beta$ (Paradis *et al.*, 2011) et avec les données de laboratoire sur des analogues (Coupeaud *et al.*, 2011) a été montré.

Le modèle DCD/TLS de Meny *et al.* (2007) suggère donc que des processus dépendant de la température des grains affectent les propriétés optiques des poussières, ce qui induit les variations de β observées. Cependant, lorsque l'on combine les anticorrélations que nous avons obtenues dans les trois régions étudiées avec Herschel (Tête de Cheval, Barre d'Orion et nuage moléculaire froid entre la Barre et le complexe moléculaire d'Orion), nous voyons qu'elles sont décalées. En effet, la Fig. 7.6 montre que les trois zones étudiées présentent les mêmes indices spectraux (entre 1.2 et 2.5 pour la Tête de Cheval, entre 1.2 et 2 pour le nuage froid et entre 1.1 et 2 pour la Barre d'Orion) mais des températures différentes. Ce résultat semble être incompatible avec une relation unique entre β et T et qu'un autre paramètre affecte la dépendance de l'indice spectral des grains avec la température. Le paramètre de densité locale n_H est un candidat particulièrement intéressant.

En effet, plusieurs arguments qualitatifs simples soulignent le rôle potentiellement joué par la densité locale :

1. Lorsque n_H augmente, le champ de rayonnement est éteint plus efficacement et la température des grains décroît, donc une augmentation de β avec n_H serait en accord avec l'anticorrélation $T - \beta$ observée. De plus, les pixels présentant un indice spectral faible (Fig. 7.4 pour la tête de cheval et Fig. 1 de l'article 2 pour la Barre d'Orion) sont situés en avant ou en arrière des PDR où les modélisations ont montré que la densité locale était plus faible.
2. Les valeurs de β observées dans la Barre d'Orion et dans la Tête de Cheval sont sensiblement comprises dans le même intervalle (entre 1.1 et 2.5) or les modélisations de ces PDR révèlent des valeurs maximales de n_H équivalentes ($n_{H_{bar}} = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $n_{H_{HH}} = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$).

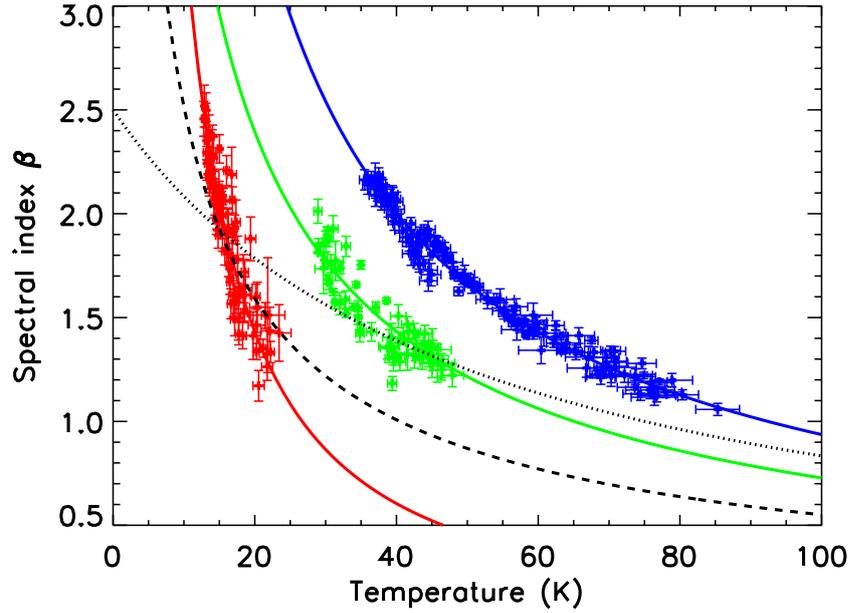


FIGURE 7.6 – Diagramme représentant l’indice spectral en fonction de la température pour les trois régions étudiées avec les données Herschel (la Barre d’Orion en bleu, le nuage froid situé à l’extrémité de la Barre en vert et la Tête de Cheval en rouge). Les lignes en trait plein représentent pour chaque région le meilleur ajustement en loi de puissance selon l’Eq. 7.6. Les courbes en pointillés et en tirets symbolisent respectivement les ajustements de Dupac *et al.* (2003) à partir des observations PRONAOS et de Désert *et al.* (2008) à partir des données Archeops.

3. Le modèle Compiègne *et al.* (2011), basé sur les propriétés des grains dans le milieu interstellaire diffus à haute latitude galactique, ne permet pas de reproduire l’indice spectral observé dans les PDR (Fig. 7.7). Le spectre modélisé présente toujours une valeur de β trop faible (~ 1.5 par rapport des valeurs observées entre 1.8 et 2).

L’idée sous-jacente est qu’un processus d’évolution physique des grains apparaîtrait avec l’augmentation de densité locale dans les PDR. Ce processus affecterait les propriétés optiques des grains et se manifesterait dans les observations par une variation de l’indice spectral. Néanmoins, une analyse quantitative des variations spatiales de β et surtout de n_{H} est nécessaire pour confirmer cette hypothèse qui, si elle était vérifiée, aurait d’importantes conséquences sur notre vision de l’évolution des poussières. En effet, l’indice spectral pourrait devenir un traceur de l’histoire d’évolution des grains interstellaires et serait un nouveau moyen de sonder directement l’évolution des poussières au moins dans les PDR.

Reste-t-il encore à identifier le processus physique faisant varier l’indice spectral des poussières avec la densité. Récemment, Jones (2012a,b) a présenté un modèle d’évolution des grains de carbone amorphe hydrogénés et propose que, dans les nuages denses, l’accrétion de manteaux affectant le niveau d’hydrogénation des grains change de manière importante l’émission des grains dans l’infrarouge lointain. Ces changements se manifestent par une augmentation de β des milieux de faibles densités vers les milieux plus denses. La Fig. 7.8 montre ces variations de β en fonction de la largeur de bande interdite des grains en énergie, E_{g} . Pour les matériaux considérés ici, cette grandeur est liée à X_{H} , la fraction initiale d’hydrogène (degré d’hydrogénation) linéairement (Tamor & Wu, 1990). Or, dans le modèle de Jones (2012a,b), les variations de X_{H} sont entraînées par des changements de densité : plus la densité est faible, plus les grains sont

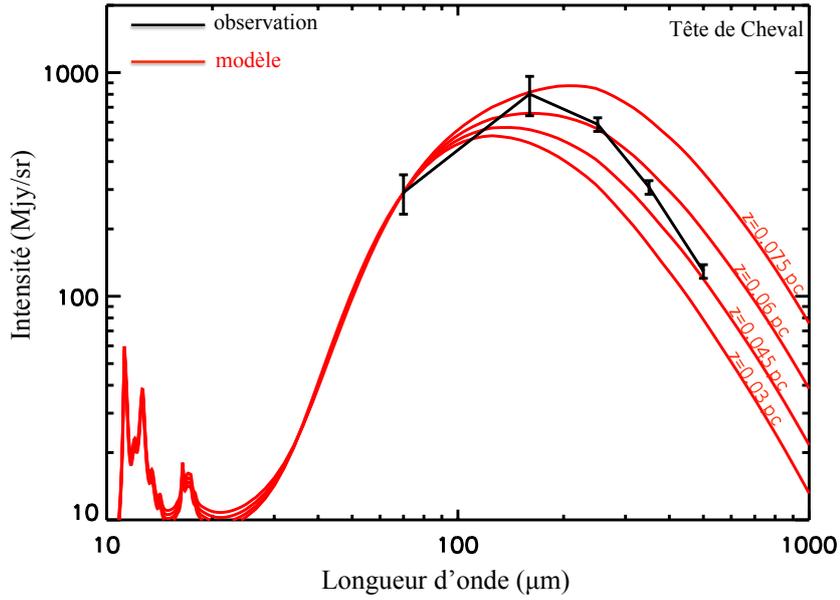


FIGURE 7.7 – Spectre observé dans la partie dense de la Tête de Cheval (noir) comparé au modèle de transfert radiatif pris à différentes profondeurs z (rouge) basé sur le modèle de grains de Compiègne *et al.* (2011) (Sect. 6.4.2). L'indice spectral du spectre observé est clairement plus important que celui du spectre modélisé.

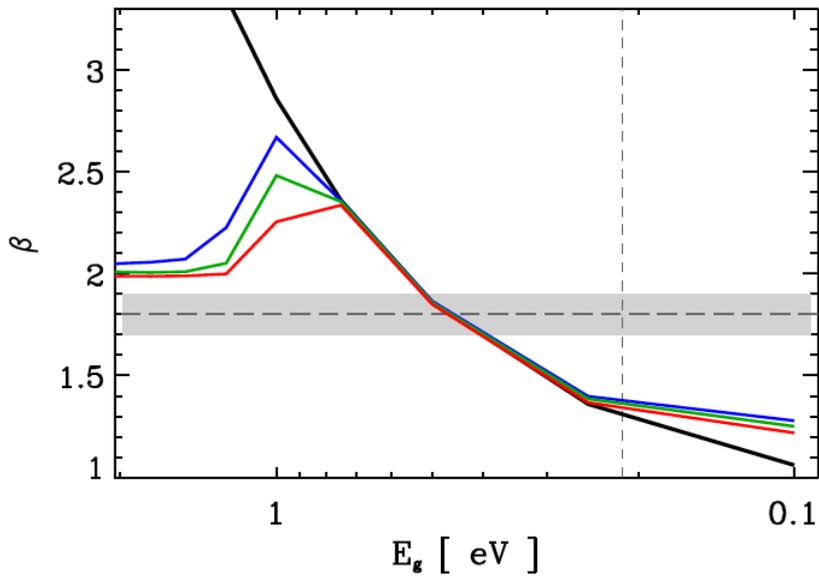


FIGURE 7.8 – Indice spectral local (bleu à $100 \mu\text{m}$, vert à $300 \mu\text{m}$ et rouge à pour des grains de 100 nm de rayon. La courbe noire illustre la dépendance de β avec la largeur de bande interdite, E_g , selon l'Eq. 22 de Jones (2012b). La ligne verticale indique la limite possible de la fraction initiale d'hydrogène dans les grains, $X_H=0.05$ (Adel *et al.*, 1989; Godard *et al.*, 2011) et la ligne horizontale montre la valeur de β dans le milieu atomique diffus avec son incertitude telle ajustée sur les données Planck (Planck Collaboration *et al.*, 2011d).

exposés au rayonnement et plus X_{H} diminue. Par conséquent, la densité diminue de gauche à droite sur la Fig. 7.8. Nous voyons donc que l'indice spectral augmente avec la densité du fait de l'accrétion de manteaux hydrogénés sur les grains de carbone amorphes, offrant là une première piste quant à l'identification d'un processus physique liant directement densité et indice spectral des grains.

Toutefois, il est indispensable de garder à l'esprit que ce modèle ne prend pas en compte les silicates, qui ne peuvent être négligés dans ce problème. La meilleure façon de confirmer l'hypothèse d'un indice spectral variant avec la densité locale resterait de contraindre efficacement n_{H} à partir d'une modélisation conjuguée du gaz et de la poussière dans les PDR, pour lesquelles la détermination de β est simplifiée par le grand rapport signal à bruit et la bonne connaissance de leur géométrie permettant de quantifier les effets de mélange en température.

7.5 Article 2 : Variations du spectre des gros grains au travers de la Barre d'Orion

Cette lettre a été soumise en juin 2012 à la revue *Astronomy & Astrophysics*. Elle présente l'étude des variations du spectre des grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement dans la Barre d'Orion. Elle résume donc une partie du travail présenté dans ce chapitre. Nous présentons ici la version soumise une seconde fois en juillet 2012 après corrections.

LETTER TO THE EDITOR

Dust temperature and spectral emissivity index variations in OrionH. Arab¹, A. Abergel¹, N. Ysard¹, J. Bernard Salas¹, E. Dartois¹, J. M. Kirk², D. A. Naylor³, J. A. Rodon⁴ and G. J. White^{5,6}¹ Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), UMR8617, CNRS/Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France
e-mail: heddy.arab@ias.u-psud.fr² School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Queens Buildings, the Parade, Cardiff, CF24 3AA, UK³ Institute for Space Imaging Science, University of Lethbridge, T1K3M4, Alberta, Canada⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 8617, CNRS, Université de Provence, 38 rue Joliot-Curie, 133388, Marseille, France⁵ The Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot OX11 0QX, UK⁶ Department of Physics & Astronomy, The Open University, Milton Keynes MK7 6 AA, UK

Re-submitted 16 July 2012

ABSTRACT

Context. Dust emission is a tracer of the mass in the interstellar medium of galaxies. However, the link between observations and dust mass is complicated by the variation of the dust properties. Therefore, understanding dust evolution is a crucial issue.

Aims. Our goal is to study the emitting properties of the dust in thermal equilibrium with the incident radiation field in the Orion Bar photo-dissociation region (PDR).

Methods. We use *Herschel* photometric observations (from 70 to 500 μm) of the Orion bar region with a high signal-to-noise ratio (~ 50 -250). We fit modified blackbody functions to the spectral energy distribution of the dust, in order to map the column density, the temperature and the spectral emissivity index which is assumed constant from 70 to 500 μm .

Results. The temperature T and the spectral emissivity index β are anticorrelated, but different dependences are identified. In the Bar we find $T \sim 35$ -80 K and $\beta \sim 1.1$ -2.2. In the molecular ridge located South-West of the Bar we find $T \sim 25$ -50 K while β is in a comparable range as in the Orion Bar (~ 1.2 -2). This result suggests that β also depends on another physical parameter than T . From the current understanding of the geometry of this region, we deduce that the increase of β appears to occur in the same physical zone as the increase of local density. Thus, we propose that variations of β may be a consequence of dust evolution related to variations in the local density.

Key words. infrared: ISM - dust, extinction - photon-dominated region (PDR) - ISM: individual objects: Orion Bar

1. Introduction

In the far-infrared (FIR), the spectral energy distribution (SED) of dust is dominated by the emission of big grains (BG) in thermal equilibrium with the incident radiation field. Their spectrum is usually described by a modified blackbody characterised by a temperature and a wavelength-dependent emissivity taken as a power law. The spectral emissivity index is related to the chemical nature and the physical processes experienced by the grains.

Observational evidence indicates that the dust properties evolve depending on the environment. From diffuse to dense clouds, a decrease of the I_{60}/I_{100} ratio (Laureijs et al. 1991) and an enhancement of the BG emissivity have been reported (Stepnik et al. 2003; Paradis et al. 2009). Various processes, like aggregation, have been invoked to explain these variations in the SED (e.g., Köhler et al. 2011; Planck Collaboration et al. 2011a).

Thanks to the new ESA infrared space facility *Herschel* (Pilbratt et al. 2010), we have been able to study the dust emission from 70 to 500 μm , i.e. in the peak of the BG emission, particularly suited to follow spectral emissivity variations. The high spatial resolution of *Herschel* offers the opportunity to probe the BG emission inside photo-dissociation regions (PDRs), which are transition zones between diffuse interstellar medium and molecular clouds. The chemical and physical evolution of the gas in PDRs is fully regulated by the radiation field, therefore

they are the ideal objects within which to study the evolution of dust and gas as a function of the physical conditions and the local excitation.

In this paper, we study the SED variations of the BG component across the Orion Bar and discuss the consequences in terms of dust evolution. The proximity of the Orion Bar (414 ± 7 pc - Menten et al. 2007) coupled with the very strong radiation field it receives (of the order of a few times 10^4 , in Habing units - Marconi et al. 1998) make it one of the brightest PDRs in the FIR sky. The Orion Bar presents an edge-on geometry (e.g., Tielens & Hollenbach 1985; Tauber et al. 1994; Lis & Schilke 2003) and has been extensively observed in various tracers (e.g., White & Sandell 1995; Young Owl et al. 2000; Allers et al. 2005; Habart et al. 2010; Bernard-Salas et al. 2012).

2. Methodology

The Orion Bar was mapped by *Herschel* during the Science Demonstration Phase (SDP). Five maps were obtained, at 70 and 160 μm (with the PACS photometer - Poglitsch et al. 2010) and at 250, 350 and 500 μm (with the SPIRE photometer - Griffin et al. 2010). These observations and the data processing are described in Arab et al. (2012). To derive consistent SEDs, the maps were convolved to the resolution of the 500 μm (35.1'') as done in Arab et al. (2012).

1

H. Arab et al.: Dust temperature and spectral emissivity index variations in Orion

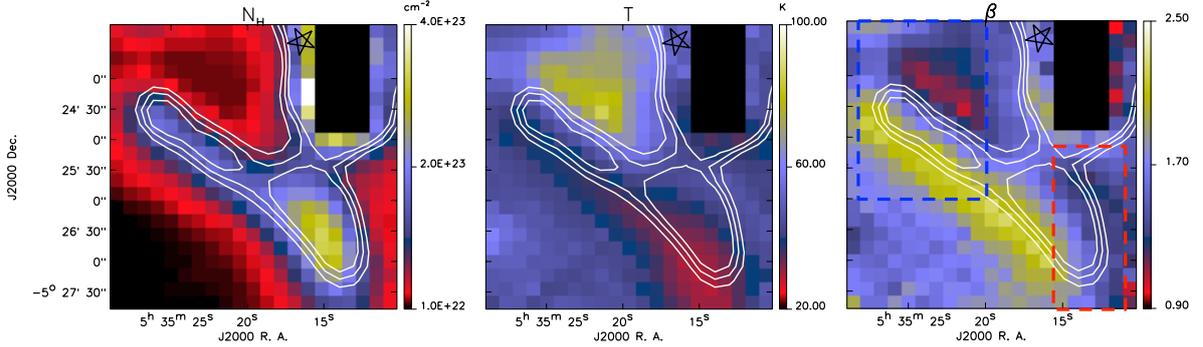


Fig. 1. Left panel: Column density map. Middle panel: Temperature map. Right panel: Spectral emissivity map. Contours show the $250\ \mu\text{m}$ emission (levels: 1100, 13000, 15000 MJy/sr). Red and blue rectangles in right panel show the pixel selections for exploring the $T - \beta$ anti-correlation in two regions: the Bar and the molecular ridge. Pixels affected by saturation are indicated by the black zone.

The SED for each pixel was fitted to a modified blackbody function:

$$I_\lambda = \tau_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^\beta B_\lambda(T), \quad (1)$$

where I_λ is the specific intensity and B_λ is the Planck function. The free parameters are the dust optical depth at wavelength λ_0 , τ_{λ_0} , the temperature T , and the spectral emissivity index β which is commonly assumed to be constant over this wavelength range ($70\text{--}500\ \mu\text{m}$). The algorithm performs weighted least-squares curve fitting taking into account the noise for each band to compute τ_{λ_0} , T and β , with $1\text{-}\sigma$ errors. We have applied colour-correction factors computed using the SPIRE and PACS transmission curves. The five bands are used for all pixels, since the contamination due to non-equilibrium emission is expected to be below 5% for the range of temperature found in our field (Arab et al. 2012).

The Orion Bar is so bright that the uncertainties due the Cosmic Infrared Background fluctuations (below 1 MJy/sr at $160\ \mu\text{m}$ and other FIR wavelengths, see Pénin et al. 2011) and the choice of the zero-level of the maps can be neglected. Therefore the noise is estimated from the statistical flux error maps provided at each band by the pipelines. The signal-to-noise ratio varies between 50 and 250. Calibration uncertainties have a higher amplitude, however for a given band they affect each pixel in the maps by the same multiplicative factor, producing global shifts in the computed T and β values (see Annex A).

We have derived the column density with:

$$N_{\text{H}} = \frac{\tau_{250\ \mu\text{m}}}{\kappa_{250\ \mu\text{m}} \mu m_{\text{H}}}, \quad (2)$$

where μ , the mean atomic mass is equal to 1.33 and m_{H} is the hydrogen atom mass. We have assumed a constant value of the dust emissivity $\kappa_{250\ \mu\text{m}} = 0.051\ \text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$, corresponding to the diffuse atomic ISM (Compiègne et al. 2011). We are only interested in estimates of N_{H} , so the expected variations of $\kappa_{250\ \mu\text{m}}$ inside the Bar are neglected.

3. Results

In Fig. 1, we show the results from fitting a modified blackbody function (Eq. 1) to the SED extracted from each pixel.

3.1. Column density, Temperature and spectral emissivity index maps

The column density map (left panel of Fig. 1) appears to be spatially correlated with the FIR emission detected by SPIRE. Values obtained on the Bar are in good agreement with previous FIR measurements (Johnstone et al. 2003). We have neglected possible variations of $\kappa_{250\ \mu\text{m}}$, and also temperature mixing along the lines of sight which can lead to underestimates of the column density by factors up to 5 (see Ysard et al. 2012). Despite this uncertainty, our qualitative result is that the column density is lowest between the star and the Bar and highest in the South-West part of the map.

The temperature map (middle panel of Fig. 1) shows that the temperature gradient highlighted in Fig. 5 of Arab et al. (2012) can be generalised to the whole Bar. Grains are significantly hotter in front of the filament ($\sim 70\ \text{K}$) and the temperature decreases on a short spatial scale. The South-West part of the Orion Bar presents the coolest temperature of our field ($\sim 29\ \text{K}$). This can be inferred as well from the absence of $70\ \mu\text{m}$ emission and strong $250\ \mu\text{m}$ emission in Fig. 1 and 4 of Arab et al. (2012). It is clearly apparent that the cooler material in the crosscuts from the star to the Bar is systematically observed to lie behind the $250\ \mu\text{m}$ peak positions, relative to the illuminating source.

The dust spectral emissivity index map is shown in the right panel of Fig. 1. Contrary to the trend seen in the temperature map, β values in front of the Bar are low ($\lesssim 1.6$) whereas β clearly increases (up to 2.2) with distance from the illuminating star. Both T and β gradients follow the column density structure of the Bar. The lowest values of T and the highest of β are observed behind the $250\ \mu\text{m}$ peak positions, relative to the star. However there is an important difference between the T and β maps: the value of β along the Bar remains constant (~ 2), while the temperature significantly decreases from $\sim 40\ \text{K}$ to $\sim 30\ \text{K}$ between the North-East and the South-West part of the Bar. This indicates a more complicated dependence than a simple $T - \beta$ anti-correlation.

3.2. T - β dependence

The variations of the spectral emissivity index with respect to the temperature are presented in Fig. 2. The blue crosses correspond to the Bar region (blue rectangle in the β map in Fig. 1). We observe a strong anti-correlation between T (from $\sim 35\ \text{K}$

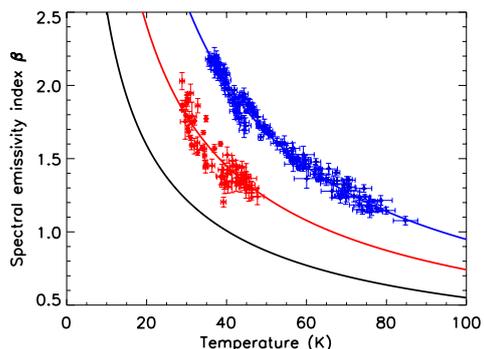


Fig. 2. Dust spectral emissivity exponent β vs. temperature T for pixels in the Bar region (blue crosses) and pixels in the molecular ridge located South-West to the Bar (red crosses). The solid blue and red lines are their best powerlaw fittings respectively. The solid black line is the powerlaw fitting Archeops data of cold clumps (from Désert et al. 2008). The $1-\sigma$ error bars are computed from the statistical noise on each pixel.

and ~ 85 K) and β (from ~ 1 and ~ 2.2). The red crosses of Fig. 2 correspond to the molecular ridge (red rectangle in the β map in Fig. 1), where the Bar joins the Orion Molecular Cloud OMC-1 (Ungerechts et al. 1997). We observe again a strong anti-correlation, but while the β values span a comparable range as the Bar region (from ~ 1.2 and ~ 2) the range of temperature is lower (~ 28 K to ~ 50 K). This result challenges the commonly used assumptions that β remains relatively invariant, or that β varies as a simple function of T .

Several authors have already reported the possibility of anti-correlation between T and β (e.g., Dupac et al. (2003), Désert et al. (2008) and Planck Collaboration et al. (2011b) in cold clumps; Planck Collaboration et al. (2011a) in the Taurus molecular cloud and Paradis et al. (2010) in the galactic plane) but this is the first time that this trend has been highlighted in individual regions where the physical conditions are well-determined and with a high signal-to-noise ratio. To characterise these anti-correlations, we performed a simple power-law fitting for each selected region, following Désert et al. (2008): $\beta = AT^{-\gamma}$, where A and γ are the two parameters of the fit. For the Bar region, the best fit is obtained with $A = 42.6 \pm 1.6$ and $\gamma = 0.829 \pm 0.009$ with χ^2 , the reduced- χ^2 equal to 1.65. For the molecular ridge region, the best fit parameters are $A = 22.0 \pm 1.0$ and $\gamma = 0.740 \pm 0.013$ with $\chi^2 = 8.82$, leading to a power-law shifted to lower temperatures. The reduced- χ^2 of this second fit is higher since the dispersion around the power-law is more important in the molecular ridge region, probably because of geometrical and mixing effects. It is interesting to note that Paradis et al. (2010) also found two different power-law relationships at two different longitudes in the galactic plane.

4. Discussion

4.1. Effects due to statistical noise and calibration errors

Statistical noise is known to produce artificial anti-correlations between T and β (e.g., Shetty et al. 2009a; Planck Collaboration et al. 2011a; Kelly et al. 2012). Therefore, the full effect need to be properly quantified and propagated through the analysis. We performed careful Monte-Carlo simulations to understand the propagation of the statistical noise in the determination of the

dust temperature and the spectral emissivity index using a single modified blackbody to fit the five Herschel bands. Four hundred synthetic spectra were computed with fixed values of T and β . Then, statistical noise was randomly added using a Gaussian distribution with a standard deviation σ corresponding to the level of statistical noise observed in the Herschel data. Finally, a modified blackbody was fitted to these synthetic spectra using the same procedure as that described in Sect. 2. We repeated this for different temperatures between 30 and 72.5 K with spectral emissivity index of 2.0 and 1.5. Fig 3 shows the observed correlation between T and β for these simulations. An anti-correlation induced by the statistical noise is clearly visible, nevertheless, its amplitude is much lower than what is observed in Fig. 2. We find a different result as previous studies, such as Shetty et al. 2009a or Kelly et al. 2012, because of the high signal-to-noise ratio of the Orion Bar data.

Systematic uncertainties due to calibration errors do not participate to artificial anti-correlation. As discussed in Annex A, their only effect is to translate the trend induced by the statistical noise.

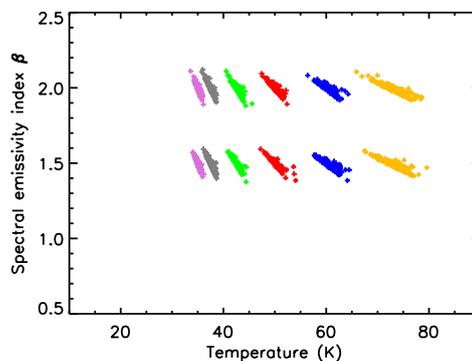


Fig. 3. Correlation between the fitted values of T and β . Each colour represents a set of 400 simulated spectra corresponding to a single temperature on which statistical noise has been added (pink for 30 K, grey for 32.5 K, green for 37.5 K, red for 50 K, blue for 60 K and gold for 72.5 K). The spectral emissivity index has been fixed to 2 and then to 1.5.

4.2. T mixing effects

Another phenomenon which may have an influence on the $T - \beta$ dependence is temperature mixing (e.g., Juvela & Ysard 2012; Malinen et al. 2011; Shetty et al. 2009b). The radiative transfer code described in Arab et al. (2012) is unable to model this as it assumes a pure plane-parallel transfer model seen edge-on, and thus, contains no temperature mixing along the line of sight. To quantify the effect of temperature mixing, we have considered the same model with a face-on orientation, which would correspond to the most extreme case in terms of temperature mixing. The SED from this modified model (i.e. with and without mixing) would result in a decrease of the spectral emissivity index never higher than 0.25 while the temperature is lowered by 1 to 5 K. Therefore, temperature mixing is unable to reproduce the amplitude of the variations of the spectral emissivity index seen in the observations (from 2.2 to 1.1).

4.3. β variations and dust evolution

We have demonstrated that the observed $T - \beta$ variations are due neither to statistical noise and calibration errors, nor to temperature mixing effects. Now we address the question of its physical origin. Our key result is the observation of a dependence of β with T in the molecular ridge that significantly differs from that observed toward the Bar (Fig. 2). Gas surveys of the molecular ridge have revealed similar chemical characteristics to that inside the Bar (Bergin et al. 1996; Ungerechts et al. 1997). The main difference is the presence of complex molecules in this molecular ridge, which could be a consequence of a lower UV field that is unable to destroy heavy organic molecules (Ungerechts et al. 1997). This explanation is consistent with the lower temperatures found toward the molecular ridge than toward the Bar. However, in the ridge β spans a range of values comparable to those observed in the Bar region. This indicates that β does not only depend on T . Another parameter therefore needs to be introduced.

The spectral emissivity index map (Fig. 1) can help us to identify this parameter. Indeed, the β map shows the same bright structure as seen in emission, but shifted by $\sim 20''$ behind the peak position of the Bar at $250 \mu\text{m}$. Radiative transfer models coupled to dust models (Arab et al. 2012) predict that this is where the local density n_{H} is expected to be the highest. This spatial coincidence between high values of β and high values of n_{H} suggests that variations of β could be primary related to variations of n_{H} . The fact that comparable values of β are found in the Orion Bar (red points in Fig 2) and in the molecular ridge (blue points) could be due to comparable local densities in the Bar and in the molecular ridge, while the range of temperature is different because of different radiation fields. The observed variations of β with the temperature could be the consequence of the dependence of β with n_{H} , since the temperature is expected to decrease with increasing n_{H} .

The dependence of β with n_{H} suggests that variations of β could be related to dust evolution with density, and not only the consequence of temperature variations affecting the intrinsic properties of amorphous dust material (Meny et al. 2007). Recently, magnetic nanoparticles have been suggested by Draine & Hensley (2012) to explain the observed SED in the Small Magellanic Clouds, however these particles only affect the mm- to cm- spectral range.

In dense clouds, accretion of mantles onto dust can change the SEDs. This process has been modeled by Jones (2012a,b) in the case of hydrogenated amorphous carbon grains, and an increase of β from 1 to 3 is found from diffuse to dense regions due to accretion. However, silicate grains needs to be included in the model to see how β evolves in the case of mixing carbon and silicate grains and to verify if it could be compatible with our observations.

5. Conclusion

We have used *Herschel* observations of the Orion Bar photo-dissociation region (Arab et al. 2012) to study the spatial variations of the column density, the dust temperature and the spectral emissivity index throughout a typical PDR.

We find strong anti-correlations between the temperature and the spectral emissivity index. Our numerical simulations demonstrate that the inclusion of statistical noise contributions is incapable of reproducing these anti-correlations at the levels that are actually observed. We also show that temperature mixing along the lines of sight cannot cause the observed $T - \beta$ variations.

By isolating the Bar region and the South-West molecular ridge, we clearly find two different dependences between T and β . This result rules out the simple assumption of a constant $T - \beta$ relationship and suggests that another physical parameter plays a role in this phenomenon. We propose that β increases with the local density since β variations occur in the same physical zone as the changes in density. The observed variations of β could be due to dust evolution in dense regions, such as the formation of mantles.

Acknowledgements. SPIRE has been developed by a consortium of institutes led by Cardiff Univ. (UK) and including: Univ. Lethbridge (Canada); NAOC (China); CEA, LAM (France); IFSI, Univ. Padua (Italy); IAC (Spain); Stockholm Observatory (Sweden); Imperial College London, RAL, UCL-MSSL, UKATC, Univ. Sussex (UK); and Caltech, JPL, NHSC, Univ. Colorado (USA). This development has been supported by national funding agencies: CSA (Canada); NAOC (China); CEA, CNES, CNRS (France); ASI (Italy); MCINN (Spain); SNSB (Sweden); STFC, UKSA (UK); and NASA (USA). J.B.-S. wishes to acknowledge the support from a Marie Curie Intra-European Fellowship within the 7th European Community Framework Program under project number 272820. N.Y. acknowledges the support of a CNES post-doctoral grant.

References

- Ali, B. 2011, Surface brightness comparison of PACS blue array with IRAS and Spitzer/MIPS images, Tech. rep., PACS-Herschel
- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Lacy, J. H., Draine, B. T., & Richter, M. J. 2005, *ApJ*, 630, 368
- Arab, H., Abergel, A., Habart, E., et al. 2012, *A&A*, 541, A19
- Bergin, E. A., Snell, R. L., & Goldsmith, P. F. 1996, *ApJ*, 460, 343
- Bernard-Salas, J., Habart, E., Arab, H., et al. 2012, *A&A*, 538, A37
- Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., et al. 2011, *A&A*, 525, A103+
- Désert, F.-X., Macías-Pérez, J. F., Mayet, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 411
- Draine, B. T. & Hensley, B. 2012, *ArXiv e-prints*
- Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., et al. 2003, *A&A*, 404, L11
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3+
- Habart, E., Dartois, E., Abergel, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L116+
- Johnstone, D., Boonman, A. M. S., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 412, 157
- Jones, A. P. 2012a, *A&A*, 540, A1
- Jones, A. P. 2012b, *A&A*, 540, A2
- Juvela, M. & Ysard, N. 2012, *ArXiv e-prints*
- Kelly, B. C., Shetty, R., Stutz, A. M., et al. 2012, *ApJ*, 752, 55
- Köhler, M., Guillet, V., & Jones, A. 2011, *A&A*, 528, A96+
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. 1991, *ApJ*, 372, 185
- Lis, D. C. & Schilke, P. 2003, *ApJ*, 597, L145
- Malinen, J., Juvela, M., Collins, D. C., Lunttila, T., & Padoan, P. 2011, *A&A*, 530, A101
- Marconi, A., Testi, L., Natta, A., & Walmsley, C. M. 1998, *A&A*, 330, 696
- Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. 2007, *A&A*, 474, 515
- Meny, C., Gromov, V., Boudet, N., et al. 2007, *A&A*, 468, 171
- Paradis, D., Bernard, J.-P., & Mény, C. 2009, *A&A*, 506, 745
- Paradis, D., Veneziani, M., Noriega-Crespo, A., et al. 2010, *A&A*, 520, L8+
- Pénnin, A., Lagache, G., Noriega-Crepeo, A., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1+
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. 2011a, *A&A*, 536, A25
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011b, *A&A*, 536, A23
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, L2+
- Shetty, R., Kauffmann, J., Schnee, S., & Goodman, A. A. 2009a, *ApJ*, 696, 676
- Shetty, R., Kauffmann, J., Schnee, S., Goodman, A. A., & Ercolano, B. 2009b, *ApJ*, 696, 2234
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Tauber, J. A., Tielens, A. G. G. M., Meixner, M., & Foldsmith, P. F. 1994, *ApJ*, 422, 136
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Ungerechts, H., Bergin, E. A., Goldsmith, P. F., et al. 1997, *ApJ*, 482, 245
- White, G. J. & Sandell, G. 1995, *A&A*, 299, 179
- Young Owl, R. C., Meixner, M. M., Wolfire, M., Tielens, A. G. G. M., & Tauber, J. 2000, *ApJ*, 540, 886
- Ysard, N., Juvela, M., Demyk, K., et al. 2012, *ArXiv e-prints*

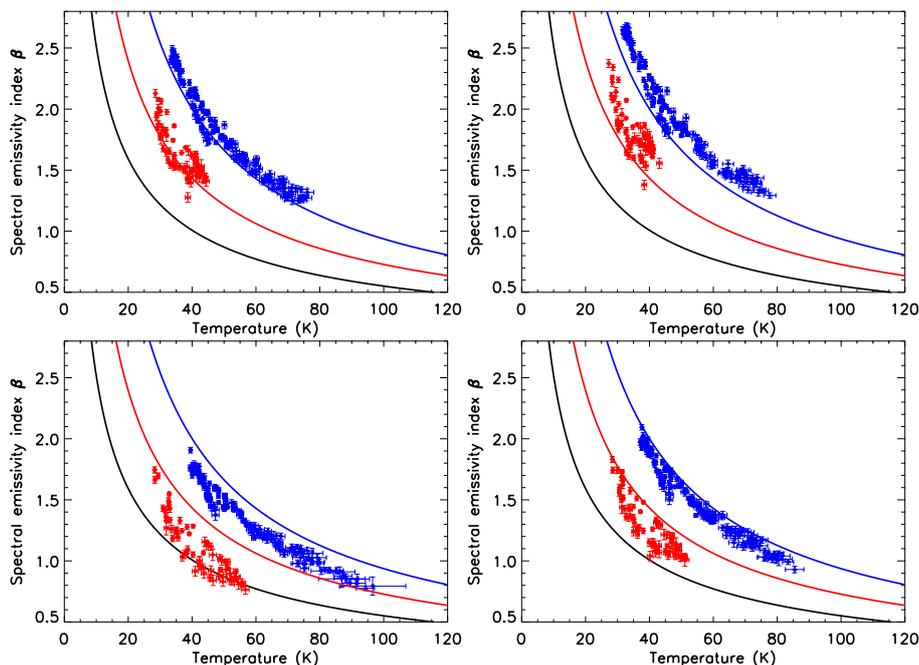


Fig. A.1. T - β diagrams with calibration uncertainties. Up left: +20 % and +7 % in PACS and SPIRE bands respectively. Up right: +20 % and -7 %. Bottom left: -20 % and +7 %. Bottom right: -20 % and -7 %. The solid lines remind the positions of the anti-correlation without calibration uncertainties (Fig. 2).

Appendix A: Impact of the calibration uncertainties on the T - β determination

The signal-to-noise ratio is so high in our observations (see Sect. 2) that the uncertainties on the fitted values of the temperature, the optical depth and the spectral emissivity index are dominated by calibration errors.

The $1\text{-}\sigma$ error bars presented in Fig. 2 are derived solely from the statistical flux errors, and do not take into account the calibration errors. Calibration errors produce systematic uncertainties that affect all pixels in the same way, for each band. One way to measure their effect on the fitted parameters is to compute T and β after adding (or subtracting) the calibration uncertainties for each band.

We consider a conservative 20% calibration uncertainty for the two PACS channels (Ali 2011) and 7% for the SPIRE channels¹. As these uncertainties are strongly correlated between the bands of a given instrument, we make the assumption of a full correlation in order to compute the maximal amplitude of the effects of calibration errors. This leads to four possible combinations:

1. +20% in PACS and +7% in SPIRE
2. +20% in PACS and -7% in SPIRE
3. -20% in PACS and +7% in SPIRE
4. -20% in PACS and -7% in SPIRE

The parameters derived from each fit teach us how calibration uncertainties affect our results. As seen in Fig A.1, the calibration uncertainties propagate into global displacements in the

$T - \beta$ diagram, with amplitudes higher than the statistical errors. As expected, the anti-correlation between T and β is still present. The two different dependences between T and β found for the Bar region and the molecular ridge are still well separated. Thus, we conclude that consideration of the calibration uncertainties does not change the main result of our study.

¹ from the SPIRE observers' manual, available on the webpage: <http://Herschel.esac.esa.int/>

Conclusion et perspectives

Au sein du milieu interstellaire, les grains contiennent la majorité des éléments lourds, interagissent continuellement avec le rayonnement, favorisent certaines réactions chimiques et influent sur l'équilibre thermique du gaz. Ils sont donc des acteurs majeurs de la physico-chimie du milieu interstellaire. Au cours de leur vie, les poussières subissent des modifications de taille, d'abondance et de propriétés optiques qui doivent être caractérisées de la meilleure façon possible afin de comprendre le cycle de la matière galactique. La compréhension des propriétés des poussières est également indispensable à l'étude des galaxies lointaines puisque les grains sont responsables d'une partie importante de l'émission de ces objets. Enfin, comprendre le spectre à grande longueur d'onde des poussières est essentiel pour traiter proprement les problèmes de séparation de composantes actuellement posés dans les données de Planck.

Ce travail de thèse, débuté en octobre 2009, s'inscrit dans cet objectif et vise à améliorer notre compréhension du cycle d'évolution des poussières à partir d'une étude d'interprétation et de modélisation de l'émission des poussières au sein de diverses régions de photodissociation. Le choix des PDR comme zones d'étude s'explique par plusieurs raisons. Situées à l'interface de régions HII et des nuages moléculaires, les PDR présentent des conditions physiques intermédiaires entre celles du milieu diffus et celles des nuages denses. De plus, la variation de plusieurs ordres de grandeur de l'intensité du champ de rayonnement et de la densité induit de grands changements dans ces conditions physiques sur des échelles spatiales de l'ordre du dixième de parsecs.

Au cours des quinze dernières années, des missions spatiales comme ISO et Spitzer ont permis de caractériser l'évolution de la composante de petits grains chauffés stochastiquement dans les PDR. Mais au-delà de $60\ \mu\text{m}$, l'absence d'observations à haute résolution spatiale a longtemps été un obstacle à l'interprétation de l'évolution des grains dans les PDR. En effet, à ces grandes longueurs d'onde l'émission est dominée par les gros grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement qui contiennent la majorité de la masse de la poussière. Aujourd'hui, grâce à l'observatoire spatial Herschel, ces observations existent et permettent non seulement de compléter le spectre des poussières dans les PDR, mais aussi d'en étudier les variations spatiales.

Nous avons donc étudié trois régions de photodissociation différentes, la Barre d'Orion, la Tête de Cheval et la PDR Est de NGC 7023. En combinant les observations de ces régions par le satellite Spitzer avec les nouvelles données Herschel, il est possible pour la première fois d'observer l'ensemble des populations de poussières avec une résolution spatiale comprise entre $1''$ dans le proche infrarouge et $35''$ à $500\ \mu\text{m}$. L'étude de profils d'intensité au travers ces PDR a révélé un décalage du maximum d'émission avec la longueur d'onde. Le maximum d'émission est d'autant plus éloigné que la longueur d'onde d'observation est grande. Pour interpréter ces données, nous avons modélisé l'émission des poussières dans les PDR à l'aide d'un modèle de poussières cou-

plé à un code de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle. Un profil de densité est ajusté pour chaque PDR au vu des conditions physiques connues afin de reproduire au mieux les observations. L'émission des poussières est calculée par l'outil numérique DustEM (Compiègne *et al.*, 2011). Nous avons montré que le décalage spatial observé dans la position du maximum d'intensité aux différentes longueurs d'onde est bien reproduit par le modèle, identifiant là cet effet comme étant dû au transfert de rayonnement. Par contre, dans les trois PDR étudiées, il a été démontré qu'il n'est pas possible de reproduire simultanément l'émission des PAH et des VSG et celle des BG avec un modèle de poussière reprenant les abondances et les propriétés optiques du milieu diffus. Les modèles ajustés à l'émission des grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement induit systématiquement une surestimation de l'intensité à plus courte longueur d'onde, où nous sommes sensibles à l'émission des PAH et de VSG. Au contraire, lorsque nous ajustons les profils d'intensité à ceux observés dans l'infrarouge proche et moyen, le modèle sous-estime fortement l'émission des BG. Ces écarts au modèle sont interprétés comme des variations d'abondances et de propriétés optiques des grains dans les PDR par rapport au milieu diffus à haute latitude galactique. En effet, les profils peuvent être reproduits en considérant des modèles où l'abondance des plus petits grains est diminuée d'un certain facteur et l'émissivité des grains à l'équilibre thermique est augmentée. Malheureusement, les dégénérescences de la modélisation nous empêchent de quantifier la contribution exacte de ces deux phénomènes. Le développement de modèles d'évolution des grains au sein desquels les processus physiques seront implémentés permettront peut-être de lever les dégénérescences et de confirmer ou d'infirmer la présence des mécanismes d'évolution suggérés ici. De plus, notons que l'importance des variations n'est pas la même dans les PDR étudiées : dans la Barre d'Orion, nous trouvons un facteur d'écart entre le modèle et les données d'environ 7, dans NGC 7023 Est, il est de l'ordre de 4, tandis que dans la Tête de Cheval, il est de l'ordre de 3 pour les PAH et deux fois moins important pour les VSG. Ce résultat indique que plus le champ de rayonnement incident sur la PDR est important, plus les abondances et propriétés des poussières sont différentes de celles rencontrées dans le milieu diffus.

Plusieurs processus physiques peuvent être responsables de cette évolution des grains dans les PDR. Dans le cas d'environnements recevant un très fort champ de rayonnement (par exemple dans la Barre d'Orion), les PAH peuvent être photo-détruits par le rayonnement UV. Ce phénomène conduit alors à une diminution de l'abondance de ces grains près du front d'ionisation des PDR, là où le champ de rayonnement est encore peu éteint. Avec l'augmentation de la densité, l'agrégation des PAH sur les gros grains peut également faire « disparaître » les plus petits grains. L'augmentation d'émissivité des gros grains pourrait, quant à elle, être causée par un mécanisme de coagulation affectant les propriétés optiques des grains coagulés. Ces processus physiques pourraient tous être présents et dominer à différents endroits de la PDR. En changeant les abondances et la distribution en taille des grains, ces mécanismes ont également un impact sur la formation de H₂ et le chauffage du gaz dans la PDR et doivent donc être pris en compte dans les modèles de PDR.

En complément de cette modélisation de l'émission des grains dans les PDR, une étude sur la variation spatiale du spectre des grains à l'équilibre thermique a été conduite. En ajustant une loi de corps noir modifiée aux observations Herschel entre 70 et 500 μm pour la Barre d'Orion et entre 160 et 500 μm pour la Tête de Cheval, nous avons construit des cartes d'épaisseur optique, de température et d'indice spectral de ces régions. Nous avons observé une diminution de la température des gros grains à mesure que la profondeur dans les PDR augmente, accompagnée d'une augmentation de l'indice spectral du spectre émergent. Des simulations Monte-Carlo ainsi, que la prise en compte des effets de mélange en températures ont permis de montrer que l'anti-

corrélation observée entre ces deux paramètres n'était pas due aux effets de bruit statistique ni aux erreurs de calibration et au mélange de plusieurs températures le long de la ligne de visée. De plus, nous avons remarqué que malgré des températures significativement différentes dans la Barre d'Orion, le nuage froid entre la Barre et le complexe moléculaire d'Orion et la Tête de Cheval, les valeurs de l'indice spectral sont comprises dans la même gamme (entre ~ 1 et 2.5). Ce résultat est incompatible avec une dépendance unique de l'indice spectral avec la température. Nous proposons ici que les variations d'indice spectral sont liées à la densité locale. Cette idée s'appuie d'une part sur la concordance spatiale qualitative entre les variations de densité locale et d'indice spectral, et d'autre part sur le fait que nous observons les mêmes indices spectraux dans des régions de densités équivalentes. Cette hypothèse, si elle était vérifiée, permettrait d'utiliser l'indice spectral comme traceur non seulement de la densité locale mais également de l'histoire de l'évolution des grains.

Le travail présenté dans cette thèse est issu d'une première analyse des observations des PDR avec Herschel ouvrant plusieurs perspectives.

Les modélisations présentées ici pourront être affinées et servir de points de départ à l'étude de régions présentant des géométries plus complexes (NGC 7023 Nord, NGC 2023...). Répéter ce travail sur différentes PDR présentant des conditions physiques locales variées permettra de construire une base de données de l'évolution des grains dans les PDR en fonction des conditions physiques locales. Ces études seront conduites en parallèle de l'interprétation des observations spectroscopiques de PACS et du SPIRE/FTS, à la fois dans le but de bien contraindre les propriétés physiques locales mais aussi afin de contrôler les modèles de PDR ajustés sur l'émission des poussières. La compréhension de l'évolution des grains et de son impact sur le gaz dans les PDR ne se fera finalement que grâce à un modèle cohérent du gaz et de la poussière, rendant compte de toutes les observations disponibles.

De plus, le développement de méthodes de super-résolution appliquées aux données SPIRE (Orioux *et al.*, 2012; Ayasso *et al.*, 2012) offrent aujourd'hui l'opportunité d'obtenir des observations à 250, 350 et 500 μm dont la résolution spatiale correspond à celle à 160 μm , soit ~ 11 arcmin (ce chiffre correspond aux performances de la méthode appliquée à la Barre d'Orion). Ces techniques ouvrent de formidables perspectives, en particulier pour l'étude des variations de température et d'indice spectral du spectre des gros grains. En effet, l'utilisation de ces données déconvoluées permettra une étude plus fine de l'anticorrélation $T - \beta$ qui s'avérera utile dans notre compréhension de cet effet.

Finalement, les résultats obtenus avec Herschel dans les régions de photodissociation spatialement peu étendues pourront être comparés et mis en perspective avec les résultats de Planck sur l'émission de la poussière galactique entre 350 μm et 3 mm. Les connaissances acquises grâce à ces deux missions seront à l'horizon 2020 complétées grâce à l'avènement d'une nouvelle génération d'instruments embarqués à bord du JWST (*James Webb Space Telescope*) et de SPICA (*Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics*). En particulier, les instruments MIRI (entre 5 et 27 μm) et SAFARI (entre 30 et 210 μm) donneront de nouvelles informations sur la composante de grains chauffés stochastiquement.

Annexe A

Article : Evolution de la poussière
interstellaire avec Herschel - Premiers
résultats sur les régions de
photodissociation de NGC 7023

Evolution of interstellar dust with *Herschel*. First results in the photodissociation regions of NGC 7023[★]

A. Abergel¹, H. Arab¹, M. Compiègne¹⁴, J. M. Kirk³, P. Ade³, L. D. Anderson², P. André⁴, J.-P. Baluteau², J.-P. Bernard⁷, K. Blagrave¹⁴, S. Bontemps⁸, F. Boulanger¹, M. Cohen⁹, P. Cox¹⁰, E. Dartois¹, G. Davis¹¹, R. Emery⁶, T. Fulton¹², C. Gry², E. Habart¹, M. Huang¹¹, C. Joblin⁷, S. C. Jones¹⁶, G. Lagache¹, T. Lim⁶, S. Madden⁴, G. Makiwa¹⁶, P. Martin¹⁴, M.-A. Miville-Deschênes¹, S. Molinari¹⁵, H. Moseley¹⁷, F. Motte⁴, D. Naylor¹⁶, K. Okumura⁴, D. Pinheiro Gonçalves¹⁴, E. Polehampton^{16,6}, J. Rodon², D. Russeil², P. Saraceno¹⁵, M. Sauvage⁴, S. Sidher⁶, L. Spencer¹⁶, B. Swinyard⁶, D. Ward-Thompson³, G. J. White^{6,18}, and A. Zavagno²

(Affiliations are available in the online edition)

Received 31 March 2010 / Accepted 10 May 2010

ABSTRACT

Context. In photodissociation regions (PDRs), the physical conditions and the excitation evolve on short spatial scales as a function of depth within the cloud, providing a unique opportunity to study how the dust and gas populations evolve with the excitation and physical conditions. The mapping of the PDRs in NGC 7023 performed during the science demonstration phase of *Herschel* is part of the “Evolution of interstellar dust” key program. The goal of this project is to build a coherent database on interstellar dust emission from diffuse clouds to the sites of star formation.

Aims. We study the far-infrared/submillimeter emission of the PDRs and their fainter surrounding regions. We combine the *Herschel* and *Spitzer* maps to derive at each position the full emission spectrum of all dust components, which we compare to dust and radiative transfer models in order to learn about the spatial variations in both the excitation conditions and the dust properties.

Methods. We adjust the emission spectra derived from PACS and SPIRE maps using modified black bodies to derive the temperature and the emissivity index β of the dust in thermal equilibrium with the radiation field. We present a first modeling of the NGC 7023-E PDR with standard dust properties and abundances.

Results. At the peak positions, a value of β equal to 2 is compatible with the data. The detected spectra and the spatial structures are strongly influenced by radiative transfer effects. We are able to reproduce the spectra at the peak positions deduced from *Herschel* maps and emitted by dust particles at thermal equilibrium, and also the evolution of the spatial structures observed from the near infrared to the submillimeter. On the other hand, the emission of the stochastically heated smaller particles is overestimated by a factor ~ 2 .

Key words. dust, extinction – photon-dominated region (PDR) – evolution – submillimeter: ISM

1. Introduction

The motivation behind the “Evolution of interstellar dust” key program is to explore with *Herschel* (Pilbrat et al. 2010) the far-infrared (FIR) to submillimeter (submm) emission properties of dust particles in a wide range of regions within our Galaxy, from very diffuse clouds to sites of star formation and protostars. Photometric data taken with SPIRE (Griffin et al. 2010) and PACS (Poglitsch et al. 2010) are complemented with spectroscopy using the FTS of SPIRE and PACS to derive the physical conditions of the gas from the lines of [], the high-level rotational lines of CO, and the major cooling lines of [] and []. This project is coordinated with the Gould Belt survey (André et al. 2010) and HOBYS (Motte et al. 2010).

Around one third of the observing time of our project is dedicated to photodissociation regions (PDRs) to study how their dust populations and gas content evolve with the excitation and physical conditions. Our sample of PDRs covers a variety of

geometries and spans a wide range of both intensity and hardness of the radiation field.

This paper presents SPIRE and PACS mapping of the reflection nebula NGC 7023, which contains three PDRs illuminated by the Herbig B3 star HD 200775 (Rogers et al. 1995) located at 430 pc (van den Ancker 1997, at this distance $1' = 0.125$ pc). The three PDRs (NW, E, and S) lies at $\sim 40''$ northwest, $\sim 70''$ south and $\sim 170''$ east of the star, respectively. As discussed by Gérin et al. (1998), NGC 7023 consists of a sheet of dense material in which the star was born, blowing away much of the surrounding gas. The three PDRs at the edges of the remaining material are viewed approximately edge-on. NGC 7023 has been observed extensively in the radio (e.g., Gerin et al. 1998), in H₂ lines (Lemaire et al. 1999) and in the visible (e.g., Berné et al. 2008; Witt et al. 2006). Several infrared (IR) features were discovered with ISO and *Spitzer* (Cesarsky et al. 1996; Werner et al. 2004), in addition to strong variations in the 5–35 μm spectra explained by photo-chemical processing of the very small particles (Abergel et al. 2002; Rapacioli et al. 2006; Berné et al. 2007). We can now study with *Herschel* the big grain component, which contains most of the dust mass.

[★] *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

2. Interstellar dust

Interstellar dust comprises several components. The smallest grains are carbonaceous particles (polycyclic aromatic hydrocarbons PAHs, and “very small grains” VSGs) containing ~10–1000 carbon atoms. They are stochastically heated, and emit most of their thermal energy below ~60 μm . The big grains (BGs) have sizes of ~100 nm and consist of amorphous silicates and carbon. They are in thermal equilibrium with the interstellar radiation field (ISRF). Their emission spectrum peaks in the sub-mm, and can be modeled as a modified black body $I_\lambda = \epsilon_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-\beta} B_\lambda(T)$, where ϵ_{λ_0} is the emissivity at λ_0 , β the spectral index, B_λ the Planck function, and T the temperature.

Interstellar dust can be described by various models. In the post-*Spitzer*/pre-*Herschel* era, the silicate-graphite-PAH model of Draine & Li (2007) and the silicate-amorphous carbon-PAH model of Compiègne et al. (in prep.) account consistently for the observations (extinction, scattering, emission, depletions). Both models consider separate silicate and carbonaceous particles, which inferred to be present because the 9.7 μm band is polarized but the 3.4 μm C-H bond stretch is not (e.g., Chiar et al. 2006). Silicate-core/carbonaceous-mantle models (e.g., Désert et al. 1990) and composite models with aggregates (e.g., Zubko et al. 2004) have also been proposed.

Up to now, the sub-mm emission has been measured by very few experiments. DIRBE and FIRAS on board COBE produced all-sky maps of resolutions 40' and 7°, respectively. The dust temperature is found to be on average ~17.5 K (with $\beta = 2$) in the diffuse atomic medium (Boulanger et al. 1996) and to be lower in molecular clouds with no embedded bright stars (Lagache et al. 1998). Small patches of bright molecular clouds have been observed in more detail from the ground by the JCMT (Johnstone et al. 2006), and from the balloon borne experiments PRONAOS (Ristorcelli et al. 2006) and Archeops (Désert et al. 2008). At low temperatures ($T < 30$ K), the dust optical properties appear to change significantly in terms of absolute value of the emissivity ϵ and the spectral index β . As also seen in laboratory measurements (e.g., Agladze et al. 1996; Mennella et al. 1998; Boudet et al. 2005), the physical processes responsible for these effects probably involve ice mantle formation, grain coagulation, and low-energy structural transformations (e.g., Meny et al. 2007).

3. Observations

NGC 7023 was mapped during the science demonstration phase on September 9 and November 11 2009 by SPIRE and PACS, respectively. For SPIRE, two perpendicular 8' \times 8' large maps were performed with the nominal scan speed (30''/s), and a repetition of 4 (for a total observing time of 1675 s). We use the Level-2 naive maps delivered by the the HSC, with standard corrections for instrumental effects and glitches. The overall absolute flux accuracy is 15% (Griffin et al. 2010; Swinyard et al. 2010).

For PACS, two perpendicular 10' \times 10' scan maps were performed with the medium scan speed (20''/s), a scan length of 10', a cross-scan step of 15'', and a number of scan legs of 41 (total observing time 5166 s). For the blue channel, the 70 μm filter was selected. The data were processed with HIPE (version 2.3.1). We performed simple projection with second level deglitching. The 1/f noise components were removed using high pass filtering, with a window size equal to the scan length. Data taken in the two scanning directions were processed independently before averaging. For the bright parts of detected structures, the differences between the two computed maps are below the absolute flux uncertainties, within 10% and 20% in the

blue and red bands, respectively (Poglitsch et al. 2010; Swinyard et al. 2010). On the other hand, the faint regions around bright structures appear to exhibit some artifacts.

The processed maps are shown with *Spitzer* maps from Kirk et al. (2009) in Fig. 1. For the quantitative analysis, we subtracted a constant background taken around the position $\alpha_{2000} = 21^{\text{h}} 0^{\text{m}} 49^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 68^{\circ} 07' 14''$. We also degraded all maps to match the SPIRE resolution at 500 μm (with the preliminary assumption of Gaussian beams).

The PDRs correspond to bright filaments at long wavelengths because of a combination of a steep increase in the column density and the extinction of incident radiation. The distance from the illuminating star to the peak of the brightness profiles across the PDRs increases with increasing wavelength, as illustrated in Fig. 2 for NGC 7023-E. This is also observed in Fig. 1: the size of the detected images increases with increasing wavelengths (this is not due to an increase in the beam size).

4. Spectrum of the BG component

The PACS and SPIRE data allows for the first time the measurement of the spectrum of the BG component on both sides of the spectral peak. The spectra obtained at different positions can be adjusted with a modified black body to derive T and β . In this first result paper, we focus on the brightest positions (at 250 μm) of the three PDRs (Fig. 3). Within the error bars, the three spectra are reasonably adjusted with a fixed value of $\beta = 2$, as for the average spectrum of the diffuse ISM. A free value of β provides slightly superior fits to the data in NGC 7023 NW and -S, with $\beta = 2.3$ and 2.6, respectively.

5. Interpretation of the emission spectrum

At each position in the maps, the combination of *Spitzer* and *Herschel* data provides an emission spectrum for all dust components, as illustrated in Fig. 5. We used the “DUSTEM” model of Compiègne et al. (in prep.) to compute the emission spectrum at the 250 μm peak position of NGC 7023-E using the reference dust population, which allowed the reproduction of the observed extinction and emission for the diffuse high Galactic latitude ISM. We followed Gerin et al. (1998) in estimating the UV radiation field to be ~250 times the strength of the radiation field in the solar neighborhood of Mathis et al. (1983). In Fig. 5, we see that the computed spectrum for the BG component (normalized to the data at 70 μm) fails to reproduce the observed spectrum, peaking at shorter wavelengths (black line in Fig. 5).

To quantify the radiative transfer effects, we used the model described in Compiègne et al. (2008) coupled with DUSTEM. The PDR was represented by a plane-parallel slab that is assumed to have an arbitrary density profile $n_H(z)$ illuminated by the IRSF (Mathis et al. 1983) added to the stellar radiation field. This transfer model accounts for the effect of scattering by separating forward (i.e., transmitted) from backward scattering. The dust heating by IR photons emitted by dust is also considered.

The illuminated side and the rear side of the density profile were constrained by the observations. We used the symmetric density profile shown in Fig. 4. The three parameters were adjusted ($z_0 = 0.18$ pc, $n_0 = 3 \times 10^4$ cm $^{-3}$, and $\alpha = 2.8$) to reproduce the brightness profiles at all wavelengths (Fig. 2). We also adjusted the length of the PDR along the line of sight ($L_{\text{PDR}} = 0.65$ pc) to match the observed brightness at 70 μm .

The computed spectrum (Fig. 5) reproduces the PACS and SPIRE data for the BGs, but overestimates by a factor ~2 the emission at 3.6 to 24 μm which is produced by PAHs and VSGs. This result may indicate that the relative abundance of the small

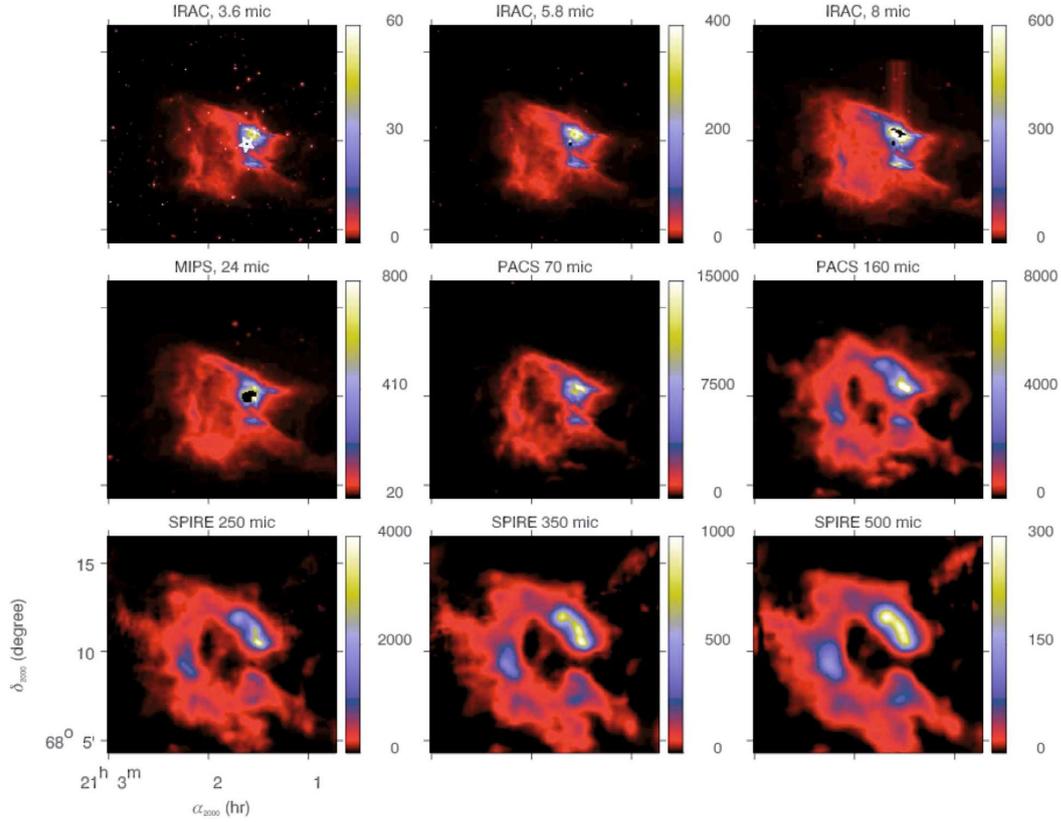
A. Abergel et al.: Evolution of Interstellar dust with *Herschel* - NGC 7023


Fig. 1. NGC 7023 maps obtained with *Spitzer* (from Kirk et al. 2009) and *Herschel*. Units of the color bars are MJy/sr. The position of the illuminating star is seen on the 3.6 μm map, in addition to the position of the brightness profile of Fig. 2.

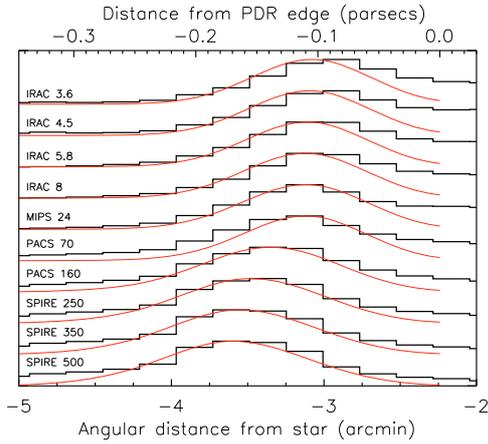


Fig. 2. Normalized brightness profiles across NGC 7023-E along the cut shown in Fig. 1. Black: data at the SPIRE resolution at 500 μm . Red: outputs of our radiative transfer model (see Sect. 5).

dust particles is lower, or the absolute emissivity of the BGs is higher, than in the diffuse high Galactic latitude ISM, as already observed in dense molecular clouds (e.g., Stepnik et al. 2003). We also derived the length of the PDR along the line of sight to be 0.65 pc, which is relatively large compared to the width of the

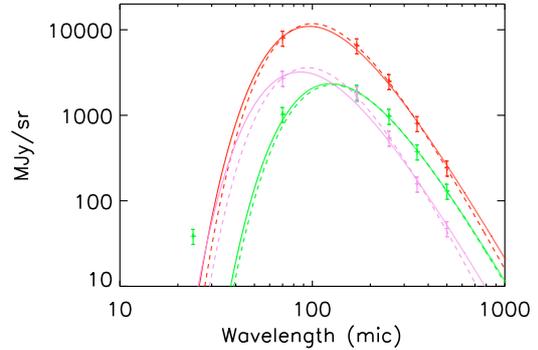


Fig. 3. Spectra at the 250 μm peak positions of the three PDRs NGC 7023-NW (red), -S (purple) and -E (green). Fits with $\beta = 2$ (solid lines): $T = 30.0$ K, 33.5 K and 23.3 K. Fits with free values of T and β (dashed lines): $T = 27.1$ K, 27.2 K, and 22.1 K with $\beta = 2.3, 2.6,$ and 2.1. For NGC 7023-E, data points at 70 μm are excluded from the fit, since the emission from stochastically heated small particles can contribute, as shown in Sect. 5 (in the two other PDRs, the excitation is higher, so the emission of dust at thermal equilibrium is dominant at 70 μm).

filament (~ 0.15 pc). A model with a higher BG emissivity infers a length that is comparable to the width.

We conclude that radiative transfer effects can explain the spatial shifts between the brightness profiles (Fig. 2), and the

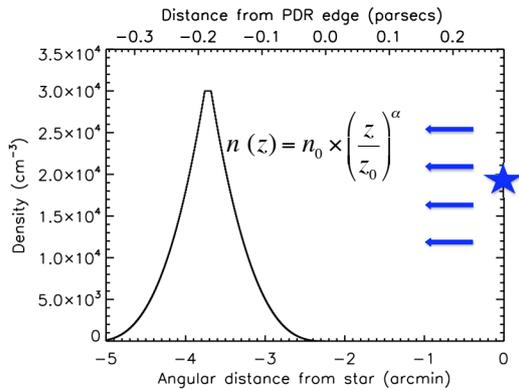


Fig. 4. Density profile taken to model the NGC 7023-E PDR.

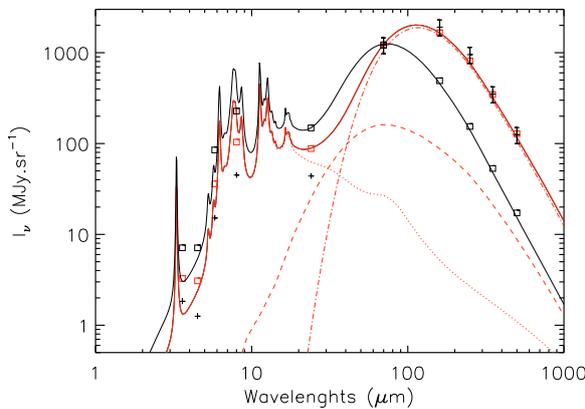


Fig. 5. Crosses: *Spitzer* and *Herschel* data points at the 250 μm peak position of NGC 7023-E. The absolute uncertainties for IRAC and MIPS data are 1.5% and 4%, respectively (Kirk et al. 2009). Solid black line: emission spectrum computed at the same position with the DUSTEM model of Compiègne et al. (in prep.) (squares: color-corrected brightnesses in the different filters). Solid red line: the same with our radiative transfer model. The total spectrum is the sum of the spectra computed for the PAH, VSG and BG components (dotted, dashed, and dashed-dotted lines, respectively).

increase in the size of the detected images with increasing wavelength (Fig. 1). We can also explain why the 70 μm map is more comparable to the *Spitzer* than the *Herschel* maps. The 70 μm PACS bandpass is on the left-hand side of the spectral peak of the BGs (Fig. 5), with a minor contribution from the VSGs, so the measured emission strongly depends on the incident radiation field, as for the emission at shorter wavelength produced by stochastically heated dust particles. The 70 μm map therefore resembles the *Spitzer* maps detecting the PAH and VSG emission, while the 160 μm map is more comparable to the SPIRE maps studying the Rayleigh-Jean part of the spectrum.

6. Conclusions

For the first time, we have detected the FIR/submm filaments at the PDRs of NGC 7023. We have demonstrated that the emission

spectra derived from SPIRE and PACS maps can be adjusted with modified black bodies. Our first results at the peak positions have indicated that the value of β equal to 2 found in the diffuse atomic medium is compatible with the data. Spatial variations in β have also been found, but the data processing must be stabilized before any quantitative analysis is possible. The combination of SPIRE, PACS, and *Spitzer* maps has provided full emission spectra of all dust particles that have been compared to dust and radiative transfer models. Our first results for NGC 7023-E illustrate the dramatic influence of radiative transfer on the spatial structures observed at long wavelengths. The next step is to combine imaging and spectroscopic *Herschel* data to achieve deeper insight into both the dust and gas components.

Acknowledgements. SPIRE has been developed by a consortium of institutes led by Cardiff Univ. (UK) and including Univ. Lethbridge (Canada); NAOC (China); CEA, LAM (France); IFSI, Univ. Padua (Italy); IAC (Spain); Stockholm Observatory (Sweden); Imperial College London, RAL, UCL-MSSL, UKATC, Univ. Sussex (UK); Caltech, JPL, NHSC, Univ. Colorado (USA). This development has been supported by national funding agencies: CSA (Canada); NAOC (China); CEA, CNES, CNRS (France); ASI (Italy); MCINN (Spain); SNSB (Sweden); STFC (UK); and NASA (USA). PACS has been developed by a consortium of institutes led by MPE (Germany) and including UVIE (Austria); KUL, CSL, IMEC (Belgium); CEA, OAMP (France); MPIA (Germany); IFSI, OAP/AOT, OAA/CAISMI, LENS, SISSA (Italy); IAC (Spain). This development has been supported by the funding agencies BMVIT (Austria), ESA-PRODEX (Belgium), CEA/CNES (France), DLR (Germany), ASI (Italy), and CICT/MCT (Spain). We thank Lori Allen for providing improved IRAC and MIPS maps of NGC 7023 taken from the “*Spitzer* Gould Belt legacy program”, and Karin Dassas for her help in the PACS data processing.

References

- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., et al. 2002, *A&A*, 389, 239
 Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., et al. 1996, *ApJ*, 462, 1026
 André, Ph., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
 Berné, O., Joblin, C., Deville, Y., et al. 2007, *A&A*, 469, 575
 Berné, O., Joblin, C., Rapacioli, M., et al. 2008, *A&A*, 479, L41
 Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-Ph., et al. 1996, *A&A*, 312, 256
 Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., et al. 2005, *ApJ*, 633, 272
 Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996, *A&A*, 315, 305
 Chiar, J. E., Adamson, A. J., Whittet, D. C. B., et al. 2006, *ApJ*, 651, 268
 Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L., et al. 2008, *A&A*, 491, 797
 Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
 Désert, F.-X., Macías-Pérez, J. F., Mayet, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 411
 Draine, B. T., & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
 Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., et al. 2003, *A&A*, 404, L11
 Gerin, M., Phillips, T. G., & Keene, J., et al. 1998, *ApJ*, 500, 329
 Griffin, M. J., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
 Johnstone, D., Matthews, H., & Mitchell, G. F. 2006, *ApJ*, 639, 259
 Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., Di Francesco, J., et al. 2009, *ApJS*, 185, 198
 Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1998, *A&A*, 333, 709
 Lemaire, J. L., Field, D., & Maillard, J. P. 1999, *A&A*, 349, 253
 Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. 1983, *A&A*, 128, 212
 Mennella, V., Brucato, J. R., Colangeli, L., et al. 1998, *ApJ*, 496, 1058
 Meny, C., Gromov, V., Boudet, N., et al. 2007, *A&A*, 468, 171
 Motte, F., et al. 2010, *A&A*, 518, L77
 Pilbratt, G. L., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Poglitsch, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L2
 Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. 2005, *A&A*, 429, 193
 Ristorcelli, I., Serra, G., Lamarre, J.-M., et al. 1998, *ApJ*, 496, 267
 Rogers, C., Heyer, M. H., & Dewdney, P. E. 1995, *ApJ*, 442, 694
 Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
 Swinyard, B. M. et al. 2010, *A&A*, 518, L4
 van den Ancker, M. E., Thé, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, *A&A*, 324, L33
 Werner, M. W., Uchida, K. I., Sellgren, K., et al. 2004, *ApJS*, 154, 309
 Witt, A. N., Gordon, K. D., Vijh, U. P., et al. 2006, *ApJ*, 636, 303
 Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, *ApJS*, 152, 211

A. Abergel et al.: Evolution of Interstellar dust with *Herschel* - NGC 7023

-
- ¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR 8617, CNRS/Université Paris-Sud 11, 91405 Orsay, France
e-mail: alain.abergel@ias.u-psud.fr
- ² Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (UMR 6110 CNRS & Université de Provence), 38 rue F. Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France
- ³ Department of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff, UK
- ⁴ CEA, Laboratoire AIM, Irfu/Sap, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France
- ⁵ Dept. of Physics & Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, UK
- ⁶ The Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot OX11 0QX, UK
- ⁷ CESR, Université de Toulouse (UPS), CNRS, UMR 5187, 9 avenue du colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 4, France
- ⁸ CNRS/INSU, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, UMR 5804, BP 89, 33271 Floirac Cedex, France
- ⁹ University of California, Radio Astronomy Laboratory, Berkeley, 601 Campbell Hall, US Berkeley CA 94720-3411, USA
- ¹⁰ Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM), 300 rue de la Piscine, 38406 Saint-Martin-d'Hères, France
- ¹¹ National Astronomical Observatories (China)
- ¹² Blue Sky Spectroscopy Inc, Lethbridge, Canada
- ¹³ Department of Physics and Astronomy, University of British Columbia, Vancouver, Canada
- ¹⁴ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, Toronto, Ontario, M5S 3H8, Canada
- ¹⁵ Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario, INAF, Via del Fosso del Cavaliere 100, 00133 Roma, Italy
- ¹⁶ Institute for Space Imaging Science, University of Lethbridge, Lethbridge, Canada
- ¹⁷ NASA - Goddard SFC, USA
- ¹⁸ Department of Physics & Astronomy, The Open University, Milton Keynes MK7 6AA, UK

Annexe B

Article : Variation spatiale de l'émission
des raies de refroidissement dans la
Barre d'Orion avec Herschel/PACS

Spatial variation of the cooling lines in the Orion Bar from Herschel/PACS

J. Bernard-Salas¹, E. Habart¹, H. Arab¹, A. Abergel¹, E. Dartois¹, P. Martin², S. Bontemps³, C. Joblin^{4,5}, G.J. White^{6,7}, J.-P. Bernard^{4,5}, and D. Naylor⁸

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Paris-Sud 11, 91405 Orsay, France

² Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, Toronto, Ontario, M5S 3H8, Canada

³ CNRS/INSU, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, UMR 5804, BP 89, 33271 Floirac Cedex, France

⁴ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France

⁵ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

⁶ Dept. of Physics & Astronomy, The Open University, Milton Keynes MK7 6AA, UK

⁷ Space Science & Technology Division, The Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot OX11 0NL, UK

⁸ Institute for Space Imaging Science, University of Lethbridge, Lethbridge, Canada

Received 30 Septembre 2011 / Accepted 11 November 2011

ABSTRACT

Context. The energetics in photo-dissociation regions are mainly regulated by the balance between the heating from the photo-electric effect acting on dust grains, and the cooling via the copious emission of photons in far-infrared lines. The Orion Bar is a luminous and nearby photo-dissociation region, which presents to the observer an ideal edge-on orientation in which to study this energy balance. Spatially resolved studies of such a nearby system are essential as they enable us to characterise the physical processes that control the energetics of the regions and can serve as templates for distant systems where these processes cannot be disentangled.

Aims. To characterise the emission of the far-infrared fine-structure lines of [C II] (158 μ m), [O I] (63 and 145 μ m), and [N II] (122 μ m) that trace the gas local conditions, via spatially resolved observations of the Orion Bar. The observed distribution and variation of the lines are discussed in relation to the underlying geometry and linked to the energetics associated with the Trapezium stars.

Methods. Herschel/PACS observations are used to map the spatial distribution of these fine-structure lines across the Bar, with a spatial resolution between 4'' and 11'' and covering a total square area of about 120''x105''. The spatial profile of the emission lines are modelled using the radiative transfer code Cloudy.

Results. The Herschel observations reveal in unprecedented detail the morphology of the Bar. The spatial distribution of the [C II] line coincides with that of the [O I] lines. The [N II] line peaks closer to the ionising star than the other three lines, but with a small region of overlap. We can distinguish several knots of enhanced emission within the Bar indicating the presence of an inhomogenous and structured medium. The emission profiles cannot be reproduced by a single photo-dissociation region, clearly indicating that, besides the Bar, there is a significant contribution from additional photo-dissociation region(s) over the area studied. The combination of both the [N II] and [O I] 145 μ m lines can be used to estimate the [C II] emission and distinguish between its ionised or neutral origin. We have calculated how much [C II] emission comes from the neutral and ionised region, and find that at least ~82% originates from the photo-dissociation region. Together, the [C II] 158 μ m and [O I] 63 and 145 μ m lines account for ~90% of the power emitted by the main cooling lines in the Bar (including CO, H₂, etc...), with [O I] 63 μ m alone accounting for 72% of the total.

Key words. Infrared: general – HII regions – ISM: individual (Orion Bar) – ISM: lines and bands

1. Introduction

Most of the mass in the Interstellar Medium (ISM) is in neutral form. Photo-dissociation regions (PDRs) are neutral regions of the ISM at the interface between the stars and opaque cores of molecular clouds, where the heating and chemistry are regulated by the penetrating far ultraviolet (FUV) photons of the ionising source(s) (e.g. Hollenbach & Tielens, 1999; Bernard-Salas & Tielens, 2005). The gas in the PDRs cools mainly via the emission of far-infrared (FIR) fine structure lines such as [C II], [O I], and molecules (e.g. CO, H₂). The intensity of these lines depends on local conditions in the gas, and when compared to PDR models can be used to trace the spatial evolution of the physical conditions of the gas across the PDRs.

Due to its proximity (415pc, Menten et al., 2007) and edge-on orientation, the Orion Bar has been subject to extensive studies in the literature, where it is usually adopted as the prototypical PDR template in the study of high mass star forming regions, and is often used to test PDR models (e.g., Pellegrini et al., 2009). It is one of the brightest PDRs with an FUV radiation field at the ionisation front of $G=1-4\times 10^4 G_0$ (Tielens & Hollenbach, 1985; Marconi et al., 1998), where G_0 is the mean interstellar radiation field ($1.6\times 10^{-6} \text{ W m}^{-2}$, Habing, 1968). Tielens et al. (1993) showed how the Bar presented a layered distribution of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs), H₂, and CO. This distribution is thought to be the result of an extended gas component seen edge-on, of average gas density between $10^4-10^5 \text{ cm}^{-3}$. Evidence of clumps have also been suggested to explain high density and temperature tracers (e.g., Burton et al., 1990; van der Werf, 1996). Recently, Rubin et al. (2011) presented mid-IR Spitzer observations that extend beyond the Bar, from 2.1 to up to 12'.1 from the ionising star θ^1 Ori C. They de-

Send offprint requests to: J. Bernard-Salas, e-mail: jbernard@ias.u-psud.fr

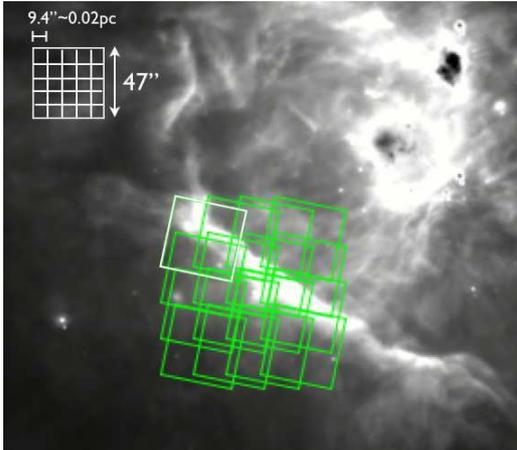


Fig. 1. Overlay of the [O I] $63\mu\text{m}$ PACS observation on a Spitzer/IRAC $8\mu\text{m}$ image of the Orion Bar. A 4×4 raster map - 16 overlapping footprints - was performed (see Sect. 2). An example of a footprint with its 5×5 spaxels is illustrated on the top left of the figure together with their dimensions. The map covers the region before and behind the Bar (toward θ^1 Ori C).

tect ionised material (Ne^{+2} , IP of 41eV) all the way up to the boundary of their observations. They also find evidence for a decrease in electron density and an increase of the PDR tracers ([Si II] $34.8\mu\text{m}$, [Fe II] $26.0\mu\text{m}$, and molecular hydrogen) as the distance from θ^1 Ori C increases. In the FIR, Herrmann et al. (1997) mapped the Orion region with a $22''$ to $55''$ beam using the Kuiper Airborne Observatory (KAO). Their derived column densities in the Bar for O^0 and C^+ were in agreement with an edge-on geometry.

In this paper, we present the first maps of the [C II] ($158\mu\text{m}$), [O I] (63 and $145\mu\text{m}$), and [N II] ($122\mu\text{m}$) lines of the Orion Bar region from the recently launched Herschel Space Observatory (HSO, Pilbratt et al., 2010). With its access to FIR and superb spatial resolution at these wavelengths, the HSO allows us to study the spatial distribution of these lines in unprecedented detail and so improve our understanding of the ionised and neutral interface. These observations enable us to trace the spatial evolution and excitation conditions of the gas across the illuminated interface of the Bar. This paper is part of a Herschel study of the Orion Bar by our group and is complemented by Herschel/SPIRE studies of the CO and CH^+ line emission (Habart et al., 2010, 2011; Naylor et al., 2010), and dust emission (Arab et al., 2011).

The paper is organized as follows. The observations, data reduction and line measurements are given in Sect. 2. In the following section (Sect. 3) the spatial morphology of the lines is discussed. In Sect. 4 the distribution and correlation of the lines are analysed. Sect. 5 presents a model tailored to reproduce the distribution of the lines. Discussions on the origin of the [C II] emission and the cooling are presented in Sect. 6 and Sect. 7. Finally, the conclusions are summarized in the last section.

2. Observations and Data Reduction

The observations were taken using the PACS instrument (Poglitsch et al., 2010) on board the HSO on 24 February 2010. These observations are part of the *Evolution of the*

Interstellar Medium guaranteed time key project (observation ID=1342191152) (Abergel et al., 2010). Four fine-structure lines were targeted: [C II] at $158\mu\text{m}$, [O I] at 63 and $145\mu\text{m}$, and [N II] at $122\mu\text{m}$. At these wavelengths, and in increasing order, PACS provides a spectral resolution of 3420, 1050, 1170, and 1270 respectively ($v\sim 90\text{-}285\text{ km s}^{-1}$). The observations were taken during Science Demonstration Phase (SDP) in the - now decommissioned - wavelength switching mode.

To trace the PDR and H II region interface a 4×4 raster map was performed. Each raster position (or footprint) is composed by 5×5 spatial pixels referred to as spaxels. For each spaxel the line is observed in 16 different spectral scans, each with an up and down scan. The configuration at the time of the observation is shown in Figure 1, where the raster map at the epoch of observation is overlaid on top of an $8\mu\text{m}$ IRAC image of the Orion Bar. We note that an additional map in the direction of the Trapezium stars and overlapping the current observation is currently scheduled for observation and will be presented in a future paper. Given the brightness of the lines, the minimum exposure configuration of one cycle and repetition per line was performed. For these maps the best sampling is achieved using Nyquist sampling, which we adopted for the lines measured in the red channel ([C II] at $158\mu\text{m}$, [O I] $145\mu\text{m}$, and [N II] at $122\mu\text{m}$). This consists of a raster point and raster line step of $24''.0$ and $22''.0$ respectively. This results approximately in steps of $2/3$ and $1/2$ of the slit size along both directions. For the [O I] $63\mu\text{m}$ line located in the red channel, Nyquist sampling is achieved with $16''.0$ and $14''.5$ raster point and line steps. However, to minimise exposure time, and given the strength of the line, the same step size as the lines for the red channel was adopted. An *off* position, about $40'$ from the center of the map, was taken at the beginning and the end of the observation (not shown in the figure). This observation is not subtracted from the data as the purpose of the wavelength switching mode is to cancel out the background by determining a differential line profile. The *off* observation, however, confirmed that there was no background contamination to any of the lines studied.

The data were processed using version 6.1.0 of the reduction and analysis package HIPE (Ott, 2010). From level 0.5 to level 1 the standard procedures were followed. From this level on the cubes were further processed, using proprietary tools, to correct for drifting and for flux misalignments between scans. Drifting is caused by temperature deviations in the telescope which can cause the signal to be modified over time. They can be easily identified by comparing the up and down scans. To correct for this effect we first passed a median filter in the time domain to avoid glitches. The continuum was then fitted using a linear fit¹ to characterise and remove the drift. The flux misalignment between the spectral scans can be due to improper dark subtraction or flatfield correction. The former will have an additive effect, and the latter a multiplicative one. In our case, the scans could be well aligned using an additive value which indicates that in our observations the cause of the flux misalignments is the dark subtraction. We note that the lines are very strong and these corrections were minor.

At this point the cubes are exported and we used the IDL-based software PACSman (Lebouteiller et al., 2011, in prep) to measure the line fluxes (by fitting a Gaussian) and create the final map. In this code, the line fluxes are measured for all the spaxels independently. The lines are not spectrally resolved. To create the final map, PACSman recreates an oversampled pixel-

¹ In our data the signal was either linear or slightly curved. A polynomial fit of second degree produced very similar results.

lated grid of the observations (with $3''$ pixel resolution) and calculates the average fractional contribution of the given spaxels to the relevant position. The code calculates the statistical uncertainties on the fly, which include the dispersion in the reduction process and the RMS of the fit. These uncertainties are small and usually amount to less than 4%, 1%, 3% for the [C II] and [O I] lines. For the weaker [N II] $122\mu\text{m}$ line, these are higher and oscillate between 5-13%. The relative accuracy between spaxels given in the manual is $10\%^2$, and for the remaining of the paper we have adopted the higher of this value or the uncertainty given by PACSman. We note that absolute flux calibration is quoted to be 30% of the peak-to-peak accuracy (scatter around the expected flux densities). The final maps for each of the four lines are shown in Figure 2. We have compared our [C II] and [O I] line fluxes with those measured by Herrmann et al. (1997) with the Fabry-Pérot interferometer FIFI and integrated over a $55''$ beam. Their measurements are in good agreement (within $\sim 30\%$) with those reported in this paper when convolved to their larger beam size.

3. Spatial Distribution

The observed spatial distribution of the lines is shown in Figure 2, where the ionising star θ^1 Ori C is illuminating the region from the top right, outside the maps (see also Fig. 4a for a sketch of the different regions). The beams sizes are represented in the top right of each map and correspond, in increasing order of wavelength, to $4''.5$, $8''.8$, $10''$, and $11''$. At the distance of the Bar (415 pc), $10''$ corresponds to a physical scale of 0.02 pc. The Bar³ is resolved in all four lines and we detect emission all over the region probed, including detection of [N II] (ionised gas) behind the Bar. The range of intensities is not large, with variations by factors 4 ([C II] and [N II]) to 8 ([O I]) from the peak (Bar) to the fainter (outer) regions.

The overall morphology of the region can be best discussed from the [O I] $63\mu\text{m}$ map because its smaller point spread function (PSF) provides the highest detail (Figure 2). Even if this line is more affected by self-absorption, the gain in resolution bests this caveat. The emission peaks at about $123''$ SE of θ^1 Ori C. The most striking feature is the presence of several knots of enhanced emission resulting in small scale structures, which suggests a clumpy distribution within the Bar. These knots, three in the south-west and the two in the north-east, are bridged by weaker emission, $\sim 16\%$ lower in flux than the knots. In the [O I] $63\mu\text{m}$ image, the smaller knots have diameters between $\sim 6''$ and $\sim 10''$ which, at the distance of the Orion nebula, correspond to 0.01-0.02 pc. The smaller ones ($6''$) are marginally resolved and could result from the superposition of even smaller clumps. These knots could be clumps being photo-evaporated by the intense FUV penetrating the PDR. Gorti & Hollenbach (2002) studied the effects of the radiation field on the evolution of clumps in PDRs. Using their relation between the size of the clumps and the column density of the FUV heated region ($N_0 = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, their Eq. 34), we derive a density of the gas at the base of the photo-evaporating flow of $6 \cdot 10 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. This

² From the PACS spectroscopy performance and calibration manual. This can be found at <http://herschel.esac.esa.int/twiki/bin/view/Public/PacsCalibrationWeb>

³ For the remainder of the paper, the Bar is defined as the region where the emission is higher than 75% of the peak emission for carbon. This threshold falls between the third and fourth highest contours in Figure 3 and is represented by the solid line in Figure 4a. Similarly, we use the same definition for the discussion in Sect. 6 about the [N II] peak.

value is consistent with the inter-clump density we use in Sect. 5 for the modelling. Knowing that the density inside the clumps is higher than this, and assuming that the observed size is that of an isolated clump, we estimate that the photo-evaporation timescale of these clumps should be higher than $\sim 4 \cdot 500 - 7 \cdot 500$ yr, depending on size.

This morphology is somewhat mimicked in the [O I] $145\mu\text{m}$ and [C II] $158\mu\text{m}$ maps, where the lower resolution has washed out the clumps of emission. As we move away from the Bar (both in front and behind) the emission decreases gradually. There is, however, a confined region of brighter emission in the north of the map (middle top of the [O I] $63\mu\text{m}$ map), probably due to an increase in density in the PDR which lies behind the HII region. Alternatively this could be the result of a geometrical effect where the inclination of the background PDR is steeper. This region is also revealed in the other three maps, albeit with less contrast. The [O I] $63\mu\text{m}$ map also points to an increased emission at the western edge of the Bar and extending north. This excess was also detected in CO emission from the ground (e.g., Lis et al., 1998).

The morphology of the [C II] line follows very well that of the [O I] lines (especially that of [O I] $145\mu\text{m}$) with the Bar peaking at the same position in the three maps. This is better seen in Figures 3c and 3d where the images have been convolved to the same resolution as the [C II] $158\mu\text{m}$ map (largest PSF), and are shown with over-plotted contours. In Figure 3a we also see that the PAH emission, as traced by the $8\mu\text{m}$ IRAC band, is close to the [C II] peak but slightly shifted towards the ionising star θ^1 Ori C. The peak of [C II] emission in the top-left corner of the Bar is, however, not followed as well by the PAH emission. In Figure 3d we can see that the different intensity levels in the $145\mu\text{m}$ map delineate the Bar very well, whereas in the $63\mu\text{m}$ map the spread in the levels is broader. This is probably the result of the higher optical depth on the $63\mu\text{m}$ line, where changes in column density have a less pronounced effect than for the $145\mu\text{m}$ line.

The peak of the [N II] emission is displaced with respect to the other lines by about $12''$ towards θ^1 Ori C (Fig. 2 and Fig. 3b). This is expected because with an ionisation potential of 14.5 eV the [N II] line comes from the ionised phase and is representative of the ionisation front. There is a small region of overlap between the [N II] and [C II] lines but this could be due to an orientation effect (Bar slightly tilted). We even note that the north-east tip (top-left) of the Bar that is seen in the [C II] $158\mu\text{m}$ and [O I] $145\mu\text{m}$ maps (and also $8\mu\text{m}$ IRAC map, Figs. 1 and 2), delineates the boundary of emission of the [N II] line in that region. On the western side of the Bar, the [N II] emission is somewhat delineated by the above-mentioned emission extending north in the [O I] $63\mu\text{m}$ map and also detected in CO and dust emission. Finally, the gap in the center of the Bar, seen in the [O I] and [C II] lines, coincides with the maximum emission of the [N II] $122\mu\text{m}$ line in front of it (Fig. 3b). This could indicate that the radiation field in this specific spot is higher (or more intense) and has been able to photo-ionise the gas. Alternatively this could be due to variations in the column density.

4. Line Correlations and Ratios

For the purpose of the discussion we have divided the map into several regions which are represented in Figure 4a and annotated in panel c of the same figure. Summarizing: data points in front of and behind the Bar are colour-coded in blue and red, respectively; plus symbols indicate points that trace the Bar in [C II] (those inside the solid contour line), and dots points outside the

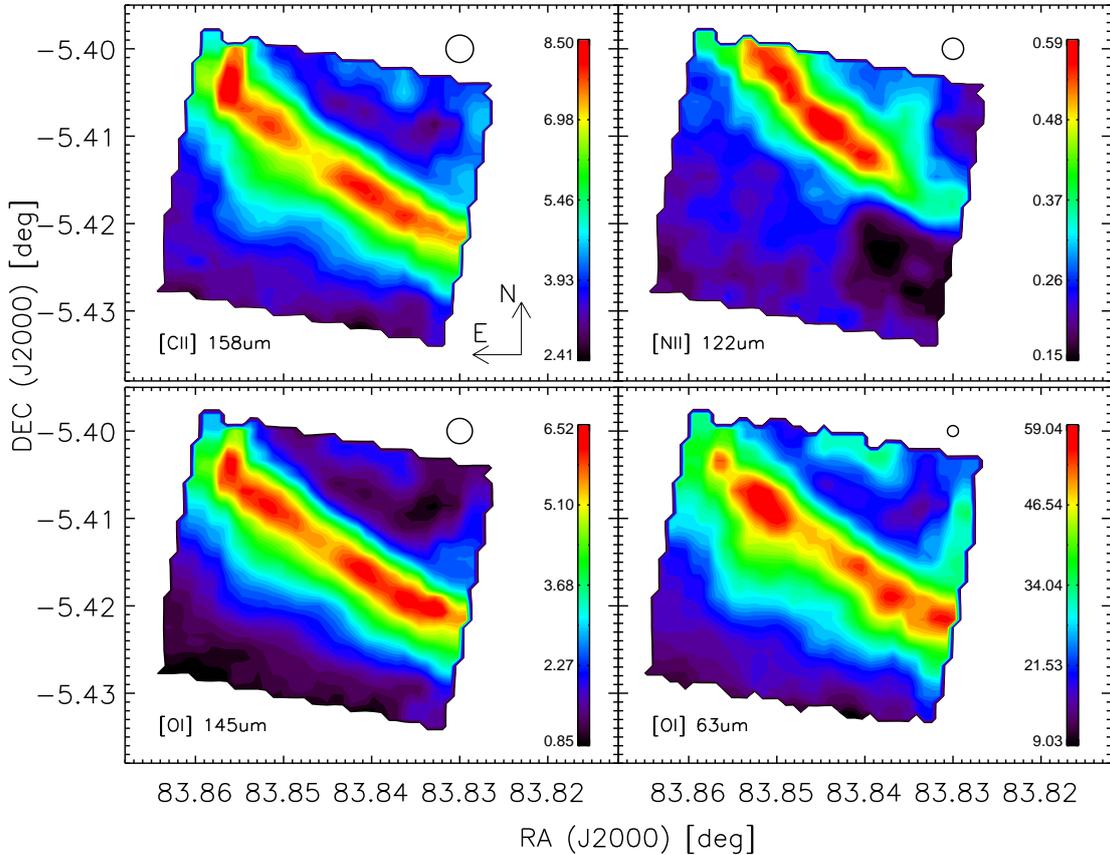


Fig. 2. PACS contour maps of the [C II] ($158\mu\text{m}$), [O I] (63 and $145\mu\text{m}$), and [N II] ($122\mu\text{m}$) lines in units of $10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. In increasing order of wavelength the beams sizes are $4''.5$, $8''.8$, $10''$, and $11''$. Note the offset from zero in the intensity scale to emphasize the detail.

Bar in [C II]. In addition, selected points along an adopted cut (see §5) have been labeled (orange) and include error bars.

Figure 4b plots the [N II] versus the [C II] line fluxes. The points before and behind the Bar (blue and red respectively) occupy different regions but there are no clear trends. Abel et al. (2005) hinted, from their models, at a correlation between these two lines in the ionised medium. The intricate behaviour in our figure does not suggest that. On the other hand, Figure 4c illustrates that the [C II] $158\mu\text{m}$ line follows very well the [O I] $145\mu\text{m}$ line. A linear fit gives a slope of 1.059 ± 0.005 . Variation of the [O I] $145\mu\text{m}$ line is dominated by the column density of the gas, and so this correlation indicates that most of the [C II] comes from the PDR and not the HII region (see Sect. 6).

The [O I] $63\mu\text{m}$ and [C II] $158\mu\text{m}$ lines show also a good correlation (Fig. 4d) but it seems that the correlation outside the Bar(CII) differs with respect to the other regions. This is also seen in Figure 4e where the two oxygen lines are plotted against each other. The points behind the Bar (red dots) are displaced compared to those before the Bar (blue dots), and there is a change of slope between points in the Bar (plus signs) and outside the Bar (dots). The excitation conditions of these lines are similar and therefore this behaviour could reflect the effect

of opacities that more strongly affect the [O I] $63\mu\text{m}$ line (as it becomes self-absorbed at rather low column densities).

In the following panels we plot the ratio of several lines which, in an optically thin environment, allows us to remove the effect of column density in the trends:

- Figure 4f shows that the [C II] ($158\mu\text{m}$)/[N II] ($122\mu\text{m}$) ratio is different before and behind the Bar. A map of this line ratio is illustrated Figure 5b where we clearly distinguish two regions, with the points before the Bar, which are more representative of the ionised gas, having a lower ratio. We find that a threshold of 15 for this ratio could be used to distinguish between emission from the neutral and ionised region.
- The [C II] $158\mu\text{m}$ /[O I] $145\mu\text{m}$ ratio in Figure 4g decreases as we approach the Bar. The trend in the figure of the points outside the Bar (dots) can be approximated by a polynomial fit. This behaviour is again evident in the map ratio shown in Figure 5a where points before and behind the Bar show the similar values. This suggests similar physical conditions in these two regions because the excitation parameters for both lines are different. This is not expected for a single PDR and suggests contamination of a background

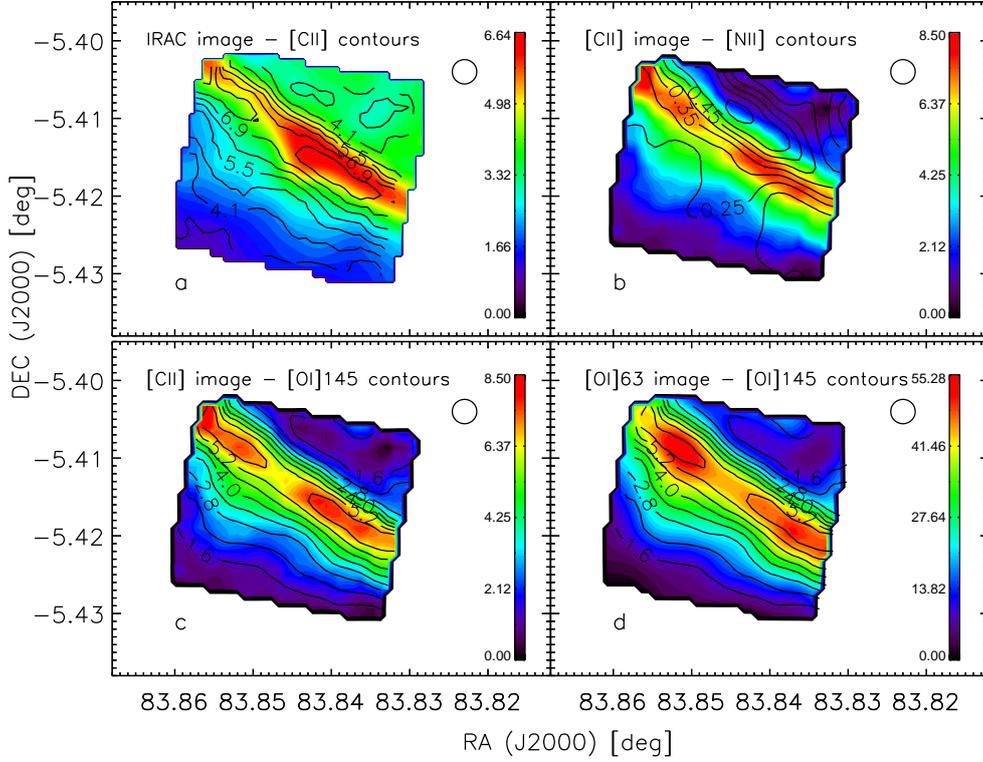


Fig. 3. Image and contour plots for different combination of lines and $8\mu\text{m}$ band as indicated in the title of each panel. All maps have been convolved to the PSF at $158\mu\text{m}$ and are in flux units of $10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (except for the IRAC image which is in 10^3 MJy sr^{-1} . Here the intensity scales start at zero.

PDR (see Sect. 5) Another important point is that within the Bar the ratio is very homogeneous (within 16%) but it differs from the regions outside the Bar. We can use the $[\text{C II}]/158\mu\text{m}/[\text{O I}]/145\mu\text{m}$ ratio to put a constraint on the densities by comparing with the predicted values from PDR models (Ferland et al., 1998; Kaufman et al., 1999). We find densities that vary from 10^4 - 10^5 cm^{-3} in the Bar, and 10^3 - 10^4 cm^{-3} outside it.

- In the last panel Figure 4h, it is clear that the line ratio $[\text{O I}]/63\mu\text{m}/[\text{O I}]/145\mu\text{m}$ splits before and behind the Bar (being lower before the Bar). Given that the excitation conditions in these regions must be similar (Fig. 4g), we conclude that the observed difference is the result of $[\text{O I}]/63\mu\text{m}$ becoming self-absorbed; in the Bar, as it is expected, the ratio is smaller because the column density is higher than outside the Bar. We note that the gas in the region where the $[\text{O I}]/63\mu\text{m}$ line is optically thick must still be warm to excite the $[\text{O I}]/145\mu\text{m}$ line ($E_u = 326 \text{ K}$). From Figure 5c we see that the ratio is indeed not homogeneous within the Bar (as it was for the $[\text{C II}]/158\mu\text{m}/[\text{O I}]/145\mu\text{m}$, Fig. 5a), indicating that opacity effects are present.

5. Modelling

We have modelled the line emission across the Bar using the radiative transfer code Cloudy (Ferland et al., 1998). This code computes the chemistry and radiative transfer at the surface of a molecular cloud (in our case assumed to be a plane-parallel semi-infinite slab) illuminated by FUV photons from the ionising star(s). We adopt a Kurucz model for the star at 39 600 K (Pellegrini et al., 2009), and ISM abundances (Savage & Sembach, 1996; Meyer et al., 1997, 1998). In order to reproduce the spatial stratification we adjust the starting point of the HII region and the density. Namely, the ionised region is adjusted to start at 0.134 pc ($67''$) from the star. The adopted gas density is set to a constant value of 3200 cm^{-3} (Pellegrini et al., 2009) in the ionised region, and is then coupled with a profile density for the PDR as described in Arab et al. (2011), with a density scaled to $6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ at the peak of the $[\text{O I}]$ and $[\text{C II}]$ and emission (projected distance of 0.246 pc). No tilting is assumed for the Bar and the depth of the PDR along the line of sight is adjusted to 0.35 pc.

To illustrate the comparison between the observed fluxes and the model (convolved to the $158\mu\text{m}$ PSF) we assume the cut illustrated in Figure 4a. This cut is also adopted for the discussion in our accompanying papers by Habart et al. (2011) and Arab et al. (2011). It is made to pass through the exciting star $\theta^1 \text{ Ori}$

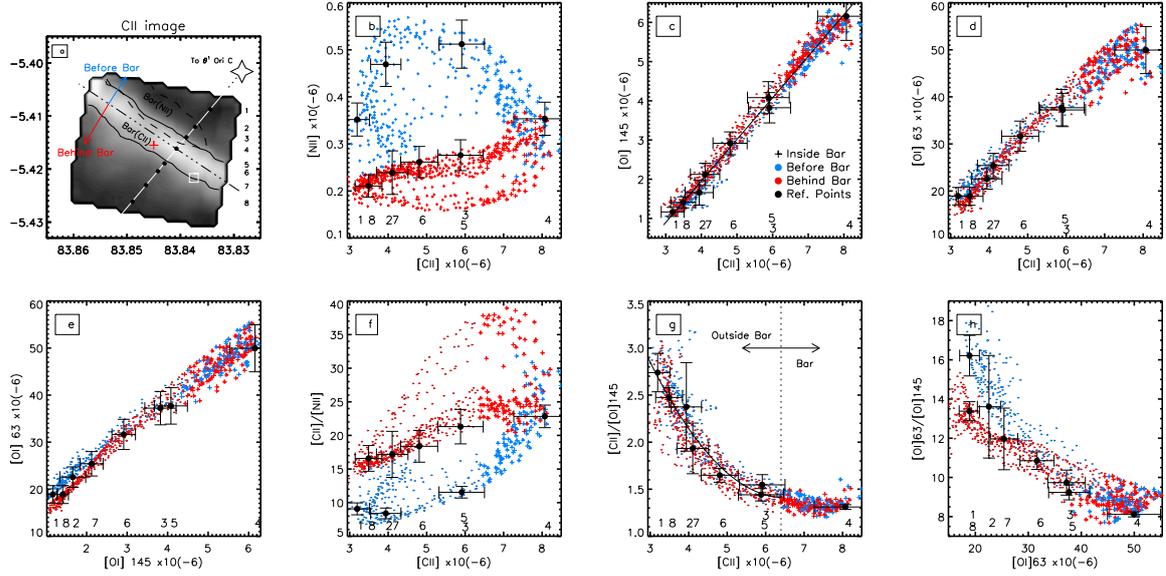


Fig. 4. Intensity plots for different combination of lines fluxes (in $10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) and ratios from the convolved maps. The different regions are indicated in the first panel and are labelled in the third, where blue represents points in front of the Bar and red behind the Bar. Plus symbols indicate points within the Bar(CII). The square data point is the position where the cooling is calculated (see Sect. 7). The reference points for the adopted cut (Sect. 5) are plotted in circles and include error bars to give an indication of the uncertainties at different regions. In panels c and g the solid lines represent respectively a linear fit ($y = -2.28 + 1.06x$), and a polynomial fit for the fainter region outside the Bar ($y = 6.37 - 1.53x + 0.12x^2$).

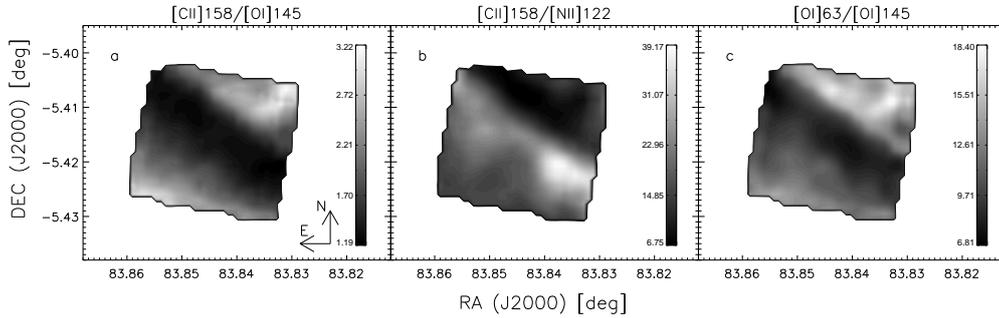


Fig. 5. Map ratios for different combination of lines as indicated in the title of each panel.

C (5h 35m 16.46s, -5d 23m 23.17s) and an arbitrary point in the Bar (5h 35m 21.82s, -5d 24m 59.18s). The chosen point in the Bar minimizes effects of other contaminating stars in the direction of the cut that can affect the dust (Arab et al., 2011), and allows us to sample different conditions in the region. In Figure 6 the solid line represents the output of the model, and the dotted line the model plus an offset (see point 3.) From the comparison in Figure 6 we find that:

1. This simple model does a very good job in reproducing the observed spatial stratification of the peak positions of the [N II] line at $111.5''$, and the [C II] and [O I] lines at $123.5''$ (top and middle panels). This stratification is the result of the attenuation of the incident radiation field across the Bar and is sensitive to the density profile.
2. The model also shows a gradual increase of the [N II] line as we approach the Bar (better seen in the bottom panel) which is also seen in the observations, while in contrast the oxygen lines show a more abrupt increase. This is the result of the ionisation structure. The model also shows a gradual increase for the [C II] line but this is not clear from the observations. This could be the result of it being more easily excited (low temperature and density) compared to the oxygen lines and/or contribution of the [C II] line from the ionised phase.
3. It is striking that the observed profiles do not fall to zero as the model (solid lines) does both before and after the Bar. This background emission is significant, amounting to about $\sim 18\%$ of the peak emission for the [O I] $145\mu\text{m}$ line and $\sim 38\%$ for the other three lines. These offsets have been added to the model emission as the dotted lines in the Figure.

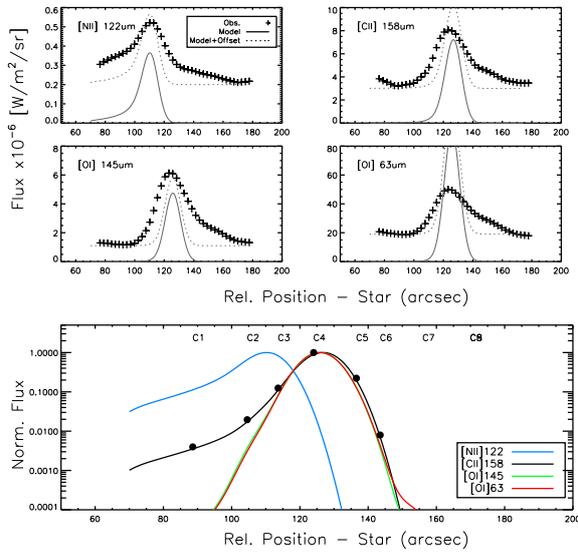


Fig. 6. Observed (plus symbols) and modelled (solid and dotted lines) profiles along the cut shown in Figure 4 (see Sect. 5) measured with respect to the distance to the exciting star θ^1 Ori C. Observed and modelled fluxes are convolved to the $158\mu\text{m}$ PSF, where the dotted line includes an offset due to background emission (see text). The first four panels compare for each line the observed convolved profiles with a Cloudy model, where this has been scaled to the peak of the [O I] ($145\mu\text{m}$) emission. The bottom panel compares the normalized model profiles. In this panel, the solid dots represent the position of the reference points in the adopted cut (Fig. 4a).

This suggests the presence of another PDR(s), probably from the background cavity in the molecular cloud, which must produce the base of emission that we measure. This PDR is probably not entirely face-on because the strong intensity observed, which may result from a limb brightening effect, cannot be reproduced by a face-on PDR model.

4. The model line profiles are narrower than the observations. This could be due to the Bar being tilted to the observer ($\leq 10^\circ$), an effect already inferred in other studies (e.g., Pellegrini et al., 2009). Alternatively, a highly structured medium would allow FUV radiation to permeate the region and heat gas on larger spatial scales.
5. In order to reproduce the absolute flux, and assuming that the base emission from the additional PDR(s) has an additive effect on top of the emission of the Bar (dotted line), we need to assume a depth of the PDR in the model of 0.3 pc. The depth given above is larger than, but comparable to, the width of the Bar (~ 0.06 pc) as expected for a tilted edge-on Bar.
6. In this model we take into account optical depth effects across the PDR⁴ but not along the line of sight. However, we can see that the model (with offset) reproduces the peak of emission of the [N II] $122\mu\text{m}$, [O I] $145\mu\text{m}$ fairly well, and the [C II] $158\mu\text{m}$ within factor 1.2. This indicates that,

⁴ We assume both thermal and micro-turbulence line width with a turbulence velocity of 3 km s^{-1} .

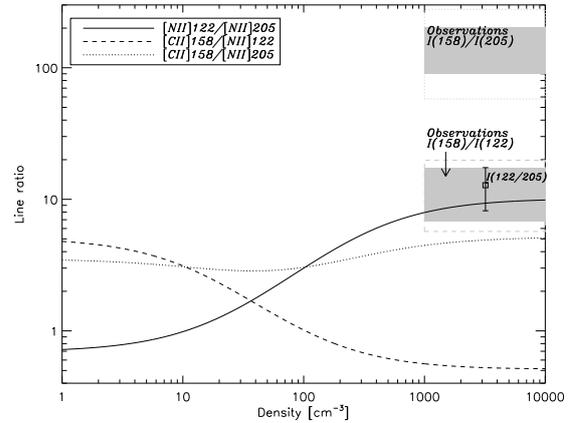


Fig. 7. Line intensity ratios for different combinations of the [N II] (122 and $205\mu\text{m}$) and [C II] $158\mu\text{m}$ lines. Theoretical curves are shown by the solid, dotted, and dashed lines. Grey areas indicate the range of observed ratios, and the enclosing boxes represent the range of uncertainties in the ratios. The square point is the ratio of the [N II] 122/205 lines.

except for the [O I] $63\mu\text{m}$ line, the emission of these lines are not dominated by optical effects.

A more detailed modelling of the region including additional PDR/s (even the effects of clumpiness and tilting) and dust emission is outside our scope here but will be presented in a future paper. Still, it is encouraging to see how a simple model (single edge-on PDR) can be used to at least reproduce with a fair degree of success the observations of such a complex environment.

6. [C II] from the PDR and HII region

In the ISM, the [C II] $158\mu\text{m}$ line is important in the study of the cooling and chemistry of PDRs. In extragalactic studies it is important for redshift determinations, and for the extent to which its luminosity is a measure of the star formation rate (SFR, Stacey et al., 1991; Meijerink et al., 2007; Luhman et al., 2003). With a low ionisation potential of 11.3 eV, this line can originate both in the PDR and in the HII region. It is thus important to characterise in detail its contribution in different environments. Because of the high radiation field and high density in the Orion nebula, one expects that most of the [C II] should originate from the PDR. The PACS maps show in great detail the distribution of the [C II] and [N II] lines where we can investigate this issue.

We have therefore quantified the contribution of [C II] $158\mu\text{m}$ and [N II] $122\mu\text{m}$ to the Bar as traced by the [C II] emission (Bar(CII)), and as traced by the [N II] emission (Bar(NII)). These are represented as areas enclosed by the solid and dashed lines, respectively, in Figure 4a. This combined region, which we name Bar(CII+NII), encompasses the peak emission of the PDR and ionised region. We find that 76% of the [C II] emission is coming from the PDR region (Bar(CII)) relative to the total emission in the Bar(CII+NII). The remaining 31% comes from the Bar(NII) region⁵. This 31% contribution to the Bar(NII) region could include emission from the ionised region or from

⁵ These quantities do not add to 100% because there is an overlapping region as it is explained in Sect. 3.

the additional PDR (see Sect. 5). To estimate this, and ignoring confusion from tilting effects, we can use the close relation of the [C II] line with the [O I]145 μ m line. For a broad range of densities between 10^3 and 10^5 (typical of PDRs), the [C II]/[O I]145 μ m ratio varies between 0.5 and 2 (Ferland et al., 1998; Kaufman et al., 1999; Le Petit et al., 2006). The observed [O I]145 μ m in the Bar(NII) is about 2×10^{-6} W m $^{-2}$ sr $^{-1}$, from which we predict a PDR [C II] emission between 1 to 4×10^{-6} W m $^{-2}$ sr $^{-1}$. We can then compare this range to our observed [C II] emission of 4×10^{-6} W m $^{-2}$ sr $^{-1}$ in this region. Thus, from the original 31% of [C II] in this region, we deduce that either all could come from the additional PDR, or the HII region could contribute to at most 24%.

Following the analysis by Oberst et al. (2011) in the Carina nebula, we have compared the expected [C II]/[N II] ratio in the ionised medium with the observed values in the Bar(NII) region. This can be used to get an additional estimate of the contribution from the ionised region to the [C II] line. To do this we have complemented our observations with the SPIRE-FTS data of the [N II]205 μ m line (Habart et al., 2011), and have calculated the theoretical curves for the [N II]122 μ m/[N II]205 μ m, [C II]158 μ m/[N II]205 μ m, and [C II]158 μ m/[N II]122 μ m ratios at a temperature of 9000 K (Nieva & Simón-Díaz, 2011). The [C II]/[N II] line ratios depend on the relative ionic abundance of C II and N II. We use the carbon and nitrogen abundances adopted in Sect. 5, coupled with the ionisation fraction of C II and N II for the HII conditions in the Orion nebula as given by Rubin (1985), to derive a relative ionic abundance of [C II/N II]~1.6. These theoretical curves are shown in Figure 7⁶. The [N II]122 μ m/[N II]205 μ m ratio can be used to determine the electron density. The observed ratio (square in the figure) falls in the non-linear regime of the theoretical curve (solid line) but can serve to obtain an upper limit in the density of 1000 cm $^{-3}$, consistent with our adopted value of 3200 cm $^{-3}$ (Pellegrini et al., 2009). The observed [C II]158 μ m/[N II]205 μ m, and [C II]158 μ m/[N II]122 μ m line ratios, grey areas in the figure, are clearly above the theoretical curves (dotted and dashed lines respectively). Taking into account the uncertainties in the line fluxes (enclosing boxes in the figure), the observed ratios indicate that no more than 9% of the [C II]158 μ m comes from the ionised region. Allowing for an uncertainty of about a factor 2 in the relative abundance of C II/N II and collisional strengths used to calculate the theoretical curves, we can safely conclude that in the Bar less than 18% of the [C II] emission originates in the ionised medium. This is a slightly lower threshold than our previous estimate.

Abel et al. (2005) made some modifications to the Cloudy code to, among others things, estimate the contribution of several PDR lines from the H II region. They apply their model to the starburst galaxy NGC 253 where they find that about 30% of the [C II] comes from the ionised medium. More recently, Mookerjee et al. (2011) using PACS data have mapped the FIR emission of the [C II] 158 μ m line in spiral galaxy M33. They find that between 20 to 30% of this emission comes from the ionised medium. Their values are slightly higher than our determinations, which is not surprising since we are probing dense PDR in the Orion Bar while in these galaxies lower density HII regions could dominate the emission. We note, however, that this comparison is hampered by the difference between the larger scales

(where different regions are mixed) that these studies probe, and the small scales probed in our study.

7. Cooling

In order to establish the role of the [C II] and [O I] lines in the cooling of the PDR we have compared their contribution to that of other relevant cooling lines in the mid- and FIR. We have included in this calculation the H₂ rotational lines from the ISO/SWS, and ¹²CO rotational lines (J=4-3 to J=21-20), ¹³CO (J=5-4 to J=14-13), H₂O, and CH⁺ from the PACS and SPIRE instruments (Habart et al., 2010; Joblin et al., 2011). To make this comparison we use the same position (5h35m21s, -5° 25' 18'') of the H₂ measurements by ISO to derive the contribution of each line (or cascade of lines). This position is indicated by the white square in Figure 4a. For this comparison we convolve all the data to the largest beam size (SPIRE 40''). We find that in this region the [C II] and [O I] lines studied in this paper contribute 90% of the total power emitted by all these lines, with the [O I] 63 μ m line contributing 72% of this emission. The CO, H₂, and CH⁺ contribute, respectively, 5, 4, and less than 1%. These estimates accentuates the importance of the [O I] 63 μ m line to the cooling budget from the gas lines in these regions. This fact is also highlighted by the relative strength of this line compared to the other lines in the region (see Fig. 6).

8. Summary and Conclusions

We have presented the first HSO observations of the [C II]158 μ m, [O I]63 μ m and 145 μ m, and [N II]122 μ m lines of the Orion Bar. Its angular resolution has allowed us to map the spatial distribution of these lines in unprecedented detail.

The [C II] and [O I] maps peak at the same position and fall close to the peak emission of PAHs (as traced by the Spitzer/IRAC 8 μ m band). The [N II] peaks slightly closer to θ^1 Ori C with a small region of overlap with respect to the other PDR lines. Within the Bar we can distinguish between knots (clumps) of emission, about 0.01-0.02 pc in size (6 to 10''), and which are 16% higher in flux than the interclump medium. These clumps could be photo-evaporated by the FUV inside the PDR. These knots of emission are better seen in the [O I]63 μ m map as this line offers the best resolution (having the smallest PSF), it is also seen in the [O I]145 μ m and [C II]158 μ m maps.

The [C II]158 μ m correlates very well with the [O I] 145 μ m emission. The [C II]158 μ m line does not correlate with the [N II] in the ionised region as some studies have suggested. The combined information on the [N II] and [O I] lines provides a great diagnostic to estimate the emission from the [C II]158 μ m line, and to distinguish between an origin in an ionised or neutral region. The ratio between the [O I] 145 μ m/63 μ m lines show the effect of the opacities, where the [O I] 63 μ m line becomes self-absorbed at high column densities.

We have modelled the emission of the lines with the photo-ionisation code Cloudy and reproduce the relative position of the lines. The emission profiles reveal that, in addition to the Bar, there is a significant background emission all over the region (present for all four lines). This points to the presence of additional PDR(s). This should be follow up with detail radiative transfer models to infer the physical conditions and coupled to what has been learned from the emission of dust.

The [C II] line can come from the neutral and ionised medium. We have made different estimations of its contribution and find that most of the [C II] emission originates in the PDR(s)

⁶ The [C II]158 μ m/[N II] (122, 205 μ m) curves can be applied to any other object by simply scaling them to the ratio between the relative abundance of [C II/N II] in the object and that assumed here (1.6).

(>82%). Using ancillary ISO and Herschel data we have calculated the total power emitted by the most relevant cooling lines from the mid- to FIR ([O I], [C II], CO, H₂O, CH⁺). We show that the power emitted by the atomic [C II] 158 μ m, and [O I] 63 μ m and 145 μ m lines account for 90% of the power emitted in the region by all of the cooling lines considered, with the [O I] 63 μ m line contributing 72% of the total. This emphasizes the predominant role of the latter in the cooling process from emission lines of these regions.

Acknowledgements. We would like to thank the referee, David Hollenbach for his comments and suggestions. JBS wishes to acknowledge the support from a Marie Curie Intra-European Fellowship within the 7th European Community Framework Program under project number 272820. HCSS, HSpot, and HIPE are joint developments by the Herschel Science Ground Segment Consortium, consisting of ESA, the NASA Herschel Science Center, and the HIFI, PACS and SPIRE consortia. JBS thanks E. Romano-Díaz for help with contour manipulation. We thank V. Lebouteiller for the use of the PACSman software and discussion on data reduction.

References

- Abel, N.P., Ferland, G.J., Shaw, & van hoof, P.A.M. 2005, *ApJS*, 161, 65
Abergel, A., Arab, H., Compiegne, M., et al. 2010, *A&A*, 518L, 96
Arab, H., et al. 2011, *A&A*, in preparation
Bernard-Salas, J., & Tielens, A.G.G.M. 2005, *A&A*, 431, 523
Burton, M.G., Hollenbach, D.J., & Tielens, A.G.G.M. 1990, *ApJ*, 365, 620
Ferland, G.J., Korista, K.T., Verner, D.A., et al. 1998, *PASP*, 110, 761
Gorti, U., & Hollenbach, D. 2002, *ApJ*, 573, 215
Habart, E., et al. 2011, *A&A*, in prep.
Habart, E., Dartois, E., Abergel, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L116
Habing, H.J. 1968, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 19, 421
Herrmann, F., Madden, S.C., Nikola, T., et al. 1997, *ApJ*, 481, 343
Hollenbach, D.J., & Tielens, A.G.G.M. 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 173
Joblin, C., et al. 2011, in prep.
Kaufman, M.J., Wolfire, M.G., Hollenbach, D.J., & Luhman, M.L. 1999, *ApJ*, 527, 795
Lis, D.C., Serabyn, E., Keene, J., et al. 1998, *ApJ*, 509, 299
Le Petit, F., Nehmé, C., Le Boulrot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506
Lebouteiller, V., et al. 2011, in prep
Lerate, M.R., Barlow, M.J., Swinyard, J.R., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 597
Luhman, M.L., Satyapal, S., Fischer, J., et al. 2003, *ApJ*, 594, 758
Marconi, A., Tesli, L., Natta, A., & Walmsley, C.L. 1998, *A&A*, 330, 696
Meijerink, R., Spaans, M., & Israel, F.P. 2007, *A&A*, 461, 793
Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. 2007, *A&A*, 474, 515
Meyer, D.M., Jura, M., & Cardelli, J.A. 1998, *ApJ*, 493, 222
Meyer, D.M., Cardelli, J.A., & Sofia, U.J. 1997, *ApJ*, 490, 103
Mookerjee, B., Kramer, C., Buchbender, C., et al. 2011, *A&A*, 532, 152
Naylor, D.A., Dartois, E., Habart, E., et al. 2010, *A&A*, 519, 117
Nieva, M.-F., & Simón-Díaz, S. 2011, *A&A*, 532, 2
Oberst, T.E., Parshely, S.C., Nikola, T., et al. 2011, *ApJ*, 739, 100
Ott, S. 2010, *ASP Conference Series*, 434, 139
Pellegrini, E.W., Bladwin, J.A., Ferland, G.J., Shaw, G., & Heathcote, S. 2009, *ApJ*, 693, 285
Pilbratt, G.J., Riedinger, J.R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, 2
Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, 2
Rubin, R.H., Simpson, J.P., O'Dell, C.R., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1320
Rubin, R.H. 1985, *ApJS*, 57, 349
Savage, B.D., & Sembach, K.R. 1996, *ARA&A*, 34, 279
Stacey, G.J., Geis, N., Genzel, R. et al. 1991, *ApJ*, 382, 37
Tielens, A.G.G.M., Meixner, M.M., van der Werf, P.P., et al. 1993, *Science*, 262, 86
Tielens, A.G.G.M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
van der Werf, P.P., Stutzki, J., Sternberg, A., & Krabber, A. 1996, *A&A*, 313, 633

Annexe C

Liste de publications et communications orales

C.1 Publications dans des revues à comité de lecture

1. **Arab, H.**, Abergel, A., Ysard, N., Bernard-Salas, J., Dartois, E., Kirk, J. M., Naylor, D. A., Rodon, J. A., White, G. J., Dust temperature and spectral emissivity index variations in Orion 2012, A&A, soumis.
2. **Arab, H.**, Abergel, A., Habart, E., Bernard-Salas, J., Ayasso, H., Dassas, K., Martin, P. G., White, G. J., Evolution of dust in the Orion Bar with Herschel - Radiative transfer modelling, 2012, A&A, 541, A19
3. **Arab, H.**, Abergel, A. et al., Evolution of dust in the Horsehead PDR, A&A, in prep.
4. Bernard-Salas, J. Habart, E., **Arab, H.**, Abergel, A. et al., Spatial variations of the cooling lines in the Orion Bar from Herschel/PACS, 2012, A&A, 538, A37
5. Köhler, M., Habart, E., **Arab, H.** et al., SPIRE spectroscopy of the NGC 7023 region, A&A, in prep.
6. Abergel, A., **Arab, H.** Compiègne, M., Kirk, J. M. et al., Evolution of interstellar dust with Herschel. First results in the photodissociation regions of NGC 7023, 2010, A&A, 518, 96
7. Habart, E. Dartois, E., Abergel, A., Baluteau, J.-P., Naylor, D., Polehampton, E., Joblin, C., Ade, P., Anderson, L. D., André, P., **Arab, H.** et al., SPIRE spectroscopy of the prototypical Orion Bar photodissociation region, 2010, A&A, 518,116
8. Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P. G., Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Lagache, G., Anderson, L. D., André, P., **Arab, H.** et al., Herschel-SPIRE observations of the Polaris flare : Structure of the diffuse interstellar medium at the sub-parsec scale, 2010, A&A, 518, 104
9. Naylor, D. A., Dartois, E., Habart, E., Abergel, A., Baluteau, J.-P., Jones, S. C., Polehampton, E.; Ade, P., Anderson, L. D., André, P., **Arab, H.** et al., First detection of the methylidyne cation (CH^+) fundamental rotational line with the Herschel/SPIRE FTS, 2010, A&A, 518, 82
10. White, G. J., Abergel, A., Spencer, L., Schneider, N., Naylor, D. A., Anderson, L. D., Joblin, C., Ade, P., André, P., **Arab, H.** et al., Herschel-SPIRE spectroscopy of the DR21 molecular cloud core, 2010, A&A, 518, 114

11. Anderson, L. D., Zavagno, A., Rodón, J. A., Russeil, D., Abergel, A., Ade, P., André, P., **Arab, H.** et al., The physical properties of the dust in the RCW 120 H II region as seen by Herschel, 2010, A&A, 518, 99
12. Rodón, J. A., Zavagno, A., Baluteau, J.-P., Anderson, L. D., Polehampton, E., Abergel, A., Motte, F., Bontemps, S., Ade, P., André, P., **Arab, H.** et al., Physical properties of the Sh2-104 H II region as seen by Herschel, 2010, A&A, 518, 80
13. Kirk, J. M., Polehampton, E., Anderson, L. D., Baluteau, J.-P., Bontemps, S., Joblin, C., Jones, S. C., Naylor, D. A., Ward-Thompson, D., White, G. J., Abergel, A., Ade, P., André, P., **Arab, H.** et al., Herschel-SPIRE spectroscopy of G29.96-0.02 : Fitting the full SED, 2010, A&A, 518, 82

C.2 Publications suite à des conférences

1. **Arab, H.**, Compiègne, M., Habart, E., Abergel, A., Gas and dust in the Orion Bar, 2010, The 5th Zermatt ISM-Symposium - Conditions and Impact of Star Formation : New results with Herschel and beyond

C.3 Communications orales

C.3.1 Conférences

1. **2nd NCAC Symposium, « The Orion nebula : A laboratory for the study of star formation and gaseous nebula »**, Varsovie, Pologne, 16-18 juillet 2012.
Oral : The Orion Bar seen by Herschel
2. « **Conférence Elbereth 2011** », Paris, France, 29 novembre - 2 décembre 2011.
Oral : Evolution of dust in the Orion Bar using Herschel
3. « **From dust to galaxies** », Paris, France, 27 juin - 1 juillet 2011.
Oral : Dust in PDRs with Herschel : The Orion Bar
4. « **Conférence Elbereth 2010** », Paris, France, 7-9 décembre 2010.
Oral : Dust evolution in photodissociation regions observed with Herschel
5. « **The 5th Zermatt ISM-Symposium - Conditions and Impact of Star Formation : New results with Herschel and beyond** », Zermatt, Suisse, 19-24 septembre 2010.
Poster : Gas and dust in the Orion Bar

C.3.2 Séminaires

1. **Infrared Processing and Analysis Center (IPAC/Caltech)**, Pasadena, USA, 17 août 2011.
Dust and Gas in the Orion bar with Herschel.

C.3.3 Autres

1. **Réunion ANR Cold Dust**, Orsay, France, 25 janvier 2012.
Evolution des poussières dans les PDR avec les données Herschel.
2. **Journée d'équipe Milieu Interstellaire et Cosmologie**, Paris, France, 10 octobre 2011.
Confronter les modèles aux données : les observations Herschel des PDR.
3. **Journée des thèses IAS**, Orsay, France, 9 juin 2011.
Evolution de la poussière dans la Barre d'Orion.
4. **Réunion SPIRE-FTS**, Orsay, France, 1 avril 2011.
Inter-calibration du photomètre de SPIRE et du FTS.
5. **Réunion SPIRE-FTS**, Orsay, France, 4 février 2011.
Traitement des données FTS : compréhension du pipeline.
6. **Réunion ANR Cold Dust**, Toulouse, France, 16 décembre 2010.
Modéliser l'émission de la poussière.
7. **Réunion ANR Cold Dust**, Orsay, France, 7 juillet 2010.
Evolution des poussières avec Herschel : NGC 7023 et premiers résultats sur la Barre d'Orion
8. **Journée des thèses IAS**, Orsay, France, 18 juin 2010.
Evolution des poussières dans les PDR de NGC 7023.

C.4 Enseignement

2011-2012 :

- Université Paris-Sud XI, **Evolution des conceptions de l'Univers**, niveau L1.
32.5h - Cours, TD - Responsable : H. Dole

2010-2011 :

- Université Paris-Sud XI, **Lumières, Images et Couleurs**, niveau L1.
64h - Cours/TP, TD - Responsable : C. Balland
- Université Paris-Sud XI, **Evolution des conceptions de l'Univers**, niveau L1.
32.5h - Cours, TD - Responsable : H. Dole

2009-2010 :

- Université Paris-Sud XI, **Lumières, Images et Couleurs**, niveau L1.
64h - Cours/TP, TD - Responsable : C. Balland

Table des figures

1.1	Le nuage sombre Barnard 68 observé dans le visible	8
1.2	Reste de supernova Cassiopée A observé dans les rayons X.	10
1.3	Nuages moléculaires dans la nébuleuse de la Carène observés dans le proche infra-rouge.	11
1.4	Champ de rayonnement interstellaire.	13
1.5	Mesures de polarisation de 8662 étoiles révélant la direction des lignes de champ magnétique de la Galaxie.	14
1.6	Cycle de la matière interstellaire	17
2.1	Mécanismes de formation de H ₂ à la surface des grains.	22
2.2	Diffusion et extinction dans le milieu interstellaire	23
2.3	Courbe d’extinction dans le milieu interstellaire diffus.	25
2.4	Bandes interstellaires diffuses entre 0.57 et 0.67 μm	26
2.5	Variations de la courbe d’extinction dans la galaxie.	27
2.6	Mesures d’albédo des poussières dans le milieu interstellaire diffus et les nébuleuses par réflexion.	28
2.7	Spectre d’émission des poussières dans le milieu interstellaire diffus.	29
2.8	Variation de la température d’équilibre d’un grain sphérique en fonction de son rayon et de sa composition soumis à l’ISRF de Mathis <i>et al.</i> (1983).	31
2.9	Variation de la SED d’un grain avec la température et l’indice spectral.	32
2.10	Fluctuations en température de grains chauffés par l’ISRF pour 4 rayons différents.	33
2.11	Principales bandes aromatiques infrarouges et modes de vibration associés.	35
2.12	Comparaison des modèles d’émission anormale avec les observations.	36
2.13	Loi de Serkowski normalisée au maximum de polarisation.	37
2.14	Comparaison de l’extinction et de l’émission des poussières prédites par différents modèles de poussières pour le milieu diffus.	40
2.15	Schéma du cycle de vie des poussières.	46
3.1	Structure spatiale des régions de photodissociation.	51
3.2	Courbes de potentiel de H ₂ illustrant les phénomènes de dissociation, de fluorescence et de désexcitation collisionnelle.	54
3.3	Contributions des différents processus de chauffage du gaz dans les PDR en fonction de la profondeur.	55
3.4	Evolution de la température des grains en fonction de l’extinction visuelle dans une PDR selon le champ de rayonnement incident.	57
4.1	Description de l’observatoire spatial Herschel	64

4.2	Gauche : Bloc de matrices de bolomètres du photomètre de PACS. Droite : Transmissions des filtres du photomètre de PACS	65
4.3	PSF de PACS observées sur le ciel	66
4.4	Schéma illustrant le balayage de PACS sur le ciel	67
4.5	Photographie d'un bolomètre de SPIRE et réponse spectrale des filtres du photomètre de SPIRE.	68
4.6	PSF de SPIRE observées sur le ciel	69
4.7	Vue schématique des matrices de bolomètres du photomètre de SPIRE du FTS.	70
4.8	Modes d'échantillonnage spatial avec le FTS.	71
4.9	Situation de Herschel dans l'histoire de l'astronomie infrarouge spatiale.	72
5.1	Observation de la région de la Barre d'Orion dans le visible.	76
5.2	Observation de différentes espèces du gaz dans la Barre d'Orion (Lis & Schilke, 2003).	77
5.3	Structure du front d'ionisation et schéma de la géométrie dans la région de la Barre d'Orion.	77
5.4	Observation visible/proche infrarouge et carte de l'émission de ^{13}CO de NGC 7023.	78
5.5	Observations du gaz et de la poussière dans la Tête de Cheval	80
6.1	Distribution en masse des quatre populations de grains du modèle Compiègne <i>et al.</i> (2011).	85
6.2	Comparaison du modèle Compiègne <i>et al.</i> (2011) avec la SED et la courbe d'extinction observées dans le milieu atomique diffus à haute latitude galactique.	87
6.3	Principe du modèle de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle.	88
6.4	Approximation plan-parallèle dans le modèle de transfert de rayonnement.	90
6.5	Variation du flux rétrodiffusé en fonction du paramètre d'asymétrie dans le modèle de transfert de rayonnement.	91
6.6	Observations de la Tête de Cheval entre 3.6 et $500\ \mu\text{m}$ avec Spitzer et Herschel.	106
6.7	Profils d'intensité de la Tête de Cheval entre 3.6 et $500\ \mu\text{m}$	107
6.8	Profil de densité pour la modélisation de la Tête de cheval. L'origine des abscisses correspond à la position de l'étoile σ Ori.	108
6.9	Comparaison des profils d'intensité de la Tête de Cheval observés par Herschel et Spitzer et du modèle de transfert plan-parallèle avec propriétés des poussières du milieu diffus ($l_{\text{PDR}} = 0.16\ \text{pc}$)	109
6.10	Comparaison du spectre observé dans la Tête de Cheval avec le spectre modélisé à la position du pic à $3.6\ \mu\text{m}$ et à celle à $250\ \mu\text{m}$ ($l_{\text{PDR}} = 0.16\ \text{pc}$).	109
6.11	Identique à la Fig. 6.9 (haut) et 6.10 (bas) avec une longueur de PDR égale à $0.3\ \text{pc}$	111
6.12	Identique à la Fig. 6.9 (haut) et à la Fig. 6.10 (bas) avec $l_{\text{PDR}} = 0.25\ \text{pc}$, $Y_{\text{PAH}} = Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}/3.5$ et $Y_{\text{VSG}} = Y_{\text{VSG}}^{\text{DHGL}}/1.5$	112
6.13	Identique à la Fig. 6.9 (haut) et à la Fig. 6.10 (bas) avec $l_{\text{PDR}} = 0.2\ \text{pc}$, $\epsilon_{\text{BG}} = 2\epsilon_{\text{BG}}^{\text{DHGL}}$ et $Y_{\text{PAH}} = Y_{\text{PAH}}^{\text{DHGL}}$	114
6.14	Observations Herschel de la nébuleuse NGC 7023.	116
6.15	Observations (à 8, 24 et $160\ \mu\text{m}$) et profils d'intensité de la PDR Est de NGC 7023 entre 8 et $500\ \mu\text{m}$	117
6.16	Comparaison modèle diffus/observations des profils d'intensité de la PDR Est de NGC 7023.	118

6.17	Comparaisons des modèles avec variations d'abondances des PAH et VSG (haut) et d'émissivité des BG (bas) aux profils d'intensité observés dans la PDR Est de NGC 7023.	120
7.1	PSF de passage à la résolution à $500 \mu\text{m}$	127
7.2	Ecart relatif entre l'observation de la Tête de Cheval à $250 \mu\text{m}$ amenée à la résolution à $500 \mu\text{m}$ en supposant des PSF gaussiennes et par la méthode de déconvolution.	128
7.3	Spectre des grains à l'équilibre thermique à différentes positions de la Tête de Cheval.	130
7.4	Cartes de densité de colonne, de température et d'indice spectral dans la Tête de Cheval.	131
7.5	Graphique $T - \beta$ dans la Tête de Cheval.	132
7.6	Indice spectral en fonction de la température dans les trois régions étudiées.	135
7.7	Spectre observé dans la partie dense de la Tête de Cheval (noir) comparé au modèle de transfert radiatif pris à différentes profondeurs z (rouge) basé sur le modèle de grains de Compiègne <i>et al.</i> (2011)	136
7.8	Indice spectral local en fonction de la largeur de bande interdite en énergie.	136

Bibliographie

- Abergel, A., Boulanger, F., Fukui, Y., & Mizuno, A. (1995). Far IR and CO (J=0-1) large scale emissions of the Taurus complex. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **111**, 483.
- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., Cesarsky, D., Falgarone, E., Jones, A., Miville-Deschenes, M.-A., Perault, M., Puget, J.-L., Hultgren, M., Kaas, A. A., Nordh, L., Olofsson, G., André, P., Bontemps, S., Casali, M. M., Cesarsky, C. J., Copet, M. E., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P., & Sibille, F. (2002). Evolution of very small particles in the southern part of Orion B observed by ISOCAM. *Astron. Astrophys.*, **389**, 239–251.
- Abergel, A., Teyssier, D., Bernard, J. P., Boulanger, F., Coulais, A., Fosse, D., Falgarone, E., Gerin, M., Perault, M., Puget, J.-L., Nordh, L., Olofsson, G., Hultgren, M., Kaas, A. A., André, P., Bontemps, S., Casali, M. M., Cesarsky, C. J., Copet, E., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P., & Sibille, F. (2003). ISOCAM and molecular observations of the edge of the Horsehead nebula. *Astron. Astrophys.*, **410**, 577–585.
- Adel, M. E., Amir, O., Kalish, R., & Feldman, L. C. (1989). Ion-beam-induced hydrogen release from a-C:H : A bulk molecular recombination model. *Journal of Applied Physics*, **66**, 3248–3251.
- Agladze, N. I., Sievers, A. J., Jones, S. A., Burlitch, J. M., & Beckwith, S. V. W. (1996). Laboratory Results on Millimeter-Wave Absorption in Silicate Grain Materials at Cryogenic Temperatures. *Astrophys. J.*, **462**, 1026.
- Alecian, E., Catala, C., Wade, G. A., Donati, J.-F., Petit, P., Landstreet, J. D., Böhm, T., Bouret, J.-C., Bagnulo, S., Folsom, C., Grunhut, J., & Silvester, J. (2008). Characterization of the magnetic field of the Herbig Be star HD200775. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **385**, 391–403.
- Ali, B. (2011). Surface brightness comparison of PACS blue array with IRAS and Spitzer/MIPS images. Technical report, PACS-Herschel.
- Ali-Haimoud, Y., Hirata, C. M., & Dickinson, C. (2009). A refined model for spinning dust radiation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **395**, 1055–1078.
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. (1985). Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way. *Astrophys. J. Lett.*, **290**, L25–L28.
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. (1989). Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons - The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications. *Astrophys. J. S. S.*, **71**, 733–775.

- Allers, K. N., Jaffe, D. T., Lacy, J. H., Draine, B. T., & Richter, M. J. (2005). H₂ Pure Rotational Lines in the Orion Bar. *Astrophys. J.*, **630**, 368–380.
- Anderson, C. M., Weitenbeck, A. J., Code, A. D., Nordsieck, K. H., Meade, M. R., Babler, B. L., Zellner, N. E. B., Bjorkman, K. S., Fox, G. K., Johnson, J. J., Sanders, W. T., Lupie, O. L., & Edgar, R. J. (1996). Ultraviolet Interstellar Polarization of Galactic Starlight. I. Observations by the Wisconsin Ultraviolet Photo Polarimeter Experiment. *Astron. J.*, **112**, 2726.
- Anderson, P. W., Halperin, B. I., & Varma, C. M. (1972). Anomalous low-temperature thermal properties of glasses and spin glasses. *Philosophical Magazine*, **25**, 1–9.
- Aniano, G., Draine, B. T., Gordon, K. D., & Sandstrom, K. (2011). Common-Resolution Convolution Kernels for Space- and Ground-Based Telescopes. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **123**, 1218–1236.
- Anthony-Twarog, B. J. (1982). The H-beta distance scale for B stars - The Orion association. *Astron. J.*, **87**, 1213–1222.
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., Sodroski, T. J., Hauser, M. G., Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Leisawitz, D., Mitchell, K., Reach, W. T., & Wright, E. L. (1998). The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness. *Astrophys. J.*, **508**, 74–105.
- Arendt, R. G., Dwek, E., Blair, W. P., Ghavamian, P., Hwang, U., Long, K. S., Petre, R., Rho, J., & Winkler, P. F. (2010). Spitzer Observations of Dust Destruction in the Puppis A Supernova Remnant. *Astrophys. J.*, **725**, 585–597.
- Ayasso, H., Rodet, T., & Abergel, A. (2012). variational bayesian approach for unsupervised superresolution using mixture models of point and smooth sources applied to astrophysical mapmaking. *in prep.*
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., Castets, A., Steinacker, J., & Loinard, L. (2002). The degree of CO depletion in pre-stellar cores. *Astron. Astrophys.*, **389**, L6–L10.
- Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M. (1994). The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons. *Astrophys. J.*, **427**, 822–838.
- Bally, J. & Langer, W. D. (1982). Isotope-selective photodestruction of carbon monoxide. *Astrophys. J.*, **255**, 143–148.
- Barlow, M. J. (1978). The destruction and growth of dust grains in interstellar space. I - Destruction by sputtering. II - Destruction by grain surface reactions, grain-grain collisions and photodesorption. III - Surface recombination, heavy element depletion and mantle growth. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **183**, 367–395.
- Bastien, P. (2007). Dust Polarization from Extinction Measurements. In M.-A. Miville-Deschênes & F. Boulanger, editors, *EAS Publications Series*, volume 23 of *EAS Publications Series*, pages 131–146.
- Bell, A. R. (1978a). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 147–156.

-
- Bell, A. R. (1978b). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 443–455.
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., Ansari, R., Aubourg, É., Bargout, S., Bartlett, J. G., Bernard, J.-P., Bhatia, R. S., & et al. (2004). First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops. *Astron. Astrophys.*, **424**, 571–582.
- Bernard, J. P., Abergel, A., Ristorcelli, I., Pajot, F., Torre, J. P., Boulanger, F., Giard, M., Lagache, G., Serra, G., Lamarre, J. M., Puget, J. L., Lepeintre, F., & Cambrésy, L. (1999). PRONAOS observations of MCLD 123.5 + 24.9 : cold dust in the Polaris cirrus cloud. *Astron. Astrophys.*, **347**, 640–649.
- Bernard-Salas, J., Habart, E., Arab, H., Abergel, A., Dartois, E., Martin, P., Bontemps, S., Joblin, C., White, G. J., Bernard, J.-P., & Naylor, D. (2012). Spatial variation of the cooling lines in the Orion Bar from Herschel/PACS. *Astron. Astrophys.*, **538**, A37.
- Berné, O., Joblin, C., Deville, Y., Smith, J. D., Rapacioli, M., Bernard, J. P., Thomas, J., Reach, W., & Abergel, A. (2007). Analysis of the emission of very small dust particles from Spitzer spectro-imagery data using blind signal separation methods. *Astron. Astrophys.*, **469**, 575–586.
- Berné, O., Joblin, C., Rapacioli, M., Thomas, J., Cuillandre, J., & Deville, Y. (2008). Extended Red Emission and the evolution of carbonaceous nanograins in NGC 7023. *Astron. Astrophys.*, **479**, L41–L44.
- Bianchi, S. & Schneider, R. (2007). Dust formation and survival in supernova ejecta. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **378**, 973–982.
- Boggess, N. W., Mather, J. C., Weiss, R., Bennett, C. L., Cheng, E. S., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M. G., Janssen, M. A., Kelsall, T., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Shafer, R. A., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., Wilkinson, D. T., & Wright, E. L. (1992). The COBE mission - Its design and performance two years after launch. *Astrophys. J.*, **397**, 420–429.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. (1978). A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II. *Astrophys. J.*, **224**, 132–142.
- Boisse, P. (1990). Radiative transfer inside clumpy media - The penetration of UV photons inside molecular clouds. *Astron. Astrophys.*, **228**, 483–502.
- Borkowski, K. J. & Dwek, E. (1995). The Fragmentation and Vaporization of Dust in Grain-Grain Collisions. *Astrophys. J.*, **454**, 254.
- Bösch, M. A. (1978). Anomalous Absorption in Amorphous Solids at Low Temperature. *Physical Review Letters*, **40**, 879–882.
- Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., Jäger, C., Bernard, J.-P., Henning, T., & Meny, C. (2005). Temperature Dependence of the Submillimeter Absorption Coefficient of Amorphous Silicate Grains. *Astrophys. J.*, **633**, 272–281.
- Boulanger, F. (2000). Studies of Diffuse Infrared Emission. In R. J. Laureijs, K. Leech, & M. F. Kessler, editor, *ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, volume 455 of *ESA Special Publication*, page 3.

- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., Burton, W. B., Desert, F.-X., Hartmann, D., Lagache, G., & Puget, J.-L. (1996). The dust/gas correlation at high Galactic latitude. *Astron. Astrophys.*, **312**, 256–262.
- Bowler, B. P., Waller, W. H., Megeath, S. T., Patten, B. M., & Tamura, M. (2009). An Infrared Census of Star Formation in the Horsehead Nebula. *Astron. J.*, **137**, 3685–3699.
- Burke, J. R. & Hollenbach, D. J. (1983). The gas-grain interaction in the interstellar medium - Thermal accommodation and trapping. *Astrophys. J.*, **265**, 223–234.
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. (1990). Line emission from clumpy photodissociation regions. *Astrophys. J.*, **365**, 620–639.
- Cambrésy, L., Boulanger, F., Lagache, G., & Stepnik, B. (2001). Far-infrared dust opacity and visible extinction in the Polaris Flare. *Astron. Astrophys.*, **375**, 999–1007.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. (1988). The determination of ultraviolet extinction from the optical and near-infrared. *Astrophys. J. Lett.*, **329**, L33–L37.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. (1989). The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *Astrophys. J.*, **345**, 245–256.
- Carrez, P., Demyk, K., Cordier, P., Gengembre, L., Grimblot, J., D’Hendecourt, L., Jones, A. P., & Leroux, H. (2002a). Low-energy helium ion irradiation-induced amorphization and chemical changes in olivine : Insights for silicate dust evolution in the interstellar medium. *Meteoritics and Planetary Science*, **37**, 1599–1614.
- Carrez, P., Demyk, K., Leroux, H., Cordier, P., Jones, A. P., & D’Hendecourt, L. (2002b). Low-temperature crystallisation of MgSiO₃ glasses under electron irradiation : Possible implications for silicate dust evolution in circumstellar environments. *Meteoritics and Planetary Science*, **37**, 1615–1622.
- Casassus, S., Cabrera, G. F., Förster, F., Pearson, T. J., Readhead, A. C. S., & Dickinson, C. (2006). Morphological Analysis of the Centimeter-Wave Continuum in the Dark Cloud LDN 1622. *Astrophys. J.*, **639**, 951–964.
- Champeaux, S., Gazol, A., Passot, T., & Sulem, P.-L. (1997). Plasma Heating by Alfvén Wave Filamentation : A Relevant Mechanism in the Solar Corona and the Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, **486**, 477.
- Chen, P.-S., Yang, X.-H., & Shan, H.-G. (2010). Infrared spectral evolution of carbon stars. *Research in Astronomy and Astrophysics*, **10**, 363–382.
- Cherchneff, I. (2010). Dust Formation in Massive Stars and Their Explosive Ends. In C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, & J. T. Van Loon, editors, *Hot and Cool : Bridging Gaps in Massive Star Evolution*, volume 425 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 237.
- Chiar, J. E., Adamson, A. J., Whittet, D. C. B., Chrysostomou, A., Hough, J. H., Kerr, T. H., Mason, R. E., Roche, P. F., & Wright, G. (2006). Spectropolarimetry of the 3.4 μm Feature in the Diffuse ISM toward the Galactic Center Quintuplet Cluster. *Astrophys. J.*, **651**, 268–271.

-
- Chlewicki, G. & Laureijs, R. J. (1988). Model of grain properties based on IRAS observations. I - Evidence for new particle populations. *Astron. Astrophys.*, **207**, L11.
- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., Werner, M. W., & Castelaz, M. W. (1988). C II 158 micron and O I 63 micron observations of NGC 7023 - A model for its photodissociation region. *Astrophys. J.*, **334**, 803–814.
- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. (1993). Dust coagulation. *Astrophys. J.*, **407**, 806–819.
- Clayton, G. C., Wolff, M. J., Allen, R. G., & Lupie, O. L. (1995). Ultraviolet interstellar linear polarization. 2 : The wavelength dependence. *Astrophys. J.*, **445**, 947–957.
- Cohen, M., Anderson, C. M., Cowley, A., Coyne, G. V., Fawley, W., Gull, T. R., Harlan, E. A., Herbig, G. H., Holden, F., Hudson, H. S., Jakoubek, R. O., Johnson, H. M., Merrill, K. M., Schiffer, F. H., Soifer, B. T., & Zuckerman, B. (1975). The peculiar object HD 44179 /'The red rectangle'/ . *Astrophys. J.*, **196**, 179–189.
- Compiègne, M., Abergel, A., Verstraete, L., & Habart, E. (2008). Dust processing in photodissociation regions. Mid-IR emission modelling. *Astron. Astrophys.*, **491**, 797–807.
- Compiègne, M., Verstraete, L., Jones, A., Bernard, J., Boulanger, F., Flagey, N., Le Bourlot, J., Paradis, D., & Ysard, N. (2011). The global dust SED : tracing the nature and evolution of dust with DustEM. *Astron. Astrophys.*, **525**, A103+.
- Coupeaud, A., Demyk, K., Meny, C., Nayral, C., Delpuch, F., Leroux, H., Depecker, C., Creff, G., Brubach, J.-B., & Roy, P. (2011). Low-temperature FIR and submillimetre mass absorption coefficient of interstellar silicate dust analogues. *Astron. Astrophys.*, **535**, A124.
- Cowie, L. L. (1978). Refractory grain destruction in low-velocity shocks. *Astrophys. J.*, **225**, 887–892.
- Crawford, M. K., Tielens, A. G. G. M., & Allamandola, L. J. (1985). Ionized polycyclic aromatic hydrocarbons and the diffuse interstellar bands. *Astrophys. J. Lett.*, **293**, L45–L48.
- Darbon, S., Zavagno, A., Perrin, J.-M., Savine, C., Ducci, V., & Sivan, J.-P. (2000). Extended red emission and unidentified infrared bands in the galactic compact H II region Sh 152. *Astron. Astrophys.*, **364**, 723–731.
- Dartois, E. (2005). The Ice Survey Opportunity of ISO. *Space Science Reviews.*, **119**, 293–310.
- Dartois, E., Muñoz Caro, G. M., Deboffle, D., Montagnac, G., & D'Hendecourt, L. (2005). Ultraviolet photoproduction of ISM dust. Laboratory characterisation and astrophysical relevance. *Astron. Astrophys.*, **432**, 895–908.
- Davis, Jr., L. & Greenstein, J. L. (1951). The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains. *Astrophys. J.*, **114**, 206.
- de Oliveira-Costa, A., Kogut, A., Devlin, M. J., Netterfield, C. B., Page, L. A., & Wollack, E. J. (1997). Galactic Microwave Emission at Degree Angular Scales. *Astrophys. J. Lett.*, **482**, L17.
- Debye, P. (1909). Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material. *Annalen der Physik*, **335**, 57–136.

- del Burgo, C., Laureijs, R. J., Ábrahám, P., & Kiss, C. (2003). The far-infrared signature of dust in high-latitude regions. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **346**, 403–414.
- Demyk, K., d’Hendecourt, L., Leroux, H., Jones, A. P., & Borg, J. (2004). IR spectroscopic study of olivine, enstatite and diopside irradiated with low energy H⁺ and He⁺ ions. *Astron. Astrophys.*, **420**, 233–243.
- Désert, F., Boulanger, F., & Puget, J. L. (1990). Interstellar dust models for extinction and emission. *Astron. Astrophys.*, **237**, 215–236.
- Désert, F. X. (1986). Infrared Spectra and Dust Temperature Fluctuations. In F. P. Israel, editor, *Light on Dark Matter*, volume 124 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 213.
- Désert, F. X., Boulanger, F., & Shore, S. N. (1986). Grain temperature fluctuations - A key to infrared spectra. *Astron. Astrophys.*, **160**, 295–300.
- Désert, F.-X., Macías-Pérez, J. F., Mayet, F., Giardino, G., Renault, C., Aumont, J., Benoît, A., Bernard, J.-P., Ponthieu, N., & Tristram, M. (2008). Submillimetre point sources from the Archeops experiment : very cold clumps in the Galactic plane. *Astron. Astrophys.*, **481**, 411–421.
- d’Hendecourt, L. B., Allamandola, L. J., & Greenberg, J. M. (1985). Time dependent chemistry in dense molecular clouds. I - Grain surface reactions, gas/grain interactions and infrared spectroscopy. *Astron. Astrophys.*, **152**, 130–150.
- d’Hendecourt, L. B., Leger, A., Olofsson, G., & Schmidt, W. (1986). The Red Rectangle - A possible case of visible luminescence from polycyclic aromatic hydrocarbons. *Astron. Astrophys.*, **170**, 91–96.
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. (2003). *Astrophysics of the diffuse universe*. Springer.
- Douglas, A. E. & Herzberg, G. (1941). Note on CH⁺ in Interstellar Space and in the Laboratory. *Astrophys. J.*, **94**, 381.
- Draine, B. T. (1978). Photoelectric heating of interstellar gas. *Astrophys. J. S. S.*, **36**, 595–619.
- Draine, B. T. (1985). Grain evolution in dark clouds. In D. C. Black & M. S. Matthews, editors, *Protostars and planets II (A86-12626 03-90)*. Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1985, p. 621-640. Research supported by the Alfred P. Sloan Foundation and NSF., pages 621–640.
- Draine, B. T. (2002). *The Cold Universe*. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee Advanced Course 32 (Blain, A. and Combes, F. and Draine, B. T. and Pfenniger, D. and Revaz, Y.).
- Draine, B. T. (2003). Interstellar Dust Grains. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **41**, 241–289.
- Draine, B. T. (2009). Interstellar Dust Models and Evolutionary Implications. In T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker, editor, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, volume 414 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 453–+.
- Draine, B. T. & Anderson, N. (1985). Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains. *Astrophys. J.*, **292**, 494–499.

-
- Draine, B. T. & Fraisse, A. A. (2009). Polarized Far-Infrared and Submillimeter Emission from Interstellar Dust. *Astrophys. J.*, **696**, 1–11.
- Draine, B. T. & Lazarian, A. (1998). Electric Dipole Radiation from Spinning Dust Grains. *Astrophys. J.*, **508**, 157–179.
- Draine, B. T. & Lazarian, A. (1999a). Magnetic Dipole Microwave Emission from Dust Grains. *Astrophys. J.*, **512**, 740–754.
- Draine, B. T. & Lazarian, A. (1999b). Microwave Emission from Galactic Dust Grains. In A. de Oliveira-Costa & M. Tegmark, editors, *Microwave Foregrounds*, volume 181 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 133.
- Draine, B. T. & Lee, H. M. (1984). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *Astrophys. J.*, **285**, 89–108.
- Draine, B. T. & Li, A. (2001). Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *Astrophys. J.*, **551**, 807–824.
- Draine, B. T. & Li, A. (2007). Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era. *Astrophys. J.*, **657**, 810–837.
- Draine, B. T. & Malhotra, S. (1993). On graphite and the 2175 Å extinction profile. *Astrophys. J.*, **414**, 632–645.
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. (1979a). Destruction mechanisms for interstellar dust. *Astrophys. J.*, **231**, 438–455.
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. (1979b). On the physics of dust grains in hot gas. *Astrophys. J.*, **231**, 77–94.
- Duley, W. W. & Williams, D. A. (1981). The infrared spectrum of interstellar dust - Surface functional groups on carbon. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **196**, 269–274.
- Duley, W. W., Jones, A. P., & Williams, D. A. (1989). Hydrogenated amorphous carbon-coated silicate particles as a source of interstellar extinction. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **236**, 709–725.
- Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., Giard, M., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Ristorcelli, I., Serra, G., Stepnik, B., & Torre, J.-P. (2003). Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *Astron. Astrophys.*, **404**, L11–L15.
- Dwek, E., Sellgren, K., Soifer, B. T., & Werner, M. W. (1980). Excitation mechanisms for the unidentified infrared emission features. *Astrophys. J.*, **238**, 140–147.
- Dwek, E., Arendt, R. G., Bouchet, P., Burrows, D. N., Challis, P., Danziger, I. J., De Buizer, J. M., Gehrz, R. D., Kirshner, R. P., McCray, R., Park, S., Polomski, E. F., & Woodward, C. E. (2008). Infrared and X-Ray Evidence for Circumstellar Grain Destruction by the Blast Wave of Supernova 1987A. *Astrophys. J.*, **676**, 1029–1039.
- Eidelsberg, M., Benayoun, J. J., Viala, Y., Rostas, F., Smith, P. L., Yoshino, K., Stark, G., & Shettle, C. A. (1992). Recalibration of the absorption/photodissociation spectra of CO and its isotopes between 91 and 115 nm. *Astron. Astrophys.*, **265**, 839–842.

- Ewen, H. I. & Purcell, E. M. (1951). Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec. *Nature*, **168**, 356.
- Falgarone, E. & Phillips, T. G. (1996). Small-Scale Density and Velocity Structure of a Molecular Cloud Edge. *Astrophys. J.*, **472**, 191.
- Falgarone, E. & Puget, J. L. (1985). A model of clumped molecular clouds. I - Hydrostatic structure of dense cores. *Astron. Astrophys.*, **142**, 157–170.
- Ferrière, K. M., Zweibel, E. G., & Shull, J. M. (1988). Hydromagnetic wave heating of the low-density interstellar medium. *Astrophys. J.*, **332**, 984–994.
- Field, D., May, P. W., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. (1997). Sputtering of the refractory cores of interstellar grains. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **285**, 839–846.
- Finkbeiner, D. P. (2003). A Full-Sky H α Template for Microwave Foreground Prediction. *Astrophys. J. S. S.*, **146**, 407–415.
- Finkbeiner, D. P., Davis, M., & Schlegel, D. J. (1999). Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to Cosmic Microwave Background Radiation Frequencies Using FIRAS. *Astrophys. J.*, **524**, 867–886.
- Fitzpatrick, E. L. (2004). Interstellar Extinction in the Milky Way Galaxy. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editor, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 33.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. (1986). An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. I - The 2175 Å bump. *Astrophys. J.*, **307**, 286–294.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. (1988). An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. II - The far-UV extinction. *Astrophys. J.*, **328**, 734–746.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. (1990). An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. III - an atlas of ultraviolet extinction curves. *Astrophys. J. S. S.*, **72**, 163–189.
- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., Miville Deschênes, M. A., Noriega Crespo, A., & Reach, W. T. (2006). Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission. *Astron. Astrophys.*, **453**, 969–978.
- Flagey, N., Noriega-Crespo, A., Boulanger, F., Carey, S. J., Brooke, T. Y., Falgarone, E., Huard, T. L., McCabe, C. E., Miville-Deschênes, M. A., Padgett, D. L., Paladini, R., & Rebull, L. M. (2009). Evidence for Dust Evolution Within the Taurus Complex from Spitzer Images. *Astrophys. J.*, **701**, 1450–1463.
- Fruchter, A., Krolik, J. H., & Rhoads, J. E. (2001). X-Ray Destruction of Dust along the Line of Sight to γ -Ray Bursts. *Astrophys. J.*, **563**, 597–610.
- Fuente, A., Martin-Pintado, J., Neri, R., Rogers, C., & Moriarty-Schieven, G. (1996). The filamentary structure of the interface between the atomic and the molecular phases in NGC 7023. *Astron. Astrophys.*, **310**, 286–296.
- Furton, D. G. & Witt, A. N. (1990). The spatial distribution of extended red emission in the planetary nebula NGC 7027. *Astrophys. J. Lett.*, **364**, L45–L48.

-
- Furton, D. G. & Witt, A. N. (1992). Extended red emission from dust in planetary nebulae. *Astrophys. J.*, **386**, 587–603.
- Gérin, M., Phillips, T. G., Keene, J., Betz, A. L., & Boreiko, R. T. (1998). CO, C I, and C II Observations of NGC 7023. *Astrophys. J.*, **500**, 329–+.
- Giard, M., Bernard, J. P., Lacombe, F., Normand, P., & Rouan, D. (1994a). PAH destruction at ionization fronts. *Astron. Astrophys.*, **291**, 239–249.
- Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. (1994b). The large scale distribution of PAHs in the Galaxy. *Astron. Astrophys.*, **286**, 203–210.
- Gillett, F. C., Forrest, W. J., & Merrill, K. M. (1973). 8 - 13-micron spectra of NGC 7027, BD +30 3639, and NGC 6572. *Astrophys. J.*, **183**, 87–93.
- Godard, M., Féraud, G., Chabot, M., Carpentier, Y., Pino, T., Brunetto, R., Duprat, J., Engrand, C., Bréchnignac, P., D’Hendecourt, L., & Dartois, E. (2011). Ion irradiation of carbonaceous interstellar analogues. Effects of cosmic rays on the 3.4 μm interstellar absorption band. *Astron. Astrophys.*, **529**, A146.
- Goldsmith, D. W., Habing, H. J., & Field, G. B. (1969). Thermal Properties of Interstellar Gas Heated by Cosmic Rays. *Astrophys. J.*, **158**, 173.
- Gordon, K. D. (2004). Interstellar Dust Scattering Properties. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editor, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 77.
- Gordon, K. D., Witt, A. N., & Friedmann, B. C. (1998). Detection of Extended Red Emission in the Diffuse Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, **498**, 522.
- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., Misselt, K. A., Smith, J.-D. T., & Kennicutt, Jr., R. C. (2008). The Behavior of the Aromatic Features in M101 H II Regions : Evidence for Dust Processing. *Astrophys. J.*, **682**, 336–354.
- Graf, U. U. & Stutzki, J. (1998). Molecular Clouds and their Boundary Layers. In G. Novak & R. Landsberg, editors, *Astrophysics From Antarctica*, volume 141 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 133.
- Greenberg, J. M. (1978). *Interstellar dust*, pages 187–294. Wiley Classics Library.
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., Ade, P. A. R., André, P., Augueres, J., Babbedge, T., Bae, Y., Baillie, T., Baluteau, J., & et al. (2010). The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance. *Astron. Astrophys.*, **518**, L3+.
- Guhathakurta, P. & Draine, B. T. (1989). Temperature fluctuations in interstellar grains. I - Computational method and sublimation of small grains. *Astrophys. J.*, **345**, 230–244.
- Guillet, V. (2008). *Evolution des poussières dans les chocs*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud 11.
- Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. M., Teyssier, D., & Pety, J. (2005). Density structure of the Horsehead nebula photo-dissociation region. *Astron. Astrophys.*, **437**, 177–188.

- Habing, H. J. (1968). The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **19**, 421–+.
- Harris, D. H., Woolf, N. J., & Rieke, G. H. (1978). Ice mantles and abnormal extinction in the Rho Ophiuchi cloud. *Astrophys. J.*, **226**, 829–838.
- Hartmann, J. (1904). Investigations on the spectrum and orbit of delta Orionis. *Astrophys. J.*, **19**, 268–286.
- Heger, M. L. (1922). Further study of the sodium lines in class B stars; The spectra of certain class B stars in the regions 5630Å-6680Å and 3280Å-3380Å; Note on the spectrum of [gamma] Cassiopeiae between 5860Å and 6600Å. *Lick Observatory Bulletin*, **10**, 141–148.
- Heiles, C. & Crutcher, R. (2005). Magnetic Fields in Diffuse HI and Molecular Clouds. In R. Wielebinski & R. Beck, editor, *Cosmic Magnetic Fields*, volume 664 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 137.
- Heney, L. G. & Greenstein, J. L. (1941). Diffuse radiation in the Galaxy. *Astrophys. J.*, **93**, 70–83.
- Hillenbrand, L. A. & Hartmann, L. W. (1998). A Preliminary Study of the Orion Nebula Cluster Structure and Dynamics. *Astrophys. J.*, **492**, 540.
- Hily-Blant, P., Teyssier, D., Philipp, S., & Güsten, R. (2005). Velocity field and star formation in the Horsehead nebula. *Astron. Astrophys.*, **440**, 909–919.
- Hirashita, H. (2012). Dust growth in the interstellar medium : how do accretion and coagulation interplay? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **422**, 1263–1271.
- Hogerheijde, M. R., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. (1995). Millimeter and submillimeter observations of the Orion Bar. 1 : Physical structure. *Astron. Astrophys.*, **294**, 792–810.
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. (1979). Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes. *Astrophys. J. S. S.*, **41**, 555–592.
- Hollenbach, D. & Salpeter, E. E. (1971). Surface Recombination of Hydrogen Molecules. *Astrophys. J.*, **163**, 155.
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. (1997). Dense Photodissociation Regions (PDRs). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **35**, 179–216.
- Hollenbach, D. J., Takahashi, T., & Tielens, A. G. G. M. (1991). Low-density photodissociation regions. *Astrophys. J.*, **377**, 192–209.
- Hony, S. (2002). *Infrared light on the composition of the dust surrounding carbon-rich stars*. Ph.D. thesis, Sterrenkundig Instituut "Anton Pannekoek", University of Amsterdam, Kruislaan 403, 1098 SJ, Amsterdam, The Netherlands.
- Huggins, W. & Miller, W. A. (1864). On the Spectra of Some of the Nebulae. By William Huggins, F.R.A.S. A Supplement to the Paper "On the Spectra of Some of the Fixed Stars William Huggins F.R.A.S., and W. A. Miller, M.D., LL.D., Treas. and V.P.P.S.". *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, **154**, 437–444.

-
- Jansen, D. J., Spaans, M., Hogerheijde, M. R., & van Dishoeck, E. F. (1995). Millimeter and submillimeter observations of the Orion Bar. II. Chemical models. *Astron. Astrophys.*, **303**, 541–+.
- Jenkins, E. B. (2009). A Unified Representation of Gas-Phase Element Depletions in the Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, **700**, 1299–1348.
- Jenniskens, P. & Désert, F.-X. (1994). A survey of diffuse interstellar bands (3800-8680 Å). *Astron. Astrophys. Suppl.*, **106**, 39–78.
- Joblin, C., D’Hendecourt, L., Leger, A., & Defourneau, D. (1994). Infrared spectroscopy of gas-phase PAH molecules. 1 : Role of the physical environment. *Astron. Astrophys.*, **281**, 923–936.
- Joblin, C., Boissel, P., Leger, A., D’Hendecourt, L., & Defourneau, D. (1995). Infrared spectroscopy of gas-phase PAH molecules. II. Role of the temperature. *Astron. Astrophys.*, **299**, 835.
- Johnstone, D. & Bally, J. (1999). JCMT/SCUBA Submillimeter Wavelength Imaging of the Integral-shaped Filament in Orion. *Astrophys. J. Lett.*, **510**, L49–L53.
- Jones, A. P. (2004). Dust Destruction Processes. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 347.
- Jones, A. P. (2012a). Variations on a theme - the evolution of hydrocarbon solids. I. Compositional and spectral modelling - the eRCN and DG models. *Astron. Astrophys.*, **540**, A1.
- Jones, A. P. (2012b). Variations on a theme - the evolution of hydrocarbon solids. II. Optical property modelling - the optEC_(s) model. *Astron. Astrophys.*, **540**, A2.
- Jones, A. P. & Nuth, J. A. (2011). Dust destruction in the ISM : a re-evaluation of dust lifetimes. *Astron. Astrophys.*, **530**, A44.
- Jones, A. P., Duley, W. W., & Williams, D. A. (1990). The structure and evolution of hydrogenated amorphous carbon grains and mantles in the interstellar medium. *Royal Astronomy Society, Quaternary Journal*, **31**, 567–582.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. (1994). Grain destruction in shocks in the interstellar medium. *Astrophys. J.*, **433**, 797–810.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. (1996). Grain Shattering in Shocks : The Interstellar Grain Size Distribution. *Astrophys. J.*, **469**, 740.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. (1997). The propagation and survival of interstellar grains. In E. K. Zinner & T. J. Bernatowicz, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 402 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 595–613.
- Jones, T. J. (1989). Infrared polarimetry and the interstellar magnetic field. *Astrophys. J.*, **346**, 728–734.
- Juvela, M. & Ysard, N. (2012). The effect of temperature mixing on the observable (T, β)-relation of interstellar dust clouds. *Astron. Astrophys.*, **539**, A71.

- Keeler, J. E. (1894). *Spectroscopic observations of nebulae, made at Mount Hamilton, California, with the thirty-six inch refractor of the Lick observatory*. Lick Observatory.
- Kim, S.-H. & Martin, P. G. (1995). The size distribution of interstellar dust particles as determined from polarization : Spheroids. *Astrophys. J.*, **444**, 293–305.
- Kim, S.-H., Martin, P. G., & Hendry, P. D. (1994). The size distribution of interstellar dust particles as determined from extinction. *Astrophys. J.*, **422**, 164–175.
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., Di Francesco, J., Bourke, T. L., Evans, N. J., Merín, B., Allen, L. E., Cieza, L. A., Dunham, M. M., Harvey, P., Huard, T., Jørgensen, J. K., Miller, J. F., Noriega-Crespo, A., Peterson, D., Ray, T. P., & Rebull, L. M. (2009). The Spitzer Survey of Interstellar Clouds in the Gould Belt. II. The Cepheus Flare Observed with IRAC and MIPS. *Astrophys. J. S. S.*, **185**, 198–249.
- Kiss, C., Ábrahám, P., Laureijs, R. J., Moór, A., & Birkmann, S. M. (2006). Constraints on the nature of dust particles by infrared observations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **373**, 1213–1226.
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G., & Reach, W. T. (1996). High-Latitude Galactic Emission in the COBE Differential Microwave Radiometer 2 Year Sky Maps. *Astrophys. J.*, **460**, 1.
- Köhler, M., Guillet, V., & Jones, A. (2011). Aggregate dust connections and emissivity enhancements. *Astron. Astrophys.*, **528**, A96+.
- Lagache, G. (2003). The large-scale anomalous microwave emission revisited by WMAP. *Astron. Astrophys.*, **405**, 813–819.
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., & Puget, J.-L. (1998). The interstellar cold dust observed by COBE. *Astron. Astrophys.*, **333**, 709–720.
- Lai, S.-P., Crutcher, R. M., Girart, J. M., & Rao, R. (2001). Interferometric Mapping of Magnetic Fields in Star-forming Regions. I. W51 e1/e2 Molecular Cores. *Astrophys. J.*, **561**, 864–870.
- Laureijs, R. J., Chlewicki, G., & Clark, F. O. (1988). The IRAS 60/100-micron brightness ratio in interstellar clouds. *Astron. Astrophys.*, **192**, L13–L16.
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. (1991). IRAS detection of very cold dust in the LYNDs 134 cloud complex. *Astrophys. J.*, **372**, 185–193.
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. (1993). Infrared and submillimetric emission lines from the envelopes of dark clouds. *Astron. Astrophys.*, **267**, 233–254.
- Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. (1999). The cooling of astrophysical media by H₂. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **305**, 802–810.
- Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M. (2003). Hydrogenation and Charge States of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Diffuse Clouds. II. Results. *Astrophys. J.*, **584**, 316–330.
- Leger, A. & Puget, J. L. (1984). Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust? *Astron. Astrophys.*, **137**, L5–L8.

-
- Leitch, E. M., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., & Myers, S. T. (1997). An Anomalous Component of Galactic Emission. *Astrophys. J. Lett.*, **486**, L23.
- Lemaire, J. L., Field, D., Gerin, M., Leach, S., Pineau des Forets, G., Rostas, F., & Rouan, D. (1996). High spatial resolution observations of H₂ vibrational emission in NGC 7023. *Astron. Astrophys.*, **308**, 895–907.
- Lequeux, J., Falgarone, E., & Ryter, C. (2002). *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences, Les Ulis.
- Leurini, S., Rolfs, R., Thorwirth, S., Parise, B., Schilke, P., Comito, C., Wyrowski, F., Güsten, R., Bergman, P., Menten, K. M., & Nyman, L. (2006). APEX 1 mm line survey of the Orion Bar. *Astron. Astrophys.*, **454**, L47–L50.
- Li, A. (2004). Interaction of Nanoparticles with Radiation. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 417.
- Li, A. & Draine, B. T. (2001). Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, **554**, 778–802.
- Li, A. & Greenberg, J. M. (1997). A unified model of interstellar dust. *Astron. Astrophys.*, **323**, 566–584.
- Lis, D. C. & Schilke, P. (2003). Dense Molecular Clumps in the Orion Bar Photon-dominated Region. *Astrophys. J. Lett.*, **597**, L145–L148.
- Lis, D. C., Serabyn, E., Keene, J., Dowell, C. D., Benford, D. J., Phillips, T. G., Hunter, T. R., & Wang, N. (1998). 350 Micron Continuum Imaging of the Orion A Molecular Cloud with the Submillimeter High Angular Resolution Camera. *Astrophys. J.*, **509**, 299–308.
- Lutz, D. (2012). Pacs photometer point spread functions. Technical report, PACS Herschel.
- Malinen, J., Juvela, M., Collins, D. C., Lunttila, T., & Padoan, P. (2011). Accuracy of core mass estimates in simulated observations of dust emission. *Astron. Astrophys.*, **530**, A101.
- Marconi, A., Testi, L., Natta, A., & Walmsley, C. M. (1998). Near infrared spectra of the Orion bar. *Astron. Astrophys.*, **330**, 696–710.
- Markwardt, C. B. (2009). Non-linear Least-squares Fitting in IDL with MPFIT. In D. A. Bohlander, D. Durand, & P. Dowler, editor, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, volume 411 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 251–+.
- Martin, P. G., Schwarz, D. H., & Mandy, M. E. (1996). Master Equation Studies of the Collisional Excitation and Dissociation of H₂ Molecules by H Atoms. *Astrophys. J.*, **461**, 265.
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. (2005). A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *Astron. Astrophys.*, **436**, 1049–1065.
- Mather, J. C., Fixsen, D. J., Shafer, R. A., Mosier, C., & Wilkinson, D. T. (1999). Calibrator Design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS). *Astrophys. J.*, **512**, 511–520.
- Mathis, J. S. (1990). Interstellar dust and extinction. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **28**, 37–70.

- Mathis, J. S. & Whiffen, G. (1989). Composite interstellar grains. *Astrophys. J.*, **341**, 808–822.
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. *Astrophys. J.*, **217**, 425–433.
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. (1983). Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds. *Astron. Astrophys.*, **128**, 212–229.
- McKee, C. (1989). Dust Destruction in the Interstellar Medium. In L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, editors, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 431.
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. (2007). Theory of Star Formation. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **45**, 565–687.
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. (1977). A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *Astrophys. J.*, **218**, 148–169.
- McKellar, A. (1940). Evidence for the Molecular Origin of Some Hitherto Unidentified Interstellar Lines. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **52**, 187.
- Meixner, M. & Tielens, A. G. G. M. (1993). Models of clumpy photodissociation regions. *Astrophys. J.*, **405**, 216–228.
- Mennella, V., Brucato, J. R., Colangeli, L., Palumbo, P., Rotundi, A., & Bussoletti, E. (1998). Temperature Dependence of the Absorption Coefficient of Cosmic Analog Grains in the Wavelength Range 20 Microns to 2 Millimeters. *Astrophys. J.*, **496**, 1058.
- Menten, K. M., Reid, M. J., Forbrich, J., & Brunthaler, A. (2007). The distance to the Orion Nebula. *Astron. Astrophys.*, **474**, 515–520.
- Meny, C., Gromov, V., Boudet, N., Bernard, J.-P., Paradis, D., & Nayral, C. (2007). Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. I. A model based on physical properties of amorphous solids. *Astron. Astrophys.*, **468**, 171–188.
- Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, **330**, 377–445.
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., & Abergel, A. (2000). ISOCAM Imaging of Galactic Cirrus : Ursa Major Results. In R. J. Laureijs, K. Leech, & M. F. Kessler, editors, *ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, volume 455 of *ESA Special Publication*, page 111.
- Muller, C. A. & Oort, J. H. (1951). Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : The Interstellar Hydrogen Line at 1,420 Mc./sec., and an Estimate of Galactic Rotation. *Nature*, **168**, 357–358.
- Müller, T., Nielbock, M., Balog, Z., Klaas, U., & Vilenius, E. (2011). Pacs photometer - point-source flux calibration. Technical report, PACS-Herschel.
- Murakawa, K., Tamura, M., & Nagata, T. (2000). 1-4 Micron Spectrophotometry of Dust in the Taurus Dark Cloud : Water Ice Distribution in Heiles Cloud 2. *Astrophys. J. S. S.*, **128**, 603–613.

-
- O'dell, C. R. (2001). The Orion Nebula and its Associated Population. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 99–136.
- Okamoto, Y. K., Kataza, H., Honda, M., Fujiwara, H., Momose, M., Ohashi, N., Fujiyoshi, T., Sakon, I., Sako, S., Yamashita, T., Miyata, T., & Onaka, T. (2009). Direct Detection of a Flared Disk Around a Young Massive Star HD200775 and its 10 to 1000 AU Scale Properties. *Astrophys. J.*, **706**, 665–675.
- Orieux, F., Giovannelli, J.-F., Rodet, T., Abergel, A., Ayasso, H., & Husson, M. (2012). Super-resolution in map-making based on a physical instrument model and regularized inversion. Application to SPIRE/Herschel. *Astron. Astrophys.*, **539**, A38.
- Ossenkopf, V. & Henning, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *Astron. Astrophys.*, **291**, 943–959.
- Paradis, D., Bernard, J.-P., & Mény, C. (2009). Dust emissivity variations in the Milky Way. *Astron. Astrophys.*, **506**, 745–756.
- Paradis, D., Veneziani, M., Noriega-Crespo, A., Paladini, R., Piacentini, F., Bernard, J. P., de Bernardis, P., Calzoletti, L., Faustini, F., Martin, P., Masi, S., Montier, L., Natoli, P., Ristorcelli, I., Thompson, M. A., Traficante, A., & Molinari, S. (2010). Variations of the spectral index of dust emissivity from Hi-GAL observations of the Galactic plane. *Astron. Astrophys.*, **520**, L8+.
- Paradis, D., Bernard, J.-P., Mény, C., & Gromov, V. (2011). Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. II. Comparison of the two-level systems (TLS) model with astronomical data. *Astron. Astrophys.*, **534**, A118.
- Patzner, A. B. C. (2004). Dust Nucleation in Oxygen-Rich Environments. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 301.
- Pénin, A., Lagache, G., Noriega-Crespo, A., Grain, J., Miville-Deschênes, M.-A., Ponthieu, N., Martin, P., Blagrove, K., & Lockman, F. J. (2012). An accurate measurement of the anisotropies and mean level of the cosmic infrared background at 100 μm and 160 μm . *Astron. Astrophys.*, **543**, A123.
- Perrin, J.-M. & Sivan, J.-P. (1992). Discovery of a red luminescence band in the spectrum of the Orion Nebula. *Astron. Astrophys.*, **255**, 271–280.
- Pety, J., Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M., Roueff, E., Abergel, A., Habart, E., & Cernicharo, J. (2005). Are PAHs precursors of small hydrocarbons in photo-dissociation regions? The Horsehead case. *Astron. Astrophys.*, **435**, 885–899.
- Philipp, S. D., Lis, D. C., Güsten, R., Kasemann, C., Klein, T., & Phillips, T. G. (2006). Submillimeter imaging spectroscopy of the Horsehead nebula. *Astron. Astrophys.*, **454**, 213–219.
- Phillips, W. A. (1972). Tunneling states in amorphous solids. *Journal of Low Temperature Physics*, **7**, 351–360.
- Pierini, D., Majeed, A., Boroson, T. A., & Witt, A. N. (2002). Extended Red Emission in the Evil Eye Galaxy (NGC 4826). *Astrophys. J.*, **569**, 184–203.

- Pipher, J. L. (1973). Rocket Measurements of the Galactic Background at 100 microns. In J. M. Greenberg & H. C. van de Hulst, editor, *Interstellar Dust and Related Topics*, volume 52 of *IAU Symposium*, page 559.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., Barreiro, R. B., & et al. (2011a). Planck early results. XVII. Origin of the submillimetre excess dust emission in the Magellanic Clouds. *Astron. Astrophys.*, **536**, A17.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., Barreiro, R. B., & et al. (2011b). Planck early results. XX. New light on anomalous microwave emission from spinning dust grains. *Astron. Astrophys.*, **536**, A20.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., Barreiro, R. B., & et al. (2011c). Planck early results. XXII. The submillimetre properties of a sample of Galactic cold clumps. *Astron. Astrophys.*, **536**, A22.
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., & et al. (2011d). Planck early results. XXIV. Dust in the diffuse interstellar medium and the Galactic halo . *Astron. Astrophys.*, **536**, A24.
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Balbi, A., Banday, A. J., Barreiro, & et al. (2011e). Planck early results. XXV. Thermal dust in nearby molecular clouds. *Astron. Astrophys.*, **536**, A25.
- Pogge, R. W., Owen, J. M., & Atwood, B. (1992). Imaging spectrophotometry of the Orion Nebula core. I - Emission-line mapping and physical conditions. *Astrophys. J.*, **399**, 147–158.
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., Feuchtgruber, H., Vandenbussche, B., Rodriguez, L., Krause, O., Renotte, E., van Hoof, C., Saraceno, P., Cepa, J., Kerschbaum, F., & et al. (2010). The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory. *Astron. Astrophys.*, **518**, L2+.
- Poidevin, F. & Bastien, P. (2006). Comparison of Magnetic Field Structures on Different Scales in and around the Filamentary Dark Cloud GF 9. *Astrophys. J.*, **650**, 945–955.
- Ponthieu, N., Macías-Pérez, J. F., Tristram, M., & et al. (2005). Temperature and polarization angular power spectra of Galactic dust radiation at 353 GHz as measured by Archeops. *Astron. Astrophys.*, **444**, 327–336.
- Poppe, T. & Blum, J. (1997). Experiments on pre-planetary grain growth. *Advances in Space Research*, **20**, 1595–1604.
- Pound, M. W., Reipurth, B., & Bally, J. (2003). Looking into the Horsehead. *Astron. J.*, **125**, 2108–2122.
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Burton, W. B., Desert, F.-X., & Hartmann, D. (1996). Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *Astron. Astrophys.*, **308**, L5.

-
- Racine, R. (1968). Stars in reflection nebulae. *Astron. J.*, **73**, 233.
- Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. (2005). Spectroscopy of polycyclic aromatic hydrocarbons and very small grains in photodissociation regions. *Astron. Astrophys.*, **429**, 193–204.
- Reach, W. T., Dwek, E., Fixsen, D. J., Hewagama, T., Mather, J. C., Shafer, R. A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Cheng, E. S., Eplee, Jr., R. E., Leisawitz, D., Lubin, P. M., Read, S. M., Rosen, L. P., Shuman, F. G. D., Smoot, G. F., Sodroski, T. J., & Wright, E. L. (1995). Far-Infrared Spectral Observations of the Galaxy by COBE. *Astrophys. J.*, **451**, 188.
- Ridderstad, M., Juvela, M., Lehtinen, K., Lemke, D., & Liljeström, T. (2006). Properties of dust in the high-latitude translucent cloud L1780. I. Spatially distinct dust populations and increased dust emissivity from ISO observations. *Astron. Astrophys.*, **451**, 961–971.
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. (1985). The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *Astrophys. J.*, **288**, 618–621.
- Roberge, W. G., Jones, D., Lepp, S., & Dalgarno, A. (1991). Interstellar photodissociation and photoionization rates. *Astrophys. J. S. S.*, **77**, 287–297.
- Rogers, C., Heyer, M. H., & Dewdney, P. E. (1995). H I, CO, and IRAS observations of NGC 7023. *Astrophys. J.*, **442**, 694–713.
- Sauvage, M. (2011). Experiments in photometric measurements of extended sources. Technical report, PACS Herschel.
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. (1979). Observed properties of interstellar dust. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **17**, 73–111.
- Scalo, J. M. (1977). Heating of dense interstellar clouds by magnetic ion slip - A constraint on cloud field strengths. *Astrophys. J.*, **213**, 705–711.
- Schaerer, D. & de Koter, A. (1997). Combined stellar structure and atmosphere models for massive stars. III. Spectral evolution and revised ionizing fluxes of O3-B0 stars. *Astron. Astrophys.*, **322**, 598–614.
- Schiminovich, D., Friedman, P. G., Martin, C., & Morrissey, P. F. (2001). The Narrowband Ultraviolet Imaging Experiment for Wide-Field Surveys. I. Dust-scattered Continuum. *Astrophys. J. Lett.*, **563**, L161–L164.
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. (1998). Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *Astrophys. J.*, **500**, 525.
- Schlömann, E. (1964). Dielectric Losses in Ionic Crystals with Disordered Charge Distributions. *Physical Review*, **135**, 413–419.
- Schmidt, G. D., Cohen, M., & Margon, B. (1980). Discovery of optical molecular emission from the bipolar nebula surrounding HD 44179. *Astrophys. J. Lett.*, **239**, L133–L138.
- Schnee, S., Li, J., Goodman, A. A., & Sargent, A. I. (2008). Dust Emission from the Perseus Molecular Cloud. *Astrophys. J.*, **684**, 1228–1239.

- Schutte, W. A., van der Hucht, K. A., Whittet, D. C. B., Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., Morris, P. W., Greenberg, J. M., Williams, P. M., van Dishoeck, E. F., Chiar, J. E., & de Graauw, T. (1998). ISO-SWS observations of infrared absorption bands of the diffuse interstellar medium : The 6.2 μm feature of aromatic compounds. *Astron. Astrophys.*, **337**, 261–274.
- Seahra, S. S. & Duley, W. W. (1999). Extended Red Emission from Carbon Clusters in Interstellar Clouds. *Astrophys. J.*, **520**, 719–723.
- Serkowski, K., Mathewson, D. S., & Ford, V. L. (1975). Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. *Astrophys. J.*, **196**, 261–290.
- Shetty, R., Kauffmann, J., Schnee, S., Goodman, A. A., & Ercolano, B. (2009a). The Effect of Line-of-Sight Temperature Variation and Noise on Dust Continuum Observations. *Astrophys. J.*, **696**, 2234–2251.
- Shetty, R., Kauffmann, J., Schnee, S., & Goodman, A. A. (2009b). The Effect of Noise on the Dust Temperature-Spectral Index Correlation. *Astrophys. J.*, **696**, 676–680.
- Sibthorpe, B., Ferlet, M., Bendo, G., & Papageorgiou, A. (2011). Spire beam model release note. Technical report, SPIRE ICC.
- Silsbee, K., Ali-Haïmoud, Y., & Hirata, C. M. (2011). Spinning dust emission : the effect of rotation around a non-principal axis. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **411**, 2750–2769.
- Slipher, V. M. (1912). On the spectrum of the nebula in the Pleiades. *Lowell Observatory Bulletin*, **2**, 26–27.
- Smith, L. J., Norris, R. P. F., & Crowther, P. A. (2002). Realistic ionizing fluxes for young stellar populations from 0.05 to 2 Z_{solar} . *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **337**, 1309–1328.
- Snow, T. P. & Destree, J. D. (2011). The Diffuse Interstellar Bands in History and in the UV. In C. Joblin & A. G. G. M. Tielens, editor, *EAS Publications Series*, volume 46 of *EAS Publications Series*, pages 341–347.
- Sofia, U. J. & Meyer, D. M. (2001). Interstellar Abundance Standards Revisited. *Astrophys. J. Lett.*, **554**, L221–L224.
- Sofia, U. J., Parvathi, V. S., Babu, B. R. S., & Murthy, J. (2011). Determining Interstellar Carbon Abundances from Strong-line Transitions. *Astron. J.*, **141**, 22.
- Spaans, M. (1996). Monte Carlo models of the physical and chemical properties of inhomogeneous interstellar clouds. *Astron. Astrophys.*, **307**, 271.
- Spitzer, L. (1978). *Physical processes in the interstellar medium*. Wiley Classics Library.
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., Fichtel, C. E., Hartman, R. C., Hunter, S. D., Kanbach, G., Kniffen, D. A., Lin, Y. C., & Mattox, J. R. (1993). Constraints on the cosmic rays in the Small Magellanic Cloud. *Physical Review Letters*, **70**, 127–129.
- Stepnik, B. (2001). *Emission submillimétrique du milieu interstellaire : Coagulation des grains*. Ph.D. thesis, Université Paris 6.

-
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Jones, A., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Pajot, F., Le Peintre, F., Giard, M., Meny, C., Ristorcelli, I., Serra, G., Cambresy, L., & Torre, J.-P. (2001). Evolution of the Dust Properties in Taurus. In T. Montmerle & P. André, editors, *From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, volume 243 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 47.
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J., Boulanger, F., Cambresy, L., Giard, M., Jones, A. P., Lagache, G., Lamarre, J., Meny, C., Pajot, F., Le Peintre, F., Ristorcelli, I., Serra, G., & Torre, J. (2003). Evolution of dust properties in an interstellar filament. *Astron. Astrophys.*, **398**, 551–563.
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. (1995). Chemistry in Dense Photon-dominated Regions. *Astrophys. J. S. S.*, **99**, 565.
- Stolen, R. & Dransfeld, K. (1965). Far-infrared lattice absorption in alkali halide crystals. *Phys. Rev.*, **139**, A1295–A1303.
- Strömgren, B. (1939). The Physical State of Interstellar Hydrogen. *Astrophys. J.*, **89**, 526.
- Struve, O. & Elvey, C. T. (1930). Preliminary results of spectrographic observations of 7 epsilon Aurigae. *Astrophys. J.*, **71**, 136–149.
- Stutzki, J. & Guesten, R. (1990). High spatial resolution isotopic CO and CS observations of M17 SW - The clumpy structure of the molecular cloud core. *Astrophys. J.*, **356**, 513–533.
- Sugerman, B. E. K., Ercolano, B., Barlow, M. J., Tielens, A. G. G. M., Clayton, G. C., Zijlstra, A. A., Meixner, M., Speck, A., Gledhill, T. M., Panagia, N., Cohen, M., Gordon, K. D., Meyer, M., Fabbri, J., Bowey, J. E., Welch, D. L., Regan, M. W., & Kennicutt, R. C. (2006). Massive-Star Supernovae as Major Dust Factories. *Science*, **313**, 196–200.
- Swings, P. & Rosenfeld, L. (1937). Considerations Regarding Interstellar Molecules. *Astrophys. J.*, **86**, 483–486.
- Swinyard, B. M., Ade, P., Baluteau, J.-P., Aussel, H., Barlow, M. J., Bendo, G. J., Benielli, D., & et al. (2010). In-flight calibration of the Herschel-SPIRE instrument. *Astron. Astrophys.*, **518**, L4.
- Szomoru, A. & Guhathakurta, P. (1998). Optical Spectroscopy of Galactic Cirrus Clouds : Extended Red Emission in the Diffuse Interstellar Medium. *Astrophys. J. Lett.*, **494**, L93.
- Tamor, M. A. & Wu, C. H. (1990). Graphitic network models of “diamondlike” carbon. *Journal of Applied Physics*, **67**, 1007–1012.
- Tauber, J. A., Tielens, A. G. G. M., Meixner, M., & Foldsmith, P. F. (1994). Anatomy of a Photodissociation Region : High angular resolution images of molecular emission in the Orion Bar. *Astrophys. J.*, **422**, 136–152.
- Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M., Pety, J., Abergel, A., & Roueff, E. (2004). Carbon budget and carbon chemistry in Photon Dominated Regions. *Astron. Astrophys.*, **417**, 135–149.
- Tielens, A. (1989). Dust in Dense Clouds. In L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, editor, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 239.

- Tielens, A. G. G. M. (1998). Interstellar Depletions and the Life Cycle of Interstellar Dust. *Astrophys. J.*, **499**, 267.
- Tielens, A. G. G. M. (2005). *The physics and the chemistry of the interstellar medium*. Cambridge University Press.
- Tielens, A. G. G. M., McKee, C. F., Seab, C. G., & Hollenbach, D. J. (1994). The physics of grain-grain collisions and gas-grain sputtering in interstellar shocks. *Astrophys. J.*, **431**, 321–340.
- Tikhonov, A. (1963). Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. In *Soviet Math. Doklady*, volume 4, pages 1035–1038.
- Trumpler, R. J. (1930). Absorption of Light in the Galactic System. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **42**, 214.
- van de Hulst, H. C. (1946). Optics of spherical particles. *Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht*, **11**, 1.
- van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., Catala, C., de Winter, D., Blondel, P. F. C., & Waters, L. B. F. M. (1997). HIPPARCOS data on Herbig Ae/Be stars : an evolutionary scenario. *Astron. Astrophys.*, **324**, L33–L36.
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. (1988). The photodissociation and chemistry of interstellar CO. *Astrophys. J.*, **334**, 771–802.
- Veneziani, M., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Boscaleri, A., Crill, B. P., de Bernardis, P., De Gasperis, G., de Oliveira-Costa, A., De Troia, G., Di Stefano, G., Ganga, K. M., Jones, W. C., Kisner, T. S., Lange, A. E., MacTavish, C. J., Masi, S., Mauskopf, P. D., Montroy, T. E., Natoli, P., Netterfield, C. B., Pascale, E., Piacentini, F., Pietrobon, D., Polenta, G., Ricciardi, S., Romeo, G., & Ruhl, J. E. (2010). Properties of Galactic Cirrus Clouds Observed by BOOMERANG. *Astrophys. J.*, **713**, 959–969.
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., Sellgren, K., Wright, C. M., Giard, M., Léger, A., Timmermann, R., & Drapatz, S. (2001). The Aromatic Infrared Bands as seen by ISO-SWS : Probing the PAH model. *Astron. Astrophys.*, **372**, 981–997.
- Walmsley, C. M., Natta, A., Oliva, E., & Testi, L. (2000). The structure of the Orion bar. *Astron. Astrophys.*, **364**, 301–317.
- Walmsley, M. (1991). Physical and Chemical Parameters in Dense Cores. In E. Falgarone, F. Boulanger, & G. Duvert, editors, *Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, volume 147 of *IAU Symposium*, page 161.
- Ward-Thompson, D., Nutter, D., Bontemps, S., Whitworth, A., & Attwood, R. (2006). SCUBA observations of the Horsehead nebula - what did the horse swallow ? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **369**, 1201–1210.
- Waters, L. B. F. M. (2004). Dust in evolved stars. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 229.

-
- Watson, W. D. (1972). Heating of Interstellar H i Clouds by Ultraviolet Photoelectron Emission from Grains. *Astrophys. J.*, **176**, 103.
- Waxman, E. & Draine, B. T. (2000). Dust Sublimation by Gamma-ray Bursts and Its Implications. *Astrophys. J.*, **537**, 796–802.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. (2001a). Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *Astrophys. J.*, **548**, 296–309.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. (2001b). Forces on Dust Grains Exposed to Anisotropic Interstellar Radiation Fields. *Astrophys. J.*, **553**, 581–594.
- Weinreb, S., Barrett, A. H., Meeks, M. L., & Henry, J. C. (1963). Radio Observations of OH in the Interstellar Medium. *Nature*, **200**, 829–831.
- Wen, Z. & O’Dell, C. R. (1995). A three-dimensional model of the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, **438**, 784–793.
- Westley, M. S., Baragiola, R. A., Johnson, R. E., & Baratta, G. A. (1995a). Photodesorption from low-temperature water ice in interstellar and circumsolar grains. *Nature*, **373**, 405–407.
- Westley, M. S., Baragiola, R. A., Johnson, R. E., & Baratta, G. A. (1995b). Ultraviolet photodesorption from water ice. *Planetary and Space Science.*, **43**, 1311–1315.
- White, G. J. & Sandell, G. (1995). CI, CO and 790 μm continuum observations of the Orion molecular cloud and ionisation bar. *Astron. Astrophys.*, **299**, 179.
- Whittet, D. C. B. (1992). *Dust in the galactic environment*. Institute of Physics Publishing, 306 p.
- Whittet, D. C. B., Bode, M. F., Longmore, A. J., Adamson, A. J., McFadzean, A. D., Aitken, D. K., & Roche, P. F. (1988). Infrared spectroscopy of dust in the Taurus dark clouds - Ice and silicates. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **233**, 321–336.
- Whittet, D. C. B., Martin, P. G., Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. (1993). Interstellar extinction in the infrared - The molecular cloud toward HD 62542. *Astrophys. J.*, **408**, 573–578.
- Wickramasinghe, D. T. & Allen, D. A. (1980). The 3.4-micron interstellar absorption feature. *Nature*, **287**, 518.
- Witt, A. (1989). Visible/uv Scattering by Interstellar Dust. In L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, editor, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 87.
- Witt, A. N. & Boroson, T. A. (1990). Spectroscopy of extended red emission in reflection nebulae. *Astrophys. J.*, **355**, 182–189.
- Witt, A. N. & Schild, R. E. (1985). Colors of reflection nebulae. II - The excitation of extended red emission. *Astrophys. J.*, **294**, 225–230.
- Witt, A. N., Oliveri, M. V., & Schild, R. E. (1990). The scattering properties and density distribution of dust in a small interstellar cloud. *Astron. J.*, **99**, 888–897.

- Witt, A. N., Friedmann, B. C., & Sasseen, T. P. (1997). Radiative Transfer Analysis of Far-Ultraviolet Background Observations Obtained with the Far Ultraviolet Space Telescope. *Astrophys. J.*, **481**, 809–+.
- Witt, A. N., Gordon, K. D., & Furton, D. G. (1998). Silicon Nanoparticles : Source of Extended Red Emission ? *Astrophys. J. Lett.*, **501**, L111.
- Witt, A. N., Gordon, K. D., Vijh, U. P., Sell, P. H., Smith, T. L., & Xie, R.-H. (2006). The Excitation of Extended Red Emission : New Constraints on Its Carrier from Hubble Space Telescope Observations of NGC 7023. *Astrophys. J.*, **636**, 303–315.
- Witt, A. N., Mandel, S., Sell, P. H., Dixon, T., & Vijh, U. P. (2008). Extended Red Emission in High Galactic Latitude Interstellar Clouds. *Astrophys. J.*, **679**, 497–511.
- Wooden, D. H., Rank, D. M., Bregman, J. D., Witteborn, F. C., Tielens, A. G. G. M., Cohen, M., Pinto, P. A., & Axelrod, T. S. (1993). Airborne spectrophotometry of SN 1987A from 1.7 to 12.6 microns - Time history of the dust continuum and line emission. *Astrophys. J. S. S.*, **88**, 477–507.
- Young Owl, R. C., Meixner, M. M., Wolfire, M., Tielens, A. G. G. M., & Tauber, J. (2000). HCN and HCO⁺ Images of the Orion Bar Photodissociation Region. *Astrophys. J.*, **540**, 886–906.
- Ysard, N. & Verstraete, L. (2010). The long-wavelength emission of interstellar PAHs : characterizing the spinning dust contribution. *Astron. Astrophys.*, **509**, A12+.
- Ysard, N., Juvela, M., Demyk, K., Guillet, V., Abergel, A., Bernard, J.-P., Malinen, J., Mény, C., Montier, L., Paradis, D., Ristorcelli, I., & Verstraete, L. (2012). Modelling the dust emission from dense interstellar clouds : disentangling the effects of radiative transfer and dust properties. *ArXiv e-prints*.
- Zhukovska, S., Gail, H.-P., & Tieloff, M. (2008). Evolution of interstellar dust and stardust in the solar neighbourhood. *Astron. Astrophys.*, **479**, 453–480.
- Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. (2004). Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints. *Astrophys. J. S. S.*, **152**, 211–249.

Résumé

Les poussières interstellaires sont des particules solides dont les tailles sont comprises entre le nanomètre et le micron. Bien que représentant une faible proportion en masse du milieu interstellaire, elles jouent un rôle essentiel dans son évolution et de façon générale dans l'évolution des galaxies. Les poussières interstellaires sont observables dans les domaines UV et visible en extinction et de l'infrarouge au submillimétrique en émission. La conduite d'observations astrophysiques conjuguée au développement de modèles numériques de poussières et à l'étude d'analogues de grains en laboratoire permet d'affiner notre connaissance de ces particules solides. En particulier, il existe aujourd'hui de nombreuses preuves d'une évolution des grains dans le milieu interstellaire. Cependant, les processus physiques responsables de cette évolution sont aujourd'hui encore mal connus.

Afin de comprendre comment évoluent les grains avec les propriétés physiques, il est nécessaire d'observer les poussières dans différents environnements. Les régions de photodissociation (PDR) sont des zones du milieu interstellaire présentant l'avantage de voir leur champ de rayonnement et leur densité locale varier sur de faibles échelles spatiales ($\sim 10''$ - $20''$). De plus, la grande variété de traceurs du gaz permet de contraindre efficacement les conditions physiques dans les PDR. Si les instruments à bord des satellites infrarouges ISO et Spitzer ont permis de conduire ce genre d'études dans l'infrarouge proche et moyen, domaine d'émission des grains chauffés stochastiquement, l'émission des grains à l'équilibre thermique dans les PDR, dominante à plus grande longueur d'onde, n'était que rarement résolue spatialement. Les instruments PACS et SPIRE, à bord de l'observatoire spatial Herschel, permettent aujourd'hui de disposer d'observations spectro-photométriques entre 70 et $500\ \mu\text{m}$, dont la grande résolution spatiale (comprise entre 5 et $35''$) en font des données idéales pour l'étude de l'évolution des poussières dans les PDR.

Nous présentons ici l'analyse des observations Herschel de trois PDR, la Barre d'Orion, la Tête de Cheval et la NGC 7023 Est, caractérisées par des conditions physiques différentes. En combinant ces données aux observations Spitzer, nous pouvons étudier simultanément l'émission des poussières entre 3.6 et $500\ \mu\text{m}$ à différentes positions de la PDR. Pour cela, des profils d'intensité reliant l'étoile à la PDR sont extraits à chaque longueur d'onde puis comparés spatialement. Un décalage est observé dans la position du pic d'émission : plus la longueur d'onde est grande, plus le pic est éloigné de l'étoile excitatrice. A l'aide d'un modèle de poussière couplé à un code de transfert de rayonnement en géométrie plan-parallèle, nous montrons que cet effet est un résultat du transfert radiatif dans les PDR. Par contre, la comparaison des profils d'intensité observés avec ceux calculés à partir d'un modèle de poussières correspondant aux propriétés du milieu interstellaire diffus révèle des différences liées à une évolution des grains pour chaque PDR étudiée. A la vue des écarts, nous concluons que l'abondance des PAH, plus petite composante de grains interstellaires, est plus faible dans les PDR que dans le milieu diffus suggérant la présence d'un phénomène de photo-destruction et/ou d'agrégation des PAH sur les gros grains dans les PDR. Ceci pourrait être accompagné d'une augmentation d'émissivité des gros grains liée à un mécanisme de coagulation.

Les observations Herschel des PDR nous offrent également l'opportunité de nous intéresser

aux variations du spectre des grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement au travers des PDR. Un ajustement d'une loi de corps noir modifié permet d'extraire une épaisseur optique, une température et un indice spectral des grains. L'étude de ces deux derniers paramètres révèle une anticorrélation confirmant ainsi des travaux précédents. Cependant, la comparaison de la dépendance de la température et de l'indice spectral dans différentes régions montre différents comportements et exclut une dépendance universelle entre ces deux paramètres. Ce résultat ouvre de nouvelles perspectives quant à l'étude de l'évolution des poussières dans le milieu interstellaire.

Abstract

Interstellar dust grains are nanometer to micrometer sized particles. Although a weak proportion of the total interstellar mass is at solid state, dust plays a fundamental role in the evolution of the interstellar medium (ISM) and of the galaxy itself. Grains can be observed in the UV and visible wavelength through extinction whereas their emission is in the infrared to submillimeter range. Astrophysical observations combined to numerical models and laboratory studies of dust analogs improve our comprehension of the nature and the physics of interstellar grains. For example, evidence of dust evolution in the interstellar medium are now numerous, even if the physical processes responsible of this evolution are still poorly understood.

Understanding how grains evolve with physical conditions requires observations of various environments. Photodissociation regions (PDRs) are zones of the ISM where the radiation field and the local density vary on short spatial scales ($\sim 10''$ - $20''$). Moreover the many gas tracers offer the opportunity to constraint efficiently the physical conditions within PDRs. Past missions such as ISO and Spitzer allow to study the evolution of dust in the near-Infrared range. At longer wavelengths, where the emission is dominated by the grains at thermal equilibrium with the radiation, instruments rarely resolved the spatial emission in PDRs. PACS and SPIRE instruments onboard Herschel Space Observatory provide spectro-photometric data between 70 and $500 \mu\text{m}$. Their high spatial resolution (from 5 to 35 arcmin) makes these observations ideal for the study of dust evolution in PDRs.

We present here an analysis of Herschel observations of three PDRs : the Orion Bar, the Horsehead and NGC 7023 East, characterized by different physical conditions. By combining these data with shorter wavelength observations from Spitzer, we can study the dust emission spectrum from 3.6 to $500 \mu\text{m}$ at different positions within the PDR. Intensity profiles are extracted along the PDR at each wavelength and spatially compared. We highlight a shift between the position of the emission peak : the longest the wavelength, the furthest the peak from the exciting star. This is a consequence of the radiative transfer in the PDR as shown from a plane parallel transfer code coupled with a dust model. The comparison between the observed and the modelled profiles computed with typical diffuse dust abundances and properties shows differences linked to dust evolution in each studied PDR. These discrepancies between the data and the model indicate a lower Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH, the smallest dust component) abundance in the PDR than in the diffuse medium suggesting photo-destruction and/or PAH sticking on larger grains. This could be accompanied by an increase of big grain emissivity linked to coagulation.

Herschel's observations of PDR also offer the chance to probe the variations of the grains at thermal equilibrium with the radiation through PDRs. A modified blackbody fit allows to compute an optical depth, a temperature and a dust spectral emissivity index. Those two last parameters are clearly anticorrelated, which confirms previous works. However, comparing the temperature and emissivity index dependance in different regions shows various behaviours which excludes a universal law between these parameters. This result opens new perspectives in the study of the dust evolution in the interstellar medium.

