



HAL
open science

Etude multi-échelle de la formation des coeurs denses protostellaires au sein des filaments interstellaires

Bilal Ladjelate

► **To cite this version:**

Bilal Ladjelate. Etude multi-échelle de la formation des coeurs denses protostellaires au sein des filaments interstellaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066649 . tel-02078844

HAL Id: tel-02078844

<https://theses.hal.science/tel-02078844v1>

Submitted on 25 Mar 2019

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.

École doctorale n° 127 : Astronomie et Astrophysique d'Île de France

Thèse de Doctorat

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'Université Pierre et Marie Curie
Spécialité doctorale "Astronomie et Astrophysique"

présentée et soutenue publiquement par

Bilal LADJELATE

le 18 Octobre 2017

**Étude multi-échelle de la formation des coeurs denses
protostellaires au sein des filaments interstellaires**

Directeur de thèse : **Philippe ANDRÉ**

Jury

M. Patrick Boissé,	Président
M. Philippe André,	Directeur de Thèse
M. Arnaud Belloche,	Examineur
M. Jérôme Pety,	Examineur
M. Derek Ward-Thompson,	Examineur
Mme Annie Zavagno,	Examineur
M. Ian Bonnell,	Rapporteur
M. Jérôme Bouvier,	Rapporteur

CEA Saclay

AIM, UMR 7158, CEA, Paris Saclay, 91190 Gif sur Yvette

Table des matières

Table des matières	iii
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	ix
1 Physique descriptive des nuages moléculaires	7
1.1 Qu'est ce qu'un nuage moléculaire?	8
1.1.1 Caractéristiques quantitatives des zones de formation d'étoiles	11
Emission thermique de poussière	11
Extinction infrarouge	12
1.2 Phénomènes physiques dans le milieu interstellaire et les nuages moléculaires . . .	13
1.2.1 Théorème du viriel	13
1.2.2 Effondrement du nuage	16
Sphère isotherme et instabilité de Jeans	17
Temps de chute libre	19
Masse de Bonnor-Ebert	21
1.3 Des nuages moléculaires aux coeurs denses	23
1.4 Des coeurs denses aux protoétoiles	24
1.4.1 Protoétoiles de Classe 0	24
1.4.2 Protoétoiles de Classe I	24
1.4.3 Etoiles jeunes de classe II et de classe III	25
1.5 A l'origine de la masse des étoiles	27
1.5.1 De la CMF à l'IMF dans les nuages de la ceinture de Gould	27
1.5.2 Petit rappel sur l'IMF	27
Expression de l'IMF de Salpeter (Salpeter [1955])	27
Expression de l'IMF de Kroupa (Kroupa [2001])	27
Expression de l'IMF de Chabrier (Chabrier [2001])	28
Détails importants sur l'IMF	28
Fonction de masse des coeurs et fonction de masse initiale	28
1.6 Herschel Gould Belt Survey, premiers résultats	29
1.6.1 Omniprésence des filaments dans les régions de formation d'étoile	29
1.6.2 Coeurs préstellaires, précurseurs des protoétoiles?	29
1.7 Références	29

2 Méthodes et techniques	33
2.1 Méthodes observationnelles	34
2.1.1 <i>Herschel</i> , observatoire spatial	34
La mission spatiale	34
PACS	36
Description du chemin lumineux	36
Capacités scientifiques	36
SPIRE	38
Description du chemin lumineux	38
Capacités scientifiques	38
Modes d'observation	39
2.1.2 IRAM 30m, EMIR, observations hétérodynes et spectrographie	40
A propos des radiotélescopes	40
EMIR	41
Limites des instruments associés à un télescope à un seul miroir	42
2.1.3 ALMA, observations interférométriques	43
De l'importance de l'interféromètre	43
Fentes d'Young et Interféromètre à deux éléments	44
Aspects fréquentiels	46
Influence du nombre d'antennes et synthèse d'ouverture	46
2.2 Méthodes numériques et analyse d'image	47
2.2.1 Principe de décomposition en ondelettes	47
2.2.2 <i>getsources</i> , <i>getfilaments</i> et <i>getimages</i>	48
2.3 Références	50
3 Fragmentation des filaments en coeurs préstellaires vue par <i>Herschel</i> dans Ophiuchus	53
3.1 Motivations scientifiques du relevé par <i>Herschel</i> de la ceinture de Gould	54
3.1.1 Avantages de la classification des sources avec <i>Herschel</i>	54
3.1.2 Quelques mots sur les difficultés techniques de l'étude	55
3.2 Le nuage moléculaire d'Ophiuchus, vu par <i>Herschel</i>	56
3.2.1 Présentation du nuage moléculaire d'Ophiuchus	56
3.2.2 Article : The <i>Herschel</i> view of the prestellar core population in the Ophiuchus Molecular Cloud	58
3.2.3 Répartition des coeurs préstellaires, lien avec les coeurs non autogravitants	78
Distribution des séparations entre coeurs plus proches voisins	78
Analyse directe de la répartition des coeurs	79
Enveloppe convexe	79
Enveloppe concave	81
3.3 Résumé des résultats principaux	83
3.3.1 Recensement complet des coeurs préstellaires de la région d'Ophiuchus	83
3.3.2 Répartition des masses entre les différents clusters d'Ophiuchus	84
3.3.3 Configuration de la formation d'étoile dans Ophiuchus	84
3.4 Références	85

4	Recherche et caractérisation de pré-naines brunes	87
4.1	Des coeurs denses de très faible masse	88
4.1.1	Qu'est ce qu'une naine brune et pourquoi rechercher des pré-naines brunes	88
4.1.2	Mécanismes de formation des naines brunes, quelques pistes	89
	Fragmentation gravo-turbulente	89
	Processus d'éjection d'un sous-fragment de disque pré ou protoplanétaire, ou d'un coeur protostellaire.	90
4.1.3	Oph B-11 : un prototype de pré-naine brune	90
4.2	Caractérisation de l'environnement d'Oph B-11	91
4.2.1	Observations avec le radiotélescope de 30m de l'IRAM	92
4.2.2	Réduction des données avec CLASS	93
4.2.3	Présentation des différents traceurs chimiques	93
	CO, DCO ⁺ et isotopes	93
	SO et isotopes	94
	CH ₃ OH et autres chaines carbonées complexes	94
	N ₂ H ⁺ et isotopes	98
	Interprétations	101
4.3	ALMA et Oph B-11	104
4.3.1	Réduction des données avec CASA	104
	Calibration	104
	Imagerie	104
4.3.2	Présentation des observations ALMA	105
4.3.3	Interprétation des résultats	107
	Emission continuum à 1.3 mm	107
	Emission CO(2-1)	110
	SO	113
4.4	Conclusions préliminaires	115
4.5	Compléments : Raies détectées à l'IRAM 30m	117
4.6	Références	122
5	Conclusions	125
5.1	Conclusions	126
5.1.1	Fragmentation des coeurs denses préstellaires	126
5.1.2	Oph B-11, une pré-naine brune ?	127
5.2	Perspectives et travaux futurs	129
5.2.1	Pré-naines brunes	129
5.2.2	Champ magnétique dans les nuages moléculaires	129
5.2.3	Mouvements propres dans les nuages moléculaires	129
A		I
A.1	Cartes de densité de colonne dérivées dans le cadre du relevé de la Ceinture de Gould par Herschel	I

Liste des figures

1.1	Voie Lactée observée à différentes longueurs d'ondes	9
1.2	Ceinture de Gould et nuages moléculaires	10
1.3	Spectres de corps gris à différentes températures	12
1.4	Critère de Bonnor-Ebert	23
1.5	Classification des protoétoiles	26
2.1	Schéma du télescope <i>Herschel</i>	35
2.2	Plan focal d'Herschel	35
2.3	PACS	36
2.4	PSF de PACS	37
2.5	Influence de la vitesse de scan sur la PSF de PACS	37
2.6	Réponse spectrale de PACS	38
2.7	SPIRE	38
2.8	Réponse spectrale de SPIRE	39
2.9	Diagramme de rayonnement d'une antenne	41
2.10	Bandes spectrales d'EMIR	42
2.11	Interféromètre à deux antennes	44
2.12	Plan UV observé	47
2.13	Ophiuchus à 70 et 500 microns	49
3.1	Extinction dans Ophiuchus	56
3.2	Densité de colonne dans Ophiuchus	57
3.3	Histogramme des séparations de coeurs détectés dans la région d'Ophiuchus.	78
3.4	Enveloppe convexe des objets dans Ophiuchus	80
3.5	Triangulation de Delaunay des objets dans Ophiuchus	82
3.6	Enveloppe concave des objets dans Ophiuchus	82
3.7	Aire de l'enveloppe concave en fonction du paramètre alpha de celle-ci	83
4.1	Répartition des naines brunes dans la Voie Lactée	88
4.2	Continuum PdBI à 3.2mm	91
4.3	Dispersion de vitesse autour d'Oph B-11 observé par le PdBI	92
4.4	Intensité intégrée du CO(2-1) dans Ophiuchus	94
4.5	Carte par canaux de l'émission de C ¹⁸ O(2-1) autour d'Oph B-11	95
4.6	Carte par canaux de l'émission de DCO ⁺ (3-2) autour d'Oph B-11	96
4.7	Carte par canaux de l'émission de SO(5 ₆ -4 ₅) autour d'Oph B-11	97
4.8	Carte par canaux de l'émission de CH ₃ OH(3-2) autour d'Oph B-11	99
4.9	Carte par canaux de l'émission de H ₂ CO(3-2) autour d'Oph B-11	100

4.10	Cartes intégrées de la composante isolée de N_2H^+ (1-0) autour d'Oph B-11	101
4.11	Carte par canaux de la composante isolée de N_2H^+ (1-0) autour d'Oph B-11	102
4.12	Description du multiplet de N_2H^+	103
4.13	Configurations des antennes pour les réseaux ALMA et ACA	106
4.14	Continuum ALMA à 1mm d'Oph B-11	108
4.15	Continuum ACA et ALMA à 1mm d'Oph B-11	109
4.16	Combinaison ALMA et ACA d'Oph B-11 (projet 2016.1.01599.S) et fit gaussien de la source continuum	109
4.17	Emission intégrée de CO(2-1) autour d'Oph B-11	110
4.18	Emission intégrée de CO(2-1) autour d'Oph B-11	111
4.19	Diagramme position-vitesse de l'émission de CO(2-1) autour d'Oph B-11	112
4.20	Emission intégrée de SO(5 ₆ -4 ₅) autour d'Oph B-11	113
4.21	Image composite ALMA des différents traceurs détectés	114
4.22	Image composite ALMA des différents traceurs détectés avec des contours Herschel en densité de colonne	115
4.23	Relevé complet des bandes observées autour d'Oph B-11	118
4.24	Relevé complet des bandes observées autour d'Oph B-11 (cont.)	119
5.1	Schéma des chocs observés dans le nuage moléculaire d'Ophiuchus avec <i>Herschel</i> et ALMA	128
A.1	Carte de densité de colonne de Cepheus L1157 (haut), et L1172 (bas)	II
A.2	Carte de densité de colonne de Cepheus L1228 (haut), et L1241 (bas)	III
A.3	Carte de densité de colonne de Cepheus L1251	IV
A.4	Carte de densité de colonne d'IC5146	IV
A.5	Carte de densité de colonne de Lupus I (haut) et III (bas)	V
A.6	Carte de densité de colonne de Lupus IV	VI
A.7	Carte de densité de colonne d'Ophiuchus, utilisée dans notre étude	VI
A.8	Carte de densité de colonne d'Orion A (haut) et AC (bas)	VII
A.9	Carte de densité de colonne d'Orion B	VIII
A.10	Carte de densité de colonne de Perseus	VIII
A.11	Carte de densité de colonne de la nébuleuse de la Pipe	IX
A.12	Carte de densité de colonne de Polaris	IX
A.13	Carte de densité de colonne de Serpens	X
A.14	Carte de densité de colonne de Taurus.	X

Liste des tableaux

1.1 Propriétés des nuages moléculaires	11
3.1 Aire convexe du nuage moléculaire d'Ophiuchus	80
4.1 Intensité des composantes du multiplet du N_2H^+	103
4.2 Propriétés des cartes continuum à 1.3mm du projet ALMA 2016.1.01599.S	107
4.3 Propriété des raies moléculaires détectées au 30m	120
4.4 Propriété des raies moléculaires détectées au 30m (cont.)	121

« Poets say science takes away from the beauty of the stars - mere globs of gas atoms. I too can see the stars on a desert night, and feel them. But do I see less or more? The vastness of the heavens stretches my imagination - stuck on this carousel my little eye can catch one - million - year - old light. A vast pattern - of which I am a part... What is the pattern, or the meaning, or the why? It does not do harm to the mystery to know a little about it. »

Richard Feynman

« In the twilight the others could not see that [the littlest astronomer] was smiling to himself as he walked to the telescope »

The Littlest Astronomer,
Beverly T. Lynds

Remerciements

J'aurai mis beaucoup de temps à réfléchir à la meilleure façon d'organiser cette partie.

Les débuts

Depuis que j'ai 5 ans, et le premier livre sur l'espace (*L'espace, les 100 prochaines années*, par Nicholas Booth), beaucoup de personnes ont suivi, supporté parfois, cette passion un peu dévorante que sont l'astronomie et l'astrophysique. À 9 ans, mes pauvres camarades de classes m'ont supporté pendant deux jours d'affilée sur un exposé que je n'arrivais pas à finir sur l'astronomie avec les petites connaissances que j'avais lues dans les livres de vulgarisation. Merci à eux, et aux professeurs, de l'école, du lycée, de la prépa et de l'ENS, qui ont su nourrir ma passion et l'encourager.

Je souhaite remercier les amis du master, qui m'ont aidé à tenir, dans les heures de joie et les heures les plus difficiles. Sans vous, sans les fous rires, sans les verres à la Marine ou dans tout autre lieu plus ou moins mal famé (Meudon, c'est mal famé), tout cela aurait été beaucoup moins drôle, et beaucoup moins supportable. J'ai une pensée pour Clément, resté à Paris, compagnon d'observations par -10°C avec Sophie, qui ont tout deux été forcés d'écouter des musiques difficiles (à propos un chat et d'un arc-en-ciel notamment). Charlène, on s'est suivis, scientifiquement, et tu m'as beaucoup apporté et encouragé à mes débuts comme thésard. Lucas, ta gentillesse a été touchante, et bien que je me rappelle pas de notre première rencontre...j'attends toujours qu'on se fasse ce Mario Kart! Faustine, je ne sais toujours pas pourquoi cette licorne multicolore, mais sache qu'elle trône sur mon étagère, quand elle trônait pendant ma thèse entre mes deux écrans d'ordinateur...je te souhaite plein de courage chez les Allemands, avec Mélanie, que je remercie pour toutes les discussions qu'on a eu, à se plaindre de tout et de rien, jusqu'à ce que vous partiez ensemble pour Heidelberg! Martin, le plus dur reste à venir pour toi, mais encore quelques mois et tu seras docteur, je suis sûr que tu y arriveras sans souci! Jan, en parallèle, les messages qu'on s'est envoyés sur la possibilité réelle de construire un sabre laser en modulant les phases (?) dans l'appareil m'auront longtemps marqués, bon courage pour la fin aussi! Et Lucien, je suis heureux que tu aies aussi réussi, tu l'as mérité, et je te souhaite le meilleur pour ce qui suivra, même si *Arrow* n'est vraiment plus aussi bien que c'était avant!

J'ai une pensée pour quatre amis qui m'ont suivi depuis de nombreuses années. Kerry-Anne, la première, on se connaît depuis... attends je recompte... 18 ans? On s'est échangé des milliers d'e-mails depuis toutes ces années, et je suis heureux de compter parmi mes proches. Léa, 10 ans maintenant, on a partagé nos états d'âme pendant toutes ces années, et je te souhaite beaucoup de belles choses pour la suite. Amandine, 10 ans aussi, tous mes voeux pour chacun de tes projets avec Martin, pour toutes les années qui arrivent. Enfin Valentin, 9 ans, entre bitcoin, jeux vidéos et réalité virtuelle, je suis heureux que tu te sois trouvé professionnellement, et j'espère qu'on partagera encore de nombreuses impressions sur le monde des technologies futures (mais pas de CES à Las Vegas pour moi malheureusement...)!

Passons maintenant aux collègues du CEA, les plus proches de l'épicentre.

Tout d'abord, les membres de mon équipe. Vera, Yoshito, Arabindo, Andrea, Doris. Vous avez été, durant toute cette période, des amis autant que des collègues, efficaces, répondant patiem-

ment à toutes mes questions, même les plus simples. Je ne vous ai pas forcément mené la vie facile, mais j'ai apprécié chaque moment que nous avons partagé, au bureau comme au Gramophone! And Vera, *Sleep is for the weak*.

Fiorella et Paola, vous avez été aussi de précieuses amies, surtout lorsque tous ensemble nous avons entrepris la rédaction de nos manuscrits respectifs. La vie n'a pas été un long fleuve tranquille durant cette période, et vous avoir comme compagnons de route a beaucoup aidé.

Mathilde, courage. Ça va être difficile. Mais tu vas y arriver, j'en suis sûr. Je te remercie pour ton écoute, ta gentillesse, pour toute l'aide que tu nous as apporté à Jérémy et moi à la fin de nos doctorats, et l'absence complète de possibilité de te convaincre pendant nos débats!

Julien, désolé. On t'a laissé tout seul au CEA, c'est forcément moins marrant maintenant! Merci pour tous nos échanges sur l'interférométrie, ta tarte aux pommes dont l'aluminium d'emballage a fait un grand *tin foil hat* et les grandes luttes sociales!

Pierre, la porte de ton bureau toujours (figurativement) ouverte m'a souvent permis de souffler, et souvent, en sortant de ton bureau, j'allais mieux.

Anaëlle, courage à toi aussi. On va souvent se revoir au 30m, et merci d'avoir été présente pour moi, et d'avoir joué ton rôle de grande soeur de thèse, jusqu'à me proposer de me préparer mes diners pendant la rédaction de mon manuscrit. Jusqu'à aujourd'hui je ne sais *toujours* pas si tu étais sérieuse, ce qui me tarade quelque peu...

Frédérique, ta gentillesse à mon égard m'a énormément réconforté, et à l'heure la plus sombre, tu m'as tendu la main. Je n'oublierai jamais, même si cela peut te sembler trivial, et ne saurai jamais te remercier assez.

Jérôme, Marc et Pascale, vous avez suivi ma thèse dès la première seconde comme encadrants. Pouvoir vous parler, professionnellement du déroulement de ces années, et l'aide et l'écoute que vous m'avez apporté fait partie de ce qui m'a permis de réussir.

Patrick, tu ne t'en souviens pas mais déjà à l'ENS, Steven Balbus m'avait pointé vers toi pour m'aider à trouver un stage de M1, et plus tard valider mes choix de cours. Tu m'as conseillé d'aller vers le CfA, en stage, pour y rencontrer Philip Myers qui a offert les clés à un jeune garçon passionné d'astrophysique mais un peu inexpérimenté pour débiter de la meilleure des façons. Plus tard, tu m'as conseillé le CEA et Philippe André, et même si, comme pour tous, la thèse n'a pas toujours été facile, j'en suis ici aujourd'hui et ce conseil, et le choix qui a suivi, était sans doute le meilleur que je puisse prendre. Merci à ces trois mentors.

The final five/nine.

Bon, on commence avec Alan. Par remerciements interposés, je te présente mes excuses pour les dessins douteux, pour Latina sur ta radio, pour la Compagnie Créole, qui fait rire les oiseaux ♪, et chanter les abeilles. Qui chasse les nuages et fait briller le soleil ♪! Les pauses clopes que je passais à subir du tabagisme passif, et donc la durée était exactement proportionnelle à la tempé-

rature ambiante. Les "t'es là ?" par sms qui m'ont subitement manqué lorsque tu as pris la route de Meudon ! Et enfin, une sombre histoire de balai me pousse à relire le début de cette partie par peur que tu me retournes toutes les moqueries que je t'ai infligées à propos de ce ballet ! Cependant je ne m'excuserai pas pour l'affaire du Hamiltonien. La démonstration était parfaitement valide, et tout à fait claire !

Jérémy, tu as été un compagnon d'aventure idéal. Du répondant, des échanges passionnants, et aussi des joies, des difficultés, des coups du sort, de très longs trajets de bus Paris-Saclay/Saclay-Paris. Tu t'épanouiras à Garching, et on finira par trouver la solution pour le changement qu'on souhaite voir, même s'il faudrait déjà que je m'efforce de mieux comprendre ton schéma épistémologique ! Rappelle toi les paroles de ton Crou préféré : garde toujours "l'Énergie Vocifératrice" ♪!

Charline, cela fait bientôt 7 ans que tu es arrivée dans ma vie. Plus que les autres, tu as été présente au quotidien, et as rendu mes jours les plus difficiles, un peu plus heureux, un à la fois. C'est parfois difficile de résumer autant de temps, mais sans toi, je ne serai pas en train d'écrire ces remerciements. C'est aussi simple que ça. On a traversé tant de moments, heureux comme malheureux, mais à chaque instant, tous les deux, si bien que cela m'a permis de persévérer jusqu'à ces instants. Désolé d'être parti à Grenade, aussi loin, mais *je te donne rendez-vous au soleil* désormais... et en vacances très bientôt !

Dénia, Nassim, Féthi, et même si elle était encore jeune, Célia, je vous prie de m'excuser pour ces années, forcés à aller encore et encore au planétarium, à la Cité de l'Espace, à bourlinguer dans tout ce qui s'approche de près ou de loin à ma passion. Je n'ai pas été très présent ces derniers mois, dédiés à compléter ce travail, ce dont a souffert la plus jeune Célia. Vous êtes mes quatre petits frères et soeurs et votre grand frère, qui s'en est allé en Espagne pense énormément à vous.

Papa et Maman... ces remerciements sont les plus difficiles à exprimer... Je penserais à chaque semaine, à acheter *Astronomie pratique* avec mon papa, alors qu'il m'encourageait toujours plus à suivre mes rêves et donner le meilleur de moi-même à l'école, m'affirmant, sans relâche que j'en avais les capacités, même lorsque je n'y croyais plus, même lorsque tu étais physiquement fatigué. Et les heures passées, à réviser avec ma maman, parfois jusqu'à tard, sans relâche, jusqu'à ce que je maîtrise chacun des concepts que l'on me demandait d'apprendre. Depuis que je suis tout petit, je ne compte plus les encouragements que vous m'avez apportés, tous les livres que vous m'avez acheté, jusqu'au papier peint de ma chambre, plein de galaxies, que vous aviez trouvé, le soutien que vous m'avez donné, et tout ce que vous m'avez offert, sans compter.

C'est à vous tous que je dédie ce travail.

Chapitre 1

Physique descriptive des nuages moléculaires

Sommaire

1.1	Qu'est ce qu'un nuage moléculaire ?	8
1.1.1	Caractéristiques quantitatives des zones de formation d'étoiles	11
1.2	Phénomènes physiques dans le milieu interstellaire et les nuages moléculaires	13
1.2.1	Théorème du viriel	13
1.2.2	Effondrement du nuage	16
1.3	Des nuages moléculaires aux coeurs denses	23
1.4	Des coeurs denses aux protoétoiles	24
1.4.1	Protoétoiles de Classe 0	24
1.4.2	Protoétoiles de Classe I	24
1.4.3	Etoiles jeunes de classe II et de classe III	25
1.5	A l'origine de la masse des étoiles	27
1.5.1	De la CMF à l'IMF dans les nuages de la ceinture de Gould	27
1.5.2	Petit rappel sur l'IMF	27
1.6	Herschel Gould Belt Survey, premiers résultats	29
1.6.1	Omniprésence des filaments dans les régions de formation d'étoile	29
1.6.2	Coeurs préstellaires, précurseurs des protoétoiles ?	29
1.7	Références	29

1.1 Qu'est ce qu'un nuage moléculaire ?

Au sein des nuages moléculaires se forment les étoiles. Cette assertion n'a pour l'heure jamais été contredite, si bien que les phases les plus jeunes de la formation des étoiles sont exclusivement observées dans ces zones sombres de notre Voie Lactée (Williams and Myers [2000]).

La formation des étoiles demeure aujourd'hui un domaine encore peu compris, et dont de nombreux développements décisifs sont récents, bien que l'oeil humain se soit intéressé aux zones sombres du ciel très tôt (Herschel [1847]). Ces nuages sombres et froids sont visibles car ils sont opaques dans les longueurs d'onde visibles, mais sont surtout magnifiés par leur observation à grandes longueurs d'onde.

On les observe par une nuit sans lune dans notre Voie Lactée, loin de toute pollution lumineuse, mais aussi dans les galaxies les plus proches comme les nuages de Magellan, ou la galaxie d'Andromède. Au sein de ceux-ci, on observe les prémises de la chimie moléculaire, avec la formation de dihydrogène dans de vastes zones diffuses. Ce gaz moléculaire est prédominant pour deux tiers dans la Voie Lactée, suivi par l'hélium, pour un tiers.

Ces nuages sont opaques dans le visible, Sir William Herschel les décrivant comme des "trous dans les cieux" (Herschel [1786]). Ceci s'explique par le fait qu'ils contiennent en plus du gaz moléculaire beaucoup de poussières solides qui écrantent le rayonnement visible et proche infrarouge. De plus, ils ont des températures d'environ 10 à 50K, donc leur rayonnement est de façon prédominante dans l'infrarouge, voire le submillimétrique.

Ces nébuleuses, nuages moléculaires, sont présents à plusieurs échelles dans la galaxie, mais presque tous ont en commun d'être observés avec les systèmes d'étoiles les plus jeunes. Tout d'abord, les complexes moléculaires géants, les plus massifs, ont des tailles caractéristiques proches de la dizaine de parsecs. Ceux-ci contiennent des masses de 10^5 à $10^6 M_{\odot}$ (Table 1.1, Bergin and Tafalla [2007]), pour des températures typiques de 30 à 50K. Ces nuages géants sont assez peu nombreux, et l'un des exemples les plus emblématiques est le complexe moléculaire d'Orion, vaste étendue de gaz et de poussières coïncidant avec des populations d'étoiles très jeunes. Ensuite viennent les nuages moléculaires sombres, plus petits, d'une taille de moins de 10 parsecs. Ces réservoirs contiennent environ 10^2 à $10^4 M_{\odot}$, et sont en moyenne plus denses et plus froids (10-30K). Enfin, historiquement, la plus petite échelle observée est celle dite du globule de Bok. D'une taille de l'ordre du dixième de parsec, et contenant seulement quelques masses solaires de poussière et de gaz, ces globules étaient hypothétiquement liés à la formation d'étoile jusqu'à la confirmation grâce aux premières observations infrarouges de ceux-ci.

Les hautes densités et les basses températures observées dans les nuages moléculaires en font des zones de formation d'étoiles idéales (cf. 1.2.2)

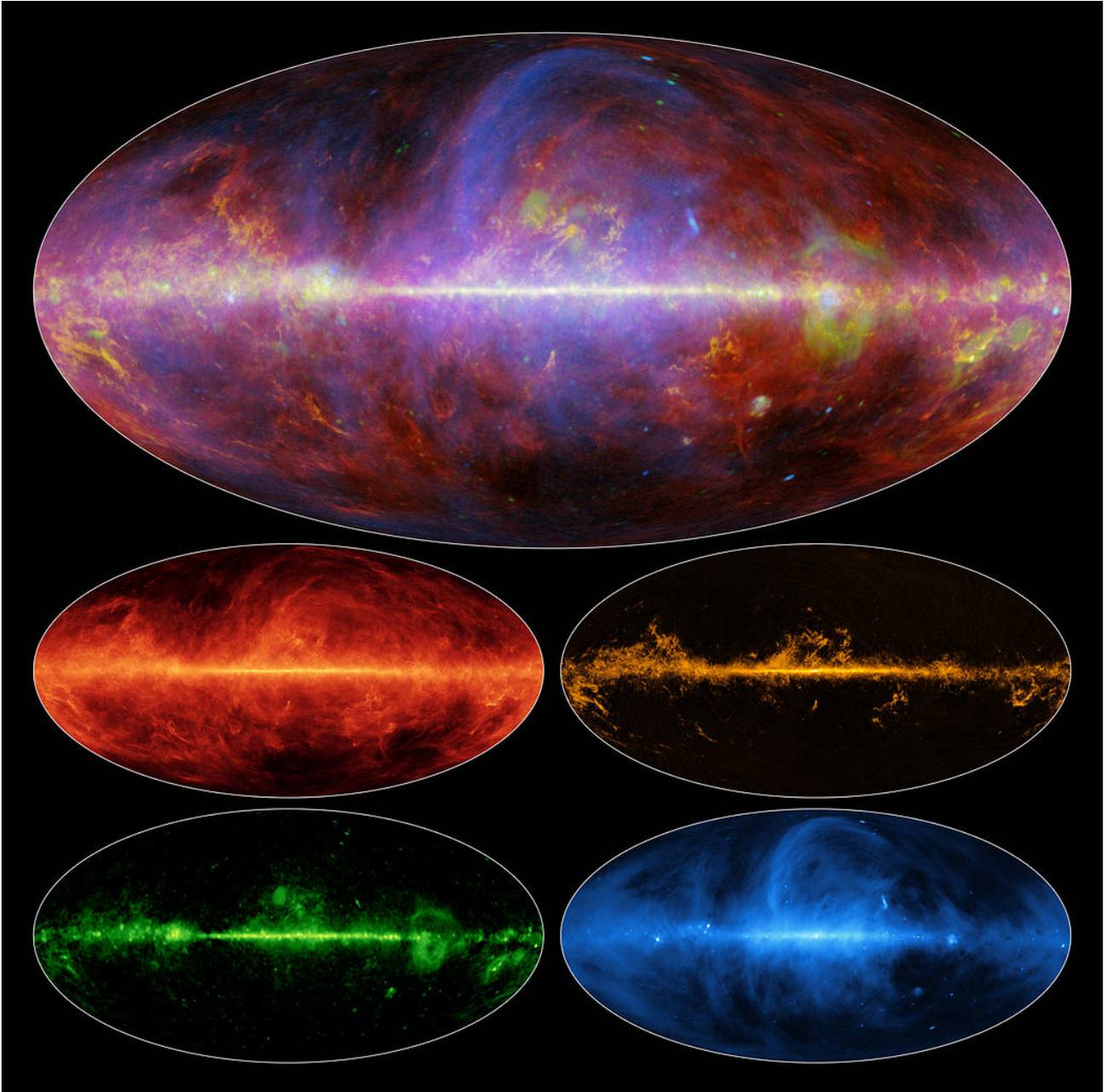


FIGURE 1.1 – Voie Lactée observée à plusieurs longueurs d’onde. L’image du haut est la combinaison des quatre images plus bas. En haut à gauche, il s’agit de l’émission de poussière, à environ 20K, observée par Planck (850 microns). En haut à droite, il s’agit de l’émission gazeuse de monoxyde de carbone, traçant les nuages moléculaires abritant les étoiles jeunes. En bas à gauche, émission free-free, provenant des zones ionisées autour des étoiles massives. En bas à droite, émission synchrotron, provenant des phénomènes énergétiques tels que les supernovae. **Crédits** : ESA/NASA/JPL-Caltech

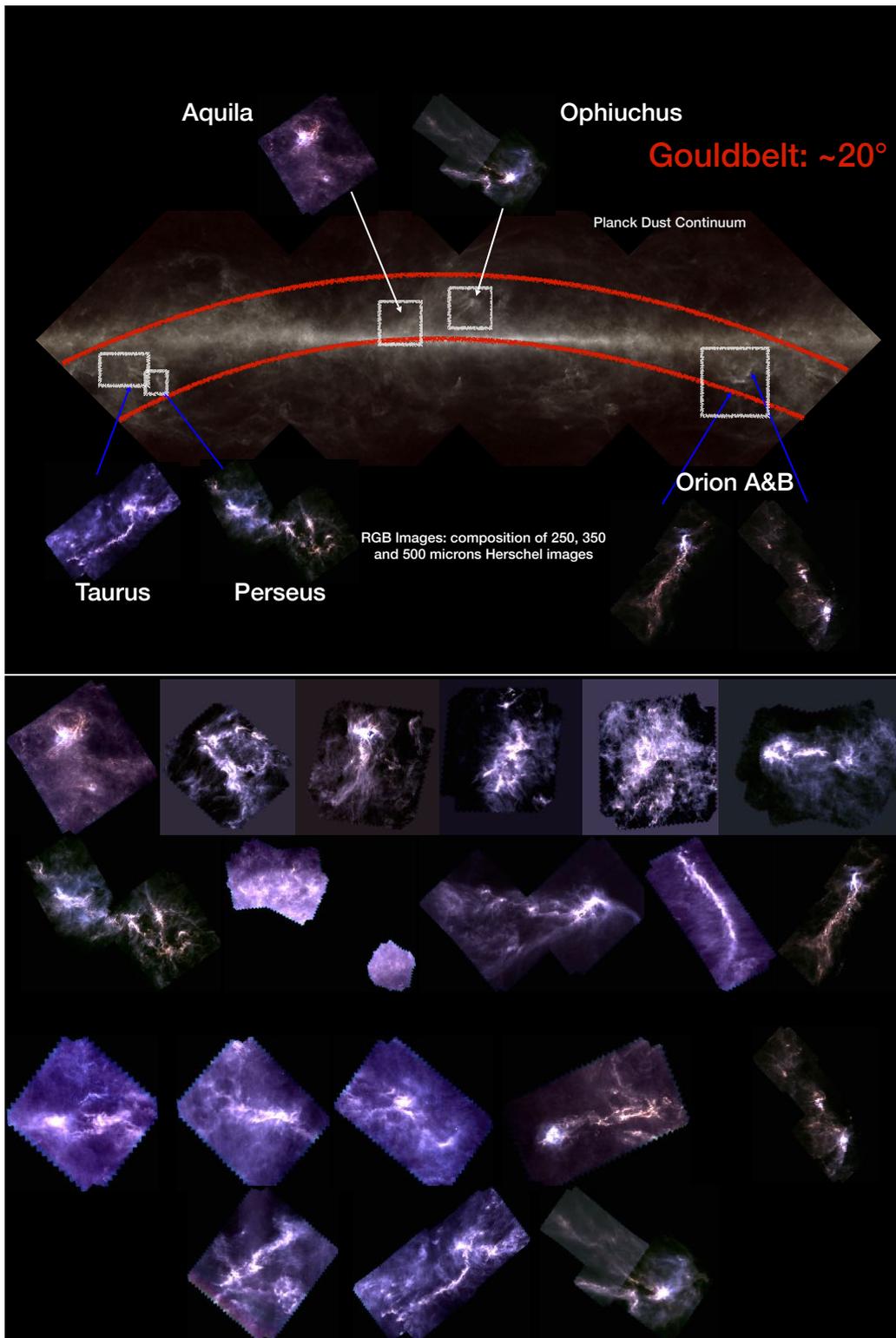


FIGURE 1.2 – En haut, quelques exemples de nuages moléculaires proches, dans une région appelée la Ceinture de Gould. En bas, l'ensemble des nuages moléculaires, en représentation RGB (rouge, émission à 500 μm , vert, émission à 350 μm , bleu, émission à 250 μm) observés par *Herschel* dans le cadre du grand programme du relevé de la Ceinture de Gould par *Herschel*. **Crédits** : Planck Collaboration, *Herschel* Gould Belt Survey team

TABLEAU 1.1 – Propriétés des nuages moléculaires et de leurs sous-structures (adapté de [Bergin and Tafalla \[2007\]](#))

	Complexe moléculaire	Nuage	Globule	Coeur préstellaire
Taille (pc)	10-10 ²	1-10	10 ⁻¹ -1	~ 10 ⁻² - 10 ⁻¹
Masse (M _⊙)	10 ⁵ -10 ⁶	10 ² -10 ⁴	1-10 ²	10 ⁻¹ -10
Température (K)	20-50	10-30	10-30	5-15
Densité (cm ⁻³)	10 ² -10 ³	10 ² -10 ⁴	10 ³ -10 ⁵	≥ 10 ⁵
Exemple	Orion	Ophiuchus	B68, B335	Oph-SM1

1.1.1 Caractéristiques quantitatives des zones de formation d'étoiles

Emission thermique de poussière

Lorsque l'on s'intéresse aux nuages moléculaires, il existe plusieurs façons distinctes de les observer et de les caractériser. La première consiste à s'intéresser à leur émission de poussière thermique. Le gaz moléculaire interstellaire est mélangé à de la poussière solide froide dont on peut observer l'émission. Si l'on s'intéresse à un nuage moléculaire de densité connue ρ à une température T , le mélange entre le gaz et la poussière à une opacité κ_ν pour une fréquence ν donnée va émettre un rayonnement de corps noir, dominé par l'émission de poussière.

On notera donc κ_ν , l'opacité par gramme de matière totale, en cm².g⁻¹. Dans les domaines submillimétrique et millimétrique, κ_ν est souvent de l'ordre de 0.01 cm².g⁻¹ ([Ossenkopf and Henning \[1994\]](#)).

Sous certaines hypothèses de densité, on peut calculer la grandeur d'émissivité j_ν directement avec :

$$j_\nu = \kappa_\nu \rho B_\nu(T) \quad (1.1)$$

avec :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.2)$$

la fonction de Planck. Le long d'une colonne de nuage moléculaire, on peut ainsi intégrer j_ν pour obtenir l'intensité lumineuse transmise, l'émission de poussière dans le submillimétrique étant optiquement mince (à grande échelle) :

$$I_\nu = \int j_\nu ds = \kappa_\nu B_\nu(T) \int \rho ds \quad (1.3)$$

L'intégrale de la densité du nuage le long de cette colonne de nuage donne une grandeur nommée densité de surface ou densité de colonne, notée $\Sigma = \int \rho ds$. De plus, le produit de l'émissivité κ_ν par la densité de colonne Σ représente la profondeur optique, notée τ_ν .

On peut alors écrire l'équation 1.3 de la façon suivante :

$$I_\nu = \tau_\nu B_\nu(T) \quad (1.4)$$

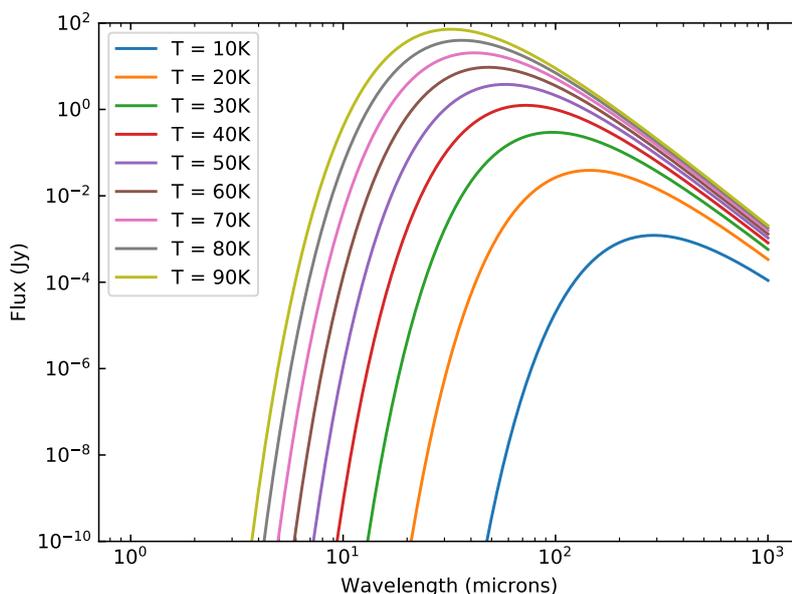


FIGURE 1.3 – Spectre de plusieurs corps “gris” à différentes températures. De la même façon que pour le corps noir suivant une loi de Planck, le corps gris voit sa longueur d’onde d’émission maximale dériver vers le bleu quand la température du corps étudié augmente.

On remarque ainsi qu’en ayant un échantillonnage raisonnable du spectre d’énergie, c’est à dire les valeurs d’intensité lumineuse en fonction de la fréquence, et sous réserve d’hypothèses sur l’émissivité de la poussière du nuage, on peut obtenir la température T et la densité de colonne Σ .

Extinction infrarouge

Une autre technique pour tracer la poussière présente dans le milieu interstellaire est de tirer parti de la présence d’étoiles en arrière-plan du nuage moléculaire. Cette méthode nécessite des observations dans le proche infrarouge, disponibles à une bonne résolution depuis 30 ans (2MASS, Spitzer, VLT).

On obtient directement l’opacité en mesurant l’extinction des étoiles derrière le nuage. On obtient directement la densité de colonne du nuage, et l’on peut comparer avec la grandeur obtenue au paragraphe précédent.

Il est nécessaire de noter plusieurs avantages et inconvénients dans la dérivation de cette méthode.

Tout d’abord, ces mesures sont effectuées dans le proche infrarouge et donc, en théorie, la résolution de nos mesures pourrait potentiellement être bien meilleure.

Ensuite, l’opacité ne dépend pas de la température. On cherche donc à obtenir un paramètre avec une seule inconnue au lieu de deux inconnues, ce qui rend le calcul plus robuste.

Enfin, le domaine proche infrarouge est bien mieux connu pour les étoiles que le domaine submil-

limétrique, puisque jusqu'à Herschel, il n'existait aucun observatoire spatial capable de sonder la lumière entre 160 et 600 μm , bien que quelques instruments au sol en aient été capables : SCUBA (450 microns, JCMT), SABOCA (350 microns, APEX), SHARC (350 et 450 microns, CSO).

Parmi les inconvénients, il faut noter le risque rapide de saturation : en effet, pour des régions extrêmement denses, aucun rayonnement infrarouge d'étoiles derrière le nuage ne peut être détecté, et il faut ajouter aussi la nécessité d'avoir un échantillon d'étoiles de fond suffisant autour et dans le nuage pour obtenir un échantillonnage efficace de l'extinction. De plus ces méthodes nécessitent une grande quantité d'étoiles pour mesurer l'extinction, et une telle statistique est facile à obtenir dans les régions de faible extinction, mais bien plus difficile dans les régions de haute extinction.

On obtient la densité de colonne en utilisant le facteur de Bohlin (Bohlin et al. [1978]) qui nous permet de convertir l'extinction dans la grandeur souhaitée :

$$N_{\text{H}_2}(\text{cm}^{-2}) = 0.94 \times 10^{21} A_V(\text{mag}) \quad (1.5)$$

Cela pourrait être une excellente méthode pour vérifier nos résultats de mesure de densité de colonne (Section 1.1.1), mais la résolution de ces mesures, limitée par l'échantillonnage du nombre d'étoiles détectées par les télescopes infrarouges, est alors drastiquement réduite et très inférieure aux mesures d'émission de poussière.

1.2 Phénomènes physiques dans le milieu interstellaire et les nuages moléculaires

1.2.1 Théorème du viriel

Le théorème du viriel est un résultat fondamental en astrophysique, très utilisé lorsqu'il s'agit de comparer les influences de l'énergie cinétique d'un nuage moléculaire et de son énergie potentielle.

La dérivation de ce théorème va suivre McKee and Zweibel [1992], pour une formulation eulérienne du théorème du viriel.

Commençons tout d'abord avec les équations magnétohydrodynamiques (MHD) du mouvement, tenant compte des forces s'appliquant à notre système, un nuage moléculaire dont on précisera les propriétés par la suite.

Nous avons donc :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla P + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} - \rho \nabla \phi. \quad (1.7)$$

avec la première équation représentant l'équation de conservation de la matière, et la seconde, le bilan local de force, tenant compte de la pression, du champ magnétique, et ϕ le potentiel gravitationnel.

Pour simplifier le raisonnement qui va suivre, nous allons introduire deux tenseurs, \mathbf{II} , et \mathbf{T}_M , respectivement le tenseur de la pression fluide, et le tenseur des contraintes de Maxwell, ce qui permet de les exprimer de la façon suivante :

$$\mathbf{II} \equiv \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P \mathbf{I} \quad (1.8)$$

$$\mathbf{T}_M \equiv \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{B} \mathbf{B} - \frac{B^2}{2} \mathbf{I} \right) \quad (1.9)$$

où \mathbf{I} est une matrice identité.

Il en découle la formulation suivante de l'équation 1.7

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\mathbf{II} - \mathbf{T}_M) - \rho \nabla \phi. \quad (1.10)$$

Considérons maintenant un système constitué d'un nuage moléculaire, gazeux, de volume V fixe dans le temps, de surface S et introduisons I , le moment d'inertie total du système :

$$I = \iiint_V \rho r^2 dV \quad (1.11)$$

dont la dérivée temporelle est

$$\dot{I} = \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} r^2 dV \quad (1.12)$$

$$= - \iiint_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) r^2 dV \quad (1.6) \quad (1.13)$$

et par la suite,

$$\dot{I} = - \iiint_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} r^2) dV + 2 \iiint_V \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{r} dV \quad (1.14)$$

$$= - \oint_S (\rho \mathbf{v} r^2) \cdot d\mathbf{S} + 2 \iiint_V \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{r} dV. \quad (1.15)$$

en appliquant le théorème de flux-divergence (dit de Green-Ostrogradsky), selon lequel pour un vecteur \mathbf{F} continûment dérivable en tout point de l'espace,

$$\iiint_V (\nabla \cdot \mathbf{F}) dV = \oint_S (\mathbf{F} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (1.16)$$

Poursuivons la dérivation temporelle jusqu'à l'ordre 2 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\ddot{I} &= -\frac{1}{2}\oint_S r^2 \frac{\partial}{\partial t}(\rho\mathbf{v}) \cdot d\mathbf{S} + \iiint_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\mathbf{v}) \cdot \mathbf{r} dV \\ &= -\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\oint_S r^2(\rho\mathbf{v}) \cdot d\mathbf{S} - \iiint_V \mathbf{r} \cdot [\nabla \cdot (\mathbf{II} - \mathbf{T}_M) + \rho\nabla\phi] dV \end{aligned} \quad (1.17)$$

Le deuxième membre de l'équation 1.18 contient les deux tenseurs \mathbf{II} et \mathbf{T}_M introduits précédemment, que l'on peut remplacer dans ce terme.

On utilisera l'identité suivante pour finaliser l'expression du théorème du viriel :

$$\iiint_V \mathbf{r} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T} dV = \oint_S \mathbf{r} \cdot \mathbf{T} \cdot d\mathbf{S} - \iiint_V \text{Tr } \mathbf{T} dV, \quad (1.18)$$

Les traces des tenseurs introduits précédemment sont :

$$\text{Tr } \mathbf{II} = 3P + \rho v^2 \quad (1.19)$$

$$\text{Tr } \mathbf{T}_M = -\frac{B^2}{8\pi} \quad (1.20)$$

ce qui nous permet d'écrire le théorème du Viriel dans sa forme générale :

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2\left(\iiint_V \left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{3}{2}P\right) dV\right) \quad (1.21)$$

$$- \oint_S \mathbf{r} \cdot \mathbf{II} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.22)$$

$$+ \frac{1}{8\pi} \iiint_V B^2 dV + \oint_S \mathbf{r} \cdot \mathbf{T}_M \cdot d\mathbf{S} \quad (1.23)$$

$$- \iiint_V \rho \mathbf{r} \cdot \nabla \phi dV \quad (1.24)$$

$$- \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\oint_S (\rho v r^2) \cdot d\mathbf{S} \quad (1.25)$$

Le membre de gauche de l'équation correspond à l'accélération du nuage. Selon le signe de ce terme, le nuage peut s'effondrer ou s'étendre.

Le premier terme (1.21) représente l'énergie cinétique globale du nuage. On notera ce terme \mathcal{K} .

Le second terme (1.22) représente la pression confinant l'ensemble du nuage. On notera ce terme \mathcal{K}_S .

Le troisième terme (1.23) correspond à la différence de pression magnétique à l'intérieur du nuage et à la surface de celui-ci. On notera ce terme \mathcal{B} .

Le quatrième terme (1.24) correspond à la contribution de l'énergie gravitationnelle du nuage. On notera ce terme Ω .

Enfin, le dernier terme (1.25), représente la quantité de flux traversant la surface du nuage. Celle-ci

vaut zéro dans le cas d'un système fermé, et donc dans la suite de notre raisonnement.

En plus de cette hypothèse simplificatrice, on peut considérer comme étant négligeable, dans un premier temps, la composante magnétique de l'équation, ainsi que la résultante des forces de pression.

D'où

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2\mathcal{K} + \Omega \quad (1.26)$$

Dans l'hypothèse d'un nuage à l'équilibre, la dérivée seconde de I est nulle.

$$2\mathcal{K} + \Omega = 0 \quad (1.27)$$

On en déduit donc une grandeur critique, $\alpha_{vir} = \frac{2\mathcal{K}}{|\Omega|} = \frac{M_{vir}}{M}$, en fonction de laquelle le nuage sera en contraction (effondrement), ou en expansion ; et une masse M_{vir} à laquelle comparer les masses que l'on peut obtenir de nos observations pour s'assurer de la stabilité d'un nuage. Ce critère, dit du viriel, va nous servir dans la suite de notre étude, pour vérifier si les coeurs sans étoiles sont des objets "gravitationnellement liés" ($\alpha_{vir} \leq 2$), et affiner les critères et conditions de stabilité des structures dans les nuages moléculaires.

Dans le cadre d'une nébuleuse de masse M et de rayon R,

$$\mathcal{K} \sim Mc_s^2 \quad (1.28)$$

$$\Omega \sim -\frac{GM^2}{R} \quad (1.29)$$

Pour répondre à la condition $\alpha_{vir} \leq 2$, il faut donc

$$R \geq \frac{c_s}{\sqrt{G\rho}} \quad (1.30)$$

qui est un critère approché de stabilité d'un nuage moléculaire, ou de plus petites structures telles que des coeurs préstellaires.

Dans la partie suivante, nous allons présenter une méthode de dérivation de ce critère.

1.2.2 Effondrement du nuage

Considérons un nuage moléculaire en cours d'effondrement. On peut le modéliser de différentes manières mais il est important de procéder à un bilan des forces qui s'applique à celui-ci.

Dans la partie précédente, nous avons notamment énuméré les forces de pression, et la pression magnétique, qui jouent un rôle que l'on considère négligeable, tandis que la gravité et la pression surfacique sur les bords du nuage sont prépondérants.

Sphère isotherme et instabilité de Jeans

Formalisons le problème en nous intéressant principalement à la stabilité d'un nuage moléculaire soumis à sa propre gravité ($\mathbf{f}_g = -GM_r/r^2$) et soutenu par sa pression interne ($P = \rho c_s^2$). La suite de cette démonstration suit le raisonnement de Jeans (Jeans [1902]) sur la stabilité d'une nébuleuse.

Posons d'abord les équations hydrodynamiques pour un système soumis à sa propre gravité, ainsi qu'à la résultante des pressions en son sein :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P - \rho \nabla \phi \quad (1.32)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho. \quad (1.33)$$

avec la première équation (1.31), la seconde (1.32) l'équation d'Euler pour l'hydrodynamique et la troisième (1.33) l'équation de Poisson pour le champ gravitationnel.

La suite de la démonstration fait appel à une méthode perturbative. Sur la base d'une solution à ces équations, ρ_0 et ϕ_0 , à l'ordre 0, on va introduire une quantité perturbatrice à l'ordre 1. En outre, on va considérer un unique mode de Fourier des fluctuations de densité, de vitesse et de potentiel gravitationnel. Ces quantités s'écrivent donc :

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 = \rho_0 + \rho_i \exp[i(kx - \omega t)] \quad (1.34)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 = \phi_0 + \phi_i \exp[i(kx - \omega t)] \quad (1.35)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_i \exp[i(kx - \omega t)] \quad (1.36)$$

avec ρ_1 , ϕ_1 et \mathbf{v}_1 infiniment petits d'ordre 1 ($\ll 1$).

La linéarisation des équations 1.31, 1.32, 1.33 donne :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 + \rho_1) + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)(\mathbf{v}_1)] = 0 \quad (1.37)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) = 0. \quad (1.38)$$

Puis, en utilisant $P = \rho c_s^2$:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\rho_0 + \rho_1)(\mathbf{v}_1)] + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)(\mathbf{v}_1)(\mathbf{v}_1)] = -c_s^2 \nabla(\rho_0 + \rho_1) - (\rho_0 + \rho_1) \nabla(\phi_0 + \phi_1) \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \mathbf{v}_1) = -c_s^2 \nabla \rho_0 - \rho_0 \nabla \phi_0 - (c_s^2 \nabla \rho_1 + \rho_1 \nabla \phi_0 + \rho_0 \nabla \phi_1) \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \mathbf{v}_1) = -c_s^2 \nabla \rho_1 - \rho_0 \nabla \phi_1. \quad (1.41)$$

Et enfin :

$$\nabla^2(\phi_0 + \phi_1) = 4\pi G(\rho_0 + \rho_1) \quad (1.42)$$

$$\nabla^2 \phi_1 = 4\pi G \rho_i e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.43)$$

De la linéarisation de ces trois équations, il nous reste :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (1.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 \mathbf{v}_1) = -c_s^2 \nabla \rho_1 - \rho_0 \nabla \phi_1 \quad (1.45)$$

$$\phi_i = -\frac{4\pi G \rho_i}{k^2} \quad (1.46)$$

En remplaçant chacune des grandeurs par l'expression d'un unique mode de Fourier dans 1.44, 1.45, on obtient :

$$v_i = \frac{\omega \rho_i}{k \rho_0} \quad (1.47)$$

$$\omega \rho_0 v_i = k (c_s^2 \rho_i + \rho_0 \phi_i) \quad (1.48)$$

$$\phi_i = -\frac{4\pi G \rho_i}{k^2} \quad (1.49)$$

Ceci nous permet de conclure en remplaçant dans 1.48, les expressions obtenues pour la vitesse et le potentiel (1.31, 1.49) :

$$\omega \rho_0 v_i = k (c_s^2 \rho_i + \rho_0 \phi_i) \quad (1.50)$$

$$\omega \rho_0 \left(\frac{\omega \rho_i}{k \rho_0} \right) = k c_s^2 \rho_i - k \rho_0 \left(\frac{4\pi G \rho_i}{k^2} \right) \quad (1.51)$$

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (1.52)$$

Cette dernière équation, dite de dispersion, nous permet de détailler les conditions où une

perturbation va mener à une instabilité, dite de Jeans (Jeans [1902]), ainsi que les différents ordres de grandeur associés à cette instabilité. Pour cela, il faut que $c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \leq 0$, qui nous donne une valeur de k critique :

$$k_J = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2}} \quad (1.53)$$

Pour une longueur (d'onde) critique associée :

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0}} \quad (1.54)$$

Enfin, en supposant une symétrie sphérique et une densité constante dans le nuage, on peut obtenir une masse critique :

$$M_J = \rho \lambda_J^3 / 8 \quad (1.55)$$

La longueur d'onde de Jeans est souvent utilisée dans le cadre d'études à grande échelle pour quantifier des ordres de grandeur de distance dans les nuages. La masse de Jeans, quant à elle, est moins utilisée, remplacée plus souvent par la masse de Bonnor-Ebert, dont la dérivation fera l'objet d'une démonstration détaillée.

Temps de chute libre

Ici, on considèrera un nuage moléculaire sphérique, avec une distribution de densité $\rho(r)$, et on va suivre cette distribution en tenant compte de la gravité et de la pression, en symétrie sphérique.

Tout d'abord, la masse contenue dans un rayon r est liée à sa densité par la relation :

$$\frac{\partial M(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho. \quad (1.56)$$

De plus, l'équation de continuité en coordonnées sphériques donne :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \quad (1.57)$$

On obtient alors, en dérivant temporellement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial M(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.58)$$

$$= -4\pi \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) \quad (1.59)$$

$$(1.60)$$

puis en intégrant par rapport au rayon (les dérivées par rapport au temps et au rayon sont

interchangeables) :

$$\frac{\partial M(r)}{\partial t} = -4\pi r^2 \rho v \quad (1.61)$$

$$= -v \frac{\partial M(r)}{\partial r} \quad (1.62)$$

Par la suite, on va utiliser l'équation d'Euler pour formuler le bilan de quantité de mouvement. Celle-ci s'exprime de la façon suivante, en remplaçant la résultante des forces de pression et la résultante des forces de gravité par leurs expressions associées au système considéré :

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{c_s^2}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \rho - \frac{GM_r}{r^2} \quad (1.63)$$

$$\simeq -\frac{GM_r}{r^2} \quad (1.64)$$

où $\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} v + v \frac{\partial}{\partial r} v$ est la dérivée particulière. La seconde étape suit la logique suivante : on va négliger la résultante des forces de pression, car celle-ci varie peu (en fonction de la masse de l'objet) devant la variation de gravité en $1/r$.

Il nous reste à intégrer cette équation pour obtenir la vitesse :

$$v = -\sqrt{2GM_r} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right)^{1/2} = \dot{r} \quad (1.65)$$

où a est la position initiale d'une particule de fluide.

L'argument final est donné par **Hunter [1962]** en résolvant cette équation par la substitution $r = a \cos^2 \xi$.

$$-2a(\cos \xi \sin \xi) \dot{\xi} = -\sqrt{\frac{2GM_r}{a}} \left(\frac{1}{\cos^2 \xi} - 1 \right)^{1/2} \quad (1.66)$$

$$2 \cos^2 \xi d\xi = \sqrt{\frac{2GM_r}{a^3}} dt \quad (1.67)$$

$$\xi + \frac{1}{2} \sin 2\xi = t \sqrt{\frac{2GM_r}{a^3}}. \quad (1.68)$$

De la position initiale, dans une sphère de masse $M(r) = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho$, une particule de fluide atteindra le centre de la sphère $r = 0$, c'est à dire $\xi = 0$ dans le temps suivant :

$$t_{\text{ff}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{r_0^3}{2GM_r}} \quad (1.69)$$

$$= \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (1.70)$$

Ce temps est le temps de chute libre, qui sert d'ordre de grandeur pour la formation et l'effondrement d'un coeur préstellaire.

Masse de Bonnor-Ebert

La masse de Bonnor-Ebert est une masse critique d'effondrement d'un nuage ou d'un coeur préstellaire, dérivée indépendamment et presque simultanément par Rolf Ebert (Ebert [1955]) et William Bonnor (Bonnor [1956]). La démonstration, détaillée par la suite, va nous donner une valeur de masse critique que l'on utilisera notamment dans le chapitre 3, pour quantifier la stabilité ou non des coeurs dépourvus d'étoiles. Ceux-ci seront alors prestellaires s'ils dépassent deux fois la masse de Bonnor-Ebert (cf : 1.2.1), et non gravitationnellement liés lorsqu'ils n'atteignent pas cette masse critique.

Le raisonnement de Bonnor et d'Ebert nous permet d'étudier l'effondrement d'un objet sphérique, dont la pression ne peut plus être négligé.

Considérons tout d'abord une sphère de densité uniforme, avec une pression en surface constante, où l'on néglige les forces liées au champ magnétique. Rappelons les différents termes du théorème du viriel et leur expression :

$$\Omega = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.71)$$

$$\mathcal{K} = \frac{3}{2} Mc_s^2 \quad (1.72)$$

$$\mathcal{K}_S = 4\pi R^3 P_s. \quad (1.73)$$

Maintenant, dans le cadre d'une sphère de densité non uniforme, on peut utiliser l'hypothèse d'un gaz isotherme pour trouver la structure en densité du nuage dans le cadre des équations de l'hydrostatique :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{d}{dr} P = \frac{d}{dr} \phi \quad (1.74)$$

$$-c_s \frac{d}{dr} \ln(\rho) = \frac{d}{dr} \phi \quad (1.75)$$

Ce qui s'intègre directement :

$$\rho = \rho_c e^{-\frac{\phi}{c_s^2}} \quad (1.76)$$

Ensuite, on s'intéresse à l'équation de Poisson en symétrie sphérique :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = 4\pi G \rho_c e^{-\phi/c_s^2} \quad (1.77)$$

En introduisant $u = r/r_0$ avec $r_0 = \sqrt{\frac{c_s^2}{4\pi G \rho_c}}$ et $\psi = \phi/c_s^2$, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{u^2} \frac{d}{du} \left(u^2 \frac{d\psi}{du} \right) = e^{-\psi}. \quad (1.78)$$

appelée équation de Lane-Emden ([Lane \[1870\]](#), [Chandrasekhar \[1939\]](#)).

Cette équation peut s'intégrer numériquement, en imposant $\psi(0) = 0$ et $\psi'(0) = 0$.

La masse incluse dans un rayon R donnera :

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr = 4\pi r_0^3 \rho_c \int_0^{u_s} e^{-\psi} u^2 du \quad (1.79)$$

$$= \frac{c_s^4}{\sqrt{4\pi G^3 P_s}} \left(e^{-\psi/2} u^2 \frac{d\psi}{du} \right)_{u_s}. \quad (1.80)$$

avec $u_s = R/r_0$ le rayon adimensionné du nuage. On remarque ici tout d'abord qu'on a réintroduit la pression externe $P_s = c_s^2 \rho_s$ du nuage, et qu'on peut introduire une masse adimensionnée,

$$m = \frac{M}{\frac{c_s^4}{\sqrt{4\pi G^3}}}$$

Grâce à une intégration numérique, on peut tracer m en fonction du "contraste de densité" $\rho/\rho_s = e^{-\psi}$. A une pression P_s et une vitesse du son dans le milieu c_s donnée, il existera une masse maximale pour laquelle le nuage restera à l'équilibre hydrostatique.

D'après la figure 1.4, on sait que cette condition est réalisée ici. La masse à laquelle ces conditions sont vérifiées sont :

$$M_{BE} = m_{\max} \frac{c_s^4}{P_s^{1/2} G^{3/2}} \approx 1.18 \frac{c_s^4}{P_s^{1/2} G^{3/2}} \quad (1.81)$$

Cette dernière expression (1.81) est la masse de Bonnor-Ebert. Cette masse correspond donc à la masse maximale pour laquelle la sphère isotherme est à l'équilibre hydrostatique et peut être assimilée à une masse de référence, que l'on peut substituer à la masse de Jeans pour répondre à des problèmes de stabilité de nuages à densité non uniforme.

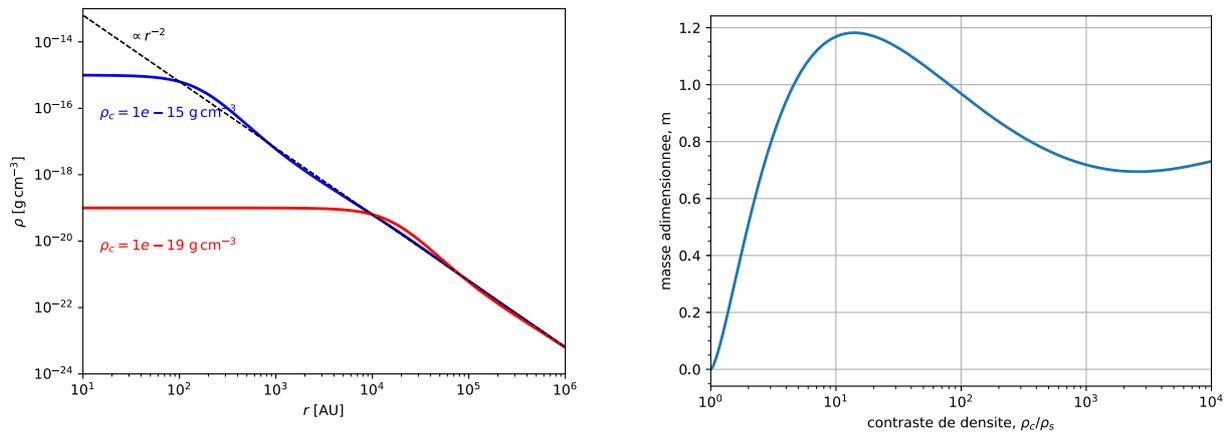


FIGURE 1.4 – (gauche) Profils de Bonnor-Ebert calculés pour différentes densités de départ ρ_c . (droite) Masse adimensionnée en fonction du contraste de densité. On remarque la présence d’un maximum de masse, à environ 1.18, prouvant l’existence d’une pression critique pour laquelle le nuage est en équilibre hydrostatique. De cette masse découlera le critère de Bonnor-Ebert.

1.3 Des nuages moléculaires aux coeurs denses

Lorsqu’un nuage moléculaire s’est fragmenté, et quelques globules dépassant les critères de masse critique de Bonnor-Ebert apparaissent, ceux-ci peuvent commencer à s’effondrer sous l’effet de leur propre gravité. Il existe plusieurs mécanismes pouvant intervenir dans l’effondrement des coeurs préstellaires :

- la dissipation de turbulence (Nakano [1998])
- une perturbation externe (Bonnell et al. [1997])
- la diffusion ambipolaire (Shu et al. [1987], Mouschovias [1991])

D’après le théorème du viriel démontré dans la partie précédente, ces mécanismes conduisent à une baisse des termes magnétiques et de pression, ce qui provoque l’instabilité dans les fragments et donc leur effondrement.

Il suit une évolution du coeur préstellaire dont la taille diminue à masse constante. Sa densité augmente donc, tout en restant à la même température (Larson [1969]) car l’ensemble de l’énergie due à la compression du gaz va être libérée par le rayonnement de la poussière contenue dans le coeur préstellaire.

Ensuite vont suivre deux étapes avant la formation de la protoétoile. Ce coeur dense va se comprimer jusqu’à l’apparition d’un équilibre hydrostatique et former un premier coeur hydrostatique (Masunaga et al. [1998]). Cet équilibre est atteint après une évolution adiabatique du coeur, et non plus isotherme, car les zones enfouies de l’objet commencent à être opaques au rayonnement infrarouge, et ne peuvent évacuer efficacement l’énergie de compression.

Enfin, avant l’étape protostellaire, un second effondrement du premier coeur s’amorce pour

former un second coeur protostellaire en équilibre hydrostatique (Masunaga and Inutsuka [2000]). Ceci est dû à l'augmentation de la température interne du coeur jusqu'à la dissociation de dihydrogène qui va absorber une partie de l'énergie thermique du premier coeur protostellaire.

Ces coeurs denses ont ainsi évolué d'une densité interne de 10^5 cm^{-3} à des densités de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} pour le premier coeur hydrostatique protostellaire, et 10^{12} cm^{-3} pour le second coeur hydrostatique protostellaire.

Après le second coeur protostellaire, on considère que la protoétoile de classe 0 est formée, et l'embryon stellaire et son enveloppe peuvent évoluer vers les phases suivantes jusqu'à l'étoile dans la séquence principale.

1.4 Des coeurs denses aux protoétoiles

Après le second coeur protostellaire, on considère que la protoétoile est née. Il est possible alors de tracer son évolution, définie en classes (Lada and Wilking [1984], André et al. [1993]), et de suivre les différentes phases en traçant la distribution d'énergie spectrale de l'objet, de l'infrarouge au submillimétrique (cf. Fig. 1.5).

1.4.1 Protoétoiles de Classe 0

Ce sont des objets dont la masse d'enveloppe domine par rapport à la masse de l'embryon de l'étoile au centre (André et al. [1993]). L'embryon d'étoile est profondément enfoui dans une enveloppe de poussière qui écrante le rayonnement d'accrétion émis par la protoétoile. Cette poussière est à basse température, environ 20K, et son pic d'émission est aux alentours de $100 \mu\text{m}$. Il en existe quelques exemples, et le prototype de ce type d'objet est VLA 1623. C'était alors une source très lumineuse à 1mm, mais inobservable dans le proche infrarouge, et la détection d'émission free-free au VLA a confirmé la présence d'un flot bipolaire. Il s'agissait donc d'un objet jeune.

Les protoétoiles de classe 0 ont une grande part de leur luminosité bolométrique émise dans le domaine submillimétrique (au delà de $350 \mu\text{m}$). Cette phase a une durée de vie estimée à 10^4 ans. D'un point de vue observationnel, ces sources sont distinguées des coeurs préstellaires par la présence d'émission à 70 ou $100 \mu\text{m}$, coïncidant avec la présence d'émission à plus grande longueur d'onde, et l'absence d'émission forte dans le proche infrarouge (à $\lambda \ll 70 \mu\text{m}$).

1.4.2 Protoétoiles de Classe I

Les mécanismes d'effondrement de l'enveloppe révèlent dans ces sources leur disque formé par conservation du moment cinétique. La protoétoile ainsi révélée est observée à une température supérieure à 70K, d'une durée de vie d'environ 10^5 années, et était visible depuis les télescopes infrarouges tels qu'IRAS (Wilking et al. [1989]), et plus récemment ISO (Bontemps et al. [2001]) et

Spitzer (Dunham et al. [2015]). Les protoétoiles de Classe I présentent aussi des flots bipolaires (Bontemps et al. [1996]). Cependant, cette classe présente un taux d'accrétion plus faible que la classe 0, et donc les flots bipolaires y sont moins puissants.

1.4.3 Étoiles jeunes de classe II et de classe III

A partir de la classe II, les étoiles ne sont plus considérées comme des protoétoiles puisque l'objet central a acquis sa masse finale.

Ce sont des objets d'une température supérieure à 650K, entourés d'un disque, observables dans le visible et dans l'infrarouge proche, jusqu'au domaine submillimétrique.

Au delà, la protoétoile est dans la classe III. D'un point de vue observationnel, une transition apparaît pour des index spectraux d'environ $\alpha_{\text{IR}} \sim 1.5$ (Andre and Montmerle [1994]). L'indice spectral est défini de la façon suivante (Lada [1987]) :

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log(\lambda)} \quad (1.82)$$

avec λ entre 2.2 et 20 μm

Ces deux classes observationnelles, correspondent à la phase "pré-séquence principale", phase de contraction gravitationnelle de l'étoile jusqu'à l'amorce de la combustion de l'hydrogène à partir de 2000K à l'intérieur de l'étoile.

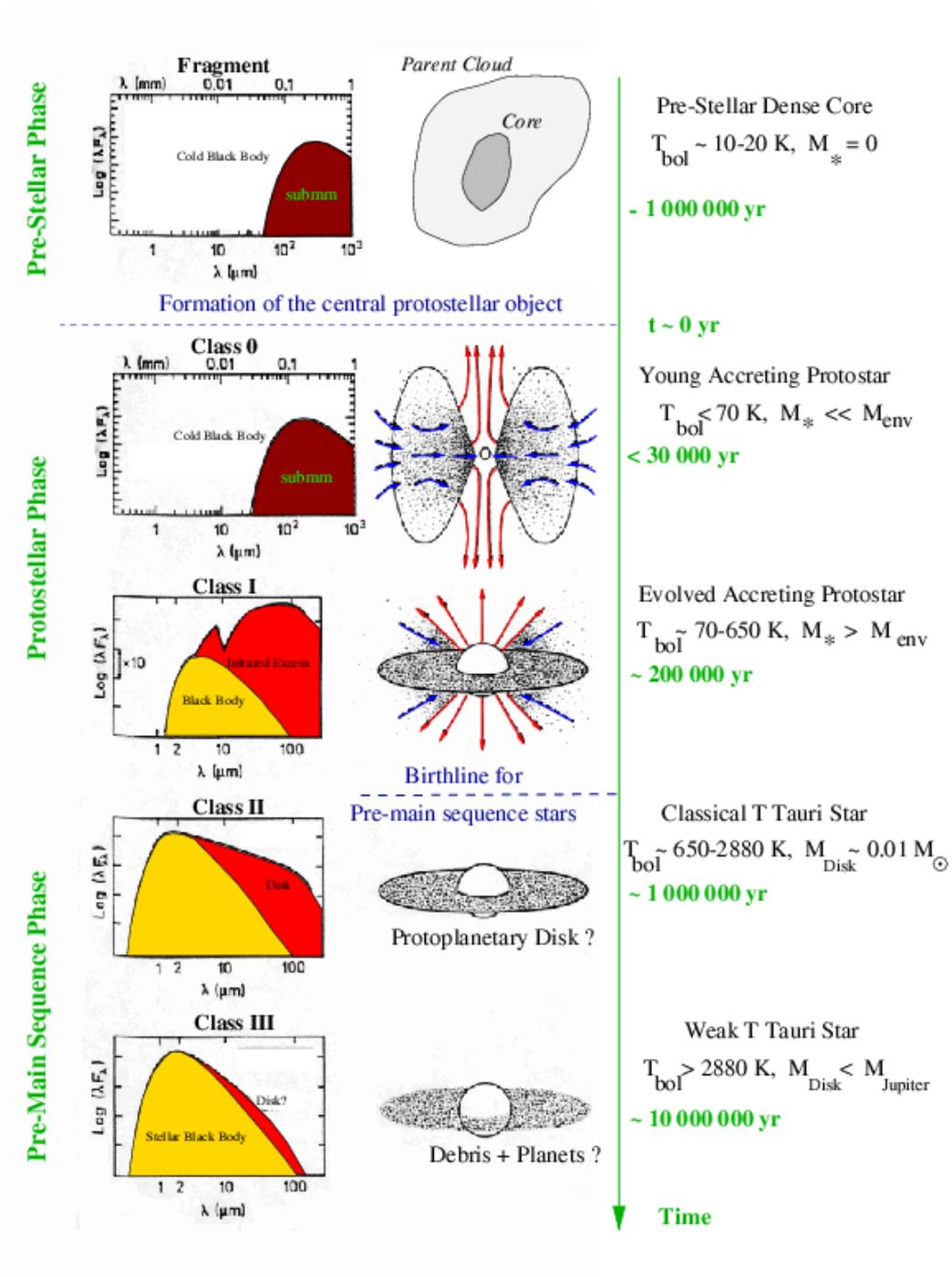


FIGURE 1.5 – Classification et séquence évolutive de la formation des étoiles de masse solaire et distribution d'énergie spectrale associée (André et al. [2000], André [2002])

1.5 A l'origine de la masse des étoiles

1.5.1 De la CMF à l'IMF dans les nuages de la ceinture de Gould

L'un des buts clés du Herschel Gould Belt Survey (HGBS, [André and Saraceno \[2005\]](#), [André et al. \[2010\]](#)) est de fournir un recensement exhaustif des coeurs préstellaires et des protoétoiles de classe 0 dans les régions de formation d'étoile de cette association particulière qu'est la ceinture de Gould. L'exhaustivité de cette étude présente un caractère crucial dans l'étude et la compréhension des mécanismes de formation des étoiles. En effet, si nous avons l'ensemble des éléments d'une population, nous pouvons observer avec précision la répartition des objets dans le nuage et leur corrélation avec les structures observées. De plus, en caractérisant les propriétés physiques de ces objets, nous pouvons dans une certaine mesure étudier quantitativement la statistique des populations des nuages moléculaires.

Le premier élément statistique important est le spectre de masse des objets gravitationnellement liés dans le nuage.

1.5.2 Petit rappel sur l'IMF

La fonction de masse initiale est la fonction qui donne la répartition de masse dans une population d'étoiles formées. Cette fonction représente la fonction de densité de probabilité de la masse dans une région donnée. Celle-ci peut être estimée en mesurant dans une région la masse des étoiles ayant atteint la séquence principale. En fonction de la longueur d'onde d'étude, on peut recourir à diverses relations entre luminosité et masse pour estimer au mieux cette fonction. Cette fonction est importante à estimer tant elle joue un rôle prépondérant dans la compréhension des phénomènes stellaires et l'évolution des étoiles dans notre galaxie.

Par la suite, on utilisera la notation $\xi(m)$ pour décrire la fonction de masse, c'est à dire que $\xi(m)\Delta m$ représente le nombre d'étoile de masse m dans un intervalle entre m et $m+\Delta m$

Expression de l'IMF de Salpeter ([Salpeter \[1955\]](#))

$$\xi(m)\Delta m = \xi_0 \left(\frac{m}{M_\odot}\right)^{-2.35} \left(\frac{\Delta m}{M_\odot}\right) \quad (1.83)$$

avec ξ_0 dépendant des conditions locales de densité. Miller et Scalo ([Miller and Scalo \[1979\]](#)) ont proposé en 1979 que cette fonction de masse s'applatisse (avec un exposant d'environ -1) pour les masses inférieures à une masse solaire.

Expression de l'IMF de Kroupa ([Kroupa \[2001\]](#))

$$\xi(m) = m^{-\alpha} \quad (1.84)$$

avec α valant 0.3 pour le régime substellaire (en dessous de $0.08 M_{\odot}$), 1.3 entre 0.08 et $0.5 M_{\odot}$ et 2.3 au dessus.

Expression de l'IMF de Chabrier (**Chabrier [2001]**)

Pour des étoiles seules :

$$\xi(m) \Delta m = 0.158 \left(\frac{1}{m \ln(10)} \right) \exp(-(\log(m) - \log(0.08))^2 / (2 \times 0.69^2)) \quad (1.85)$$

en dessous d'une masse solaire, et

$$\xi(m) = km^{-\alpha} \quad (1.86)$$

au dessus d'une masse solaire, avec α valant 2.3.

Pour des systèmes d'étoiles binaires et multiples :

$$\xi(m) \Delta m = 0.086 \left(\frac{1}{m \ln(10)} \right) \exp(-(\log(m) - \log(0.22))^2 / (2 \times 0.57^2)) \quad (1.87)$$

en dessous d'une masse solaire, et

$$\xi(m) = km^{-\alpha} \quad (1.88)$$

au dessus d'une masse solaire, avec α valant 2.3.

Détails importants sur l'IMF

L'IMF caractérise la masse des étoiles arrivant sur la séquence principale. La fonction de masse des coeurs préstellaires (CMF) caractérise la masse des coeurs préstellaires dans les régions de formation d'étoile. Le lien entre les deux doit être corrigé d'un facteur d'efficacité de formation locale d'étoile, c'est à dire la masse effective du coeur préstellaire allant dans la protoétoile finale.

Il faut ajouter de plus le problème de la multiplicité, par lequel on devra convoluer la CMF pour obtenir l'IMF finale. Faute de pouvoir résoudre des systèmes d'étoiles avec Herschel, nous ne considèrerons pas le problème de la multiplicité dans les régions de formation d'étoile.

Fonction de masse des coeurs et fonction de masse initiale

Soulignant l'importance de la compréhension de l'origine de l'IMF dans la compréhension des mécanismes de formation d'étoile, il a été observé que des globules de masse critique pouvaient être observés dans les régions de formation d'étoile. Ces globules, qu'on appelle coeurs denses préstellaires, peuvent être caractérisés par ce qu'on appelle la fonction de masse des coeurs préstellaires actuelle (present day prestellar core mass function). Cette fonction de masse a été échantillonnée par le passé par **Motte et al. [1998]** dans Ophiuchus, puis dans Pipe avec **Alves et al. [2007]**. S'agissant de l'une des principales motivations du Herschel Gould Belt Survey, il a été confirmé

que la CMF présente de grandes similarités avec l'IMF des systèmes (Chabrier, 2001), avec Herschel dans Aquila (Könyves et al., 2015) et Taurus (Marsh et al., 2016). Cette similarité laisse penser que les coeurs denses préstellaires jouent un rôle fondamental dans l'origine de la fonction de masse initiale des étoiles.

1.6 Herschel Gould Belt Survey, premiers résultats

Dans le cadre du relevé de la ceinture de Gould (Herschel Gould Belt Survey, HGBS, André and Saraceno [2005], André et al. [2010]), des nuages de cette ceinture ont été observés avec les instruments photométriques du télescope spatial Herschel.

Cette étude a déjà produit plusieurs résultats fondamentaux, dévoilant de nouveaux aspects de la formation des étoiles dans les nuages moléculaires.

1.6.1 Omniprésence des filaments dans les régions de formation d'étoile

La sensibilité et la plage dynamique d'Herschel lui ont permis d'observer les zones d'émission étendues dans les nuages moléculaires de la ceinture de Gould. L'un des points communs qu'il a pu révéler est l'omniprésence de structures filamentaires dans ces nuages (André et al. [2010]), ainsi qu'une échelle de taille caractéristique pour ces filaments (Arzoumanian et al. [2011]) de l'ordre de 0.1 pc. De plus, ces filaments coïncident avec la détection de coeurs préstellaires denses, qui sembleraient être des précurseurs de protoétoiles.

1.6.2 Coeurs préstellaires, précurseurs des protoétoiles ?

Grâce à Herschel, dans Aquila, Könyves et al. [2010] ont pu observer une quantité statistiquement significative de coeurs préstellaires. Grâce à cette population recensée, il a été observé que la fonction de masse des coeurs préstellaires s'approchait de la fonction de masse initiale. Dès lors, cette similarité entre les statistiques de masse des coeurs et des étoiles indiquerait que les coeurs préstellaires sont des précurseurs de protoétoiles, et à l'origine de la masse des étoiles. Comprendre les mécanismes de formation des coeurs préstellaires revient donc à mieux analyser les mécanismes de formation des étoiles.

1.7 Références

Alves J, Lombardi M and Lada CJ (2007)
A&A, 462 :L17–L21. doi :10.1051/0004-6361:20066389. 28

André P (2002) In Bouvier J and Zahn JP, eds.,
EAS Publications Series, vol. 3 of *EAS Publi-*

cations Series, pp. 1–38. doi :10.1051/eas:2002043. 26

André P, Men'shchikov A, Bontemps S, Könyves V, Motte F, Schneider N, Didelon P, Minier V, Saraceno P, Ward-Thompson D, di Francesco J, White G, Molinari S, Testi L, Abergel A, Griffin M, Henning T, Royer P, Merín

- B, Vavrek R, Attard M, Arzoumanian D, Wilson CD, Ade P, Aussel H, Baluteau JP, Benedettini M, Bernard JP, Blommaert JADL, Cambrésy L, Cox P, di Giorgio A, Hargrave P, Hennemann M, Huang M, Kirk J, Krause O, Launhardt R, Leeks S, Le Pennec J, Li JZ, Martin PG, Maury A, Olofsson G, Omont A, Peretto N, Pezzuto S, Prusti T, Roussel H, Russeil D, Sauvage M, Sibthorpe B, Sicilia-Aguilar A, Spinoglio L, Waelkens C, Woodcraft A and Zavagno A (2010) *A&A*, 518 :L102. doi :10.1051/0004-6361/201014666. [27](#), [29](#)
- Andre P and Montmerle T (1994) *ApJ*, 420 :837–862. doi :10.1086/173608. [25](#)
- André P and Saraceno P (2005) In Wilson A, ed., *ESA Special Publication*, vol. 577 of *ESA Special Publication*, pp. 179–184. [27](#), [29](#)
- André P, Ward-Thompson D and Barsony M (1993) *ApJ*, 406 :122–141. doi :10.1086/172425. [24](#)
- André P, Ward-Thompson D and Barsony M (2000) *Protostars and Planets IV*, p. 59. [26](#)
- Arzoumanian D, André P, Didelon P, Könyves V, Schneider N, Men'shchikov A, Sousbie T, Zavagno A, Bontemps S, di Francesco J, Griffin M, Hennemann M, Hill T, Kirk J, Martin P, Minier V, Molinari S, Motte F, Peretto N, Pezzuto S, Spinoglio L, Ward-Thompson D, White G and Wilson CD (2011) *A&A*, 529 :L6. doi : 10.1051/0004-6361/201116596. [29](#)
- Bergin EA and Tafalla M (2007) *ARA&A*, 45 :339–396. doi :10.1146/annurev.astro.45.071206.100404. [8](#), [11](#)
- Bohlin RC, Savage BD and Drake JF (1978) *ApJ*, 224 :132–142. doi :10.1086/156357. [13](#)
- Bonnell IA, Bate MR, Clarke CJ and Pringle JE (1997) *MNRAS*, 285 :201–208. doi :10.1093/mnras/285.1.201. [23](#)
- Bonnor WB (1956) *MNRAS*, 116 :351. doi :10.1093/mnras/116.3.351. [21](#)
- Bontemps S, André P, Kaas AA, Nordh L, Olofsson G, Hultgren M, Abergel A, Blommaert J, Boulanger F, Burgdorf M, Cesarsky CJ, Cesarsky D, Copet E, Davies J, Falgarone E, Lagache G, Montmerle T, Pérault M, Persi P, Prusti T, Puget JL and Sibille F (2001) *A&A*, 372 :173–194. doi :10.1051/0004-6361:20010474. [24](#)
- Bontemps S, André P, Terebey S and Cabrit S (1996) *A&A*, 311 :858–872. [25](#)
- Chabrier G (2001) *ApJ*, 554 :1274–1281. doi : 10.1086/321401. [iii](#), [28](#), [29](#)
- Chabrier G (2002) *ApJ*, 567 :304–313. doi :10.1086/324716.
- Chandrasekhar S (1939) *An introduction to the study of stellar structure*. [22](#)
- Draine BT and Tan JC (2003) *ApJ*, 594 :347–362. doi :10.1086/376855.
- Dunham MM, Allen LE, Evans NJ II, Broekhoven-Fiene H, Cieza LA, Di Francesco J, Gutermuth RA, Harvey PM, Hatchell J, Heiderman A, Huard TL, Johnstone D, Kirk JM, Matthews BC, Miller JE, Peterson DE and Young KE (2015) *ApJS*, 220 :11. doi :10.1088/0067-0049/220/1/11. [25](#)
- Ebert R (1955) *ZAp*, 37 :217. [21](#)
- Frerking MA, Langer WD and Wilson RW (1982) *ApJ*, 262 :590–605. doi :10.1086/160451.
- Gould BA (1879) *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, 1.
- Herschel JFW Sir (1847) *Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825*. [8](#)
- Herschel W (1785) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 75 :213–266.

- Herschel W (1786) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 76 :457–499. [8](#)
- Hunter C (1962) *ApJ*, 136 :594. doi :10.1086/147410. [20](#)
- Jeans JH (1902) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199 :1–53. doi :10.1098/rsta.1902.0012. [17](#), [19](#)
- Könyves V, André P, Men'shchikov A, Palmeirim P, Arzoumanian D, Schneider N, Roy A, Didelon P, Maury A, Shimajiri Y, Di Francesco J, Bontemps S, Peretto N, Benedettini M, Bernard JP, Elia D, Griffin MJ, Hill T, Kirk J, Ladjelate B, Marsh K, Martin PG, Motte F, Nguyễn Luong Q, Pezzuto S, Roussel H, Rygl KLJ, Sadavoy SI, Schisano E, Spinoglio L, Ward-Thompson D and White GJ (2015) *A&A*, 584 :A91. doi :10.1051/0004-6361/201525861. [29](#)
- Könyves V, André P, Men'shchikov A, Schneider N, Arzoumanian D, Bontemps S, Attard M, Motte F, Didelon P, Maury A, Abergel A, Ali B, Baluteau JP, Bernard JP, Cambréy L, Cox P, di Francesco J, di Giorgio AM, Griffin MJ, Hargrave P, Huang M, Kirk J, Li JZ, Martin P, Minier V, Molinari S, Olofsson G, Pezzuto S, Russeil D, Roussel H, Saraceno P, Sauvage M, Sibthorpe B, Spinoglio L, Testi L, Ward-Thompson D, White G, Wilson CD, Woodcraft A and Zavagno A (2010) *A&A*, 518 :L106. doi : 10.1051/0004-6361/201014689. [29](#)
- Kroupa P (2001) *MNRAS*, 322 :231–246. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x. [iii](#), [27](#)
- Kroupa P, Gilmore G and Tout CA (1991) *MNRAS*, 251 :293–302. doi :10.1093/mnras/251.2.293.
- Kroupa P, Tout CA and Gilmore G (1993) *MNRAS*, 262 :545–587. doi :10.1093/mnras/262.3.545.
- Lada CJ (1987) In Peimbert M and Jugaku J, eds., *Star Forming Regions*, vol. 115 of *IAU Symposium*, pp. 1–17. [25](#)
- Lada CJ, Lada EA, Clemens DP and Bally J (1994) *ApJ*, 429 :694–709. doi :10.1086/174354.
- Lada CJ and Wilking BA (1984) *ApJ*, 287 :610–621. doi :10.1086/162719. [24](#)
- Lane HJ (1870) *American Journal of Science*, (148) :57–74. [22](#)
- Larson RB (1969) *MNRAS*, 145 :297. doi :10.1093/mnras/145.3.297. [23](#)
- Lombardi M (2009) *A&A*, 493 :735–745. doi : 10.1051/0004-6361:200810519.
- Lombardi M and Alves J (2001) *A&A*, 377 :1023–1034. doi :10.1051/0004-6361:20011099.
- Mamajek EE (2008) *Astronomische Nachrichten*, 329 :10. doi :10.1002/asna.200710827.
- Marsh KA, Kirk JM, André P, Griffin MJ, Könyves V, Palmeirim P, Men'shchikov A, Ward-Thompson D, Benedettini M, Bresnahan DW, Francesco JD, Elia D, Motte F, Peretto N, Pezzuto S, Roy A, Sadavoy S, Schneider N, Spinoglio L and White GJ (2016) *MNRAS*, 459 :342–356. doi :10.1093/mnras/stw301. [29](#)
- Masunaga H and Inutsuka Si (2000) *ApJ*, 531 :350–365. doi :10.1086/308439. [24](#)
- Masunaga H, Miyama SM and Inutsuka Si (1998) *ApJ*, 495 :346–369. doi :10.1086/305281. [23](#)
- McKee CF and Zweibel EG (1992) *ApJ*, 399 :551–562. doi :10.1086/171946. [13](#)
- Miller GE and Scalo JM (1979) *ApJS*, 41 :513–547. doi :10.1086/190629. [27](#)
- Motte F, André P and Neri R (1998) *A&A*, 336 :150–172. [28](#)
- Mouschovias TC (1991) *ApJ*, 373 :169–186. doi : 10.1086/170035. [23](#)
- Nakano T (1998) *ApJ*, 494 :587–604. doi :10.1086/305230. [23](#)

- Ossenkopf V and Henning T (1994) *A&A*, 291 :943–959. [11](#)
- Salpeter EE (1955) *ApJ*, 121 :161. doi :10.1086/145971. [iii](#), [27](#)
- Scalo JM (1986) *Fund. Cosmic Phys.*, 11 :1–278.
- Shu FH, Adams FC and Lizano S (1987) *ARA&A*, 25 :23–81. doi :10.1146/annurev.aa.25.090187.000323. [23](#)
- Wilking BA, Lada CJ and Young ET (1989) *ApJ*, 340 :823–852. doi :10.1086/167439. [24](#)
- Williams JP and Myers PC (2000) *ApJ*, 537 :891–903. doi :10.1086/309084. [8](#)

Chapitre 2

Méthodes et techniques

Sommaire

2.1 Méthodes observationnelles	34
2.1.1 <i>Herschel</i> , observatoire spatial	34
2.1.2 IRAM 30m, EMIR, observations hétérodynes et spectrographie	40
2.1.3 ALMA, observations interférométriques	43
2.2 Méthodes numériques et analyse d'image	47
2.2.1 Principe de décomposition en ondelettes	47
2.2.2 <i>getsources</i> , <i>getfilaments</i> et <i>getimages</i>	48
2.3 Références	50

2.1 Méthodes observationnelles

DANS cette section, j'aborderai spécifiquement les télescopes et instruments utilisés dans le cadre de ma thèse. Les méthodes étant variées, cette partie sera structurée en trois sections, la première (**Section 2.1.1**) traitant de l'observation depuis l'espace, et spécifiquement de l'observatoire spatial *Herschel* dans le cadre d'observations en large bande, la seconde sera sur les télescopes au sol (**Section 2.1.2**), et l'importance de la spectrométrie, et enfin, après avoir abordé les limitations de l'observation avec un seul miroir, je parlerai des interféromètres (**Section 2.1.3**).

2.1.1 *Herschel*, observatoire spatial

La mission spatiale

Le télescope spatial *Herschel* (**Pilbratt et al. [2010]**), lancé le 14 mai 2009 conjointement avec le satellite PLANCK, a profondément changé la vision scientifique de la formation des étoiles. Il a alors succédé à IRAS (1983), ISO (1995), Spitzer (2003) et Akari (2006). À l'origine appelé FIRST, il a été renommé en 2000 pour les 200 ans de la découverte du rayonnement infrarouge par William Herschel.

C'était un télescope doté d'un miroir de 3.5 mètres, capable d'observer l'univers de 55 μm à 672 μm .

Orbitant autour du point de Lagrange L2, il était refroidi activement par un cryostat à mélange d'hélium jusqu'à 1.7K.

A cette température, pour une sensibilité accrue, et affranchie de l'atmosphère terrestre, ce télescope a mené des observations jusqu'à avril 2013, à la fin du fonctionnement du cryostat par manque d'hélium.

En plus des éléments techniques, cryostat et pare-soleil, il comprenait trois instruments que nous allons en partie détailler par la suite.

- Le Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS, **Poglitsch et al. [2010]**), qui, comme son nom l'indique, comporte un spectromètre et un photomètre. Le premier observe de 55 μm à 210 μm , tandis que le second est composé de trois bandes, souvent nommées bandes bleue, verte et rouge, à 70 μm , 100 μm et 160 μm .
- Le Spectral and Photometric Imaging REceiver (SPIRE, **Griffin et al. [2010]**) contient lui aussi un spectromètre et un photomètre. Le spectromètre, FTS pour Fourier Transform Spectrometer opère dans deux bandes de 193 μm à 313 μm , et 303 μm à 671 μm . Le photomètre imageur possède lui aussi trois bandes, à 250 μm , 350 μm et 500 μm .
- Le Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI, **de Graauw et al. [2010]**) est un spectromètre hétérodyne contenant deux bandes, l'une de 157 μm à 212 μm , l'autre de 240 μm à 625 μm .

Dans le reste de mon étude, j'ai exclusivement utilisé PACS et SPIRE en mode photomètre. Je n'ai

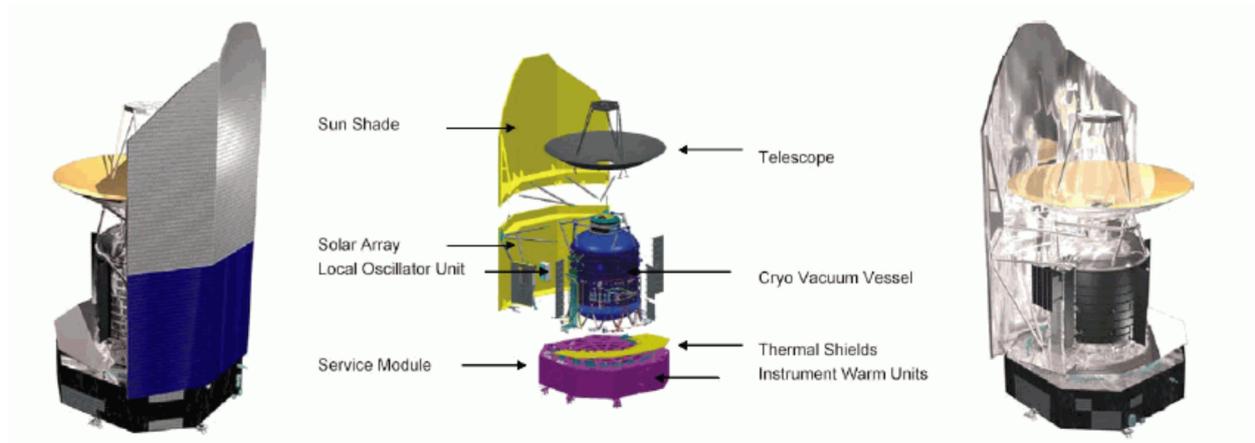


FIGURE 2.1 – Schéma du télescope spatial *Herschel*. Le schéma de gauche présente le côté "chaud", non refroidi par le cryostat, tandis que le schéma de droite présente le côté "froid". Le schéma du centre détaille les principaux éléments du télescope.

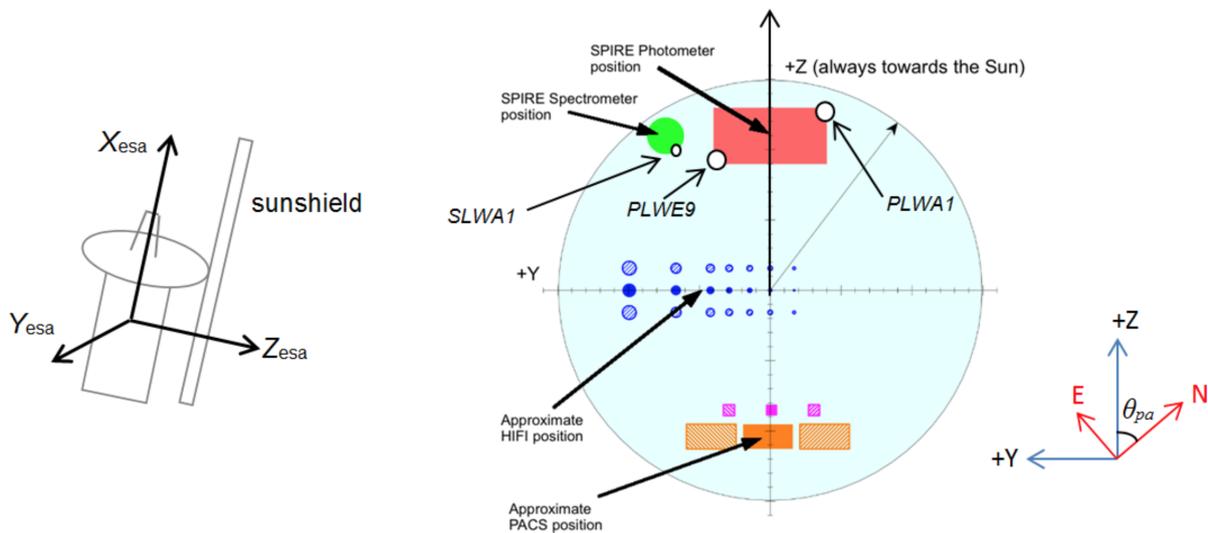


FIGURE 2.2 – Détail du plan focal du télescope *Herschel*, avec les positions approximatives des différents instruments.

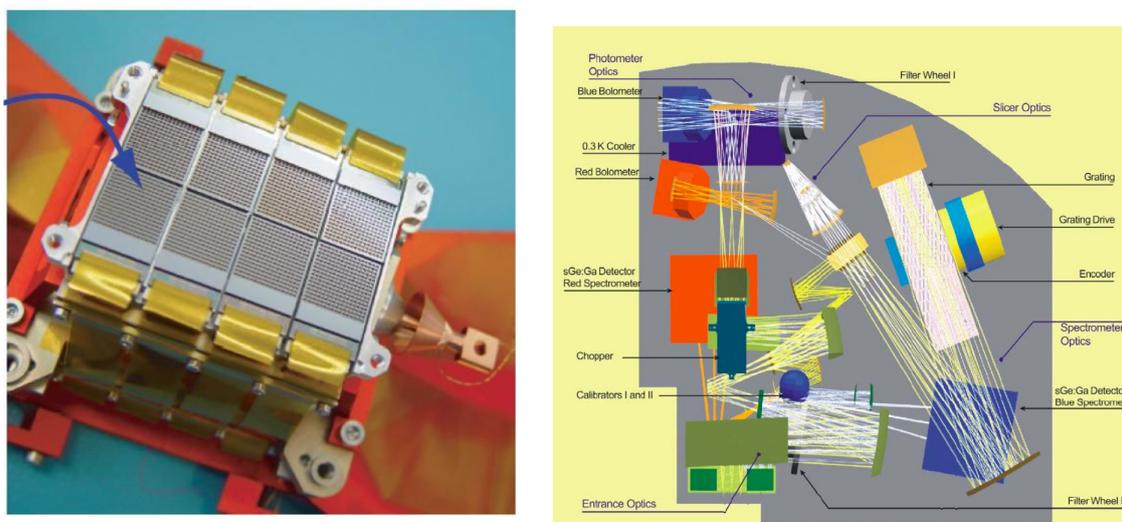


FIGURE 2.3 – (gauche) Vue des bolomètres de PACS, et des 4x2 matrices de 16x16 pixels. (droite) Design optique de PACS. On notera la présence d'une roue à filtre, permettant de sélectionner au choix la bande bleue (60-85 μ m) ou la bande verte (85-125 μ m) de l'instrument.

pas utilisé HIFI. En conséquence, je ne développerai dans les parties suivantes que ces deux instruments et leurs capacités photométriques.

PACS

Description du chemin lumineux

L'imageur photométrique PACS possède donc trois bandes larges d'observation, de 60 à 85 μ m, de 85 à 125 μ m, et enfin de 125 à 250 μ m. Les deux premières bandes sont groupées et séparées par une roue à filtres tandis que la dernière est indépendante des autres récepteurs. Le premier faisceau lumineux, sur les bandes 70 μ m et 100 μ m converge vers une matrice de bolomètre de 32 \times 64 pixels tandis que la bande à 160 μ m converge sur une matrice de 32 \times 32 pixels. Chacun couvre un champ de vue de 1.75' \times 3.5', échantillonnant de plus entièrement la fonction de réponse du télescope à une source ponctuelle sur l'ensemble du champ.

Capacités scientifiques

Le photomètre de PACS présente une tache de diffraction limitant ses capacités photométriques, et en grande partie due à l'architecture du télescope. La figure de diffraction est caractéristique (**Figure 2.4**), causée par l'asymétrie du télescope. Elle comporte trois lobes significatifs autour du lobe principal.

Les trois filtres sont présentés en **Figure 2.6** en intensité fonction de la longueur d'onde.

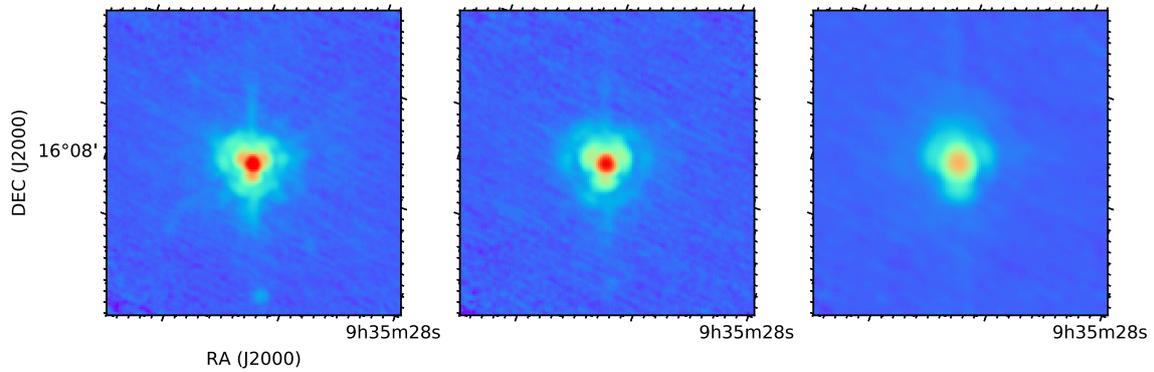


FIGURE 2.4 – Figures de diffraction de PACS (PSF), produite par observation de Vesta. L'apparition de 3 lobes secondaires est due au design du télescope. De gauche à droite sont affichées les PSF des bandes bleue (70 μ m), verte (100 μ m) et rouge (160 μ m)

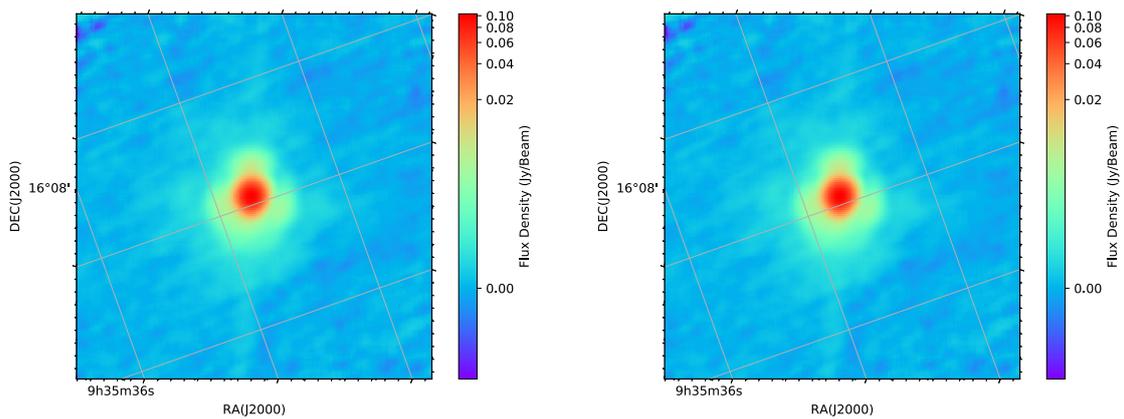


FIGURE 2.5 – Figures de diffraction de PACS (PSF), produite par observation de Vesta. Ici, on observe l'effet de différentes vitesses de scan, avec à gauche le mode d'observation à 20''/s et à droite le mode parallèle, à 60''/s

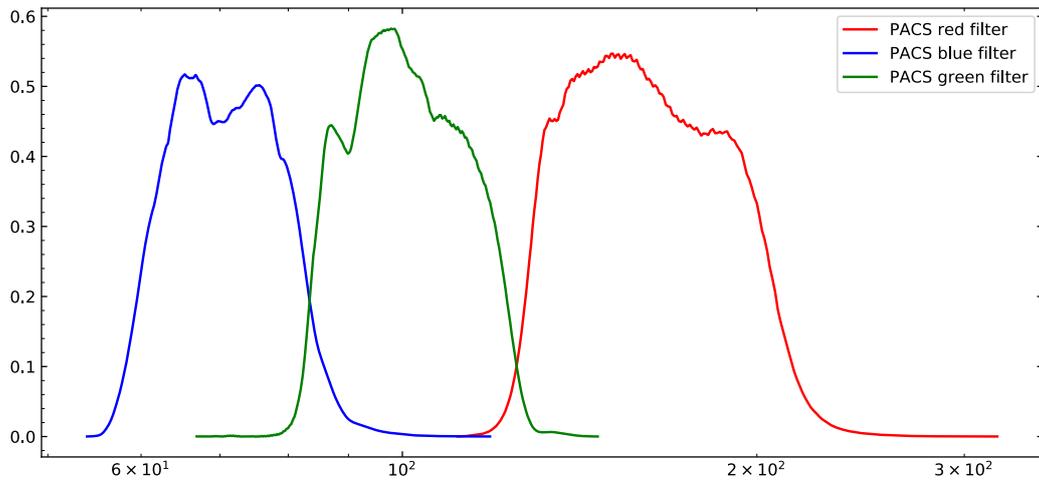


FIGURE 2.6 – Réponse spectrale des bolomètres de PACS sur leurs bandes de fréquence complètes.

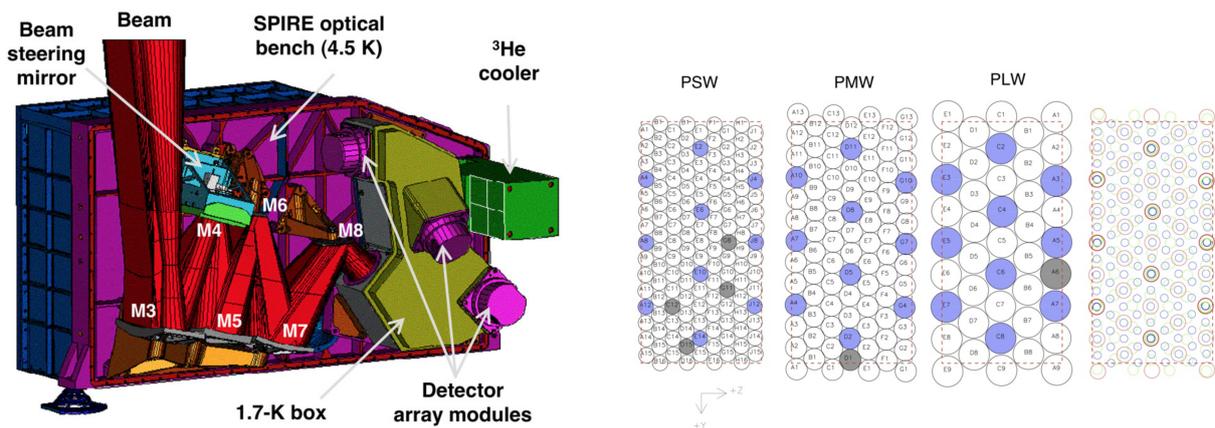


FIGURE 2.7 – (gauche) Design optique de SPIRE. (droite) Répartition des bolomètres de SPIRE.

SPIRE

Description du chemin lumineux

La caméra SPIRE couvre un champ de vue de 4' par 8', partagé par les trois détecteurs.

Capacités scientifiques

Les trois filtres sont présentés en **Figure 2.8** en intensité fonction de la longueur d'onde. Il faut noter pour SPIRE la présence d'un mode d'observation spécifique à l'émission étendue, indispensable pour l'observation de régions de formation d'étoile, généralement diffuse. Ce mode affecte les filtres fréquentiels de chacune des bandes SPIRE.

Pour chacune des trois bandes, la tache de diffraction du télescope peut être approchée par une

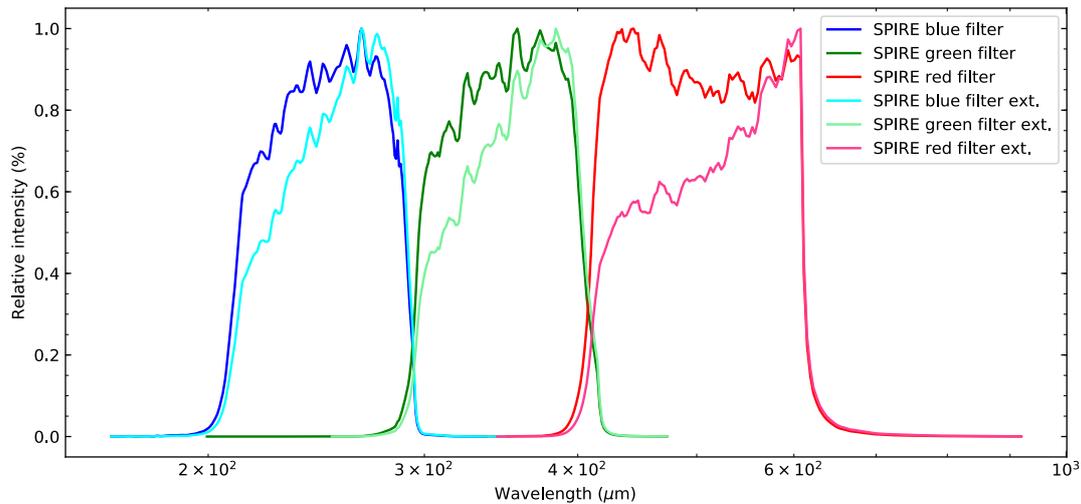


FIGURE 2.8 – Réponse spectrale des bolomètres de SPIRE sur leurs bandes de fréquence complètes. “Ext.” correspond au mode d’observation recouvrant le plus d’émission étendue.

Gaussienne de largeur 18.2", 24.9" et 36.3" pour les bandes bleue, verte et rouge respectivement.

Modes d’observation

Pour chacune des observations, plusieurs modes et vitesses étaient disponibles.

Pour l’ensemble du Relevé de la Ceinture de Gould par *Herschel*, les régions de formation d’étoiles ont été observées avec le mode Parallèle. Ce mode est destiné avant tout à produire de grandes cartes et utiliser les modes photométriques de PACS et SPIRE en même temps.

En plus de couvrir de grandes portions du ciel, ce mode a aussi contribué à rallonger la durée de vie du télescope en économisant les réserves d’Hélium nécessaire au refroidissement de l’instrument. De plus, il a permis de calibrer précisément les erreurs astrométriques entre les différents instruments, observant en même temps.

Ce mode d’observation a été principalement utilisé avec une vitesse de balayage de 60 arcsecondes par seconde, et a donc été l’objet de compromis dans le domaine de longueur d’onde et de résolution de PACS. La vitesse de balayage produit un effet visible sur la PSF de PACS pour les deux bandes d’observation à 70 et 160 microns, allongeant celle-ci dans la direction de balayage.

Il a été possible d’observer les régions de la ceinture de Gould avec un mode d’observation plus lent, à 100 et 160 microns, à 20 arcsecondes par seconde. Dans ce mode, il a été possible d’atteindre un gain en sensibilité d’un facteur 5, et la qualité des données peut être estimée à partir des zones étendues vides d’émission, autour des sources ponctuelles, avec un très bon échantillonnage du faisceau principal.

2.1.2 IRAM 30m, EMIR, observations hétérodynes et spectrographie

A propos des radiotélescopes

Sous la forme d'une grande antenne, les radiotélescopes sont des télescopes à miroir classique. La seule différence est due à la longueur d'onde d'observation. Les ondes ne voient pas les petits détails, et on estime qu'un défaut sur un miroir d'une taille comparable à $\frac{\lambda}{8}$ sera négligeable. D'où l'apparence des radiotélescopes millimétriques, et des paraboles réceptrices en général. Malgré des limitations majeures dues à la diffraction, ces radiotélescopes sont moins coûteux que les télescopes optiques de même diamètre, et peuvent observer de jour comme de nuit. Les principales raisons pour lesquelles ces télescopes n'observent pas sont lorsque le vent dépasse une certaine vitesse et la présence de neige dans l'antenne, et problèmes techniques.

Le radiotélescope utilisé par la suite est le télescope de 30m de l'IRAM (30m en abrégé), situé dans la Sierra Nevada dans le sud de l'Espagne à 2900m d'altitude. Inauguré en 1986, son fonctionnement est assuré par l'IRAM, conjointement géré par la France, l'Allemagne et l'Espagne. Ce télescope de 30m de diamètre présente une précision de surface d'environ $50\mu\text{m}$.

Ce type d'antenne à construction classique présente des particularités électromagnétiques importantes, notamment dans le cadre de ses capacités de détection. En effet, pour chaque antenne, il existe dans leur diagramme de rayonnement (**Figure 2.9**) la présence d'un lobe principal et de lobes secondaires, qui sont tous en mesure de recevoir une certaine quantité d'énergie et de la faire converger vers le récepteur. C'est pour cela que même si l'antenne semble pointer vers le ciel, un signal parasite fort, émis sous l'antenne peut apparaître dans le fichier final, ce qui explique l'interdiction au télescope de l'utilisation d'appareils mobiles tels que téléphone et WIFI. Le télescope de Green Bank et le radiotélescope de Nançay sont en particulier situés dans des zones dites "blanches", dénuées d'antennes téléphonique à proximité¹.

De cette construction, il y a deux grandeurs importantes à définir : L'efficacité du faisceau primaire B_{eff} , (main beam efficiency), rapport de l'angle solide du faisceau primaire (Ω_{MB}) sur l'angle solide couvert par l'antenne (Ω_A).

$$B_{eff} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \quad (2.1)$$

Et l'efficacité de couplage, (forward efficiency), ratio de la puissance observée "en avant", dans 2π stéradians devant l'antenne et de l'angle solide couvert par l'antenne et, dépendant de la construction du télescope.

$$F_{eff} = \frac{\Omega_{2\pi}}{\Omega_A} \quad (2.2)$$

1. Plusieurs phénomènes "curieux" ont fait la couverture de journaux, notamment les fameux "Perytons". Ces signaux transitoires de quelques millisecondes ont été détectés depuis 1998 à l'observatoire Parkes, en Australie, caractérisés (Bagchi et al. [2012]), et enfin expliqués (Petroff et al. [2015]) par l'ouverture prématurée d'un micro-onde à l'observatoire

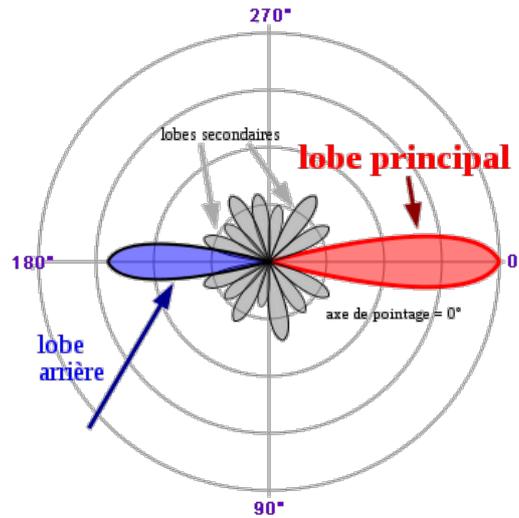


FIGURE 2.9 – Diagramme de rayonnement d’une antenne, en coordonnées polaires. Le lobe principal pointe dans la direction de l’antenne, tandis que les autres lobes, de plus faible efficacité, vont être sensibles à d’autres directions, non désirées par l’observateur.

EMIR

EMIR est un spectromètre hétérodyne installé sur le 30m, possédant 4 bandes d’observation, E090, E150, E230 et E330, aux fréquences éponymes, et pour chacune de ces bandes, il existe 4 bandes de fréquences d’observation autour de l’oscillateur local. Il est notamment refroidi par un cryostat à hélium, comme tous les instruments observant des sources astrophysiques dans ce type de longueur d’onde, afin de diminuer le bruit environnant (dû à l’appareil lui-même). Les signaux observés sont exprimés en température d’antenne par défaut, T_A^* , valeur du signal obtenu en sortie du spectromètre. Cette température, conversion brute du signal de sortie en Kelvin, ne tient pas encore compte des paramètres de l’antenne, et doit être corrigée par la valeur du facteur de couplage de l’antenne défini précédemment, ainsi que de l’efficacité dans le faisceau principal. La température physique de la source est appelée T_{MB} , température du faisceau principal, et est définie de la façon suivante :

$$T_{MB} = T_A^* \times F_{eff} / B_{eff} \quad (2.3)$$

On peut ensuite convertir la température d’antenne en une grandeur familière, la densité de flux, avec la conversion suivante :

$$J_\nu = \frac{c^2}{2k_B \nu^2} B_\nu(T_{MB}) \quad (2.4)$$

L’interface du télescope (PaKo et NCS pour "New Control System") permet de préparer aisément les observations et de lancer les diverses tâches nécessaires à l’observation, c’est à dire le pointage, d’une source connue et de position connue pour calibrer l’astrométrie, et le focus, sur une source ponctuelle pour ajuster la position du miroir secondaire et s’assurer que le focus est réalisé. Ces deux opérations de calibration doivent être renouvelées régulièrement (environ une fois par heure d’observation), et nécessitent de faire le pointage et le focus sur une source proche

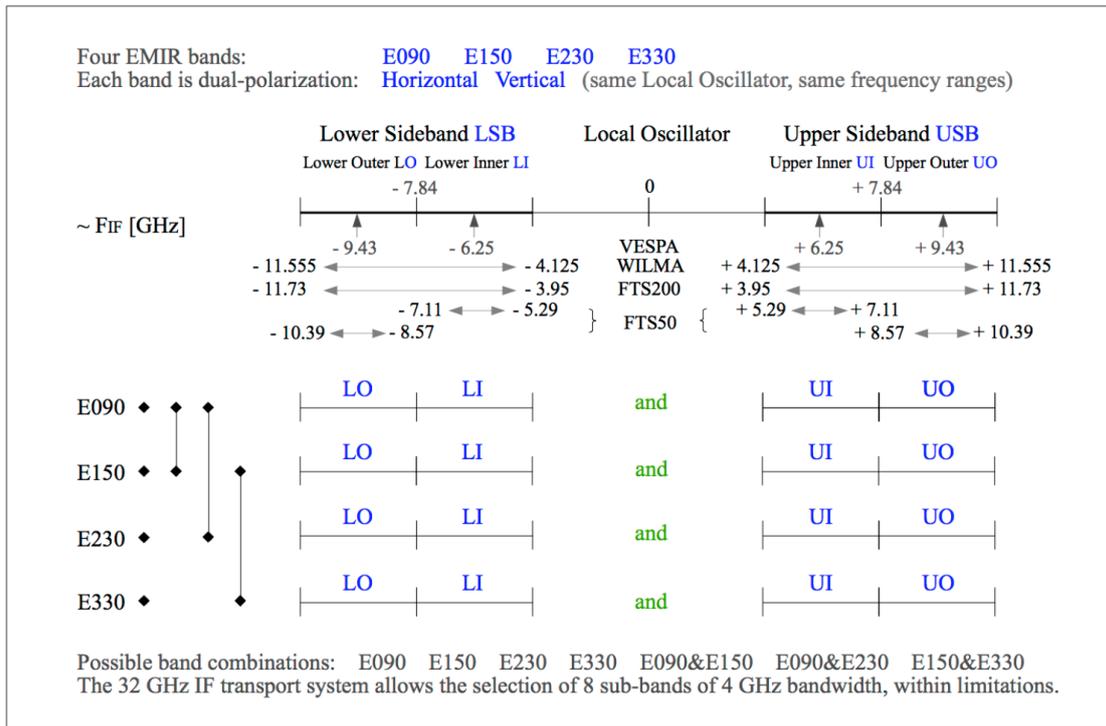


FIGURE 2.10 – Bandes d’observations d’EMIR (Iram30mBands). Ici sont détaillées toutes les fréquences et combinaisons de fréquences des récepteurs hétérodynes EMIR.

de la zone d’intérêt pour les observations, le pointage étant sensible notamment à la distance angulaire parcourue par l’antenne.

Limites des instruments associés à un télescope à un seul miroir

Un télescope avec un seul miroir peut collecter une grande quantité de photons et les faire converger sur une matrice de capteurs, de taille et de résolution limitée certes, mais il s’agit d’un aspect technique. C’est à dire qu’on pourra toujours imaginer diverses méthodes pour améliorer la taille des pixels du capteur, ou optimiser la collection du miroir. Cependant, la physique limite grandement la résolution intrinsèque d’un télescope ou d’une antenne à cause de la diffraction. Lorsque l’on définit un “faisceau” pour un télescope, il s’agit de la figure de diffraction du miroir pour un faisceau ponctuel situé à l’infini.

Dans le cadre du télescope de 30m de l’IRAM, observant dans le domaine millimétrique, la résolution $\delta\theta$ sera

$$\delta\theta \sim 1.2 \frac{\lambda}{D_{miroir}} \quad (radians) \quad (2.5)$$

avec D_{miroir} la taille du miroir, λ la longueur d’onde à laquelle opère le télescope. Ceci donne dans notre cas environ 8 arcsecondes à 1mm, et 24 arcsecondes à 3mm pour un télescope de 30m.

Dans les faits, la résolution du télescope est légèrement différente, mais nous voyons ici le premier compromis qui doit être effectué. Si l’on veut observer dans le domaine millimétrique, tout

en gardant une sensibilité (qui est proportionnelle à l'aire du miroir) acceptable, il faut augmenter la taille du télescope.

En fonction des contraintes et des défis techniques à réaliser, ceci peut être trop difficile et trop coûteux. Il faut chercher à obtenir un moyen de sonder les phénomènes de faible taille angulaire, et s'affranchir en apparence de la limite de résolution de nos télescopes.

2.1.3 ALMA, observations interférométriques

De l'importance de l'interféromètre

Les premiers pas d'un étudiant dans le domaine de la mécanique ondulatoire optique sont effectués lorsque celui-ci place un cheveu devant un laser. Il observe alors, de son objet de taille microscopique, une figure de diffraction dont il peut mesurer les paramètres avec une règle. Par la suite, on peut découvrir les premières expériences historiques d'interférence, d'Young à Michelson et Morley.

Ces dernières sont un exemple saisissant de la mesure d'un phénomène microscopique à l'aide d'un instrument de taille raisonnable en faisant appel aux interférences.

La pensée physique du 19^e siècle attribuait certains phénomènes optiques, notamment les premiers éléments de relativité restreinte à l'existence d'un éther luminifère, permettant entre autres le transport dans l'espace de la lumière. Voulant tester cette hypothèse, Michelson et Morley, séparément puis conjointement, de 1881 à 1887 tentent une expérience avec un interféromètre de leur conception ([Michelson and Morley \[1887\]](#)). Une source de lumière est placée en entrée d'un système de miroirs introduisant une séparation entre les deux chemins lumineux créés pour se retrouver dans une situation d'interférence.

L'éther qu'ils cherchaient à mettre en évidence était considéré comme un liquide universel, dans lequel est plongé la Terre. Dès lors, il faut considérer son mouvement comme étant unidirectionnel, et donc qu'il existe une direction privilégiée due à l'écoulement de l'Ether autour de la Terre. Ils vont donc mettre en place un schéma expérimental avec un système de miroirs augmentant considérablement le chemin lumineux.

N'observant pas de déplacement des interférences dans les directions qu'ils recherchaient, ni à midi, ni à minuit, ils considérèrent que si l'éther luminifère avait un mouvement relatif au mouvement de la terre, celui-ci devait être *très petit*.

Cette expérience sonna le glas de la théorie de l'éther luminifère, et sa disparition permit les avancées nécessaires à l'élaboration de la théorie de la relativité restreinte.

La technique de l'interférométrie, dans le domaine de la physique, avait démontré, si elle en avait besoin, qu'elle pouvait aider la science à sonder les plus petites échelles spatiales. La radioastronomie avait besoin de sonder des échelles spatiales plus petites que celles qui lui sont autorisées grâce à la taille de ses antennes. Il faudra assembler plusieurs antennes radios et laisser leurs lu-

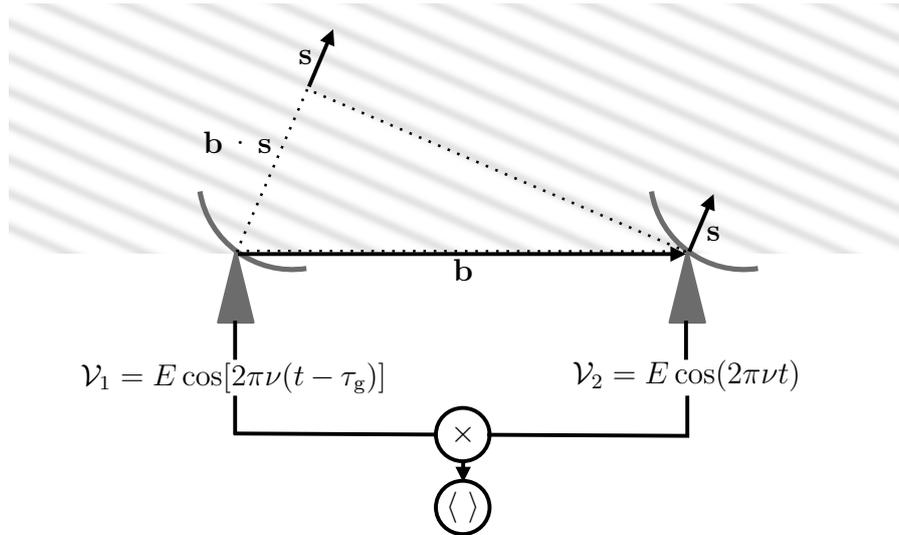


FIGURE 2.11 – Deux antennes reliées par un corrélateur, observant une source dans la direction s . On observe directement le retard du front d’onde entre les deux antennes, à l’origine du phénomène d’interférence dans l’instrument. **Crédits** : A. Loh

mières interférer pour atteindre ces échelles spatiales.

Fentes d’Young et Interféromètre à deux éléments

Abordons l’interférométrie avec l’exemple le plus compact, l’expérience de Young. Cette expérience, réalisée par Thomas Young en 1801, et consignée dans “A course of lectures on natural philosophy and the mechanical arts.”, (Young, 1807), consiste en deux trous de petite taille dans une feuille opaque, qui réalisent le système interférométrique. En entrée, on place une source monochromatique, pour observer en sortie des franges d’interférence projetée sur un écran. Cet exploit, rendu possible par l’ingéniosité de cet homme, furent l’un des premiers résultats attestant de la nature ondulatoire de la lumière, proposée par Huygens en 1678 (“Traité de la Lumière”). L’interféromètre le plus simple est analogue à l’expérience des trous d’Young, mais au lieu de trous, on place des miroirs.

Ces deux miroirs, ou antennes, avec des amplificateurs, sont reliées entre elles par un système appelé corrélateur. Celui-ci est constitué d’un montage multiplicateur suivi d’un intégrateur, dont on détaillera les rôles par la suite. On appellera les antennes A1 et A2.

Ces deux antennes sont séparées par une distance D , portée par un vecteur \vec{b} . Cet interféromètre observe une source S dans la direction portée par le vecteur unitaire \vec{s} .

L’onde émise par l’étoile est une onde électromagnétique dont la source peut-être considérée comme étant placée à l’infini, et l’approximation de Gauss (faisceaux paraxiaux) s’applique. Appelons \vec{E}_1 et \vec{E}_2 les ondes reçues par les antennes A1 et A2. Ces champs électriques peuvent être détaillés de la façon suivante :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \times e^{j(\omega t + \phi)} \quad (2.6)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \times e^{j(\omega(t-\tau)+\phi)} \quad (2.7)$$

Avec τ le retard temporel observé entre les deux antennes et en négligeant le bruit instrumental. Ce retard peut être écrit de la façon suivante :

$$\omega\tau = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{b} \cdot \vec{s} \quad (2.8)$$

Intéressons nous maintenant au signal sortant du corrélateur.

Il passe par une fonction d'amplification scalaire, puis à travers un montage multiplicateur-intégrateur. Ce dernier montage correspond au corrélateur et va effectuer la fonction de corrélation entre les deux signaux reçus par les instruments collectant les lumières des antennes A1 et A2. La fonction de corrélation donne donc :

$$\langle \vec{E}_1 | \vec{E}_2 \rangle = \frac{|\vec{E}_0|^2}{T} \int_0^T e^{j(\omega t)} e^{-j(\omega(t-\tau))} dt = \frac{|\vec{E}_0|^2}{T} \int_0^T e^{j(\omega\tau)} dt \quad (2.9)$$

Dans le cas d'un temps d'intégration plus long que la durée d'oscillation de l'onde électromagnétique, $T \gg \frac{2\pi}{\omega}$, moyenner sur t revient à moyenner sur une unique période d'oscillation de l'onde. Ceci nous permet d'écrire :

$$\langle \vec{E}_1 | \vec{E}_2 \rangle = \frac{\omega}{2\pi} |\vec{E}_0|^2 \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{j\omega\tau} dt \quad (2.10)$$

On obtient au final :

$$\langle \vec{E}_1 | \vec{E}_2 \rangle = |\vec{E}_0|^2 e^{j\omega\tau} \quad (2.11)$$

Ce qui est obtenu en sortie de l'interféromètre à deux éléments est appelé la *fonction de cohérence mutuelle*, et on observe la variation de celle-ci avec τ , le retard géométrique du front d'onde.

Maintenant, considérons que notre interféromètre observe une source de brillance le long du vecteur \vec{s} , $I_v(\vec{s})$. La sortie du corrélateur r_{12} par élément de fréquence et d'angle solide observant cette source sera :

$$r_{12} = A(\vec{s}) I_v(\vec{s}) e^{j\omega\tau} d\Omega dv \quad (2.12)$$

avec $A(\vec{s})$ l'aire de la surface collectrice dans la direction \vec{s} . On en déduit donc la fonction, appelée "visibilité" :

$$V(\vec{d}) = \int \int_{\Omega} A(\vec{s}) I_v(\vec{s}) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \vec{b} \cdot \vec{s}} d\Omega dv \quad (2.13)$$

Par ailleurs, pour la plupart des antennes et surfaces collectrices, leur support est compact, donc le spectre de puissance de l'antenne, $A(\vec{s}) = 0$ en dehors de la source. On peut donc se contenter d'intégrer sur l'angle solide de la source, seulement.

Aspects fréquentiels

On remarque que pour l'instant, notre modèle d'interféromètre ne tient pas compte de la dépendance de la source avec la longueur d'onde. Il s'avère que c'est un critère important, puisqu'en plus du retard géométrique inclus dans la visibilité avec τ , il faut tenir compte d'un retard instrumental, une phase qu'on appellera par la suite ϕ_i . Celle-ci dépend de la fréquence de l'instrument, et va donc s'exprimer sous la forme d'un retard de phase :

$$\Delta\phi = \frac{1}{\lambda} \vec{b} \cdot \vec{s} \frac{\Delta v}{v} \quad (2.14)$$

Les franges d'interférence disparaîtront pour une différence de phase d'environ $\Delta\phi \approx 1$ radian

Influence du nombre d'antennes et synthèse d'ouverture

Ce qui peut-être conclu de la partie précédente est qu'une antenne dans un interféromètre n'a pas d'importance physique en elle-même mis à part son spectre de puissance qui va affecter chacune des visibilités. Ce qui est important, c'est les corrélations entre chaque antenne, communément appelé ligne de base ('baseline'). C'est en augmentant le nombre d'antennes que l'on peut créer une représentation fidèle de la source observée. Pour un interféromètre à N antennes, le nombre de lignes de base possible est $N(N-1)/2$.

De plus, grâce à la fonction de visibilité, nous pouvons comprendre le principe de l'interférométrie, qui consiste en inverser la fonction de visibilité pour estimer la fonction $I_v(\vec{s})$ pour chacune des lignes de base. Dans cette optique, nous allons introduire un nouveau système de coordonnées, suivant les directions est, nord et de la source, pour les vecteurs \vec{u} , \vec{v} et \vec{w} respectivement. On obtient alors un vecteur $\vec{b} = (\lambda u, \lambda v, \lambda w)$, tandis que $\vec{s} = (l, m, n)$ avec n qui vaut $\sqrt{1 - l^2 - m^2}$. On peut donc remplacer dans la fonction de visibilité pour obtenir l'expression suivante :

$$V(\vec{d}) = \int \int_{\Omega} A(l, m) I_v(l, m) e^{j2\pi(ul + vm)} dl dm \quad (2.15)$$

Dès lors, on remarque que pour obtenir une caractérisation précise de $I_v(\vec{s})$, il faudra échantillonner sur un grand nombre de vecteurs u et v. Et prendre une unique image avec l'ensemble de l'interféromètre ne suffira pas pour satisfaire à ces conditions.

Plus simplement, l'ensemble de l'interférométrie est basé sur la reconstitution fine d'une tache de diffraction tendue par l'ensemble des antennes, par laquelle on va simuler la diffraction en effectuant un nombre conséquent d'interférences sur toutes les lignes de base. De la même manière que le principe d'Huygens-Fresnel produit le phénomène de diffraction en opérant une somme continue sur l'ensemble de la tache de diffraction, l'interférométrie effectue une somme discrète sur une zone compacte au sol. Et pour augmenter le nombre "d'ondelettes" au sens de Fresnel, intervient le concept de synthèse d'ouverture (Ryle and Vonberg [1946], Ryle et al. [1950]). Il s'agit simplement de laisser la Terre tourner, avec l'interféromètre (Figure 2.12). Avec la rotation de la

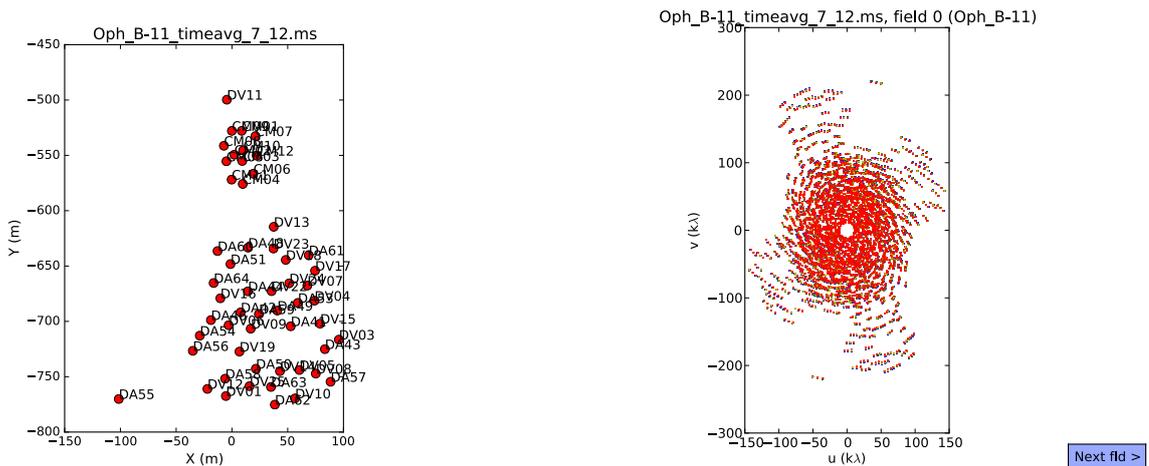


FIGURE 2.12 – (gauche) Position des antennes ALMA observant le projet 2016.1.01599.S. On remarque que toutes ces antennes proposent un échantillonnage lacunaire du plan (u,v) , exprimé ici en plan physique (X,Y) . (droite) Ensemble des positions observées dans le plan (u,v) par ALMA pour le même projet. Ici, l'échantillonnage est plus complet, grâce à l'influence de la rotation de la Terre, qui permet de synthétiser au mieux l'ouverture par laquelle on souhaite diffracter la source, et de couvrir l'ensemble du plan (u,v)

terre, l'ensemble des antennes vont changer de position et en continuant à observer la source, on change toute la disposition de l'interféromètre, ce qui nous permet d'observer toujours plus de vecteurs u et v . Cette idée, en apparence simple, a été l'origine du prix Nobel de Physique de 1974, à Martin Ryle, pour ses recherches dans le domaine de la synthèse d'ouverture.

Lorsqu'on a suffisamment échantillonné la source, il reste à faire la transformée de Fourier inverse de l'ensemble du signal en sortie des corrélateurs. Le dernier inconvénient est l'irrégularité du faisceau associé à l'ensemble des antennes. Cette irrégularité peut être corrigée en déconvoluant l'image finale, grâce à des algorithmes dont les détails pratiques seront expliqués dans le chapitre 4.

2.2 Méthodes numériques et analyse d'image

La richesse et la profondeur des données *Herschel* a nécessité la création de nouveaux outils d'analyse, afin de prendre en compte la qualité des cartes à notre disposition.

2.2.1 Principe de décomposition en ondelettes

Le principe de la décomposition d'une fonction connue ou non, en différents éléments discrets est à l'origine de l'analyse de Fourier pour les signaux périodiques et semi périodiques. Ce type de méthode a été appliqué dans le domaine de l'analyse d'image avec le principe de la décomposition en ondelettes (Starck et al. [2002]). Il s'agit, avec une suite de fonctions, appelées ondelettes de Daubechies, une famille d'ondelettes orthogonales, de décomposer une image 2D en un nombre discret de coefficients dans cette famille d'ondelettes.

L'intérêt principal de ce type de méthode est que l'ensemble de la puissance de la plupart des images astrophysique est représenté sur un nombre restreint d'ondelettes, ce qui diminue très largement la quantité d'informations nécessaires pour reproduire l'image.

L'idée est proche des algorithmes de compression classiques tels que le JPEG, mais peut être utilisée dans un cadre astrophysique plus large. En effet, le principe régissant la compression par ondelette fut à l'origine du concept de parcimonie. Lorsqu'une image possède une transformation dans laquelle la plupart des coefficients sont nuls ou négligeables, cette image peut être reconstruite de façon moins coûteuse que pixel par pixel ([Starck and Bobin \[2009\]](#)).

Ces méthodes ont été implémentées dans le télescope spatial *Herschel*, avec l'instrument PACS, qui possédait un mode de transmission de donnée alternatif, utilisant le compressed sensing, l'émission de donnée parcimonieuse avec reconstruction du flux original en résolvant le problème inverse associé. ([Bobin et al. \[2008\]](#)). Dans la pratique, ce mode n'a pas été utilisé, mais demeure prometteur par la suite.

Dans le domaine de l'interférométrie, comme on a pu le voir dans la partie précédente, nous essayons de reconstruire une zone continue avec une représentation (u,v) que l'on pourrait qualifier de lacunaire. La résolution de différents problèmes inverses dans ce cadre spécifique de l'approximation parcimonieuse pourrait donner naissance à des algorithmes de calibration et d'imagerie plus performants et moins intenses d'un point de vue calcul ([Jiang et al. \[2015\]](#)).

De plus, l'analyse en ondelette a été utilisée à la fin des années 90 par Frédérique Motte, qui a couplé un algorithme d'analyse par ondelette avec un algorithme de photométrie de type *gaussclump* afin de détecter le plus finement possible les sources compactes dans des données continuum, prises au 30m ([Motte et al. \[1998\]](#)).

2.2.2 *getsources, getfilaments et getimages*

La turbulence atmosphérique a toujours été un facteur limitant pour les observations au sol, quelle que soit la longueur d'onde d'étude. Les mouvements d'atmosphère modifient l'opacité locale observée, et peuvent faire varier les intensités des sources astrophysiques que l'on cherche à mesurer finement. Dans les faits, observer avec un télescope au sol et s'affranchir de la turbulence atmosphérique par changement de position (beam-switching) agit comme un filtre spatial, excluant les émissions étendues, donc les fréquences spatiales les plus petites. Ce filtrage rend les études systématiques des nuages moléculaires difficiles à grande échelle depuis le sol mais toute émission compacte reste préservée. Alors, on peut facilement extraire les objets compacts, tels que les protoétoiles, et les coeurs denses, naturellement découplés du nuage moléculaire dans lequel ils sont formés ([Motte et al. \[1998\]](#), [Ward-Thompson et al. \[2016\]](#)).

On pourrait penser qu'en envoyant un télescope tel que *Herschel* dans l'espace pour s'affranchir de la turbulence atmosphérique, l'analyse des protoétoiles et des coeurs denses pourrait être simplifiée. Cependant, l'ensemble de l'émission de ces objets se retrouve mélangée avec l'émission ambiante de toutes les structures étendues du nuage, et l'analyse et le recensement des coeurs

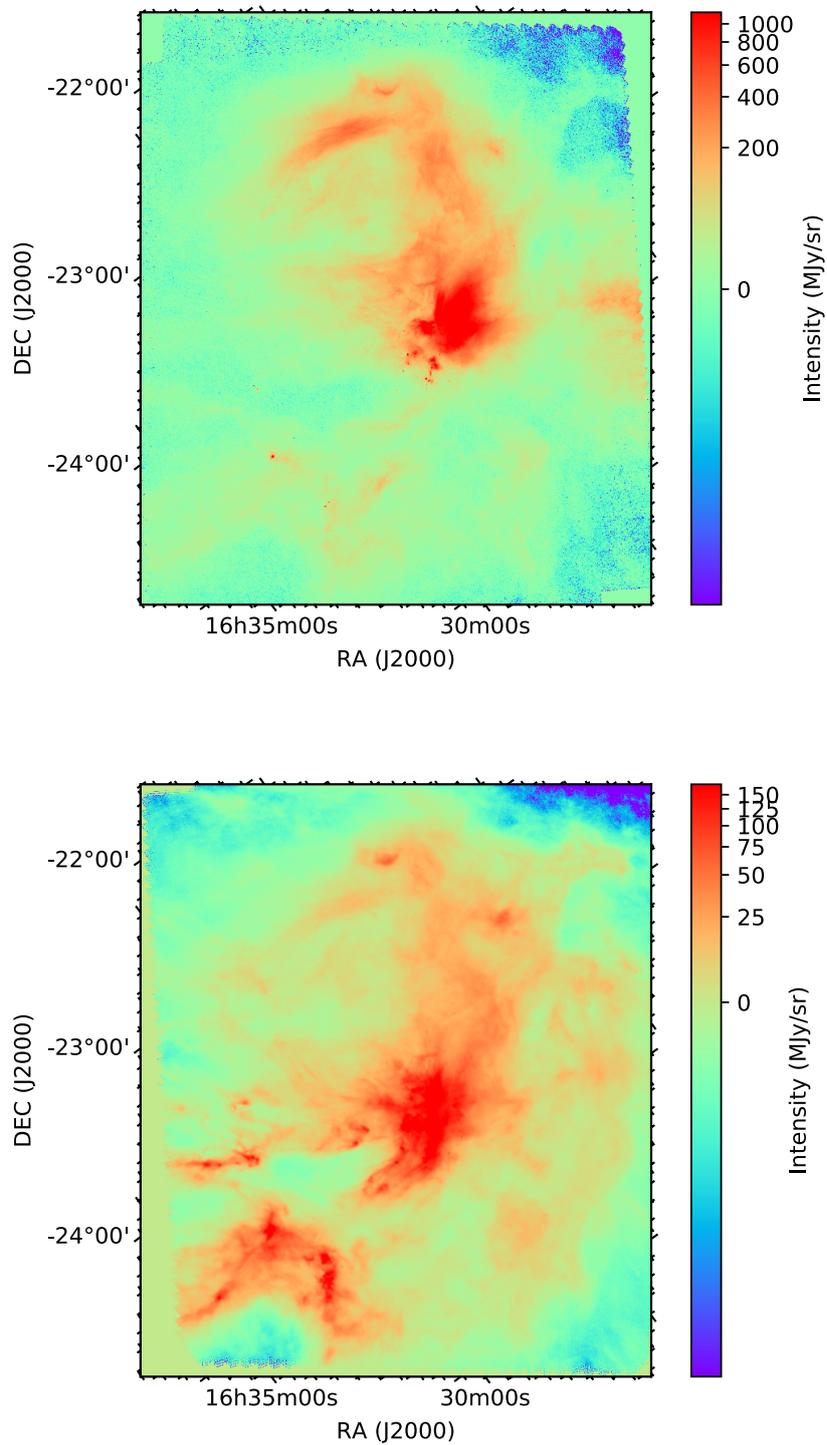


FIGURE 2.13 – Cartes *Herschel* à différentes longueurs d’ondes de la région d’Ophiuchus. On remarque que pour la carte du haut (à 70 microns), l’émission principale provient d’une bulle entourant l’étoile ρ Ophiuchi, active, tandis que l’émission dominante dans la carte du bas (à 500 microns), provient de l’émission propre au nuage, plus froide (**Figure 1.3**).

préstellaires peuvent être compliqués.

Ce qui est un avantage considérable pour les analyses à grande échelle (Roy et al. [2015]) devient un défi en terme de conception d'algorithmes pour analyser au mieux les données.

De plus, dans le cadre des observations avec le télescope *Herschel*, la présence de nombreuses longueurs d'onde rend l'analyse plus intensive en terme d'algorithmes, car de 70 à 500 μm , plusieurs composantes de températures peuvent intervenir, et donc générer des émissions étendues d'origines physiques différentes (Figure 2.13).

A cette fin, plusieurs techniques ont été développées dans le cadre du *Herschel* Gould Belt Survey. Tirant parti de la richesse des données, getsources et getfilaments (Men'shchikov [2013], Men'shchikov et al. [2012]) dans un premier temps peuvent reconstruire le nuage parent des différentes sources recherchées, afin de le caractériser et d'extraire au mieux les sources présentes dans les cartes *Herschel*.

Le premier logiciel va décomposer l'image en plusieurs échelles discrètes et rechercher les sources compactes subsistant à certaines échelles les plus petites. L'idée est alors de simuler la présence d'un filtrage analogue au filtrage des télescopes au sol, pour augmenter le contraste des sources compactes.

Le second logiciel part du postulat que la majorité de l'émission des nuages moléculaires est présente sous la forme de filaments interstellaires denses, brillants, et continus. Ceux-ci doivent alors être reconstruits, de la même manière que pour la détection de source, en analysant par échelle spatiale, pour être analysés puis découplés du nuage identifié par getsources en solution.

La performance de détection des coeurs préstellaires doit être alors plus grande et plus fine, grâce à une meilleure compréhension de l'origine des structures dans les nuages moléculaires.

Un dernier logiciel a été récemment développé, afin de réduire drastiquement la quantité d'émission étendue. *getimages* (Men'shchikov [2017]) fait appel à différents filtres medians afin de supprimer la plus grande partie de l'émission étendue des nuages, quelle que soit leur origine et la longueur d'onde à laquelle ils apparaissent, afin de ne laisser que les sources compactes. Ce type d'analyse sert principalement dans le cadre d'études de protoétoiles, notamment à une longueur d'onde de 100 microns, où l'émission étendue peut contaminer les observations, qui sont effectuées à très faible vitesse de scan. Elles devront à l'avenir rendre l'analyse par PSF des images à 100 microns plus aisée.

2.3 Références

- Bagchi M, Nieves AC and McLaughlin M (2012) MNRAS, 425 :2501–2506. doi :10.1111/j.1365-2966.2012.21708.x. 40
- de Graauw T, Helmich FP, Phillips TG, Stutzki J, Caux E, Whyborn ND, Dieleman P, Roelfsema PR et al. (2010) A&A, 518 :L6. doi : 10.1051/0004-6361/201014698. 34
- Bobin J, Starck JL and Ottensamer R (2008) IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, 2 :718–726. doi :10.1109/JSTSP.2008.2005337. 48
- Griffin MJ et al. (2010) A&A, 518 :L3. doi :10.

- 1051/0004-6361/201014519. [34](#)
- Jiang M, Girard JN, Starck JL, Corbel S and Tasse C (2015) *ArXiv e-prints*. [48](#)
- Men'shchikov A (2013) *A&A*, 560 :A63. doi :10.1051/0004-6361/201321885. [50](#)
- Men'shchikov A (2017) *ArXiv e-prints*. [50](#)
- Men'shchikov A, André P, Didelon P, Motte F, Hennemann M and Schneider N (2012) *A&A*, 542 :A81. doi :10.1051/0004-6361/201218797. [50](#)
- Michelson AA and Morley EW (1887) *Sidereal Messenger, vol. 6, pp.306-310*, 6 :306–310. [43](#)
- Motte F, André P and Neri R (1998) *A&A*, 336 :150–172. [48](#)
- Petroff E, Keane EF, Barr ED, Reynolds JE, Sarkissian J, Edwards PG, Stevens J, Brem C, Jameson A, Burke-Spolaor S, Johnston S, Bhat NDR, Kudale PCS and Bhandari S (2015) *MNRAS*, 451 :3933–3940. doi :10.1093/mnras/stv1242. [40](#)
- Pilbratt GL, Riedinger JR, Passvogel T, Crone G, Doyle D, Gageur U, Heras AM, Jewell C, Metcalfe L, Ott S and Schmidt M (2010) *A&A*, 518 :L1. doi :10.1051/0004-6361/201014759. [34](#)
- 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) *A&A*, 518 :L2. doi :10.1051/0004-6361/201014535. [34](#)
- Roy A, André P, Arzoumanian D, Peretto N, Palmeirim P, Könyves V, Schneider N, Benedettini M, Di Francesco J, Elia D, Hill T, Ladjelate B, Louvet F, Motte F, Pezzuto S, Schisano E, Shimajiri Y, Spinoglio L, Ward-Thompson D and White G (2015) *A&A*, 584 :A111. doi :10.1051/0004-6361/201526431. [50](#)
- Ryle M, Smith FG and Elsmore B (1950) *MNRAS*, 110 :508. doi :10.1093/mnras/110.6.508. [46](#)
- Ryle M and Vonberg DD (1946) *Nature*, 158 :339–340. doi :10.1038/158339b0. [46](#)
- Starck JL and Bobin J (2009) *ArXiv e-prints*. [48](#)
- Starck JL, Candes EJ and Donoho DL (2002) *IEEE Transactions on Image Processing*, 11 :670–684. doi :10.1109/TIP.2002.1014998. [47](#)
- Ward-Thompson D, Pattle K, Kirk JM, Marsh K, Buckle J, Hatchell J, Nutter DJ, Griffin MJ, Di Francesco J, André P, Beaulieu S, Berry D, Broekhoven-Fiene H, Currie M, Fich M, Jenness T, Johnstone D, Kirk H, Mottram J, Pineda J, Quinn C, Sadavoy S, Salji C, Tisi S, Walker-Smith S, White G, Hill T, Könyves V, Palmeirim P and Pezzuto S (2016) *MNRAS*, 463 :1008–1025. doi :10.1093/mnras/stw1978. [48](#)

Chapitre 3

Fragmentation des filaments en coeurs préstellaires vue par Herschel dans Ophiuchus

Sommaire

3.1 Motivations scientifiques du relevé par <i>Herschel</i> de la ceinture de Gould	54
3.1.1 Avantages de la classification des sources avec <i>Herschel</i>	54
3.1.2 Quelques mots sur les difficultés techniques de l'étude	55
3.2 Le nuage moléculaire d'Ophiuchus, vu par Herschel	56
3.2.1 Présentation du nuage moléculaire d'Ophiuchus	56
3.2.2 Article : The <i>Herschel</i> view of the prestellar core population in the Ophiuchus Molecular Cloud	58
3.2.3 Répartition des coeurs préstellaires, lien avec les coeurs non autogravitants .	78
3.3 Résumé des résultats principaux	83
3.3.1 Recensement complet des coeurs préstellaires de la région d'Ophiuchus . . .	83
3.3.2 Répartition des masses entre les différents clusters d'Ophiuchus	84
3.3.3 Configuration de la formation d'étoile dans Ophiuchus	84
3.4 Références	85

Dans le cadre du Herschel Gould Belt Survey (HGBS, [André and Saraceno \[2005\]](#), [André et al. \[2010\]](#), gouldbelt-herschel.cea.fr), de nombreux nuages moléculaires ont été cartographiés avec les instruments photométriques du télescope spatial Herschel. Ces nuages moléculaires, au coeur desquels se forment des étoiles, et identifiés avec le télescope de 30m de l'IRAM pour partie et avec des cartes d'extinction visuelle, sont historiquement connus pour être des nébuleuses au sein desquelles des objets stellaires jeunes ont été identifiés

3.1 Motivations scientifiques du relevé par *Herschel* de la ceinture de Gould

Le relevé de la ceinture de Gould par le télescope spatial Herschel est scientifiquement motivé par de nombreuses questions scientifiques encore posées sur les phases les plus précoces de la formation d'étoile.

Dans le cadre de ce relevé, il s'agissait de fournir un recensement détaillé des objets les plus jeunes, coeurs préstellaires et protoétoiles. En effet, avant Herschel, il n'existait pas d'instrument capable de sonder les longueurs d'onde de 250 à 500 micromètres. Ces longueurs d'onde sont critiques pour déterminer avec précision le spectre de la poussière dans les nuages moléculaires, rayonnant aux alentours de 15K, et dont le pic est à environ 200 micromètres. (1.3)

1. Quel est le mécanisme de formation des coeurs préstellaires ?
2. Qu'est ce qui détermine la fonction de masse initiale dans la galaxie ?
3. Qu'est ce qui va participer à leur évolution en protoétoile ?
4. Qu'est ce qui contrôle l'efficacité de formation d'étoile dans les nuage moléculaires ?
5. Existe-t-il un seuil critique de densité pour la formation d'étoile ?
6. Quelle est la vitesse de formation des étoiles dans les nuages moléculaires ?
7. Quelles sont les conditions initiales de l'effondrement des protoétoiles ?
8. Mode cluster ou mode isolé ? Conditions physiques différentes ?
9. Formation des naines brunes

3.1.1 Avantages de la classification des sources avec *Herschel*

Les objets détectés avec Herschel présentent la particularité d'être si froids que la poussière interstellaire froide, à une température d'environ 10K, constitue la source principale de rayonnement submillimétrique. Ces objets peuvent être de différentes natures mais détectés dans les nuages moléculaires il s'agit principalement des phases précoces de la formation d'étoile. L'avantage d'Herschel est son extrême sensibilité. On peut observer les nuages moléculaires jusqu'à une extinction visuelle de l'ordre de quelques magnitudes visibles, soit $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ en prenant en

compte le facteur de conversion de l'absorption en quantité de dihydrogène dans le milieu inter-stellaire (Bohlin et al. [1978]). On peut concevoir alors de pouvoir détecter les objets les plus froids, et donc les plus jeunes, et supposer que pour les plus fortes masses, on obtiendra un recensement complet de ces objets. Un tel recensement peut nous permettre d'estimer ce qu'on appelle la fonction de masse des coeurs. Celle-ci peut être théoriquement liée à la fonction de masse initiale mise en avant par le passé et définie en introduction.

Nous avons en partie présenté les coeurs préstellaires et la physique de leur formation dans l'introduction et ceux-ci, pour rappel, sont très froids (10-15K), sont uniquement chauffés par le champ de rayonnement externe (ISRF, interstellar radiation field) dû notamment aux étoiles plus évoluées entourant le nuage moléculaire, ainsi que par les rayons cosmiques. Ils ont généralement une géométrie sphérique ou ellipsoïdale, et sont résolus par les grands télescopes à très petit faisceau et donc à grande largeur d'antenne. Ils représenteraient une "unité" de formation d'étoile, c'est à dire qu'ils ne sont pas observés comme étant sous-fragmentés.

Une telle unité est fondamentale dans la compréhension de la formation des étoiles. En effet, les densités de probabilités classiques (fonction de probabilité de densité de la densité de colonne, des masses de coeurs préstellaires, de protoétoiles et de masse initiale) ne peuvent être liées entre elles et comprises que si l'on suppose qu'un coeur préstellaire ne donne qu'une protoétoile et qu'une étoile. Autrement, il faudrait tenir compte d'une autre fonction, de la quantité d'objets par système pour convoluer la fonction de densité et passer à l'étape évolutive suivante. Malgré le fait que la plupart des étoiles sont observées dans des systèmes binaires, le coeur préstellaire demeure la brique élémentaire de la formation d'étoile, progéniteur d'une étoile ou d'un système.

Ce n'est cependant pas la seule source de différence que l'on peut attendre entre un coeur préstellaire et une étoile abordant la séquence principale. En effet, une partie de la masse des coeurs préstellaires peut-être éjectée par divers phénomènes tels que des jets d'accrétion. On tient compte de ces phénomènes en considérant que la masse de la protoétoile issue d'un coeur préstellaire est liée à la masse du coeur préstellaire par un facteur d'efficacité local de formation d'étoile.

$$M_* = \epsilon_{core} M_{core} \quad (3.1)$$

3.1.2 Quelques mots sur les difficultés techniques de l'étude

Herschel présente une sensibilité inégalée dans les longueurs d'onde étudiées, et l'absence de filtrage spatial des observations nous offre un panorama complet de toutes les échelles spatiales présentes dans les nuages moléculaires. Dans le cas d'observations au sol, le traitement de données utilisé pour éliminer l'atmosphère joue usuellement un rôle de passe-haut, laissant passer les plus grandes fréquences spatiales et filtrant les émissions étendues.

Il est alors important de comprendre que l'ensemble de notre étude, qui cherche à caractériser des coeurs préstellaires va se heurter à une difficulté.

Les coeurs préstellaires sont liés au nuage moléculaire, et la brillance du nuage est telle que séparer

l'émission du coeur de celle du nuage n'est pas simple. *getsources* (Men'shchikov et al. [2012]) aide l'observateur à décomposer en différentes échelles spatiales le nuage moléculaire, guider notre étude pour en extraire les plus petites composantes. *getfilaments* (Men'shchikov [2013]) permet une modélisation fine du nuage moléculaire en assemblage de filaments pour améliorer la sensibilité de la décomposition en différentes échelles de *getsources*. Ceci revient à simuler notre observation Herschel au travers de télescopes à différents diamètres.

Enfin, la très faible différence de brillance entre les coeurs les plus denses et le nuage moléculaire limite drastiquement la sensibilité des diverses extractions de sources, les sources les plus faibles ne pouvant être découplées avec exactitude du nuage parent. Par conséquent, toute étude de coeurs préstellaires de très faible masse, voire de pré-naine brune a été extrêmement difficile avec Herschel, et seul les objets isolés de faible masse pouvaient être détectés.

3.2 Le nuage moléculaire d'Ophiuchus, vu par Herschel

3.2.1 Présentation du nuage moléculaire d'Ophiuchus

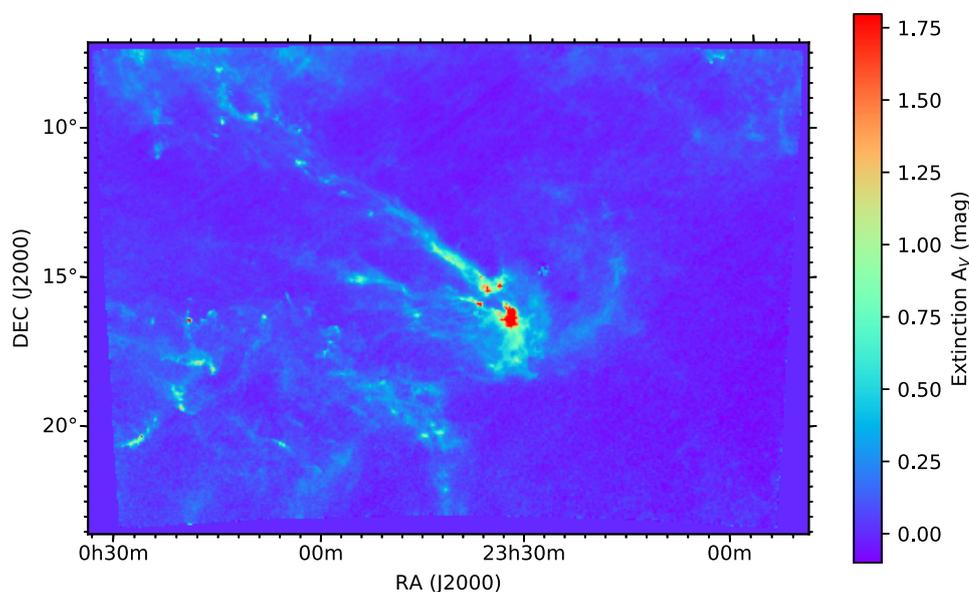


FIGURE 3.1 – Carte d'extinction du nuage moléculaire d'Ophiuchus, avec la région principale, et les streamers à grande échelle. Cette carte a été produite avec <http://www.interstellarclouds.org>, basé sur les calculs d'extinction proche infrarouge observée par 2MASS (Lombardi [2009])

Le nuage moléculaire d'Ophiuchus est, historiquement, l'une des régions de formation d'étoile les plus proches ayant servi à établir la classification des étoiles jeunes (Lada and Wilking [1984] pour les protoétoiles de classe I à III, André et al. [1993] pour les classe 0). C'est une région de for-

mation d'étoile étendue, couvrant environ 30 degrés carrés, située à environ 140 parsecs du Soleil (Mamajek [2008]), à mi chemin entre la constellation d'Ophiuchus (le Serpentaire) et le Scorpion. Cette région de formation d'étoiles, découverte par Sir William Herschel, fait partie de l'association de régions de formation d'étoiles située dans la Ceinture de Gould (Herschel [1847], Gould [1879]).

Elle est visible dans toutes les longueurs d'ondes, et a fortiori dans le visible, en absorption, et dans le submillimétrique, en émission. En effet, le nuage moléculaire rayonne principalement dans le domaine submillimétrique, avec des poussières dont les températures sont comprises entre 10 et 50K qui écrantent le rayonnement proche infrarouge et visible.

Il a été dénombré plusieurs sous régions dans le nuage moléculaire d'Ophiuchus, notamment

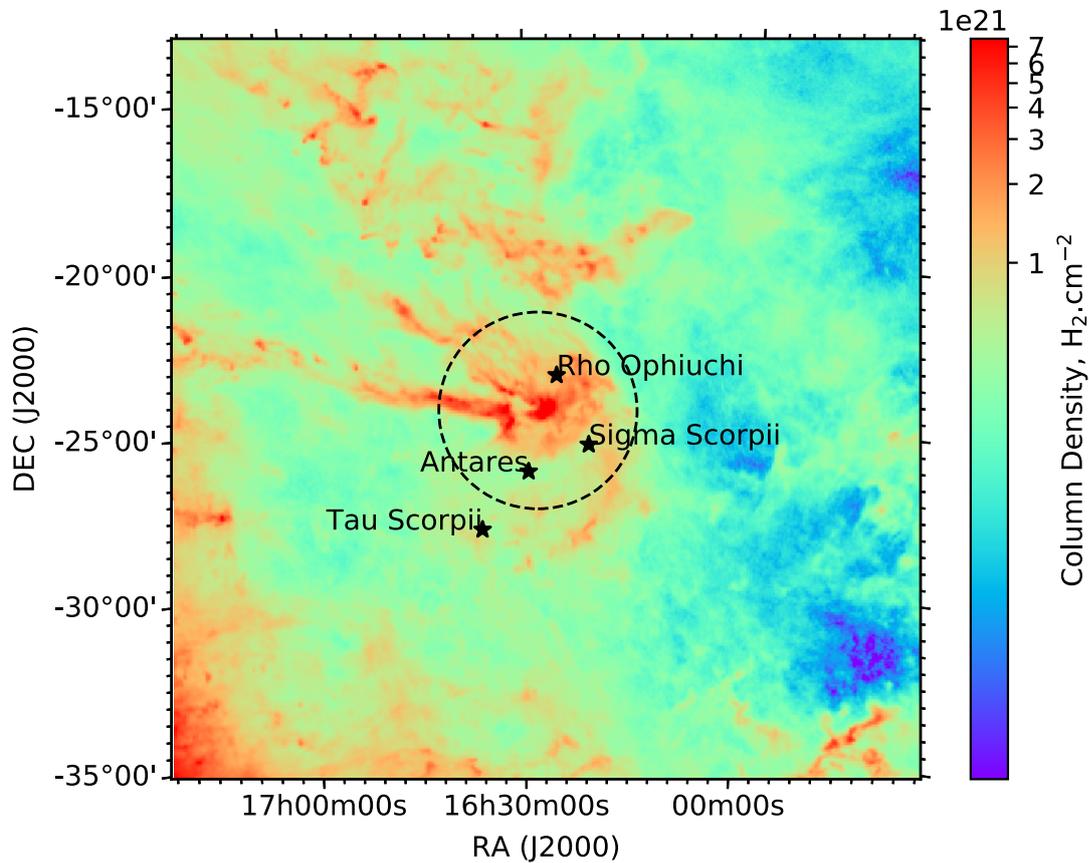


FIGURE 3.2 – Carte de densité de colonne du complexe d'Ophiuchus à grande échelle observée par Planck. Entourée dans un cercle pointillé se trouve la région centrale du complexe moléculaire d'Ophiuchus, au centre de notre étude, et nous avons ajouté les positions de quelques étoiles massives et actives, proches du nuage moléculaire.

dans le catalogue des nuages sombres de Lynds (Lynds [1962]). L1688 est la région principale dans notre étude. Elle est la plus dense et a priori la plus active des sous-régions de formation d'étoile dans le nuage moléculaire d'Ophiuchus. Elle présente de nombreuses caractéristiques

physiques très intéressantes nous permettant de détailler plus finement les mécanismes de formation d'étoile dans ce nuage. L1689 est une région beaucoup plus "calme", c'est à dire que le nombre d'objets jeunes dénombrés dans son aire est assez faible, au regard de la quantité de poussière et de gaz détectable au même endroit.

Il faut compter de plus L1709, L1712, ainsi que diverses régions qu'on appelle des streamers. Les streamers d'Ophiuchus sont des zones visible à très grande échelle au dessus du plan galactique, obscurcissant la lumière visible. Ces régions ne forment que marginalement des étoiles, cependant l'absorption de ces régions n'est pas négligeable, et leur connexion aux régions L1688 et L1689 pose de nombreuses questions quant à leur rôle dans la formation d'étoiles de ce nuage.

3.2.2 Article : The *Herschel* view of the prestellar core population in the Ophiuchus Molecular Cloud

The *Herschel* view of the prestellar core population in the Ophiuchus Molecular Cloud

B. Ladjelate¹, Ph. André¹, V. Könyves¹, A. Men'shchikov¹, Y. Shimajiri¹, A. Roy¹, A. Bracco, P. Palmeirim¹, D. Ward-Thompson², and the HGBS consortium

¹ Laboratoire AIM, CEA/DRF-CNRS-Université Paris Diderot, IRFU/Département d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette, France
e-mail: ladjelate@iram.es

² Jeremiah Horrocks Institute, University of Central Lancashire, Preston, Lancashire, PR1 2HE, UK

2018

ABSTRACT

Context. *Herschel* observations of nearby clouds in the Gould Belt support a paradigm of low-mass star-formation, starting with the generation of molecular filaments, followed by filament fragmentation and concentration of mass into self-gravitating prestellar cores. In the case of the Ophiuchus molecular cloud, a rich star-formation activity has been documented for many years inside the clumps of L1688, the main and densest region of the complex, and in the more quiescent twin cloud L1689, thanks to extensive surveys at infrared and other wavelengths.

Aims. With the unique far-infrared and submillimeter imaging capabilities of the *Herschel* Space observatory, the Ophiuchus cloud (at a distance of 139 pc) was extensively mapped at five wavelengths from 70 μm to 500 μm with the aim to provide a complete census of dense cores in this region, including unbound starless cores, bound prestellar cores, and protostellar cores.

Methods. Taking full advantage of the high dynamic range and multi-wavelength nature of *Herschel* data, we used multi-scale decomposition algorithms, *getsources* and *getfilaments* to identify an essentially complete set of dense cores and filaments in the cloud and study their properties.

Results. The Ophiuchus complex and its main cloud L1688, so far only indirectly described as a filamentary region owing to the spatial distribution their young stellar objects (YSOs), are now confirmed to be dominated by filamentary structures. The tight correlation observed between prestellar cores and filamentary structures in L1688 and L1689 supports the view that solar-type star formation occurs primarily in dense filaments. While the subregions of the cloud show some disparities, L1689 being apparently less efficient than L1688 at forming stars when considering their total mass budgets, both subclouds share almost the same prestellar core formation efficiency in dense molecular gas. We also found evidence in the *Herschel* data for a remarkable concentric geometrical configuration of L1688, dominated by arc-like compression fronts, presumably created by the wind from the massive (O9V) star σ Sco of the Sco B2 association.

Conclusions. Our *Herschel* study of this well-documented region has allowed us to further analyze the influence of several early-type (OB) stars surrounding the cloud, providing positive feedback, and enhancing star-formation activity in the dense central part of the complex, L1688.

Key words. stars: formation – ISM: clouds – ISM: structure – ISM: individual objects (Ophiuchus complex) – submillimeter

1. Introduction

Our global observational understanding of star formation in the Milky Way has greatly advanced in the past decade with the exploitation of extensive surveys at infrared and submillimeter wavelengths with the *Spitzer* and *Herschel* space observatories (e.g. Evans, et al. 2009, André et al. 2010, Molinari et al. 2010, Dunham et al. 2015). In particular, *Herschel* has opened up a new horizon in the observational characterization of the structure of molecular clouds thanks to its submillimetric capabilities, probing low dust temperatures and low column density material, and unveiling the dynamics of star formation at relatively high resolution inside the most deeply embedded areas of molecular clouds.

Prestellar cores represent the initial stages of low-mass star formation (see di Francesco et al. 2007, Ward-Thompson et al. 2007) and studying their connection with the properties and structure of the parent molecular clouds is crucial to understand the processes leading to populations of young stars. The *Her-*

schel Gould Belt Survey (HGBS - André et al. 2010) has provided a significant step forward in our understanding of the link between the formation of prestellar cores and cloud structure. This survey of nearby molecular clouds, at distances between ~ 130 pc and ~ 500 pc from the Sun, led to important first-look results which were then confirmed by more extensive studies in Aquila, Taurus, and Corona Australis (Könyves et al. 2015, Marsh et al. 2016, Bresnahan, et al. 2018).

Previous HGBS studies have confirmed the ubiquity of filaments in nearby molecular clouds and highlighted the key role of filaments in the core and star formation process (André et al. 2014). Here, we report the results of the HGBS census of dense cores and molecular filaments in the Ophiuchus cloud complex (L1688/L1689). The outline of the paper is as follows. In Sect. 2, we describe previous observations and results about the Ophiuchus molecular cloud. In Sect. 3, we describe the *Herschel* observations as well as the data reduction performed to provide scientific images.

Section 4 is dedicated to a complete description of the *Herschel*

products, dust temperature and column-density maps. This section contains a discussion about the census of filaments in the Ophiuchus Molecular Cloud, and gives details on the procedure adopted to extract and characterize the dense cores of the region. In Sect. 5, the properties of the region and its objects are discussed, including the close relationship between prestellar cores and filaments. A star-formation scenario relying on the external influence of various early-type (OB) stars in the surrounding area is also explored.

In the present study, we adopt a distance of $d = 139$ pc (Mamajek 2008) for the whole Ophiuchus molecular cloud and use the naming conventions of Lynds (1962) and Loren et al. (1990) to refer to the different parts and clumps within the cloud (cf. Fig. 1).

2. The Ophiuchus Molecular Cloud

The Ophiuchus molecular cloud is a nearby region in the Gould Belt, located at $\sim 139_{-6}^{+6}$ pc (Mamajek 2008) from the Sun¹. Harboring low-mass star formation, this complex has been deeply studied for a long time at almost every wavelength of the spectrum, revealing a rich environment of protostellar sources and young stellar objects (YSOs) at various evolutionary stages (e.g. Wilking et al. 1989).

The Ophiuchus complex gathers L1688 and L1689, two concentrated clouds extended by large-scale streamers stretching toward the north-east direction (Loren et al. 1990, see Fig. 1 for the direction.) While L1688 harbors dense star-formation activity, L1689 is more quiescent (“the dog that didn’t bark”, Nutter et al. 2006). Despite its significant mass, L1689 does not have as much star-formation activity as L1688 or other Gould Belt regions (e.g. André et al. 2010, Könyves et al. 2015). Such a particular distribution of star formation efficiency for independent yet neighboring regions, sharing similar physical initial conditions, provides an interesting testbed to investigate the influence of potential triggers of star formation and the origin of stellar masses (cf. Motte et al. 1998).

The Ophiuchus star-forming complex is well documented and has been scrutinized by ground-based and space-borne instruments for many years. In particular, the clumpy structure of L1688 in the form in several dense gas clumps (Oph A to Oph F) was initially described by Loren et al. (1990) based on DCO⁺ observations. Ophiuchus A is a very high extinction clump with several prominent prestellar and protostellar cores (André et al. 1993, Motte et al. 1998), while Ophiuchus B is a more quiescent region regarding dense core properties. Ophiuchus C, E and F have lower column densities, but many infrared YSOs have been detected in this area (e.g. Wilking et al. 1989, Bontemps, et al. 2001).

The whole complex is under the heavy influence and feedback of the Sco OB2 association (Motte et al. 1998, Nutter et al. 2006), enhancing the star-formation activity in the main cloud (Nutter et al. 2006). While S1, a young B3 star in Oph A, regulates the star-formation activity locally by driving a compact HII region and an associated photodissociation region (Grasdalen et al. 1973, André et al. 1988, Abergel et al. 1996), the B2V star HD 147889 influences the region to the west of Oph A. Furthermore, Nutter et al. (2006) emphasized the influence on the cloud of the nearby O9V star in the Sco OB2 association, σ Scorpii (or σ

Sco for short).

3. Herschel observations and data reduction

The *Herschel* Space Observatory (Pilbratt et al. 2010) was the facility used in this study, performing broadband parallel-mode observations thanks to two of its instruments, PACS and SPIRE. The *Herschel* Gould Belt survey (HGBS) observations of L1688 and L1689 were taken on 25 sept. 2010, with the OBSIDs: 1342205093, 1342205094. The SPIRE 250 μ m data taken in parallel mode are saturated in the close vicinity of IRAS16293–2422 and a correction patch was observed in SPIRE-only mode, as OBSID 1342239773. The SPIRE images used in the present study result from the combination of the parallel-mode data with the SPIRE-only patch around IRAS 16293-242 (Fig. 1). The scanning speed of the observation in parallel mode was $60'' \cdot s^{-1}$, with the same overall observing strategy as every other HGBS region (André et al. 2010, Könyves et al. 2015). For further reference and more details, the full processing pattern is described in Könyves et al. (2015).

Table 1. Observed *Herschel* bands and zero-level offsets

Instrument	Wavelength (microns)	HPBW "	Map Offset MJy/sr
PACS	70	8.4	4.7
PACS	160	13.5	86.8
SPIRE	250	18.2	119.9
SPIRE	350	24.9	59.8
SPIRE	500	36.3	24.2

3.1. PACS data reduction

The parallel-mode PACS data at 70 μ m and 160 μ m were reduced with HIPE (Ott 2011), version 10, provided by the *Herschel* Science Center. The path from the Level-0 data to the level-1 stage followed the standard steps of the *Herschel* parallel-mode pipeline, and flux calibration for PACS was applied using the last version of the correction factors (PACS CAL 45 0). A deglitching method was used in HIPE to remove cosmic-ray hits on affected pixels. High-level processing of the PACS data, including map making, was performed with *Scanamorphos* 20 (Roussel 2013) following Könyves et al. (2015) for scanning artifacts. While the calibration error is estimated to be $\sim 5\%$ in our maps for point sources by default, we adopt a calibration error value of 10% for the 70 microns band, and 20% for the 160 microns band. The final products are maps with a 3'' pixel size. The half-power beam width is given in Table 1 at each wavelength.

3.2. SPIRE data reduction

The reduction of the SPIRE maps was performed with HIPE version 10, where the scans in both orthogonal directions were combined. From level-0 to level-1, the standard calibration tree SPIRE CAL 10 1 provided by HIPE was used. We used the destriping module in HIPE for map correction by baseline subtraction. The final products have pixel sizes of 6'', 10'' and 14'' for SPIRE 250 μ m band, 350 μ m, and 500 μ m respectively. The calibration error is estimated to be around 10% for all SPIRE bands. The maps are finally regridded for consistency with PACS to a 3'' pixel size.

¹ Using VLBA radio observations, Ortiz-León et al. (2017) recently derived a distance of 137.3 ± 1.2 pc for L1688, in excellent agreement with our adopted distance, and 147.3 ± 3.4 pc for L1689.

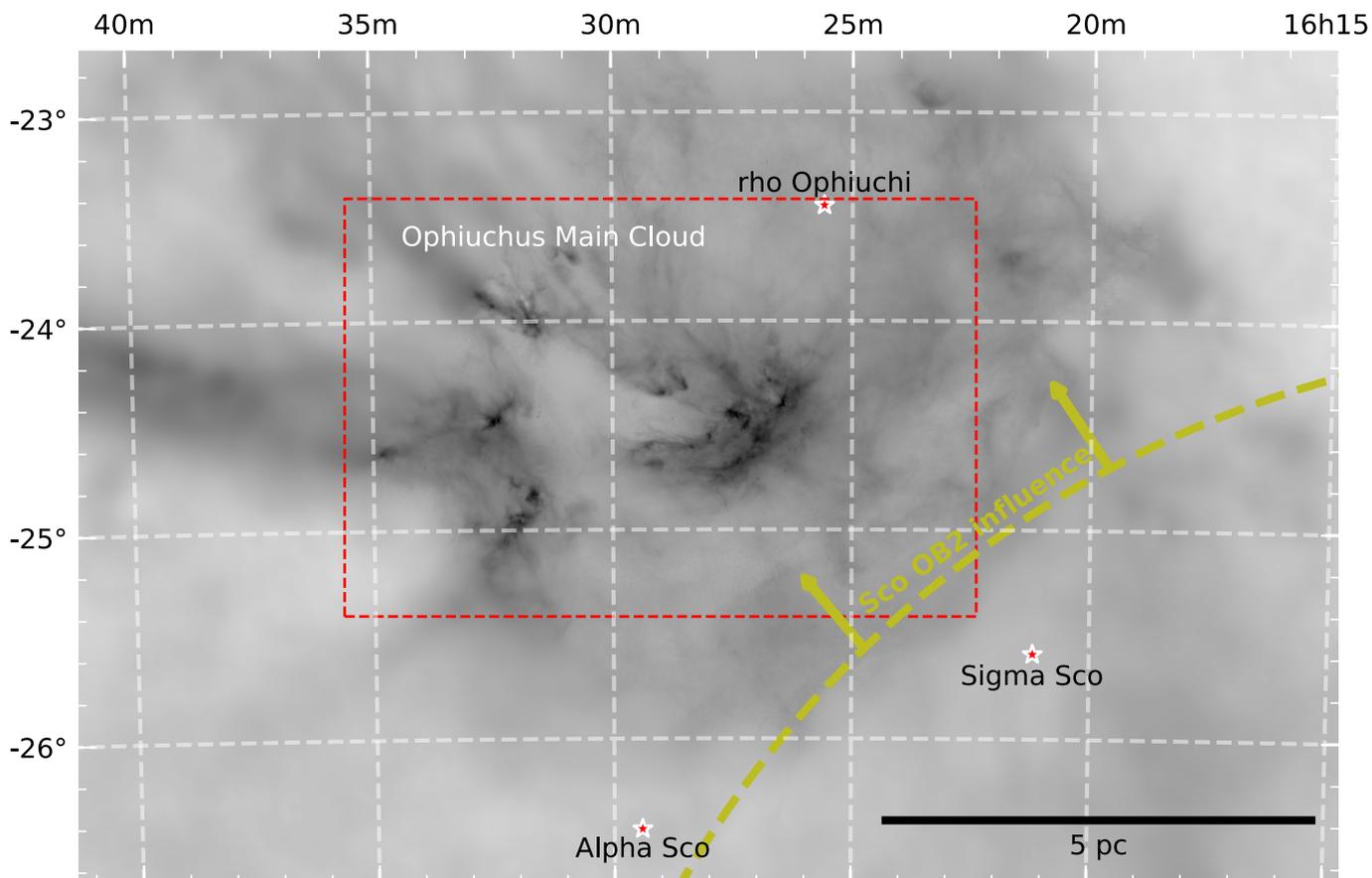


Fig. 1. (top) Planck/Herschel merged multi-resolution column-density map (bottom) *Herschel* RGB composite image of the Ophiuchus Molecular Cloud. The PACS 160 microns band is used as the blue layer, the SPIRE 250 band for the green layer and the SPIRE 350 band for the red layer. The area displayed is the red rectangle area of the top panel.

3.3. Saturation correction

With a flux of more than 50000 MJy/sr at 250 μm , IRAS 16293–2422, a Class 0 object in L1689 (Loren et al. 1990), saturated the bolometers of SPIRE at 250 μm . This region was re-observed with *Herschel* in a different configuration of SPIRE observations (OBSID: 1342239773). An image combination between the whole parallel-mode map of Ophiuchus and this particular region was performed by detecting the saturation, which are pixels fixed at a -99 value, and therefore replaced by the data from the correction patch.

4. Results and analysis

4.1. Dust temperature and column density maps

The multi-wavelength *Herschel* data were used to derive a column density map and a dust temperature map for the Ophiuchus cloud.

All *Herschel* maps were first smoothed to a common 36.3'' beam corresponding to the resolution of the SPIRE 500 μm data and regridded on the same 3'' grid. Zero-level offsets, derived from Planck and IRAS data, were added to the *Herschel* maps (cf. Bernard et al. 2010 and Table 1). To obtain a column-density map at a resolution of 36.3'', we then fitted a modified blackbody function to the 160 μm , 250 μm , 350 μm , and 500 μm data points

on a pixel by pixel basis:

$$I_\nu(x, y) = B_\nu[T_d(x, y)] \times \kappa_\nu \times \Sigma(x, y), \quad (1)$$

where $I_\nu(x, y)$ is the surface brightness at frequency ν for pixel (x, y) , $T_d(x, y)$ the dust temperature, $B_\nu[T_d(x, y)]$ is the corresponding Planck function, κ_ν the dust opacity per unit mass of dust+gas, and $\Sigma(x, y)$ the local gas+dust surface density of the cloud.

We also used a multi-scale decomposition scheme to add small-scale information from the SPIRE 350 μm /250 μm and PACS 160 μm data to the 36.3''-resolution column-density map (see Appendix A of Palmeirim et al. 2013), obtaining a “high-resolution” column-density map with an effective half-power beam (HPBW) resolution of $\sim 18.2''$ as a final result (Fig. 2). Each point of the local spectral energy distribution (SED) was weighted by the absolute calibration error (20% for PACS 160 μm and 10% for the other *Herschel* bands), and the same dust-opacity law as in other HGBS papers was assumed, namely $\kappa_\lambda = 0.1 \times (\lambda/300\mu\text{m})^{-\beta} \text{ cm}^2/\text{g}$ as a function of wavelength in the submillimeter regime, with a dust emissivity index β fixed to 2 (cf. Hildebrand 1983).

When smoothed to the 5' resolution of the *Planck* data, both the standard and the high-resolution column density map from *Herschel* are consistent with the *Planck* optical depth map converted to column density (assuming the same dust opacity law). More precisely, the column density ratio *Herschel*/*Planck* has a

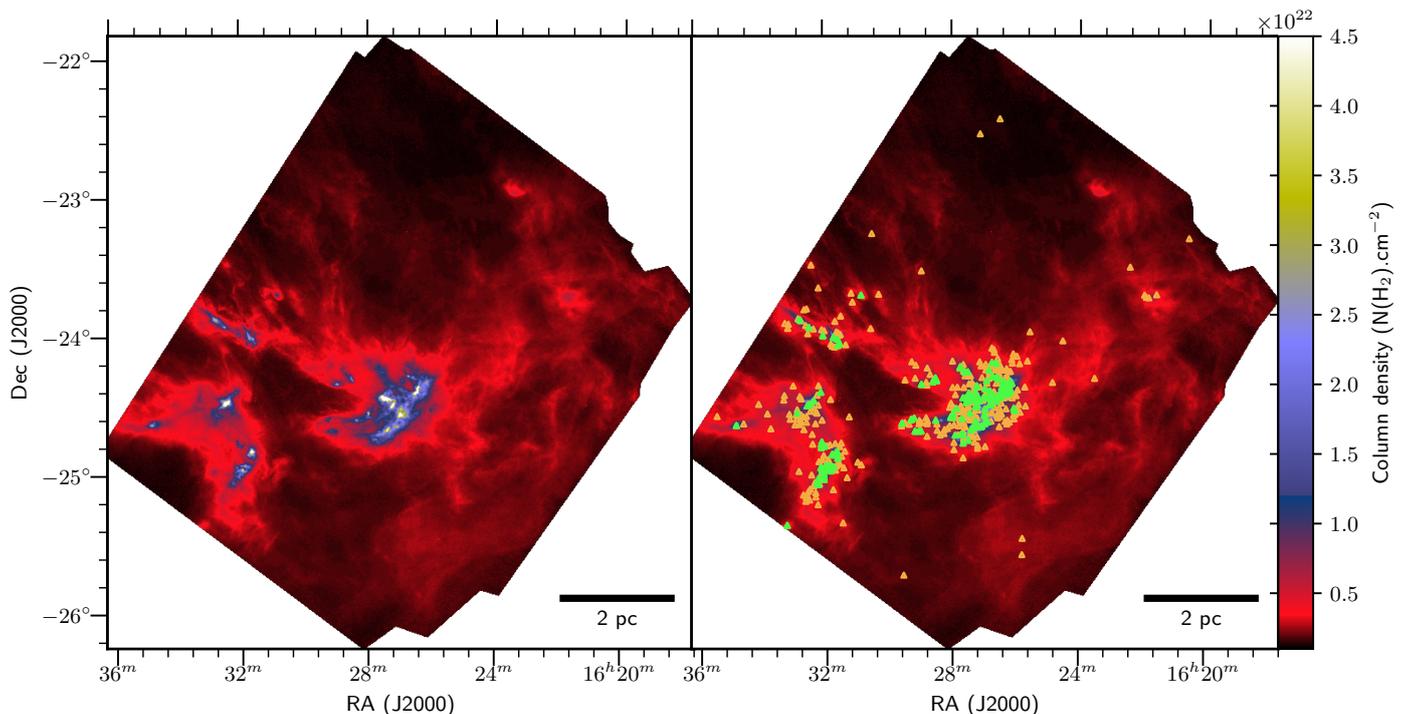


Fig. 2. (left) *Herschel* column-density map of the Ophiuchus molecular cloud. The column-density map is given in units of $\text{H}_2 \cdot \text{cm}^{-2}$, calculated on a pixel by pixel basis with a multiscale greybody fitting (see. Appendix A of Palmeirim et al. 2013). (right) Same as (left) with the post-selected cores overlaid as green triangles, while the orange triangles mark the unbound starless cores (cf. Sect. 4.4). The bar at the lower right indicates a scale of 2 pc.

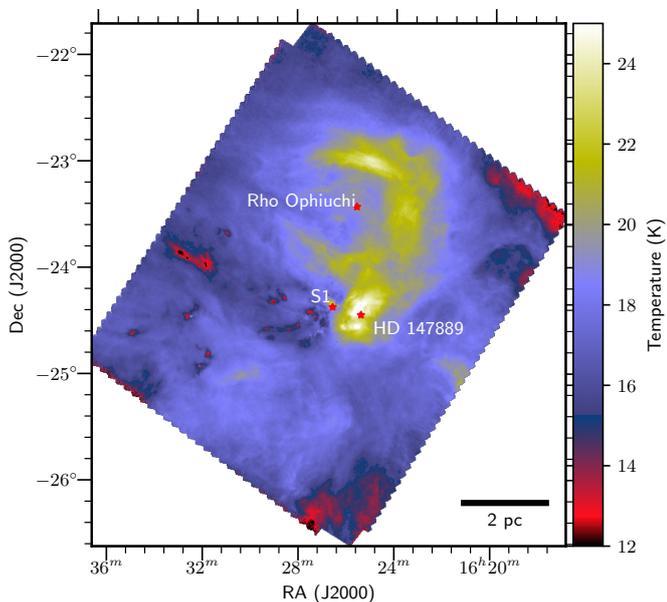


Fig. 3. *Herschel* dust temperature map of the Ophiuchus molecular cloud. The temperature is derived by SED fitting, from $160 \mu\text{m}$ to $500 \mu\text{m}$. The map is smoothed to $36.3''$. The warmest regions are driven by S1, east of Oph A, HD 147889 (SR1), south-west of Oph A, while the warm shell to the north west is driven by the star ρ Ophiuchi. These three objects are B-type stars, S1 and SR1 being both young stars.

median value of 1.49, a lower quartile of 1.3, and an upper quartile of 1.72.

A similar comparison between our *Herschel* column-density maps and the 2MASS/NICER near-IR extinction map of Lombardi (2009), both regridded and convolved to the same resolution, yields a median ratio (*Herschel*/Extinction) of 0.65 in the range $2 \leq A_V \leq 10$, assuming the standard conversion $N_{\text{H}_2}(\text{cm}^{-2}) = 0.94 \times 10^{21} A_V$ (mag) derived by Bohlin et al. (1978) for the diffuse interstellar medium. Since in dense molecular clouds (typically for $A_V \gtrsim 6$), the conversion between A_V and column density changes and becomes $N_{\text{H}_2}(\text{cm}^{-2}) = 0.69 \times 10^{21} A_V$ (mag) (cf. Draine 2003 and Evans, et al. 2009), the calibration of our column-density maps actually agrees with that of the 2MASS/NICER extinction map within $\sim 10\%$ – 30% .

We conclude that the absolute scaling of the *Herschel* column-density maps used in this paper is likely accurate to better than a factor of 1.5 (see also Roy et al. 2014).

4.2. Distribution of mass in the Ophiuchus cloud

The detailed distribution of mass in the map of Fig. 2 is closely related to the star formation process and other physical processes happening in the Ophiuchus molecular cloud, including the large-scale effect of the Sco OB2 association, and the shorter-scale effects of the shells formed by the stars ρ Ophiuchi, HD 147889, and S1 (see Fig. 3 and Motte et al. 1998). Our column-density maps allow us to directly trace the distribution of mass in the cloud, assuming it is the only significant cloud along the line of sight. This is a safe assumption given the position of the Ophiuchus molecular cloud above the Galactic plane ($b = +16.5^\circ$). We therefore calculate the mass of the Ophiuchus cloud enclosed within a given contour as

$$M_{cl} = \delta A_{\text{pixel}} \mu_{\text{H}_2} m_H \sum_{\text{pixels}} N_{\text{H}_2}, \quad (2)$$

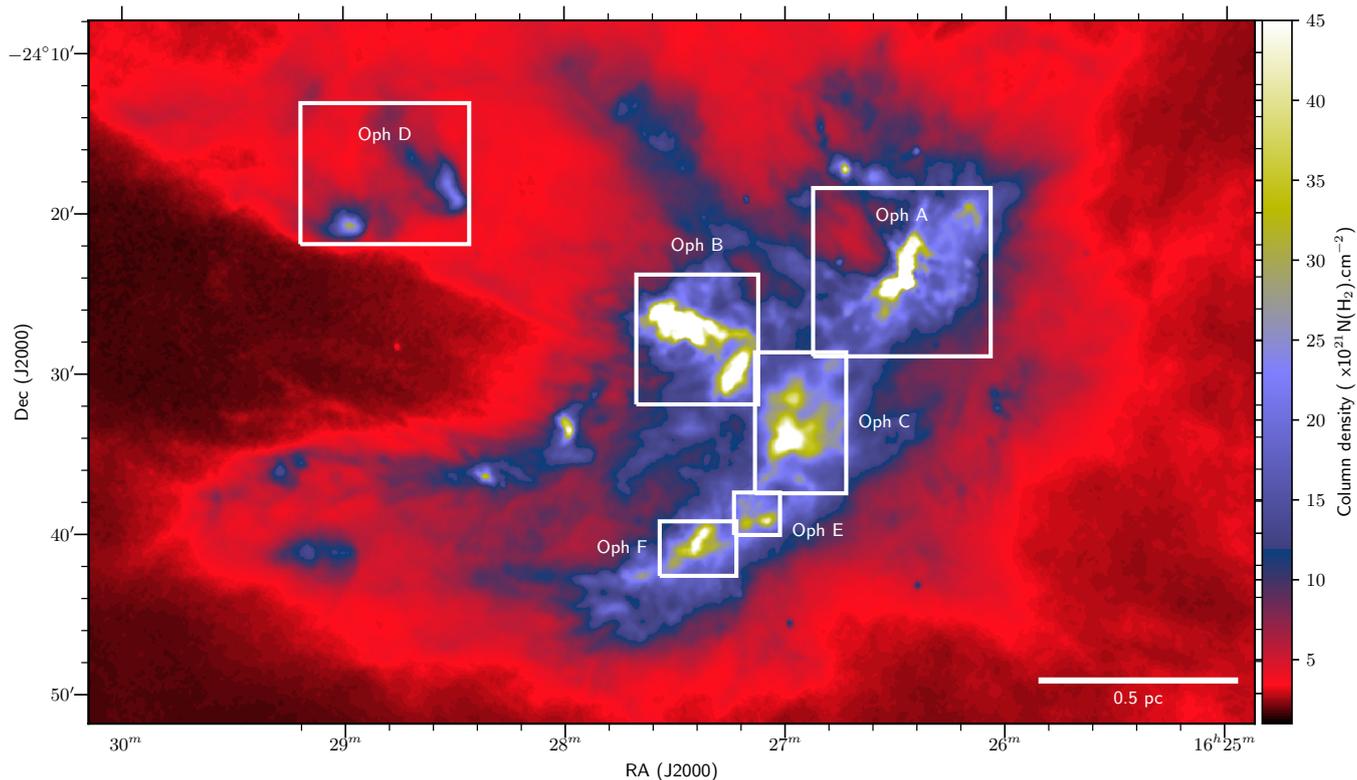


Fig. 4. Zoom on the *Herschel* column-density map of L1688 showing various dense clumps named as in Loren et al. (1990).

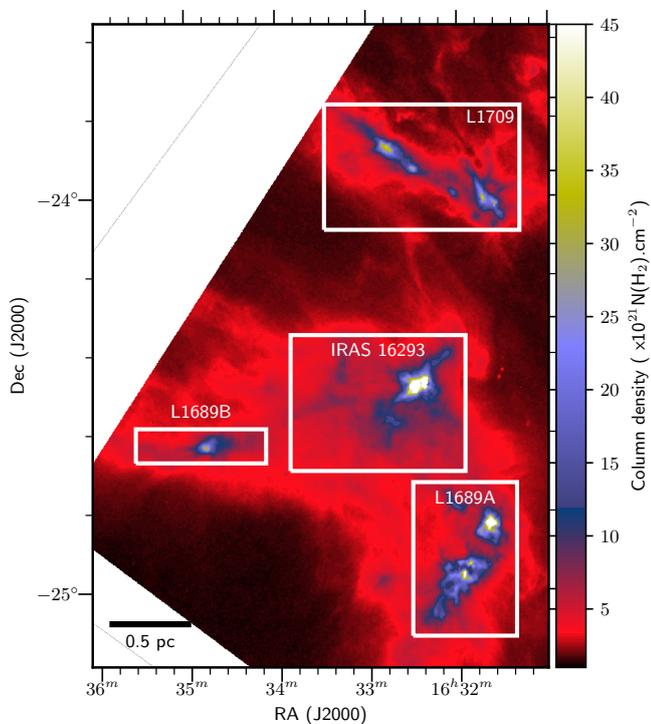


Fig. 5. Zoom on the *Herschel* column-density map of L1689, showing several sub-regions/clumps

where $\delta A_{pixel} = (s_{pixel} \times d)^2$ is the physical area covered by one pixel, a square of $s_{pixel} = 3''$ on a side at $d = 139$ pc, $\mu_{H_2} = 2.8$ is the mean molecular weight per hydrogen molecule, m_H is the hydrogen atom mass, and the sum is taken over the pixels inside the contour. In the following, we will define as dense molecular gas the gas+dust material that lies above a column-density of $7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

We obtain dense gas masses of $415 M_\odot$ for L1688, and $167 M_\odot$ for the complex formed by L1689 and L1709, all above $7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. If we consider all of the gas, regardless of column density, the total masses become $980 M_\odot$ for L1688 and $890 M_\odot$ in L1689+L1709. A first observation is that the dense gas masses differ in the two sub-clouds, but the total gas masses are on par with each other.

Given the column density map, we can derive the probability density function (PDF) of column density in the cloud and display this function separately for each sub-cloud (Fig. 6). While the low column density part of the PDF is usually well fit by a lognormal distribution, either due to turbulence (Kainulainen et al. 2009, Schneider et al. 2013), or to incompleteness effects (Alves et al. 2017), we find that the situation in Ophiuchus is more complex due to the presence of various star-forming cloud environments, each contributing separately to the PDF. Table 2 provides the results of piecewise power-law fits to the PDF of each subcloud in Ophiuchus. The break points of each part of the PDF were defined by fitting two power-laws in the high column density tail above a fiducial level of $A_V = 7$, which appears to define the dense gas within which most prestellar cores (André et al. 2010; Könyves et al. 2015) and young stars (e.g. Lada, et al. 2010; Heiderman, et al. 2010) are observed in nearby clouds.

A simple relationship exists between the high mass slope of the PDF derived in a region, and the associated profile (see, e.g., Federrath & Klessen 2013). For a spherical cloud with a density profile $\rho \propto r^{-\alpha}$, i.e., a column density profile $\Sigma \propto r^{-\alpha+1}$, the logarithmic slope s of the column density PDF, defined by $\frac{dN}{d\log N_{H_2}} \propto N_{H_2}^s$ can be expressed as:

$$\alpha_{sph} = -\frac{2}{s} + 1 \quad (3)$$

while for a cylindrical cloud the logarithmic slope is:

$$\alpha_{cyl} = -\frac{1}{s} + 1 \quad (4)$$

Given the morphology of the cloud, with multiple clumps gathered in a single, large molecular cloud, we know that the overall PDF will be the sum of contributions from individual clumps. It remains difficult to characterize the column-density PDF of each clump separately given the low number of independent beams per clump. The typical values for the Ophiuchus molecular cloud are compatible with $\alpha_{sph} = 2$ and $\alpha_{cyl} = 1.5$, which is physically reasonable for a self-gravitating cloud and consistent with results found in other regions (e.g., Schneider et al. 2012, Schneider et al. 2013).

4.3. Filamentary structure of the Ophiuchus molecular cloud

The Ophiuchus cloud reveals a wealth of extended filamentary structure at parsec scale when observed with the high sensitivity and dynamic range of *Herschel* (Fig. 7). Using *getfilaments* (Men'shchikov 2013), we extracted and identified the main filamentary structures in the mapped area. Based on a multi-scale filtering approach, *getfilaments* can separate filaments from the background and measure their properties. Filtered images accumulating transverse angular scales up to an upper limit of interest can be constructed. In Fig. 7, we adopted an upper angular scale of $150''$, corresponding to a linear scale of ~ 0.1 pc, which is the typical inner width of *Herschel* filaments in nearby clouds (Arzoumanian et al. 2011, 2018). We independently extracted filaments in the Ophiuchus region using the DisPerSE algorithm (Sousbie 2011). DisPerSE allows the filaments to be reconnected and filtered by "persistence", while *getfilaments* enhances the contrast of all filamentary structures present in the cloud via a multi-scale decomposition.

The observation of widespread filamentary structures in L1688 and L1689 is quite remarkable since these two centrally-condensed clouds are not known to be filamentary in the literature, in contrast to the elongated streamers L1709 and L1712.

4.4. Core extraction with getsources

4.4.1. Multiwavelength detections and measurements with getsources

To identify candidate cores within the structured background emission traced by *Herschel* at all wavelengths, we used the source extraction algorithm *getsources*² (Men'shchikov et al. 2012). This multiwavelength, multiscale algorithm has been adopted for all HGBS "first-generation" catalog studies (e.g. Könyves et al. 2015, Marsh et al. 2016, Bresnahan, et al. 2018).

² The HGBS first-generation catalog of cores presented in this paper (see Appendix A) was produced with the "November 2013" major release of *getsources* (v1.140127), which is publicly available from <http://gouldbelt-herschel.cea.fr/getsources>.

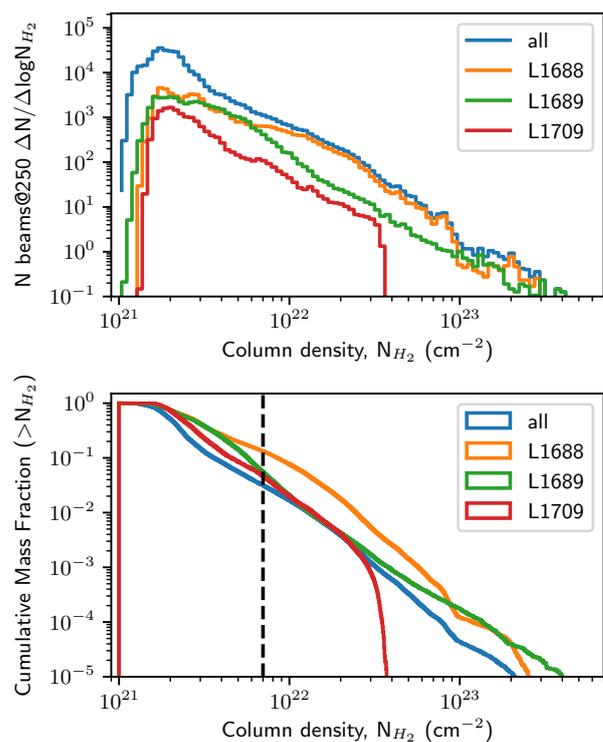


Fig. 6. (Top) Probability density function (PDF) of column density in the Ophiuchus molecular cloud and its subclouds L1688, L1689 and L1709, as derived from the high-resolution column density map at a resolution of $18''$. Power-law fits to the high-column density tails of the PDF give results summarized in **Table 2**. The PDF of L1688 shows an overdensity around $2 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$, probably a consequence of the ScoOB2 influence. (Bottom) Normalized cumulative mass fraction as function of column density for the Ophiuchus molecular cloud using the same column-density map as in the top figure. The dashed line represents the threshold between the dense star-forming gas and the lower density gas. The ratios and the power-law fits between the dense material and the rest of the cloud are represented in **Table 2**, but the vast majority of the gas in both regions remains in the low density parts of the cloud ($A_V \leq 2$).

The algorithm extracts sources from the data in two major steps, a detection step, and second a measurements step. Detection and measurement steps are fully described in Men'shchikov et al. (2012) and Könyves et al. (2015), and the processing has been standardized for easier use in every HGBS study.

For source extraction, we used the *Herschel* maps in the five bands at 70, 160, 250, 350, and 500 μm , as well as the high resolution column-density map ($18''$ resolution) and a temperature-corrected 160 μm map. The latter map was obtained by converting the original 160 μm map to column density assuming the dust temperature given by the color-temperature ratio between 160 μm and 250 μm . We performed two sets of source extractions, one based on detections between 160 μm and 500 μm to identify dense cores, and the other based on detections at 70 μm to identify YSOs including protostellar objects. Although the extraction process is fully automated and the *getsources* code itself performs a preselection of sources, several criteria remain crucial for selecting reliable core detections (see below).

Table 2. Ophiuchus N-PDF parameters. The fit is performed per defined column-density range on the PDF and the cumulative PDF. The gas ratio between the material in the range mentioned and the rest of the region is given.

Region	Range (cm^{-2})	Power law fit $dN/d\log N_{H_2} \propto$	Cumulative power law fit $M(> N_{H_2}) \propto$	α_{sph}	α_{cyl}
L1688	$7 \times 10^{21} \leq N(H_2)$	$N_{H_2}^{-2.5 \pm 0.07}$	$N_{H_2}^{-2.7 \pm 0.04}$	1.8	1.5
	$7 \times 10^{21} \leq N(H_2) \leq 1.7 \times 10^{22}$	$N_{H_2}^{-1.3 \pm 0.10}$	$N_{H_2}^{-1.8 \pm 0.05}$	2.5	1.8
	$1.7 \times 10^{22} \leq N(H_2) \leq 7.8 \times 10^{22}$	$N_{H_2}^{-2.7 \pm 0.09}$	$N_{H_2}^{-2.8 \pm 0.02}$	1.7	1.4
L1689	$7 \times 10^{21} \leq N(H_2)$	$N_{H_2}^{-2.1 \pm 0.04}$	$N_{H_2}^{-2.1 \pm 0.02}$	2.0	1.5
	$7 \times 10^{21} \leq N(H_2) \leq 4.9 \times 10^{22}$	$N_{H_2}^{-2.4 \pm 0.07}$	$N_{H_2}^{-2.3 \pm 0.03}$	1.8	1.4
	$4.9 \times 10^{22} \leq N(H_2)$	$N_{H_2}^{-1.8 \pm 0.10}$	$N_{H_2}^{-2.0 \pm 0.04}$	2.1	1.6
L1709	$7 \times 10^{21} \leq N(H_2)$	$N_{H_2}^{-2.1 \pm 0.06}$	$N_{H_2}^{-2.7 \pm 0.10}$	2.0	1.5

4.4.2. Automatic selection and derivation of physical properties

Following *getsources* extraction, we applied additional selection criteria to ensure the reliability and physical robustness of the catalog of candidate dense cores (cf. Könyves et al. 2015):

- The global detection significance over all bands [see Eq (18) of Men'shchikov et al. 2012] must be greater than 10;
- The column density detection significance must be greater than 5 in the high-resolution column density map;
- The global "goodness" parameter must be greater than 1;
- The measurement signal-to-noise ratio must be greater than 1 in the high-resolution column-density map;
- The monochromatic detection significance must be greater than 5 in at least two bands between $160 \mu\text{m}$ and $500 \mu\text{m}$, and the measurement signal-to-noise ratio must be greater than 1 in at least one of these bands.

(See Men'shchikov et al. 2012 for the definition of "significance" and "goodness" for *getsources*)

As a final, post-selection check, the candidate cores automatically selected on the basis of these criteria were inspected visually. The main properties of each dense core in the resulting, final catalog were then derived by SED fitting (see Sect. 4.5 below). After a first pass to fit a simple modified blackbody model to the photometric data points provided by the *getsources* software, we selected a total of 513 candidate dense cores, including 459 starless cores and 54 protostellar cores or more evolved objects (e.g., Class II YSOs). Protostellar cores and YSOs were identified based on the detection of point-like emission at $70 \mu\text{m}$. In the rest of this paper, we are not considering evolved YSOs since they are not closely associated with dense cores.

4.5. Dense core properties

Exploiting the wavelength coverage of *Herschel* and multiwavelength capability of *getsources*, we constructed the SED of each source from the integrated flux densities measured at far-infrared wavelengths. By fitting these SEDs with a modified blackbody function, in a manner similar to the method employed for deriving the column-density map (cf. Sect. 4.1 and Eq. 1), we obtained estimates of the average line-of-sight temperature and mass of each candidate core. For consistency with other HGBS studies, we derived a deconvolved radius for each source, calculated as the square root of the quadratic difference between the geometric mean of the major/minor angular sizes and the beam half-power angular size of the high-resolution column density map ($18.2''$). We also computed the geometric mean of the major and minor FWHM sizes of each core, the peak column density, the averaged column density, a central beam volume density, and the average volume density for each object (cf. Fig. 9 for their

distributions), assuming a Gaussian density distribution within each core (cf. Könyves et al. 2015). All of these quantities are provided in online Table A.2 (see Appendix A for a sample portion).

From the derived properties, we selected self-gravitating prestellar cores among the group of starless cores based on a criterion related to the critical Bonnor-Ebert (BE) mass. This critical BE mass can be expressed as:

$$M_{BE,crit} \approx \frac{2.4 \times R_{BE} c_s^2}{G}, \quad (5)$$

where R_{BE} is the BE radius, c_s the local isothermal sound speed in the ambient cloud, and G the gravitational constant (Bonnor 1956). We estimated the outer radius, R_{obs} , of each core from the FWHM source size measured in the high-resolution column-density map, deconvolved from the effective FWHM resolution of the map ($18.2''$). We then compared the mass derived from *Herschel* observations, M_{obs} , to the critical BE mass estimated as $M_{BE,crit} = 2.4 \times R_{obs} c_s^2 / G$, and selected self-gravitating cores based on the evaluated BE mass ratio:

$$\alpha_{BE} \equiv \frac{M_{BE,crit}}{M_{obs}} \leq 2. \quad (6)$$

This provided a first set of prestellar cores, hereafter called robust prestellar cores, with a total of 93 objects after visual post-selection checks (Fig. 8). We also used an alternative, less stringent criterion to select candidate prestellar cores among starless cores, corresponding to the empirical lower envelope of self-gravitating objects in the mass–size diagram of Fig. 8 according to Monte-Carlo simulations (see Könyves et al. 2015):

$$\alpha_{BE} \leq 5 \times (HPBW_{N_{H_2}} / FWHM_{N_{H_2}})^{0.4}, \quad (7)$$

where $HPBW_{N_{H_2}} = 18.2''$ is the HPBW resolution of the column density map and $FWHM_{N_{H_2}}$ is the FWHM size of the source measured in the column density map. This second criterion allows us to consider as candidate prestellar cores unresolved objects whose physical radius is more uncertain than that of resolved cores and which do not satisfy Eq. (6). Using this alternative criterion, 51 additional candidate prestellar cores were selected. To summarize, we identified a total of 144 candidate prestellar cores satisfying Eq. (7), including 93 robust prestellar cores matching the strict Bonnor-Ebert criterion of Eq. (6).

4.6. Completeness of the prestellar core survey

Monte-Carlo simulations were performed to estimate the completeness of our census of prestellar cores in the Ophiuchus region (see Appendix B). Clean background emission maps of the

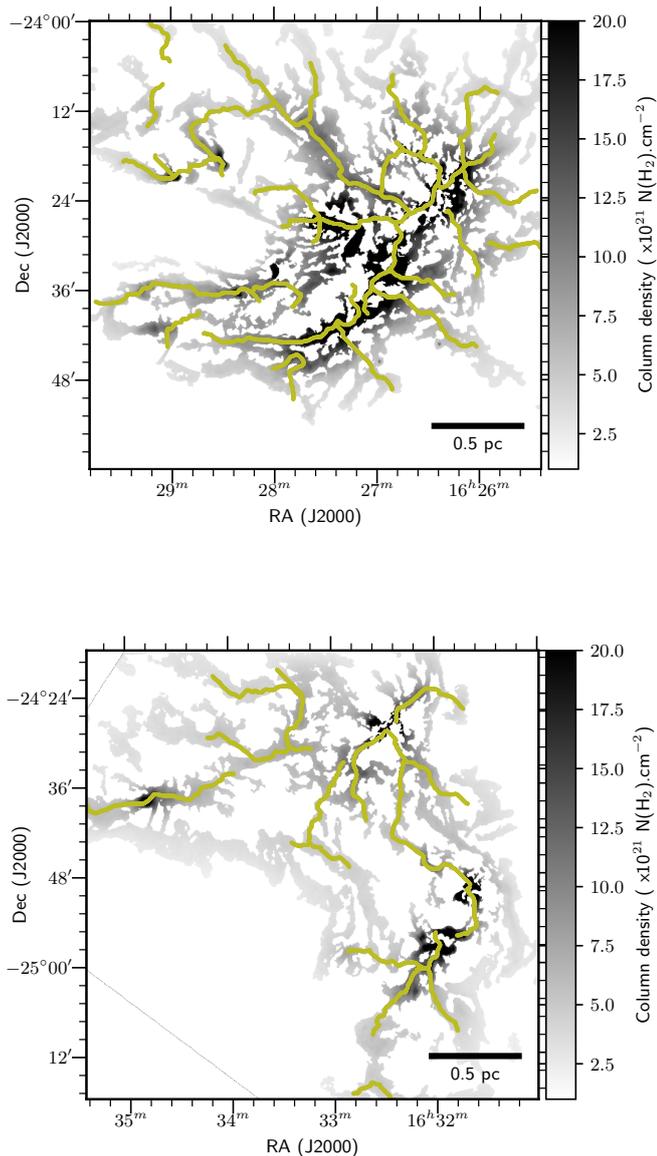


Fig. 7. *Herschel* column density map of the Ophiuchus Molecular Cloud zoomed on L1688 (top) and L1689 (bottom), and *Herschel* filtered column density map with getfilaments, filaments being accumulated up to a transverse scale of 150 arcseconds (~ 0.1 pc). The data represented as column density is the effective column density of the map masked by the spatially filtered filament map. In yellow is displayed the skeletons of the DisPerSE extracted filaments.

L1688 region were first constructed at all *Herschel* wavelengths (including a column density plane), by subtracting the emission of all compact sources identified with *getsources* from the observed maps. A population of 285 model Bonnor-Ebert-like cores were then inserted throughout the clean-background images to generate a full set of synthetic *Herschel* and column density images for L1688. The model cores were given a flat mass distribution such as $\Delta N/\Delta \log M \propto M^0$ from $0.05 M_{\odot}$ to $2.0 M_{\odot}$. An $M \propto R$ mass versus size relation appropriate for isothermal Bonnor-Ebert spheres was adopted. The dust continuum emission from the synthetic Bonnor-Ebert cores in all *Herschel* bands was simulated using an extensive grid of spherical dust radiative

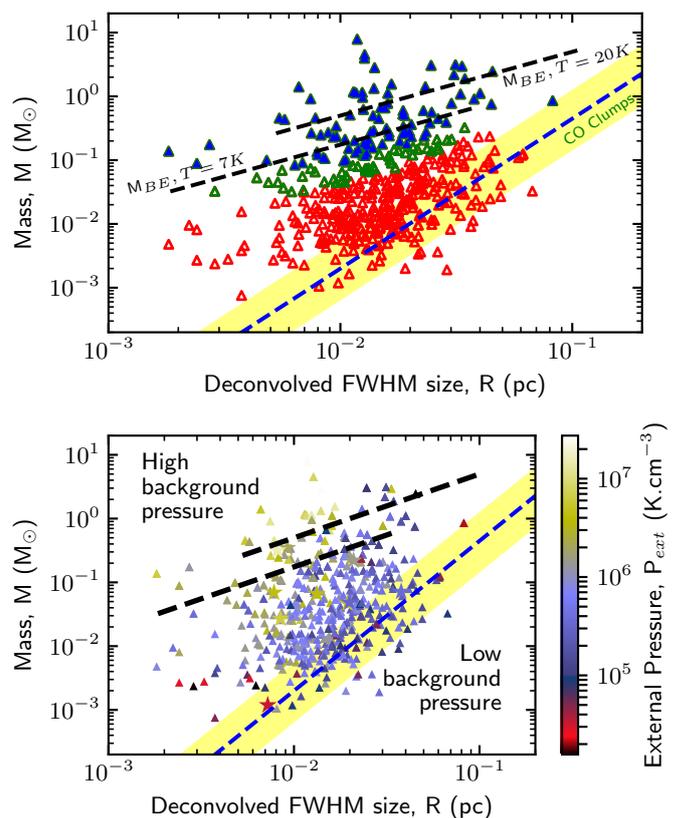


Fig. 8. (Top panel) Mass versus size diagram for the entire population of 459 starless cores identified with *Herschel* in the Ophiuchus molecular cloud. The core FWHM were measured with *getsources* in the high-resolution column density map (Figure 2) and deconvolved from an $18''2$ (HPBW) Gaussian beam. The core masses were derived via greybody fitting of the *getsources* estimated fluxes. The 93 robust prestellar cores (for which $\alpha_{BE} \leq 2$) are shown as filled blue symbols, the other (candidate) prestellar cores as open green symbols, and the rest of the starless cores as open red symbols. For comparison, models of critical isothermal Bonnor-Ebert spheres at $T = 7$ K and $T = 20$ K are plotted as dashed black lines. The mass-size correlation observed for diffuse CO clumps (Elmegreen & Falgarone 1996) is displayed as a shaded yellow band. (Bottom panel) Mass versus size diagram for the entire population of 459 starless cores identified with *Herschel* in the Ophiuchus Molecular Cloud. The color mapping of the points is related to the pressure derived as in McKee & Tan (2003), proportional to the surface density of the background considering a cloud in hydrostatic equilibrium.

transfer models constructed by us with the MODUST code (e.g. Bouwman et al. 2000, Bouwman 2001).

Based on the results of these simulations, our *Herschel* census of candidate prestellar cores in Ophiuchus is estimated to be $> 80\%$ complete above a true core mass of $\sim 0.1 M_{\odot}$ (cf. Fig. B.1), corresponding to an observed core mass of $\sim 0.2 M_{\odot}$ on average given that observed masses appear to be typically underestimated by a factor of ~ 2 near the completeness limit due to the internal temperature gradient within starless cores (see top and bottom panels of Fig. B.2 in Appendix B).

The simple model of the core extraction process described in Appendix B of Könyves et al. (2015) was also used to independently assess the completeness level and its dependence on the local column density of the ambient cloud. This model shows that the completeness of prestellar core extractions does decrease as background cloud column density and cirrus noise increase

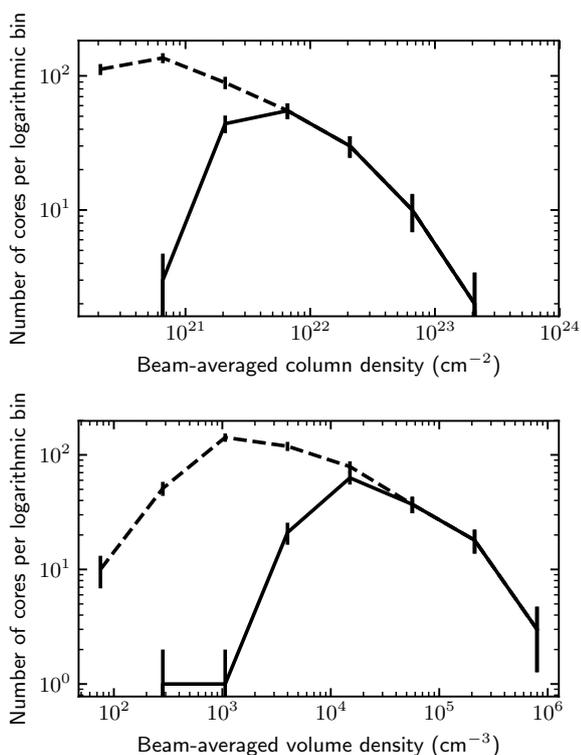


Fig. 9. Distributions of beam-averaged column densities (top) and volume densities (bottom), calculated with the radii extracted in the column-density map for the population of 459 starless cores (dashed) and for the 144 candidate prestellar cores (solid).

but suggests that the global completeness curve of the prestellar core survey in Ophiuchus is consistent with that inferred from the Monte-Carlo simulations (Fig. B.1).

5. Discussion

5.1. Core clustering and distribution of core separations

Figures 11 and 10 show the spatial distribution of the candidate dense cores identified as explained in the previous sections, in relation with the distribution of cloud material as traced by our *Herschel* column density maps for the various subregions of the Ophiuchus complex. It can be seen that prestellar cores tend to be mostly clustered inside the densest regions, while the unbound starless cores are more widely spread out.

Following the detection of DCO^+ clumps by Loren et al. (1990), the L1688 cloud has been described as a collection of dense molecular clumps, labelled with letters (A to F). The most active regions for prestellar core growth are Ophiuchus A and B, while C, E, F appear to harbor fewer prestellar cores, but contain a higher number of Class I protostars (Wilking et al. 1989, André & Montmerle 1994). No significant difference in core properties is observed between L1688 and L1689. The subclouds of L1688 contains A through G respectively 40, 22, 8, 5, 5, 11 and 7 prestellar cores and 79, 23, 11, 7, 3, 17 and 11 unbound cores. 2 prestellar cores and 60 unbound cores were not categorized inside a specific region. Indeed, this classification in subregions is based on studies focused on the densest clumps of the cloud, and therefore are not adapted to a classification of lower density objects. L1689 contains 35 prestellar cores and 79 unbound cores. L1709 contains 9 prestellar cores and 24 unbound cores.

Independently of background structures and filaments, prestellar and protostellar cores tend to form in clusters, and therefore retain pristine properties of the parent molecular clouds in their distribution of separations. We will try to test this property with the simple statistics of their separations. In Fig. 12, we compare the distributions of nearest-neighbor core separations for the populations of prestellar cores and starless cores, in both L1688 and L1689. Even if the statistics are low, the different figures and mode of clustering show very little difference between themselves, indicating that there might be only one underlying statistics in this sample, and probable one physical explanation for these separations. Linked to molecular cloud structure, we observe a peak separation of ~ 0.05 pc in both panels of Fig. 12, with a median nearest neighbor separation of ~ 0.04 pc for prestellar cores. This is slightly smaller than, but comparable to, the characteristic inner width of *Herschel* filaments found by Arzoumanian et al. (2011, 2018). It is also consistent with the typical Jeans Length $\frac{c_s^2}{G\Sigma} \sim 0.1$ pc in dense ISM material. This result is physically not trivial, because Inutsuka & Miyama (1997) found, through both analytical calculations and numerical simulations of cylindrical cloud fragmentation, that the most unstable wavelength initiated in a gas cylinder would enhance the production of core structures with a separation of ~ 4 times the filament diameter, and therefore about 0.4 pc. While there is no clear explanation for this discrepancy in a seemingly filament-dominated mode of core formation, external factors such as large-scale compression or other physical effects like magnetic fields (or Nakamura et al. 1993) or turbulence (Clarke et al. 2017) may possibly explain this result.

5.2. Prestellar core formation efficiency in the Ophiuchus molecular cloud

The previous parts described the way we obtained precise results in the derivation of gas masses in the cloud and the dense cores masses. Both quantities are important for the characterization of the cloud. Indeed, the ratio of total core mass to cloud mass is informative in regard of the efficiency of core formation process. Furthermore, the gas mass in a cloud that is not involved in core formation at the present time can either form other cores in the future or remain as a quiescent background, not participating in the star-formation process.

As mentioned in Sect. 4.2 (see also Table 4), the fractions of dense molecular gas in L1688 and L1689 are different, L1688 being denser, confirming the idea that L1688 may be a shocked-compressed region, where the accumulation of gas is enhanced by diverse external factors, while L1689 has significantly less dense gas. But the total gas masses in the two clouds are similar, and L1689 should be able to form, by large-scale contraction and fragmentation, enough clumps and cores to match the star-formation activity of L1688, if it is characterized by the same core-formation efficiency. We find a dense molecular gas fraction, above $N_{\text{H}_2} \sim 7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (or $A_V \gtrsim 7$), as high as 42% in L1688, compared to a dense gas fraction of only 18% in L1689+L1709. However, we observe similar prestellar core formation efficiencies in the dense gas of L1688 and L1689+L1709, with 12% and 14% of dense gas mass in the form of prestellar cores, respectively.

More precisely, following Könyves et al. (2015), we can define the differential prestellar core formation efficiency as a function of the “background” cloud column density as follows: $\text{CFE}_{\text{obs}}(A_V) = \Delta M_{\text{cores}}(A_V) / \Delta M_{\text{cloud}}(A_V)$. This is obtained by dividing the mass $\Delta M_{\text{cores}}(A_V)$ of the candidate prestellar

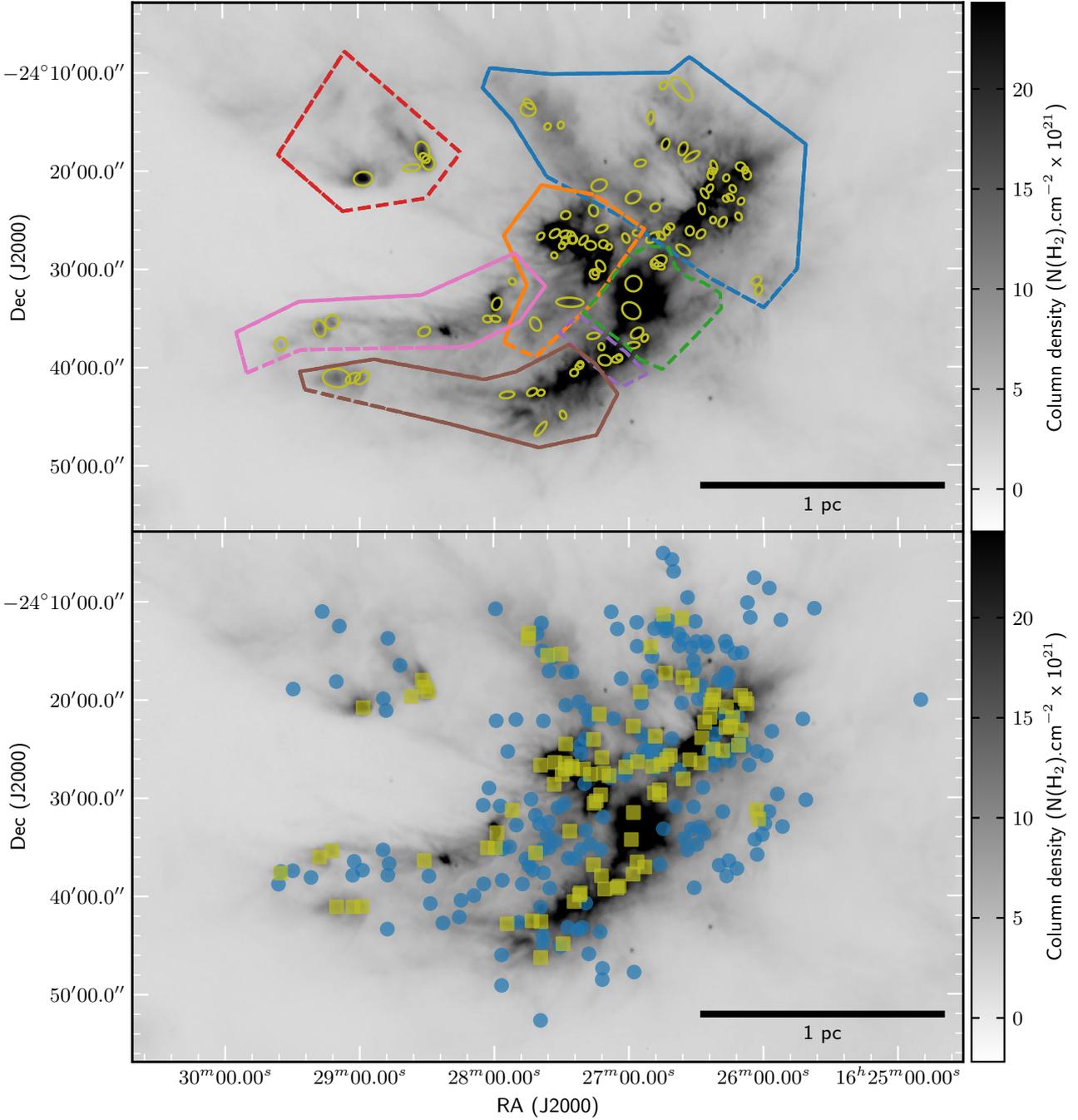


Fig. 10. (top) Spatial distribution of prestellar cores in L1688. The centroid positions, sizes, and position angles estimated with *getsources* for the prestellar and unbound cores in Table A.1 are represented by yellow ellipses overlaid on the *Herschel* high-resolution column density map derived from *Herschel* data (greyscale background image). Different colors are used for the separate dense clumps of L1688 (Oph A in blue, Oph B in orange, Oph C in green, Oph D in red, Oph E in purple, Oph F in brown and Oph G in pink). (bottom) Compared spatial distribution of prestellar cores (yellow squares) and unbound cores (blue circles) overlaid on the high resolution column-density map.

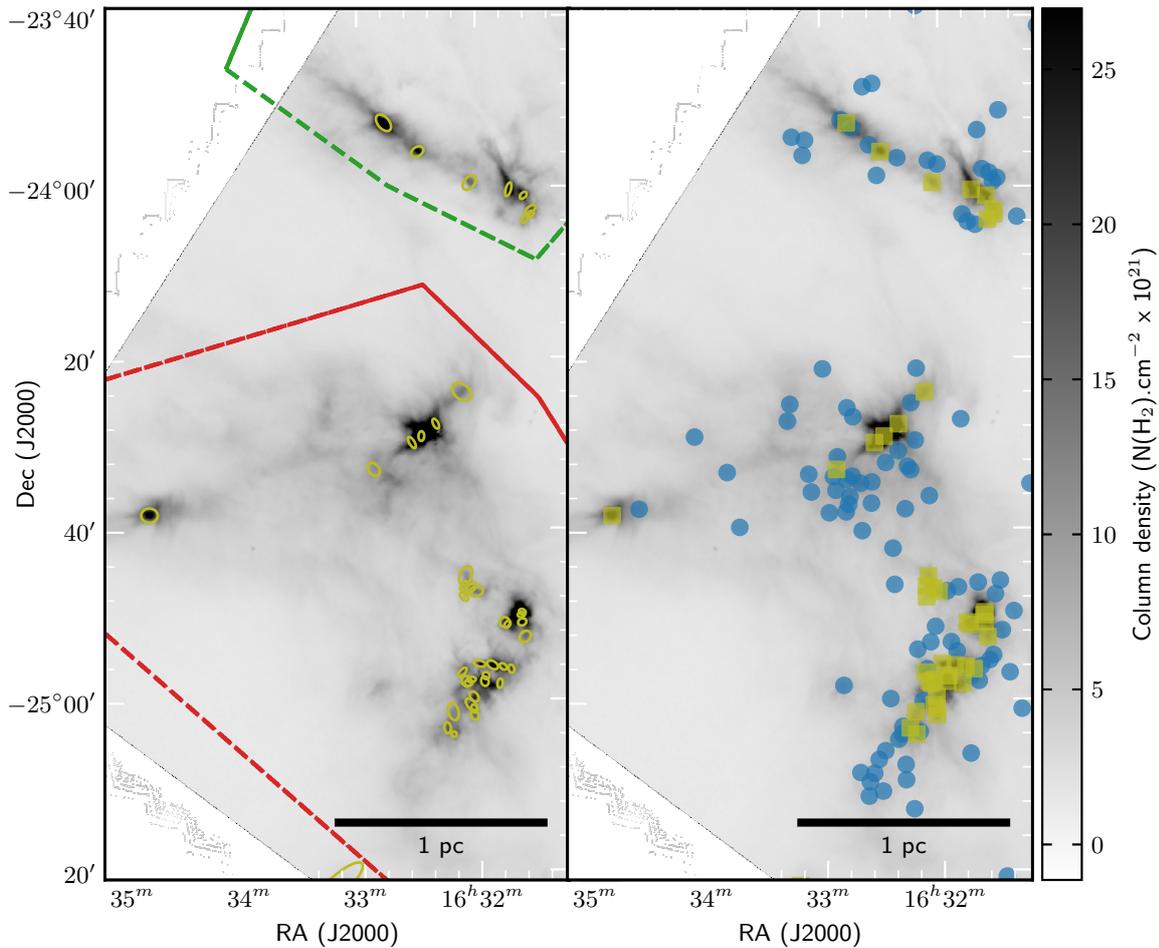


Fig. 11. (top) Spatial distribution of prestellar cores in L1688. The centroid positions, sizes, and position angles estimated with *getsources* for the prestellar and unbound cores in Table A.1 are represented by yellow ellipses overlaid on the *Herschel* high-resolution column density map derived from *Herschel* data (greyscale background image). Different colors are used for the separate dense clumps of L1688 (L1689 in red, L1709 in green). (bottom) Compared spatial distribution of prestellar cores (yellow squares) and unbound cores (blue circles) overlaid on the high resolution column-density map.

Table 3. Ophiuchus mass ratios per cloud and characteristic sizes

Cloud	Total Cloud Mass M_{\odot}	Cloud mass above $7 \times 10^{21} N_{H_2} \times \text{cm}^{-2}$ M_{\odot}	Number of prestellar cores	$M_{\text{cores}}/M_{\text{gas}}$	$M_{\text{cores}}/M_{\text{dense gas}}$
L1688	990	415	99	4.6%	12%
L1689+L1709	890	167	43	2.5%	14%

Table 4. Ophiuchus characteristic sizes per cloud

Cloud	Characteristic size of total cloud pc	Characteristic size of dense cloud pc
L1688	1.6	0.6
L1689+L1709	1.75	0.4

cores identified with *Herschel* in a given bin of background column densities (expressed in A_V units) by the total cloud mass

$\Delta M_{\text{cloud}}(A_V)$ in the same bin. Figure 14 shows a comparison of CFE_{obs} vs. A_V for L1688, L1689, and Ophiuchus as a whole. It

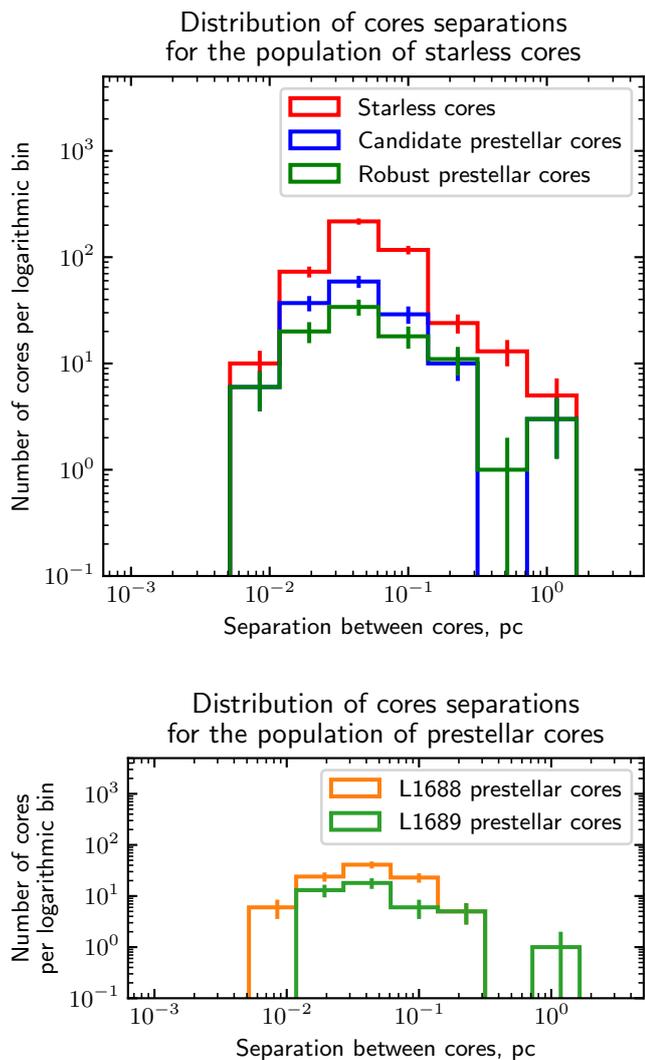


Fig. 12. Distribution of the nearest neighbor in the starless and prestellar cores population (top) and among the L1688 and L1689 population of prestellar cores (bottom). This figure show the distribution of distance of cores to their first nearest neighbor.

can be seen that all three $\text{CFE}_{\text{obs}}(A_V)$ plots have similar shapes and exhibit similar values for $A_V \gtrsim 7$. Moreover, the differential $\text{CFE}_{\text{obs}}(A_V)$ plots level off above A_V of 7-8 with typical values of $\sim 20\%$. These results are reminiscent of what is observed in other Gould Belt regions such as Aquila (Könyves et al. 2015) or Orion B (Könyves et al. 2019).

In contrast, if we consider the total mass of molecular gas in each cloud, including low-density material, then L1688 appears significantly more efficient at forming prestellar cores, since the fraction of prestellar core mass to total gas mass is 5.1% there compared to only 2.7% in L1689+L1709. This is most likely only due to the fact that L1688 contains more dense molecular gas ($A_V > 7$) than L1689+L1709, however. These results are summarized in Table 4.

The distribution of the number prestellar cores as a function of the background column density (Fig. 13) shows a main peak around $A_V \sim 10$, as well as a secondary peak at higher extinction $A_V \sim 30$ in L1688 and $A_V \sim 40$ in L1689. The secondary peak is related to the dense clumps Oph A and Oph B in L1688, and to the immediate vicinity of IRAS16293 in L1689. Interestingly,

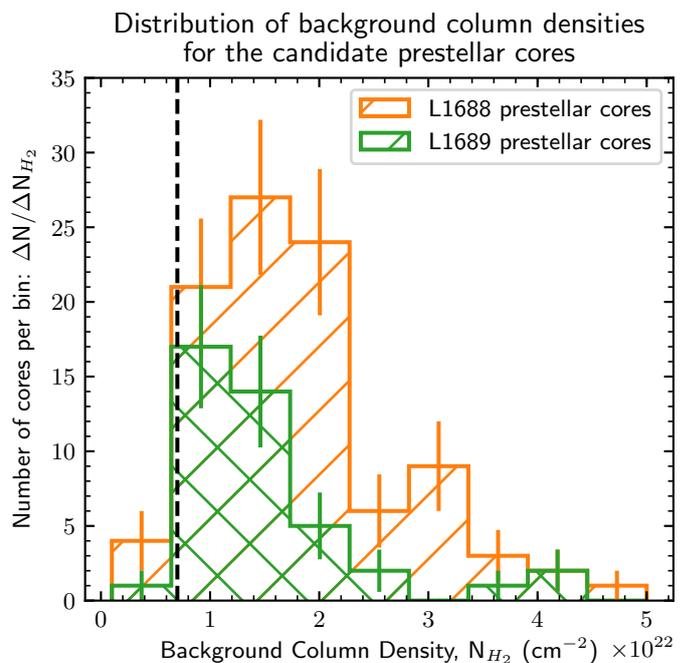


Fig. 13. Distribution of background column-densities for the L1688 (orange) and L1689 (green) prestellar cores. Despite showing a clear peak of column density, hinting towards a threshold of column density of star formation, we notice that this threshold is significantly higher than in other Gould Belt regions in L1688 (orange) and in L1689 (green) (Könyves et al. 2015).

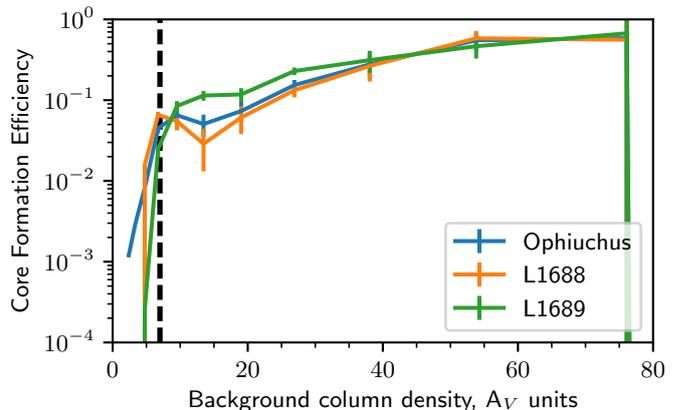


Fig. 14. Observed differential core formation efficiency (CFE) as a function of background column density expressed in A_V units (blue histograms with error bars) in the Ophiuchus Molecular Cloud, in blue for the whole cloud, in orange for L1688 and in green for L1689. The CFE if obtained by dividing the total mass of prestellar cores in a given column density bin by the cloud mass in this column density bin. The vertical dashed line marks the same fiducial threshold at $A_V^{bg} \sim 7$ as in Fig. 13.

while the physical meaning of this secondary peak remains difficult to assess, it is related to features seen in the column density PDFs of the clouds (Fig. 6) and in the differential core formation efficiency plots against background column-density (Fig. 14). The main peak is related to a break in the column density PDF and a flattening in the differential $\text{CFE}_{\text{obs}}(A_V)$ plot, while the secondary peak is related to a gap in the PDF, especially in the case of L1688. This may be explained as a relative depletion of intermediate column density gas in L1688 because the corresponding

material is trapped between the shells of S1 and HD147889 and compressed to higher column-densities.

Figure 14 and the main peaks in Fig. 13 are consistent with the presence of a “threshold” for the formation of prestellar cores at a fiducial A_V value of ~ 7 , as seen in other HGBS regions (e.g. Könyves et al. 2015; Marsh et al. 2016). This threshold should not be viewed as a strict step function but rather as a sharp transition between a regime of very low prestellar core formation efficiency ($< 1\%$) at $A_V \ll 7$ and a regime of roughly constant (or slowly varying), moderately high core formation efficiency ($\approx 20\%$) at $A_V \gg 7$ (cf. Fig. 14). The details of the transition differ slightly in Ophiuchus compared to Aquila (Könyves et al. 2015) and Taurus (Marsh et al. 2016), due to the presence of secondary peaks at higher column-densities in L1688 and L1689 which have not been seen in other regions. This slight difference may be due to the fact that the Ophiuchus cloud is the nearest region of the Gould Belt influenced by strong external compression, where prestellar cores can be detected (and resolved) in higher column-density areas than in previously studied HGBS regions. The overall transition seen in Fig. 14 for L1688 and L1689 is nevertheless very similar to that observed in Aquila and Taurus. A physical interpretation of this transition in prestellar core formation efficiency at $A_V \approx 7$ (or a cloud surface density $\Sigma_{cl} \approx 150 M_\odot/\text{pc}^2$) was proposed by André et al. (2010) in terms of the filamentary structure of the parent clouds. Indeed, given the typical inner width ~ 0.1 pc of molecular filaments (Arzoumanian et al. 2011, 2018), the transition at $\Sigma_{cl} \approx 150 M_\odot/\text{pc}^2$ closely corresponds to the critical mass per unit length $M_{\text{line,crit}} = 2 c_s^2/G \sim 16 M_\odot/\text{pc}$ (see also André et al. 2014), around which nearly isothermal gas filaments at $T \sim 10$ K are known to fragment efficiently (Inutsuka & Miyama 1997).

5.3. Starless and prestellar core mass function

The mass distribution of our sample of 144 candidate prestellar cores provides an estimate of the prestellar core mass function (CMF, Fig. 15).

The prestellar CMF in Ophiuchus shows an apparent peak at about $0.3 M_\odot$, which remains consistent with previous results in Aquila and Taurus (Könyves et al. 2015, Marsh et al. 2016), where the prestellar CMF seemed to peak around $0.5 M_\odot$. It should be stressed that the prestellar core masses derived here are likely underestimated by a factor of ~ 2 on average, due to the extraction process and the effect of temperature gradients within the cores. This has been evaluated based on Monte-Carlo simulations injecting synthetic cores in the *Herschel* maps (see Appendix B).

The prestellar CMF also has a direct relationship with the IMF, emphasizing the importance of core formation studies in molecular clouds (cf. Motte et al. 1998). The close resemblance of the prestellar CMF to the stellar system IMF (Chabrier 2005) is clearly confirmed in Ophiuchus (Fig. 15), like in Aquila (Könyves et al. 2015) and Taurus (Marsh et al. 2016). However, while the total number of prestellar cores found here (144) is higher than in previous studies of Ophiuchus, the core statistics in this cloud are still not high enough to allow robust conclusions to be drawn about the prestellar CMF.

5.4. A bimodal distribution of filaments

The shape of the Ophiuchus molecular cloud seems to be organized as a hub of filaments converging toward the center of the main cloud L1688. One of the interesting features of this region

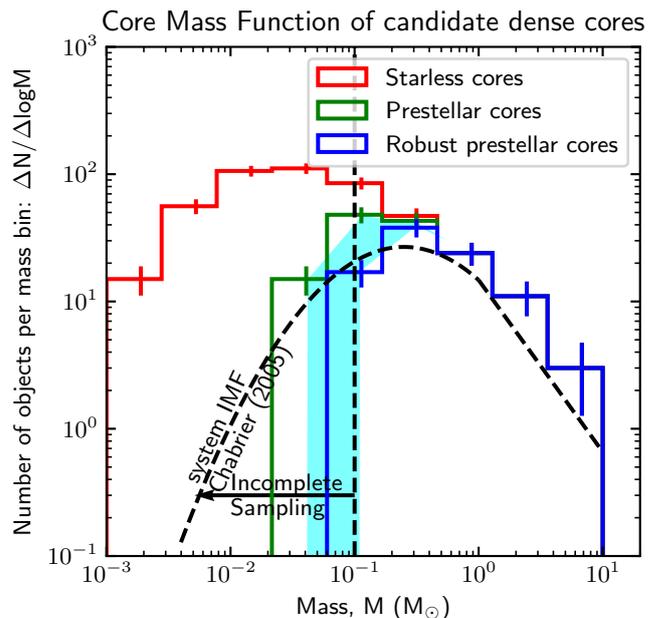


Fig. 15. Mass distribution of robust prestellar cores (blue), candidate prestellar cores (green), and unbound starless cores (red). In mass regimes under the vertical dashed line, the sampling is proven incomplete by simulations. The cyan area marks the difference between the robust and candidate prestellar cores sample. The black dashed curve is, for comparison, the system IMF (Chabrier 2005).

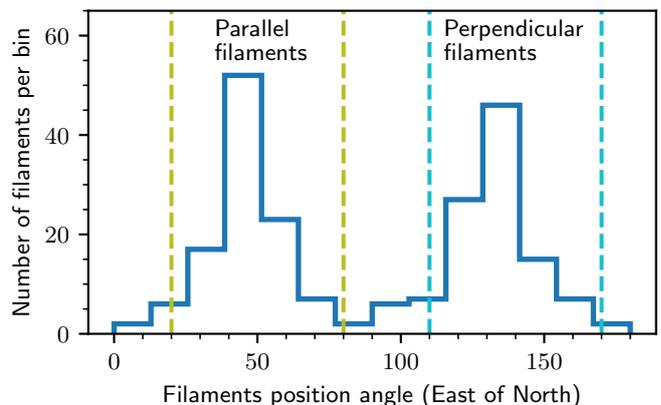


Fig. 16. Distribution of filament position angles in Ophiuchus. The filaments were extracted with *getfilaments*, and their properties measured. We noticed a bimodal distribution of position angles for the filaments, assessing for the existence of two populations. The parallel filaments are following the direction of the streamers in Ophiuchus while the perpendicular filaments are a series of filaments compressed and maybe triggered by the large scale influence of the ScoOB2 association.

is the U-shape of the densest parts of the cloud (Fig. 10). This shape is inverted toward the likely influence of the O9V star σ Sco (Nutter et al. 2006) and is related to an interesting feature of the position angles of the Ophiuchus filaments (Fig. 16). The distribution of filament position angles is bimodal, with a group of filaments roughly parallel to the large-scale streamers (cf. Sect. 2 and Fig. 1), and a group of filaments roughly perpendicular to the streamers, the latter being associated with the L1688 main cloud.

As a simple check, we separated the population of prestellar cores into two distinct groups, according to the position angles

of the filaments harboring them. We did not find any clear evidence of differences between the two groups of cores, and hence no clue for different star-formation mechanisms in the two types of filaments, with the naive idea of compressed, higher density prestellar cores in dense perpendicular filaments, and lower column-density cores in parallel filaments.

5.5. Filaments and cores

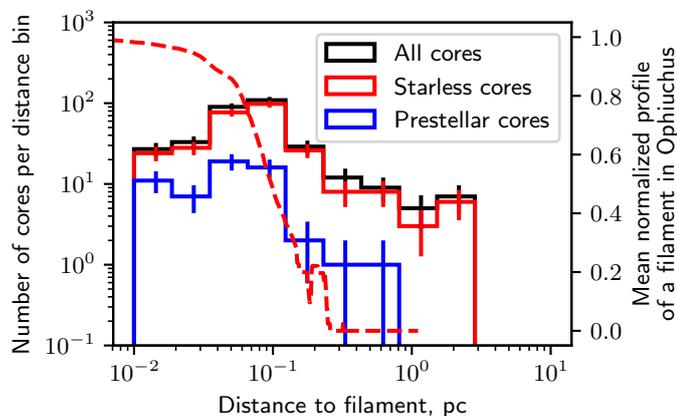


Fig. 17. Distribution of separations between the detected starless cores and the nearest filaments in the Ophiuchus cloud. We compare here the distributions according to the nature of the cores, being transient or prestellar. The filaments were extracted with DisPerSE (Sousbie 2011). The red dashed line shows an example of a filament mean profile extracted with DisPerSE in Ophiuchus.

The sensitivity and dynamic range of *Herschel* is an asset to trace the background emission from the molecular clouds. As found with *Herschel* in other Gould Belt regions (André et al. 2010, André et al. 2014), and hinted at in previous studies of Ophiuchus (Motte et al. 1998), the prestellar cores of L1688 and L1689 tend to lie in elongated cloud structures or filaments. The proximity of Ophiuchus allows us to trace all kinds of structures, and mostly dense filaments. These dense filaments are the highest column-density structures in the Ophiuchus cloud and spatially correspond to the sites where most prestellar cores are observed. The close connection between prestellar cores and filamentary structures suggests that the latter play a crucial role for the formation of the former. This connection is especially remarkable here as there was no direct detection of filaments up to now in the main region, L1688.

The ubiquity of filaments in star-forming regions and the intimate link between prestellar cores and dense filaments is a crucial result of the *Herschel* HGBS survey (André et al. 2010). As prestellar cores are believed to be the direct precursors of protostars, it is implied that dense molecular filaments have an important link with the origin of protostars and stars themselves.

We carried out an analysis of the separations between dense cores and filaments, considering both unbound starless cores and prestellar cores, (Fig. 17).

We find that prestellar cores indeed lie inside the densest filaments, extracted with DisPerSE. The population of unbound starless cores population lie inside dense filaments, but also outside of them, displaying a higher median separation to the nearest filaments. This may have distinct explanations. First unbound starless cores may in fact be split into two populations (Pattle et al. 2015), including cores that will become prestellar cores by accumulating more mass on one hand, and transient or “failed”

cores that will eventually disperse on the other hand. Second the limited resolution and the incompleteness of the filament sample do not allow us to analyze the spread in core-to-filament separations further. The result that prestellar cores tend to lie closer to the crests of their nearest filaments than unbound starless cores provides an interesting clue suggesting that the star-forming activity of the cloud has not stopped, and that the lower-density material may possibly continue to form star-forming structures, evolving toward another generation of prestellar cores and protostars by cloud contraction (cf. Huff & Stahler 2007).

5.6. Long-distance external influences and positive feedback

There appears to be an imprint of at least three compression fronts in the *Herschel* column density map of L1688 (cf. Fig. 18). We can assume a difference of a magnitude of 1 Myr in age, being a typical timescale of evolution in star-formation (Bontemps et al. 2001), given the difference between the populations of prestellar cores and protostars associated with each of these fronts. Under this assumption, the projected separation of ~ 0.2 pc between consecutive fronts leads to a projected shock velocity of ~ 0.2 km/s. This kind of low-velocity transonic shock would not destroy the cloud (Loren & Wootten 1986, Herbst & Warner 1981), and ideally permit the formation of gravitationally-unstable density fluctuations in low-density regions such as Oph B-11 (André et al. 2012)

The Ophiuchus cloud was previously known to be a shocked region, influenced by the Sco OB2 association (Motte et al. 1998) and σ Sco (Nutter et al. 2006). There is a hint of star-formation trigger by one of the B stars surrounding Ophiuchus, but the radial distance of L1688, and the radial distance of σ Sco might show a low possibility of influence given the energy of the expelled shells of hot stellar envelopes. Therefore the main filaments of L1688 may in fact result from consecutive shock compressions. The region is in fact enclosed between Antares (α Sco), σ Sco, and τ Sco. Their influences may be non negligible but there is no evidence of such feedback given the geometry of the region.

While these influences may be shaping the whole molecular cloud, some local hints might be interesting to understand. The distribution of dense cores described in this paper have global relationships, such as overall spreads and mean separations, but also contain information about the structure of the molecular cloud at a given time, for a given evolutionary stage. Important also are the substructures. Historically divided into clumps, Ophiuchus was never observed with high enough sensitivity to unveil the underlying texture of the cloud. While many clumps are discovered in this region, mostly surrounding older stars, we see in the main cloud different concentric arcs (Fig. 18).

6. Conclusions

The *Herschel* Gould Belt Survey parallel-mode maps with SPIRE and PACS were used to carry out an exhaustive study of dense and prestellar cores in the Ophiuchus (L1688, L1689, L1709) molecular cloud. We summarize our main results as follows:

1. We derived a high-resolution ($18.2''$) column density map with the *Herschel* multiwavelength data. This map clearly reveals for the first time the presence of filaments inside the main cloud, L1688, which was not previously known to be a filamentary region. L1688 appears to be structured in the

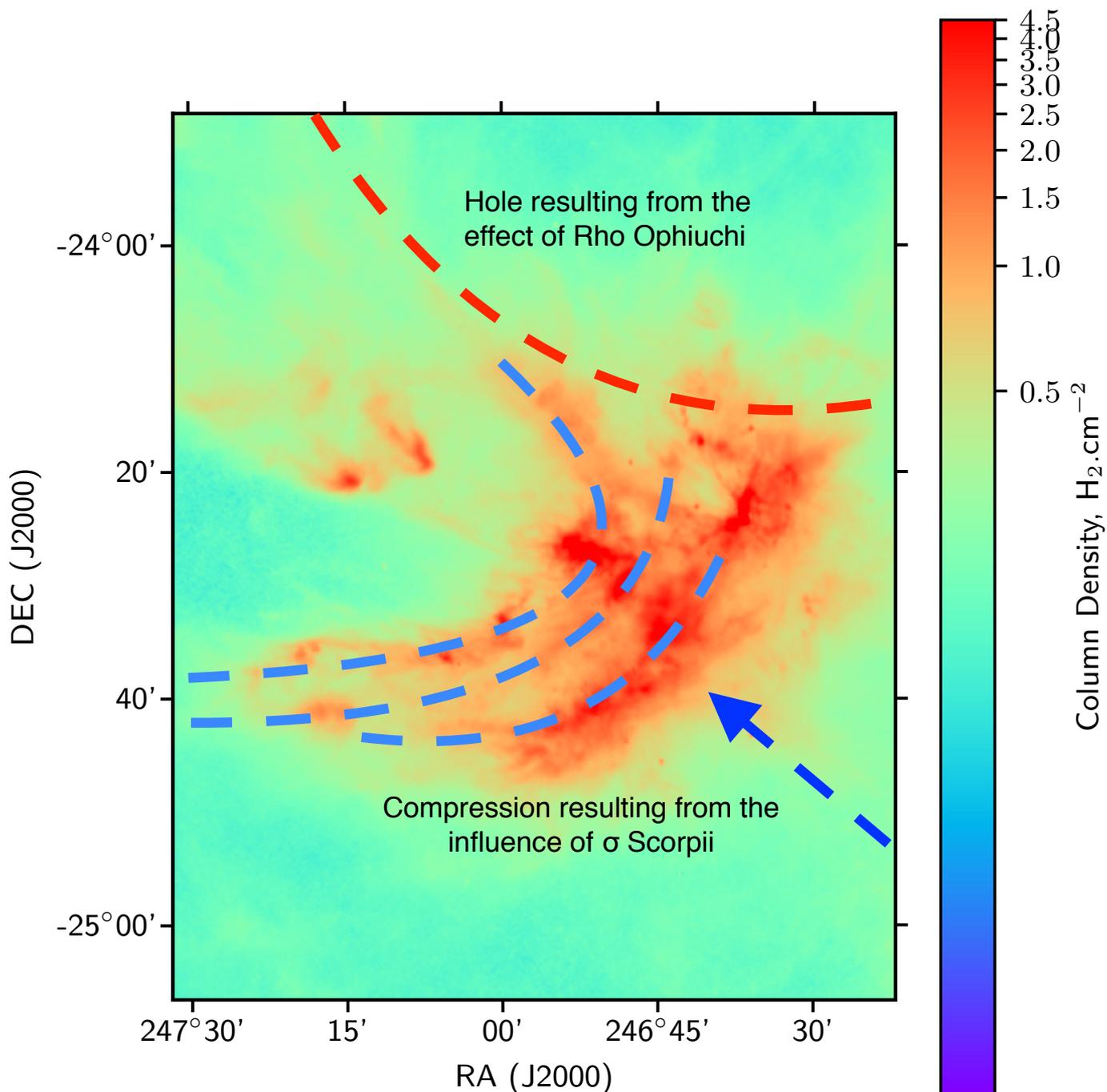


Fig. 18. Sketch of three putative compression fronts in (dashed blue), corresponding to density enhancements, overlaid on the *Herschel* column density map of L1688 (in color scale). All three compression arc-like structures point roughly toward the direction of the O9V star σ Sco, marked by the blue arrow.

form of a converging network of filaments pointing toward its center of mass.

2. We found a total of 144 candidate prestellar cores, including 93 robust prestellar cores, in L1688 and L1689, with the *getsources* source extraction algorithm after a careful selection and inspection of each core. Their properties are well described thanks to a full sampling of their SED in the sub-millimeter range.
3. We confirmed the presence of a threshold or sharp transition in column density at $A_V \sim 7$ for the formation of prestellar cores. Moreover, by comparing our results in L1688 and

L1689, we found clear evidence that only a fraction of the total mass budget of a cloud is directly participating in the star formation process. Indeed, L1689 is less efficient at forming stars than L1688, but shares almost the same total mass of gas. When only considering the dense gas above $A_V \sim 7$, L1689 and L1688 are equally efficient at forming dense cores.

4. This prestellar core formation threshold is strongly associated to the filaments in Ophiuchus. The majority of the material of this cloud lies in dense filaments inside the different clumps.

5. Three shock compression fronts can be detected in the column density map of the L1688 cloud, locally enhancing the quantity of dense molecular gas and supercritical filaments, hence the formation of prestellar cores.

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). 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). This work has received support from the European Research Council under the European Union's Seventh Framework Programme (ERC Advanced Grant Agreement no. 291294 – 'ORISTARS') and from the French National Research Agency (Grant no. ANR-11-BS56-0010 – 'STARFICH').

References

- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., et al. 1996, *A&A*, 315, L329
 Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. 2017, arXiv:1707.02636
 André, P., Montmerle, T., Feigelson, E. D., Stine, P. C., & Klein, K.-L. 1988, *ApJ*, 335, 940
 André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
 André, P., & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
 André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
 André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 27
 Arzoumanian, D., André, P., Peretto, N., et al. 2013, *A&A*, 553, A119
 Bernard, J.-P., Paradis, D., Marshall, D. J., et al. 2010, *A&A*, 518, L88
 Bresnahan, D., Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1801.07805
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
 Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
 Bontemps, S., André, P., Kaas, A. A., et al. 2001, *A&A*, 372, 173.
 Chabrier, G. 2005, *The Initial Mass Function 50 Years Later*, 327, 41
 Draine, B. T. 2003, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41, 241.
 Dunham, M. M., Allen, L. E., Evans, N. J., II, et al. 2015, *ApJS*, 220, 11
 di Francesco, J., Evans, N. J., II, Caselli, P., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 17
 Elmegreen, B. G., & Falgarone, E. 1996, *ApJ*, 471, 816
 Evans, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 321.
 Federrath, C., & Klessen, R. S. 2013, *ApJ*, 763, 51
 Grasdalen, G. L., Strom, K. M., & Strom, S. E. 1973, *ApJ*, 184, L53
 Heiderman, A., Evans, N. J., Allen, L. E., et al. 2010, *ApJ*, 723, 1019.
 Herbst, W., & Warner, J. W. 1981, *AJ*, 86, 885
 Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
 Inutsuka, S.-. ichiro . & Miyama, S. M. 1997, *ApJ*, 480, 681.
 Kainulainen, J., Beuther, H., Henning, T., & Plume, R. 2009, *A&A*, 508, L35
 Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, *A&A*, 584, A91
 Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
 Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, *ApJ*, 724, 687.
 Lombardi, M. 2009, *A&A*, 493, 735
 Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. 2015, *A&A*, 576, L1
 Loren, R. B., Wootten, A., & Wilking, B. A. 1990, *ApJ*, 365, 269
 Loren, R. B., & Wootten, A. 1986, *ApJ*, 306, 142
 Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
 Marsh, K. A., Kirk, J. M., André, P., et al. 2016, *MNRAS*, 459, 342
 Mamajek, E. E. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 10
 McKee, C. F., & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
 Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2012, *A&A*, 542, A81
 Men'shchikov, A. 2013, *A&A*, 560, A63
 Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
 Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
 Nutter, D., Ward-Thompson, D., & André, P. 2006, *MNRAS*, 368, 1833
 Ortiz-León, G. N., Loinard, L., Kounkel, M. A., et al. 2017, *ApJ*, 834, 141
 Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, *A&A*, 550, A38
 Pattle, K., Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., et al. 2015, *MNRAS*, 450, 1094
 Ott, S. 2011, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, 442, 347
 Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Roussel, H. 2013, *PASP*, 125, 1126
 Roy, A., André, P., Palmeirim, P., et al. 2014, *A&A*, 562, A138
 Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, *A&A*, 540, L11
 Schneider, N., André, P., Könyves, V., et al. 2013, *ApJ*, 766, L17
 Sousbie, T. 2011, *MNRAS*, 414, 350
 Teixeira, P. S., Takahashi, S., Zapata, L. A., & Ho, P. T. P. 2016, *A&A*, 587, A47
 Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 33
 Wilking, B. A., Lada, C. J., & Young, E. T. 1989, *ApJ*, 340, 823

Appendix A: A catalog of dense cores identified with *Herschel* in the Aquila cloud complex

Based on our *Herschel* SPIRE/PACS parallel-mode imaging survey of the Ophiuchus Molecular Cloud, we extracted a total of 513 cores, with 459 being starless and 144 being prestellar in nature. The master catalog listing the observed properties of all of these *Herschel* cores is available online (gouldbelt-herschel.cea.fr).

The derived properties (physical radius, mass, SED dust temperature, peak column density at the resolution of the 500 μm data, average column density, peak volume density, and average density) are given also in online Table (gouldbelt-herschel.cea.fr) for each core.

Table A.1. Catalog of dense cores identified in the HGBS maps of the Ophiuchus complex (template, full catalog only provided online).

rNO	Core name HGBS_J*	RA ₂₀₀₀ (h m s)	Dec ₂₀₀₀ (° ′ ″)	Sig ₀₇₀	S ^{peak} ₀₇₀ (Jy/beam)	S ^{peak} ₀₇₀ /S _{bg} (8)	S ^{conv,500} ₀₇₀ (Jy/beam ₅₀₀)	S ^{tot} ₀₇₀ (Jy)	FWHM ^a ₀₇₀ (″)	FWHM ^b ₀₇₀ (″)	PA ₀₇₀ (°)	~								
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6) ± (7)	(8)	(9)	(10) ± (11)	(12)	(13)	(14)									
458	163223.1-242836	16:32:23.16	-24:28:36.5	11910.0	1.14e+02	8.1e-01	2.72e+02	3.01e+02	9.5e-01	21	8	202								
89	162626.6-242431	16:26:26.68	-24:24:31.0	706.8	1.29e+01	2.6e+00	2.09e+01	2.81e+01	4.9e+00	13	8	159								
91	162627.6-242359	16:26:27.65	-24:23:59.3	0.0	9.69e-01	1.5e+00	9.33e+00	3.51e+01	3.6e+00	57	24	143								
...																				
Sig ₁₆₀	S ^{peak} ₁₆₀ (Jy/beam)	S ^{peak} ₁₆₀ /S _{bg}	S ^{conv,500} ₁₆₀ (Jy/beam ₅₀₀)	S ^{tot} ₁₆₀ (Jy)	FWHM ^a ₁₆₀ (″)	FWHM ^b ₁₆₀ (″)	PA ₁₆₀ (°)	Sig ₅₀₀	S ^{peak} ₅₀₀ (Jy/beam)	S ^{peak} ₅₀₀ /S _{bg}	S ^{conv,500} ₅₀₀ (Jy/beam ₅₀₀)	S ^{tot} ₅₀₀ (Jy)	FWHM ^a ₅₀₀ (″)	FWHM ^b ₅₀₀ (″)	PA ₅₀₀ (°)					
(15)	(16) ± (17)	(18)	(19)	(20) ± (21)	(22)	(23)	(24)	(25)	(26) ± (27)	(28)	(29)	(30) ± (31)	(32)	(33)	(34)					
~	21580.0	4.58e+02	3.0e+00	8.00	7.44e+02	8.02e+02	3.1e+00	17	12	186	16190.0	4.78e+02	3.9e+00	8.46	5.06e+02	5.19e+02	3.9e+00	21	18	186
	2316.0	6.35e+01	8.7e+00	2.33	9.36e+01	1.40e+02	1.3e+01	15	12	142	2841.0	9.41e+01	1.2e+01	2.28	9.40e+01	1.17e+02	1.2e+01	19	18	93
	2531.0	6.53e+01	1.3e+01	1.30	2.12e+02	3.46e+02	2.4e+01	32	16	59	3425.0	1.57e+02	1.1e+01	2.36	2.23e+02	3.20e+02	1.3e+01	35	18	55
...																				
Sig ₃₅₀	S ^{peak} ₃₅₀ (Jy/beam)	S ^{peak} ₃₅₀ /S _{bg}	S ^{conv,500} ₃₅₀ (Jy/beam ₅₀₀)	S ^{tot} ₃₅₀ (Jy)	FWHM ^a ₃₅₀ (″)	FWHM ^b ₃₅₀ (″)	PA ₃₅₀ (°)	Sig ₅₀₀	S ^{peak} ₅₀₀ (Jy/beam)	S ^{peak} ₅₀₀ /S _{bg}	S ^{conv,500} ₅₀₀ (Jy)	S ^{tot} ₅₀₀ (Jy)	FWHM ^a ₅₀₀ (″)	FWHM ^b ₅₀₀ (″)	PA ₅₀₀ (°)					
(35)	(36) ± (37)	(38)	(39)	(40) ± (41)	(42)	(43)	(44)	(45)	(46) ± (47)	(48)	(49) ± (50)	(51)	(52)	(53)	(54)					
~	9581.0	2.77e+02	3.3e+00	9.83	2.75e+02	2.68e+02	3.3e+00	25	25	68	4397.0	1.33e+02	1.3e+00	11.70	1.25e+02	1.3e+00	36	36	208	
	1285.0	7.16e+01	5.1e+00	2.57	7.10e+01	7.79e+01	5.1e+00	25	25	162	947.0	4.33e+01	1.8e+00	2.55	4.25e+01	1.8e+00	36	36	177	
	3070.0	1.37e+02	5.2e+00	3.54	1.64e+02	2.21e+02	5.3e+00	38	25	55	2323.0	9.41e+01	2.1e+00	4.88	1.32e+02	2.1e+00	46	36	48	
...																				
Sig _{NH₂}	N ^{peak} _{NH₂} (10 ²¹ cm ⁻²)	N ^{peak} _{NH₂} /N _{bg}	N ^{conv,500} _{NH₂} (10 ²¹ cm ⁻²)	N ^{bg} _{NH₂} (10 ²¹ cm ⁻²)	FWHM ^a _{NH₂} (″)	FWHM ^b _{NH₂} (″)	PA _{NH₂} (°)	N _{SED}	Core type	SIMBAD	Comments									
(54)	(55)	(56)	(57)	(58)	(59)	(60)	(61)	(62)	(63)	(64)	(65)									
~	6877.0	497.4	9.59	125.0	51.9	18	18	62	4	starless	IRAS 16293-2422A									
	1469.0	140.1	3.31	44.2	42.4	24	19	98	4	protostellar	VLA 1623-243									
	2691.0	247.0	4.12	92.2	59.9	35	18	53	4	prestellar	LFAM 6									
...																				

Notes. Catalog entries are as follows: **(1)** Core running number; **(2)** Core name = HGBS_J prefix directly followed by a tag created from the J2000 sexagesimal coordinates; **(3)** and **(4)**: Right ascension and declination of core center; **(5)**, **(15)**, **(25)**, **(35)**, and **(45)**: Detection significance from monochromatic single scales, in the 70, 160, 250, 350, and 500 μ m maps, respectively. (NB: the detection significance has the special value of 0.0 when the core is not visible in clean single scales); **(6)**–**(7)**, **(16)**–**(17)**, **(26)**–**(27)**, **(36)**–**(37)**, **(46)**–**(47)**: Peak flux density and its error in Jy/beam as estimated by *getsources*; **(8)**, **(18)**, **(28)**, **(38)**, **(48)**: Contrast over the local background, defined as the ratio of the background-subtracted peak intensity to the local background intensity ($S_{\lambda}^{\text{peak}}/S_{\text{bg}}$); **(9)**, **(19)**, **(29)**, **(39)**: Peak flux density measured after smoothing to a 36.3″ beam; **(10)**–**(11)**, **(20)**–**(21)**, **(30)**–**(31)**, **(40)**–**(41)**, **(49)**–**(50)**: Integrated flux density and its error in Jy as estimated by *getsources*; **(12)**–**(13)**, **(22)**–**(23)**, **(32)**–**(33)**, **(42)**–**(43)**, **(51)**–**(52)**: Major & minor FWHM diameters of the core (in arcsec), respectively, as estimated by *getsources*. (NB: the special value of –1 means that no size measurement was possible); **(14)**, **(24)**, **(34)**, **(44)**, **(53)**: Position angle of the core major axis, measured east of north, in degrees; **(54)** Detection significance in the high-resolution column density image; **(55)** Peak H₂ column density in units of 10²¹ cm⁻² as estimated by *getsources* in the high-resolution column density image; **(56)** Column density contrast over the local background, as estimated by *getsources* in the high-resolution column density image; **(57)** Peak column density measured in a 36.3″ beam; **(58)** Local background H₂ column density as estimated by *getsources* in the high-resolution column density image; **(59)**–**(60)**–**(61)**: Major & minor FWHM diameters of the core, and position angle of the major axis, respectively, as measured in the high-resolution column density image; **(62)** Number of *Herschel* bands in which the core is significant (Sig _{λ} > 5) and has a positive flux density, excluding the column density plane; **(63)** Core type: starless, prestellar, or protostellar; **(64)** Closest counterpart found in SIMBAD, if any, up to 6″ from the *Herschel* peak position; **(65)** Comments.

Table A.2. Derived properties of the dense cores identified in the HGBS maps of the Ophiuchus region (template, full table only provided online).

rNO	Core name HGBS_J*	RA ₂₀₀₀ (h m s)	Dec ₂₀₀₀ (° ' ")	R _{core} (pc)	M _{core} (M _⊙)	T _{dust} (K)	N _{H₂} ^{peak} (10 ²¹ cm ⁻²)	N _{H₂} ^{ave} (10 ²¹ cm ⁻²)	n _{H₂} ^{peak} (10 ⁴ cm ⁻³)	n _{H₂} ^{ave} (10 ⁴ cm ⁻³)	α _{BE}	Core type	Comments			
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7) ± (8)	(9) ± (10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)	(19)
...	163223.1-242836	16:32:23.16	-24:28:36.5	6.1e-03	4.659	0.910	16.6	1.6	302.91	368.05	1472.20	375.98	657.90	5263.18	0.03	starless
...	162626.6-242431	16:26:26.68	-24:24:31.0	8.1e-03	2.234	0.318	13.6	0.6	190.64	127.12	402.69	225.87	192.86	1087.41	0.07	protostellar
...	162627.6-242359	16:26:27.65	-24:23:59.3	1.1e-02	7.868	1.062	12.7	0.6	378.77	322.26	753.76	423.33	414.80	1483.83	0.03	prestellar
...																

Notes. Table entries are as follows: **(1)** Core running number; **(2)** Core name = HGBS_J prefix directly followed by a tag created from the J2000 sexagesimal coordinates; **(3)** and **(4)**: Right ascension and declination of core center; **(5)** and **(6)**: Geometrical average between the major and minor FWHM sizes of the core (in pc), as measured in the high-resolution column density map after deconvolution from the 18.2'' HPBW resolution of the map and before deconvolution, respectively. (NB: Both values provide estimates of the object's outer *radius* when the core can be approximately described by a Gaussian distribution, as is the case for a critical Bonnor-Ebert spheroid); **(7)** Estimated core mass (M_⊙) assuming the dust opacity law advocated by **?**; **(8)** SED dust temperature (K); **(9)** & **(10)** Statistical errors on the mass and temperature, including calibration uncertainties, but excluding dust opacity uncertainties; **(11)** Peak H₂ column density, at the resolution of the 500 μm data, derived from a graybody SED fit to the core peak flux densities measured in a common 36.3'' beam at all wavelengths; **(12)** Average column density, calculated as $N_{\text{H}_2}^{\text{ave}} = \frac{M_{\text{core}}}{\pi R_{\text{core}}^2}$, where M_{core} is the estimated core mass (col. 7), R_{core} the estimated core radius prior to deconvolution (col. 6), and μ = 2.8; **(13)** Average column density calculated in the same way as for col. 12 but using the deconvolved core radius (col. 5) instead of the core radius measured prior to deconvolution; **(14)** Beam-averaged peak volume density at the resolution of the 500 μm data, derived from the peak column density (col. 11) assuming a Gaussian spherical distribution: $n_{\text{H}_2}^{\text{peak}} = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{N_{\text{H}_2}^{\text{peak}}}{\text{FWHM}_{500}}$; **(15)** Average volume density, calculated as $n_{\text{H}_2}^{\text{ave}} = \frac{M_{\text{core}}}{4/3\pi R_{\text{core}}^3}$, using the estimated core radius prior to deconvolution; **(16)** Average volume density, calculated in the same way as for col. 15 but using the deconvolved core radius (col. 5) instead of the core radius measured prior to deconvolution; **(17)** Bonnor-Ebert mass ratio: α_{BE} = M_{BE,crit}/M_{obs} (see text for details); **(18)** Core type: starless, prestellar, or protostellar; **(19)** Comments may be *no SED fit*, *tentative bound*, or *CO high-V_LSR* (see text for details).

Appendix B: Completeness

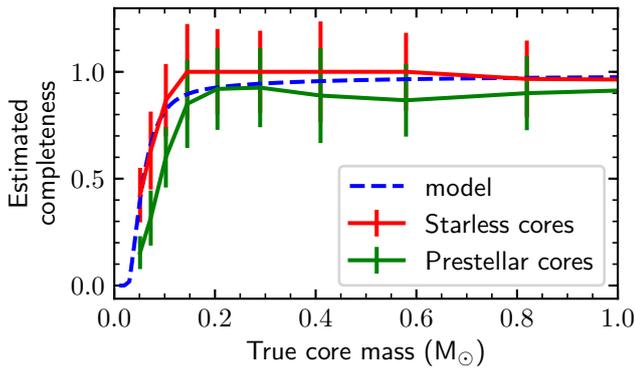


Fig. B.1. Completeness curve of our *Herschel* sample of candidate starless cores (red) and prestellar cores (green), in solid lines, estimated via Monte-Carlo simulations. We add the completeness curve model described in Könyves et al. (2015).

Completeness studies have been carried on the same *Herschel* observations, where we added simulated prestellar cores in the maps and performed a *getsources* extraction. The final catalog derived with *getsources* was then compared with the "true core mass" as injected in the simulation, to estimate on one hand the completeness of our study, which remains complete down to $0.1 M_{\odot}$ (B.1), and also, and the other hand, the mass discrepancy between the mass derivation and the true core mass, which is around 50% (B.2), the true core mass being higher than the derived mass.

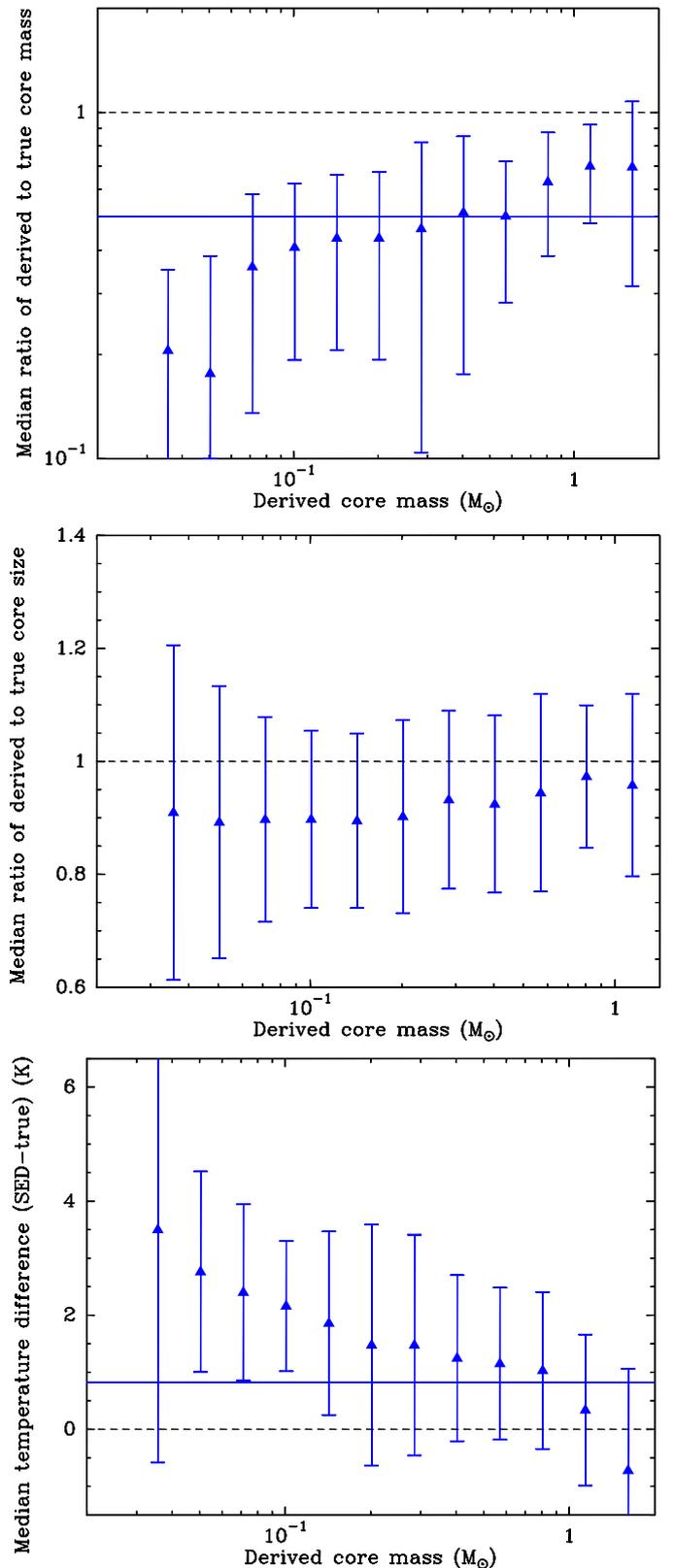


Fig. B.2. Accuracy comparisons of our *Herschel* sample of cores extracted by *getsources*, in solid lines, estimated via Monte-Carlo simulations.

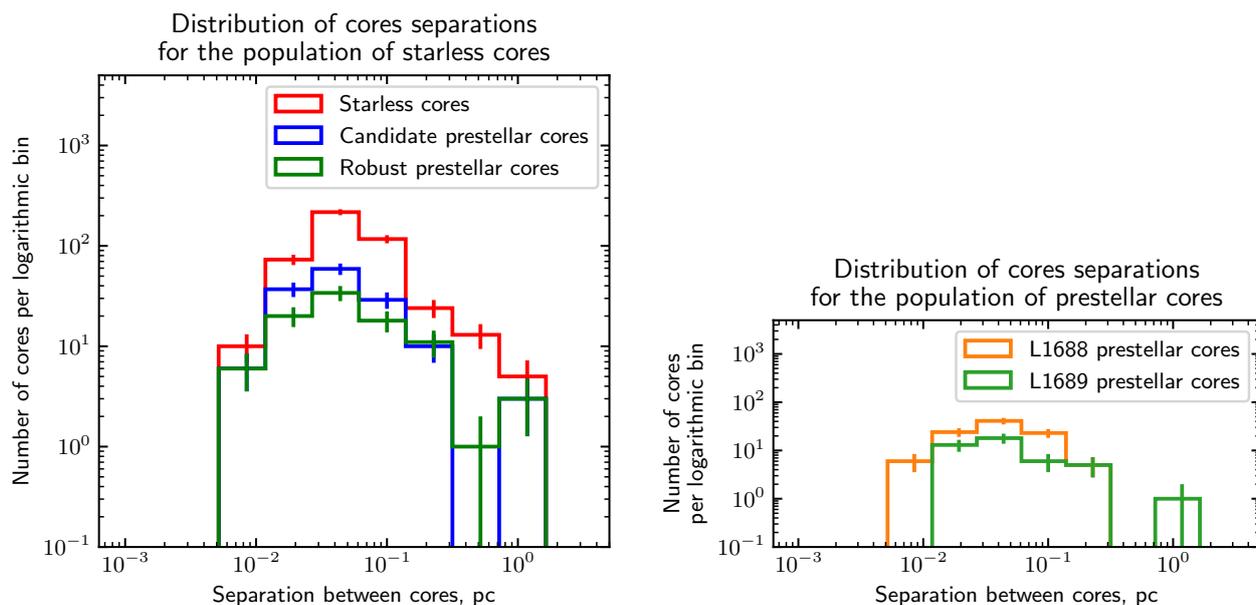


FIGURE 3.3 – Histogramme des séparations de coeurs détectés dans la région d’Ophiuchus. A gauche, nous séparons la population entre les coeurs préstellaires (bleu et vert) et les coeurs non liés (rouge). A droite, nous séparons la population entre les coeurs de la région de L1688 (orange) et L1689 (vert)

3.2.3 Répartition des coeurs préstellaires, lien avec les coeurs non autogravitants

Une fois le recensement des coeurs préstellaires ainsi que de tous les coeurs non autogravitants effectués, il nous est possible de comparer les répartitions spatiales de ces objets.

Celle-ci va naturellement nous informer sur les mécanismes à grande échelle à l’oeuvre dans le nuage moléculaire. Je vais dans les deux parties suivantes détailler deux méthodes d’analyse de la répartition spatiale d’objets et l’appliquer au cas des coeurs préstellaires et des coeurs non liés.

Distribution des séparations entre coeurs plus proches voisins

Une première façon de procéder à l’analyse de la distribution spatiale des coeurs est d’estimer les séparations entre chaque objet source par source. Ces séparations peuvent être ensuite affichées sous forme d’histogramme, et l’analyse de l’histogramme peut nous permettre de tirer les premières conclusions sur la répartition typique des coeurs préstellaires dans le nuage d’Ophiuchus.

Ce type d’analyse peut être perfectionné avec divers estimateurs comme les arbres de poids minimaux ou des fonctions de corrélation à deux points. Cependant, la faiblesse statistique de l’échantillon ¹, rend ces analyses difficiles.

On note malgré tout une différence assez faible quelque soit notre façon de séparer la population

1. critère de Cochran (1954) : 20% des classes statistiques en dessous d’un effectif de 5 au maximum

d'objets (**Figure 3.3**). Ceci indique qu'il existe une unique statistique sous-jacente dans l'échantillon, indépendante des deux possibilités de clustering proposées, en fonction de la nature de l'échantillon et en fonction de sa position dans le nuage. Il faut donc considérer que cette statistique est universelle et liée à la structure même du nuage moléculaire (hypothèse filamentaire ou turbulente) et qu'il n'y a pas de biais dans notre population qui créerait des dépendances visibles dans les histogrammes.

L'ensemble des diagrammes nous permet d'observer un pic aux alentours de 0.05 parsec. Cet écart, de l'ordre de 0.1 parsec, est donc proche de la largeur caractéristique des filaments observées par Herschel ([Arzoumanian et al. \[2011\]](#)), et indiquerait un lien entre la structure filamentaire des nuages moléculaires, avec pour exemple Ophiuchus, et la façon dont les coeurs préstellaires sont agencés.

Il est important de souligner que ce résultat n'est pas trivial. [Inutsuka and Miyama \[1997\]](#) proposaient, avec l'analyse de simulations de nuages moléculaires filamentaires, et les modes propres initiés par une perturbation se propageant dans un cylindre, que ceux-ci se fragmentent avec un espacement de 4 fois la largeur du filament. Les filaments ayant une taille de l'ordre de 0.1 parsec, on devrait donc obtenir dans les nuages moléculaires proches des résultats semblables et donc un pic autour de 0.4 parsec dans la répartition des séparations inter-coeurs préstellaires. Ce n'est observé ni dans Aquila ([Könyves et al., 2015](#)), ni dans Ophiuchus.

Ceci peut-être expliqué de plusieurs façons :

- La compression à grande échelle que subit Ophiuchus comprime les coeurs préstellaires, et les rapproche. Ceci peut donc être un marqueur d'une influence externe sur un nuage moléculaire.
- Malgré les simulations, il existe d'autres modes propres dominants dus à des effets négligés dans ces études (champ magnétique ?)

Analyse directe de la répartition des coeurs

En géométrie, et en application dans le domaine de la géographie, il est possible d'analyser une suite de points physiques sur une carte par exemple à travers leur répartition.

C'est le sens de l'analyse de l'enveloppe convexe d'une suite de points, et comme on va le définir par la suite, l'analyse de la forme "alpha" (alpha shape, [Edelsbrunner et al. \[1983\]](#)) ou enveloppe concave.

Enveloppe convexe

L'enveloppe convexe d'une suite de points représente l'ensemble convexe (deux points de cet ensemble peuvent toujours être joints par un segment) de cette série de points. J'ai utilisé le package Python Shapely pour analyser l'enveloppe convexe des coeurs préstellaires, en supposant qu'ils tracent d'une certaine façon l'état du nuage moléculaire à un instant donné.

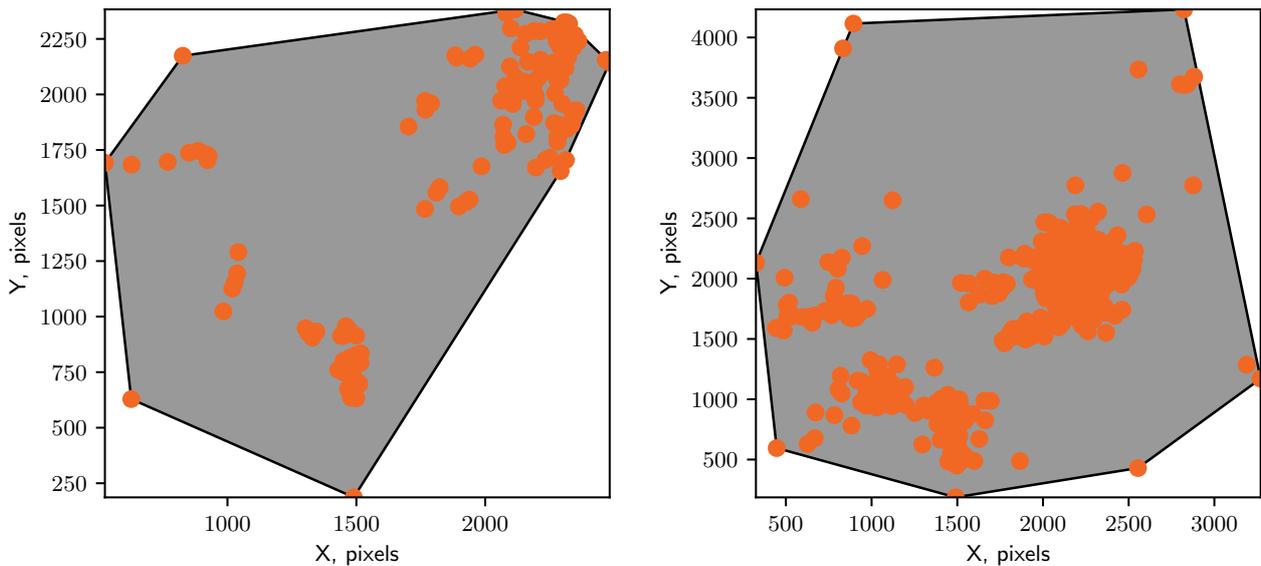


FIGURE 3.4 – Représentation, en gris, de l’enveloppe convexe des points (en orange) représentant les coeurs préstellaires, à gauche, et les coeurs non liés, à droite.

Cette supposition est vérifiée dans la plupart des nuages moléculaires, où les coeurs préstellaires sont au sein de filaments de poussière denses. L’aire de l’enveloppe convexe va donc être proche de la borne supérieure² de l’aire projetée du nuage sur le ciel.

En comparant cette aire pour plusieurs populations (**Figure 3.4**), et en supposant que celles-ci ont un ordre donné, dans un nuage en cours d’effondrement, les coeurs non liés "les mieux situés" évolueront vers les coeurs préstellaires dans un contexte d’accrétion globale du nuage.

TABEAU 3.1 – Aire convexe du nuage moléculaire d’Ophiuchus

Nuage	Aire px ²	Aire pc ²
Coeurs préstellaires	3×10^7	120
Coeurs non liés	9×10^7	370

De cette analyse, il découle que l’aire tendue par l’ensemble des coeurs non liés est bien plus grande que l’aire tendue par l’ensemble des coeurs préstellaires (**Tableau 3.1**), variant du simple au triple. Cependant, notre échantillon de coeurs non liés peut être contaminé par des sources extragalactiques, notamment en dehors du nuage moléculaire, et il faudra donc éliminer les sources qui ne font pas partie d’un cluster, isolées, ce qui limite la simple analyse de cette série d’enveloppes convexes.

Pour cela, nous allons introduire la notion d’enveloppe concave, qui nous permettra par une mé-

2. Ceci n’est qu’une approximation : l’aire de l’enveloppe convexe est la borne supérieure de l’aire tendue par l’ensemble des objets. Cependant le nuage s’étend sur une plus grande aire que celle des objets.

thode analogue d'obtenir la forme du nuage moléculaire "en devenir", si l'on suppose que les zones de plus haute densité sont tracées par les coeurs préstellaires.

Enveloppe concave

Lorsqu'on a analysé l'enveloppe convexe, il est important d'analyser aussi l'enveloppe concave. Si la première donne un bon aperçu de l'ensemble du nuage moléculaire, il se peut que l'on soit biaisé par l'aspect multi-échelle des nuages moléculaires, grands complexes subdivisés en nuages, sous-divisés en clumps. De plus, notamment dans le cas de l'analyse concernant les coeurs non liés, il est possible d'être biaisé aussi par une probable contamination de sources extragalactiques. Il faut donc éliminer ou isoler les groupes de sources qui ne sont pas spatialement associés, pour représenter au mieux l'aire du nuage actuel pour les coeurs préstellaires, et l'aire du nuage à plus faible densité, pour les coeurs non liés.

Pour cela, nous recherchons l'enveloppe "concave" de ce nuage de points. Il s'agit d'une enveloppe connexe, d'aire au moins plus faible que l'enveloppe convexe, et à l'inverse, de périmètre au moins plus grand.

Afin d'obtenir cette enveloppe nous effectuons ce que l'on appelle une triangulation de Delaunay (Delaunay [1934], **Figure 3.5** pour un exemple). Il s'agit d'une méthode de recouvrement de l'ensemble des points et de pavage du plan entre ces points par une suite de triangles. Ensuite, triangle par triangle, nous allons, jusqu'à un certain rayon $\frac{1}{\alpha}$ ne garder que les triangles de rayon du cercle circonscrit supérieur à ce seuil (donc caractérisant des sources plus rapprochées). Cet algorithme relativement simple a été mis en oeuvre avec Shapely de nouveau, permettant une manipulation des objets géométriques simple sous Python.

Nous avons pour différents seuils, calculé les enveloppes convexes des triangulations présentées (**Figure 3.5**).

Nous remarquons pour ces deux échantillons (**Figure 3.7**), de coeurs préstellaires et de coeurs non liés, que quelque soit le seuil alpha choisi, l'aire tendue par les seconds est systématiquement plus grande que celle des coeurs liés.

Dans un contexte d'accrétion de l'ensemble de la masse du nuage à grande échelle, on peut supposer que les zones les moins denses vont se comprimer, et ainsi collecter les coeurs non liés, qui accumuleront de façon dynamique plus de matière jusqu'à atteindre une masse suffisante pour s'effondrer en coeurs préstellaires.

Il faut donc se poser la question des échelles de temps passées dans chacun des états, qui dépendraient de la dynamique du nuage, afin de décrire quantitativement l'évolution future du nuage, des coeurs non liés à une population de coeurs préstellaires, puis aux protoétoiles.

En effet, les nuages moléculaires sont des structures en évolution, dans lesquelles on observe simultanément plusieurs étapes de la formation d'étoile dans des zones différentes.

On peut alors expliquer la présence de coeurs préstellaires concentrée au centre du nuage comme un effondrement de matière à faible densité vers ce centre plus dense, et le déclenchement, lorsque

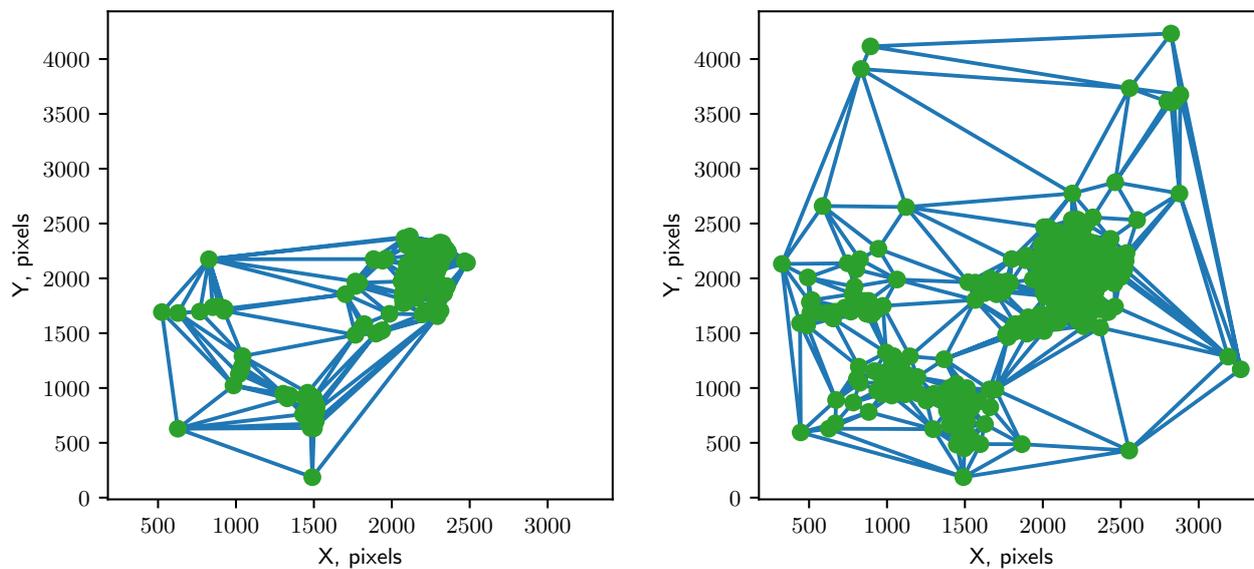


FIGURE 3.5 – Représentation, en bleu, de la triangulation de Delaunay des points (verts) représentant les coeurs préstellaires, à gauche, et les coeurs non liés, à droite.

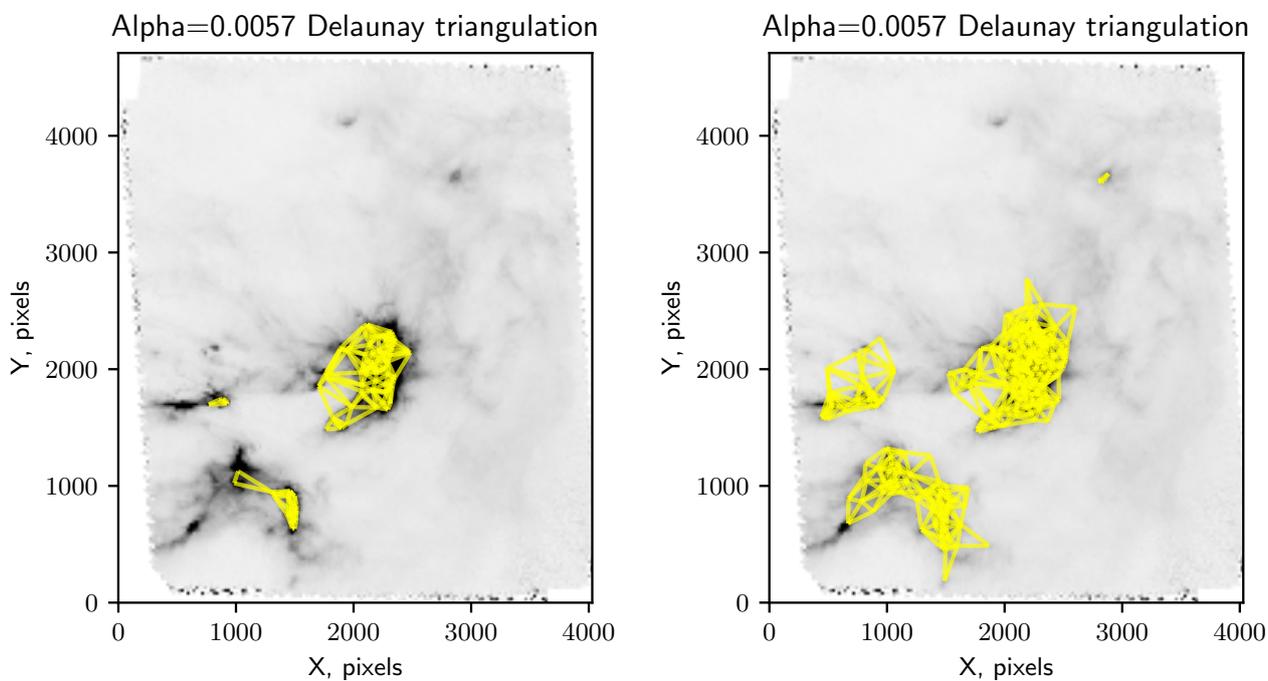


FIGURE 3.6 – Représentation, en jaune, de la triangulation de l'enveloppe concave des points verts de la Figure 3.5 représentant les coeurs préstellaires, à gauche, et les coeurs non liés, à droite.

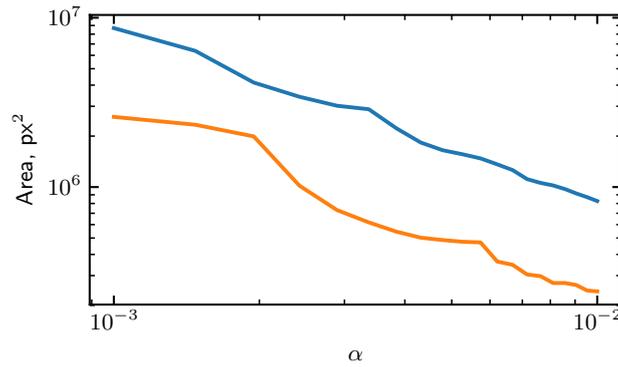


FIGURE 3.7 – Aire de l’enveloppe concave des coeurs préstellaires (en orange) et des coeurs non liés (en bleu). On note que pour tout α , l’aire des coeurs non liés est plus grande que l’aire des coeurs préstellaires. Cette enveloppe concave est calculée avec un seuil de taille des triangles $\alpha = 0.0057$. Ceci correspond à environ 0.12 parsec, qui est la grandeur caractéristique ressortant de toutes les statistiques liées aux coeurs préstellaires dans Ophiuchus et dans de nombreuses régions de formation d’étoile (IC5146, Arzoumanian et al., Aquila, Könyves et al., Taurus, Marsh et al., Kirk et al. in prep.).

cette matière est accumulée au delà d’un seuil critique, d’une fragmentation en coeurs préstellaires au sein de filaments qui se seront accumulés.

3.3 Résumé des résultats principaux

3.3.1 Recensement complet des coeurs préstellaires de la région d’Ophiuchus

Nous avons effectué un recensement complet des coeurs préstellaires de la région tel qu’observée par *Herschel*. Nous dénombrons 144 coeurs préstellaires candidats. Ces coeurs préstellaires se répartissent le long de filaments denses, observables à travers l’émission de poussière de cette région. Ces filaments, peu caractérisés encore, car difficilement observables depuis le sol, semblent s’organiser selon un réseau, qui converge vers la région centrale, autour d’Ophiuchus B et C. Les propriétés des coeurs préstellaires, et notamment leur masse sont dérivées, et nous observons une forte similitude entre la fonction de masse des coeurs préstellaires observée dans Ophiuchus, et celle observée dans d’autres régions de la ceinture de Gould (par exemple, pour Aquila, Könyves et al. [2015]), d’une part, et avec la fonction de masse initiale d’autre part. Cette caractéristique de la fonction de masse des coeurs laisse supposer que ceux-ci sont à l’origine des protoétoiles, et donc des étoiles, et la répartition de leur masse permet d’expliquer en partie la répartition et l’origine des masses des étoiles.

Les filaments dans Ophiuchus, en plus de leur aspect convergent, semblent s’organiser selon une distribution bimodale, rémanent de la structure complète du nuage, perturbé par l’association Sco OB2.

3.3.2 Répartition des masses entre les différents clusters d'Ophiuchus

Dans le cas d'un nuage moléculaire, on considère souvent que les conditions physiques de formation d'étoile sont homogènes, principalement dans les modèles. Ceci est un reliquat d'une époque où les nuages moléculaires n'étaient pas ou pas assez résolus. (Elmegreen and Falgarone [1996]). Il faut noter des différences importantes entre les différentes régions d'Ophiuchus. Ces différences sont importantes car les sous-nuages d'Ophiuchus sont très proches, et devraient montrer des conditions physiques similaires.

L1688, le nuage principal, le plus dense, semble bien plus efficace pour produire des étoiles que L1689, le nuage compagnon le plus proche. Les autres nuages, au départ des streamers d'Ophiuchus ne forment que marginalement des coeurs préstellaires et ne semblent pas être accompagnés de protoétoiles.

Cependant l'efficacité de formation de coeurs préstellaires dépend d'un facteur important : le seuil à partir duquel on considère que le gaz participe à la formation d'étoile. Pour compter tout le gaz participant à la formation de coeurs, il faut inclure les zones de gaz suffisamment dense. Or dans ce milieu, on note que l'efficacité de formation d'étoile entre L1688 et L1689 ne varie que très peu, variant de 12% à 14%, respectivement. Cependant, en considérant l'ensemble du matériel présent autour de chacun des nuages, on trouve que les efficacités s'inversent, et que L1688 est beaucoup plus efficace, à hauteur de 4% que L1689, avec 2.5%. La différence principale entre les deux régions est en fait l'exposition aux vents de σ Scorpii, et ces vents compriment fortement L1688, améliorant significativement l'efficacité de formation des coeurs préstellaires.

3.3.3 Configuration de la formation d'étoile dans Ophiuchus

Longtemps décrite sous forme de clumps, Ophiuchus A jusqu'à F (Loren et al. [1990]), cette région peut être vue sous un oeil différent grâce à Herschel, et l'absence de filtrage spatial du télescope. En effet, à l'aide des informations à très basse densité fournies par le télescope, nous pouvons obtenir une description sous la forme d'arcs consécutifs, expliquant plus simplement les mécanismes de formation d'étoile dans la région, et l'influence des étoiles plus vieilles et plus massives dans les environs de la région de formation d'étoile.

Une étoile a propulsé des vents de matière puissant à très grande échelle et grande distance, et ces vents ont amassé de la poussière et augmenté localement la densité de gaz et de poussière dans Ophiuchus. D'après les directions des arcs consécutifs, il est probable que cette étoile soit σ Scorpii, dans la constellation du Scorpion, une étoile de type B, très active, et accompagnée d'une étoile de type O. Ce type d'influence peut être observé à beaucoup plus petite échelle avec ρ Ophiuchi, une étoile de type B, dont on peut observer l'enveloppe dans la carte de température présentée précédemment (Partie 3.2.2, Figure 3).

Cette bulle de gaz, observable grâce à ses bordures de plus haute température (25K contre 15K

dans le nuage), injecte une grande quantité d'énergie dans le nuage moléculaire d'Ophiuchus, et va l'influencer en comprimant encore plus la région, ce qui risque d'augmenter l'efficacité de formation d'étoile dans les parties les moins denses du nuage (Walch et al. [2013]), ou en dispersant les composants, gaz et poussière, comme on peut l'observer dans la nébuleuse de l'Aigle, et dans les simulations de feedback stellaire (Geen et al. [2015], Walch et al. [2012]).

3.4 Références

- Alves J, Lombardi M and Lada CJ (2007) *A&A*, 462 :L17–L21. doi :10.1051/0004-6361:20066389.
- André P, Men'shchikov A, Bontemps S, Könyves V, Motte F, Schneider N, Didelon P, Minier V, Saraceno P, Ward-Thompson D, di Francesco J, White G, Molinari S, Testi L, Abergel A, Griffin M, Henning T, Royer P, Merín B, Vavrek R, Attard M, Arzoumanian D, Wilson CD, Ade P, Aussel H, Baluteau JP, Benedettini M, Bernard JP, Blommaert JADL, Cambrésy L, Cox P, di Giorgio A, Hargrave P, Hennemann M, Huang M, Kirk J, Krause O, Launhardt R, Leeks S, Le Penec J, Li JZ, Martin PG, Maury A, Olofsson G, Omont A, Peretto N, Pezzuto S, Prusti T, Roussel H, Russeil D, Sauvage M, Sibthorpe B, Sicilia-Aguilar A, Spinoglio L, Waelkens C, Woodcraft A and Zavagno A (2010) *A&A*, 518 :L102. doi :10.1051/0004-6361/201014666. 54
- André P and Saraceno P (2005) In Wilson A, ed., *ESA Special Publication*, vol. 577 of *ESA Special Publication*, pp. 179–184. 54
- André P, Ward-Thompson D and Barsony M (1993) *ApJ*, 406 :122–141. doi :10.1086/172425. 56
- Arzoumanian D, André P, Didelon P, Könyves V, Schneider N, Men'shchikov A, Soubie T, Zavagno A, Bontemps S, di Francesco J, Griffin M, Hennemann M, Hill T, Kirk J, Martin P, Minier V, Molinari S, Motte F, Peretto N, Pezzuto S, Spinoglio L, Ward-Thompson D, White G and Wilson CD (2011) *A&A*, 529 :L6. doi : 10.1051/0004-6361/201116596. 79
- Bohlin RC, Savage BD and Drake JF (1978) *ApJ*, 224 :132–142. doi :10.1086/156357. 55
- Chabrier G (2002) *ApJ*, 567 :304–313. doi :10.1086/324716.
- Delaunay B (1934) *Bulletin de l'Académie des Sciences de l'URSS*, (6) :793–800. 81
- Draine BT and Tan JC (2003) *ApJ*, 594 :347–362. doi :10.1086/376855.
- Edelsbrunner H, Kirkpatrick D and Seidel R (1983) *IEEE Transactions on Information Theory*, 29(4) :551–559. doi :10.1109/TIT.1983.1056714. 79
- Elmegreen BG and Falgarone E (1996) *ApJ*, 471 :816. doi :10.1086/178009. 84
- Geen S, Hennebelle P, Tremblin P and Rosdahl J (2015) *MNRAS*, 454 :4484–4502. doi :10.1093/mnras/stv2272. 85
- Gould BA (1879) *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, 1. 57
- Herschel JFW Sir (1847) Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope ; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825. 57
- Inutsuka Si and Miyama SM (1997) *ApJ*, 480 :681–693. doi :10.1086/303982. 79
- Könyves V, André P, Men'shchikov A, Palmeirim P, Arzoumanian D, Schneider N, Roy A, Didelon P, Maury A, Shimajiri Y, Di Francesco J, Bontemps S, Peretto N, Benedettini M, Bernard JP, Elia D, Griffin MJ, Hill T, Kirk J, Ladjelate B, Marsh K, Martin PG, Motte

- F, Nguyễn Luong Q, Pezzuto S, Roussel H, Rygl KLJ, Sadavoy SI, Schisano E, Spinoglio L, Ward-Thompson D and White GJ (2015) *A&A*, 584 :A91. doi :10.1051/0004-6361/201525861. [79, 83](#)
- Kroupa P, Gilmore G and Tout CA (1991) *MNRAS*, 251 :293–302. doi :10.1093/mnras/251.2.293.
- Kroupa P, Tout CA and Gilmore G (1993) *MNRAS*, 262 :545–587. doi :10.1093/mnras/262.3.545.
- Lada CJ, Lada EA, Clemens DP and Bally J (1994) *ApJ*, 429 :694–709. doi :10.1086/174354.
- Lada CJ and Wilking BA (1984) *ApJ*, 287 :610–621. doi :10.1086/162719. [56](#)
- Larson RB (1969) *MNRAS*, 145 :297. doi :10.1093/mnras/145.3.297.
- Lombardi M (2009) *A&A*, 493 :735–745. doi :10.1051/0004-6361:200810519. [56](#)
- Lombardi M and Alves J (2001) *A&A*, 377 :1023–1034. doi :10.1051/0004-6361:20011099.
- Loren RB, Wootten A and Wilking BA (1990) *ApJ*, 365 :269–286. doi :10.1086/169480. [84](#)
- Lynds BT (1962) *ApJS*, 7 :1. doi :10.1086/190072. [57](#)
- Mamajek EE (2008) *Astronomische Nachrichten*, 329 :10. doi :10.1002/asna.200710827. [57](#)
- Marsh KA, Kirk JM, André P, Griffin MJ, Könyves V, Palmeirim P, Men'shchikov A, Ward-Thompson D, Benedettini M, Bresnahan DW, Francesco JD, Elia D, Motte F, Peretto N, Pezzuto S, Roy A, Sadavoy S, Schneider N, Spinoglio L and White GJ (2016) *MNRAS*, 459 :342–356. doi :10.1093/mnras/stw301.
- Men'shchikov A (2013) *A&A*, 560 :A63. doi :10.1051/0004-6361/201321885. [56](#)
- Men'shchikov A, André P, Didelon P, Motte F, Hennemann M and Schneider N (2012) *A&A*, 542 :A81. doi :10.1051/0004-6361/201218797. [56](#)
- Motte F, André P and Neri R (1998) *A&A*, 336 :150–172.
- Scalo JM (1986) *Fund. Cosmic Phys.*, 11 :1–278.
- Walch S, Whitworth AP, Bisbas TG, Wunsch R and Hubber DA (2013) *MNRAS*, 435 :917–927. doi :10.1093/mnras/stt1115. [85](#)
- Walch SK, Whitworth AP, Bisbas T, Wunsch R and Hubber D (2012) *MNRAS*, 427 :625–636. doi :10.1111/j.1365-2966.2012.21767.x. [85](#)

Chapitre 4

Recherche et caractérisation de pré-naines brunes

Sommaire

4.1 Des coeurs denses de très faible masse	88
4.1.1 Qu'est ce qu'une naine brune et pourquoi rechercher des pré-naines brunes	88
4.1.2 Mécanismes de formation des naines brunes, quelques pistes	89
4.1.3 Oph B-11 : un prototype de pré-naine brune	90
4.2 Caractérisation de l'environnement d'Oph B-11	91
4.2.1 Observations avec le radiotélescope de 30m de l'IRAM	92
4.2.2 Réduction des données avec CLASS	93
4.2.3 Présentation des différents traceurs chimiques	93
4.3 ALMA et Oph B-11	104
4.3.1 Réduction des données avec CASA	104
4.3.2 Présentation des observations ALMA	105
4.3.3 Interprétation des résultats	107
4.4 Conclusions préliminaires	115
4.5 Compléments : Raies détectées à l'IRAM 30m	117
4.6 Références	122

4.1 Des coeurs denses de très faible masse

4.1.1 Qu'est ce qu'une naine brune et pourquoi rechercher des pré-naines brunes

Longtemps théorisées, les naines brunes sont des objets quasi stellaires particuliers, de masse si faible que les réactions de combustion de l'hydrogène ne peuvent s'amorcer.

A mi-chemin entre les étoiles et les planètes, leur mécanisme de formation, toujours mystérieux, reste à déterminer. Elles ont été observées pour la première fois en 1995 (Rebolo et al. [1995], Nakajima et al. [1995]), et certains prédisent qu'elles seraient aussi nombreuses que les étoiles classiques, brûlant de l'hydrogène.

On considère que les naines brunes sont des objets qui brûlent du deutérium, donc au-delà de $13 M_{Jup}$ (IAU POSITION STATEMENT ON THE DEFINITION OF A "PLANET"), mais en dessous de la limite de combustion de l'hydrogène, à $0.075 M_{\odot}$.

On pourrait, avec une image simplifiée de la formation des étoiles, supposer que ces objets de

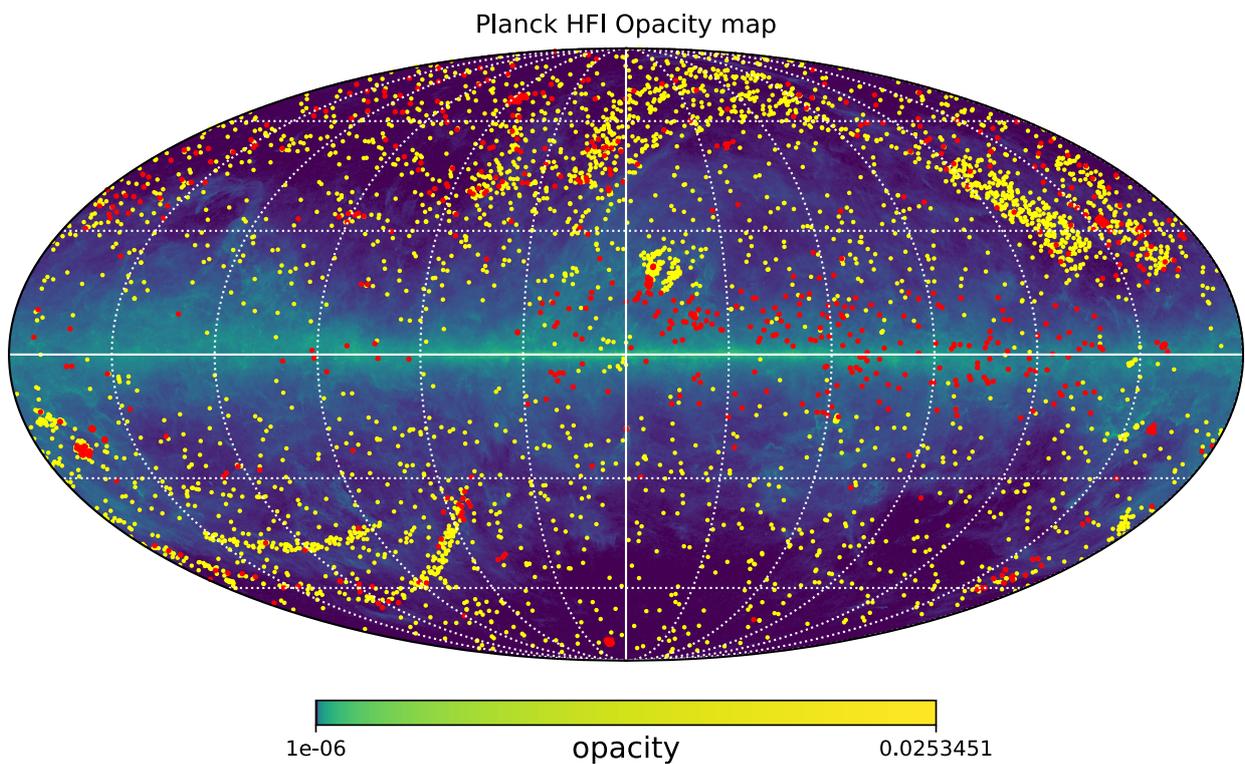


FIGURE 4.1 – Carte d'opacité Planck de l'ensemble du ciel et répartition des naines brunes (en jaune) et candidates naines brunes (en rouge) dans la Voie Lactée d'après le service Simbad du Centre de Données Scientifiques de Strasbourg

masse intermédiaire se forment de la même façon que les étoiles de type solaire, par accumulation de matière dans des filaments, puis par fragmentation et accrétion de ces objets une fois la masse critique atteinte (Padoan and Nordlund [2004]).

Il y a deux détails importants à mentionner. *Herschel* peut très difficilement sonder les zones à petite échelle et à haute densité pour des questions de résolution, tout objet de haute densité étant dilué dans le faisceau d'*Herschel* et apparaissant donc à plus faible densité. Un exemple de pré-naine brune, Oph B-11 (Greaves et al. [2003], André et al. [2012]), a un rayon de 460 unités astronomiques, quand le faisceau d'*Herschel* à 70 μm , estimé à environ 6 arcsec, à une distance de 139 pc, en fait le double, environ 800 unités astronomiques.

Ayant été impliqué dans la calibration et la réduction des données présentées dans les parties qui suivent, je vais détailler les différentes procédures associées, ainsi que les logiciels utilisés, la suite GILDAS de l'IRAM pour l'interféromètre NOEMA et les données du télescope de 30m du Pico Veleta, et CASA du NRAO pour l'interféromètre ALMA.

4.1.2 Mécanismes de formation des naines brunes, quelques pistes

Malgré leur origine mystérieuse (Padoan and Nordlund [2004]), il existe quelques pistes de recherche sur les mécanismes de formation des naines brunes (Whitworth et al. [2007]), l'une similaire à la formation des étoiles normales, par accréation de coeurs préstellaires de très faible masse, et une autre, proposant que les naines brunes soient produites par fragmentation d'un disque puis éjection d'une composante de très faible masse, en cours d'effondrement. (Basu and Vorobyov [2012], Stamatellos and Whitworth [2009])

Fragmentation gravo-turbulente

La première catégorie de mécanismes de formation suppose que les naines brunes se forment de façon analogue aux étoiles capable de brûler de l'hydrogène, de plus grande masse (Padoan and Nordlund [2004]). A l'origine des naines brunes, on peut détecter quelques exemples de proto-naines brunes, objets protostellaires dans les domaines de masse des naines brunes (Hsieh et al. [2016]) ce qui suggèrerait que les naines brunes se forment, d'une part dans les nuages moléculaires puisque l'exemple d'IRAS 16253 est un exemple de proto-naine brune dans le nuage moléculaire d'Ophiuchus, et d'autre part, se forment de la même manière que les étoiles classiques. De plus la détection directe d'un jet provenant de l'étoile, à l'aide du Submillimeter Array, confirme la jeunesse de l'objet, et sa grande similarité avec les étoiles, puisque celles-ci comportent souvent dans leur scénario d'évolution un jet protostellaire, comme dans le cas de VLA 1623 (André et al. [1990]), première étoile de classe 0 détectée notamment grâce au jet protostellaire émettant dans le domaine centimétrique, observé par le VLA. Il est donc raisonnable de penser que puisque nous identifions des précurseurs d'étoiles dans les coeurs préstellaires, il existerait des coeurs préstellaires de très faible masse, ou capable de se sous-fragmenter très tôt pour former une ou plusieurs naines brunes. Du point de vue de l'observateur, Il faudrait donc identifier un objet de masse très faible, émettant dans le domaine submillimétrique à millimétrique, sans contrepartie à plus petite longueur d'onde, dans le proche infrarouge, et sans détection de jet protostellaire, dans les raies

moléculaires comme le CO, ou à plus grande longueur d'onde, centimétrique, où l'émission de bremsstrahlung des vents ionisés peut être détectée.

Whitworth et al. [2007] mentionnent deux possibilités dans ce scénario pour former des naines brunes. La première correspond à la formation de très petites "globulettes" (cf. Haworth et al. [2015]) dues à la turbulence notable dans les nuages moléculaires observés. La seconde est liée à la formation de coeurs préstellaires de grande masse et leur fragmentation pouvant former plusieurs coeurs préstellaires de beaucoup plus faible masse. Il est important de noter que dans le premier cas, la turbulence joue un rôle fondamental, et il sera possible d'en observer les caractéristiques, dont, notamment, la dispersion de vitesse en menant une étude spectrale de candidates pré-naine brunes.

Cependant, les naines brunes sont des objets de masse si faible, que la densité critique à atteindre pour qu'ils s'effondrent sur eux-même est exceptionnellement grande (10^6 cm^{-3}) (Lomax et al. [2016]), et difficilement atteignable dans les conditions physiques des nuages moléculaires observés.

De plus, de tels objets physiques ont une durée de vie extrêmement courte, en suivant le même argument expliquant le peu de détection de coeurs préstellaires massifs. En effet, au delà d'une certaine densité, la durée de vie de ces objets pourrait être de l'ordre de leur temps de chute libre (t_{ff}), variant inversement proportionnellement avec la racine carrée de la densité. Il est possible aussi que dans un environnement dense, ils soient difficiles à distinguer de leur nuage parent.

Processus d'éjection d'un sous-fragment de disque pré ou protoplanétaire, ou d'un coeur protostellaire.

Dans ce type de scénario, la naine brune se forme comme un sous-produit, fragment, d'un coeur préstellaire ou d'un disque, par éjection. Plusieurs cas sont possibles, en fonction de l'état du disque, relaxé ou non, et si le disque est en interaction avec d'autres disques (Vorobyov [2013]).

4.1.3 Oph B-11 : un prototype de pré-naine brune

Détectée par l'instrument SCUBA au James Clerk Maxwell Telescope (Greaves et al. [2003]), puis confirmée à l'interféromètre du plateau de Bure (André et al. [2012]), Oph B-11 est un objet remarquable : il s'agit d'un coeur préstellaire froid, non détecté à courte longueur d'onde (ni par Spitzer, ni Herschel à 70 et 100 μm), gravitationnellement lié et compact, détecté à l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure, et dont la masse ($\sim 20 M_{Jov}$) le place dans le régime des naines brunes. Si ce coeur, relativement isolé dans Ophiuchus B, n'accumule pas plus de masse au cours de son évolution, s'effondre sur lui-même, il deviendra une proto-naine brune, puis une naine brune, ne pouvant démarrer les réactions de combustion de l'hydrogène, caractéristique des étoiles.

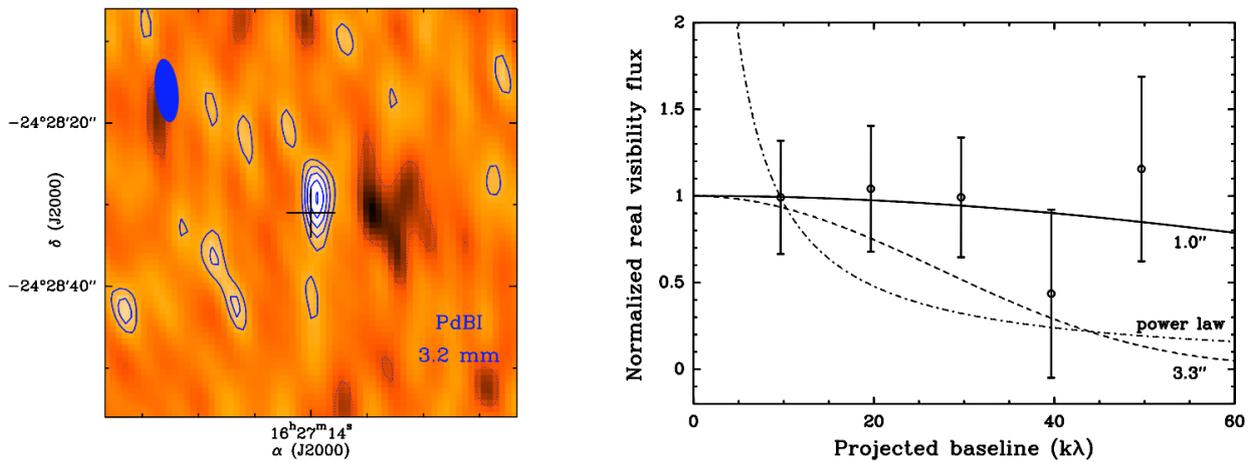


FIGURE 4.2 – (Gauche) Image continuum à 3.2mm de la candidate pré-naine brune Oph B-11 telle qu’observée par l’interféromètre du Plateau de Bure (PdBI). Les contours correspondent à des intensités de 2σ , 3σ , 4σ , 5σ et 6σ avec $\sigma = 0.05$ mJy/beam, correspondant au rms des observations. (Droite) Courbe de visibilité d’Oph B-11 comparé à trois modèles de coeurs de Bonnor-Ebert pour comparaison de tailles. Le modèle de taille 1.0" (en ligne pleine) présente le meilleur accord avec les 4 points de visibilités obtenus (cf. André et al. [2012]), les deux autres (en pointillés), coïncidant très mal avec les visibilités observées.

La masse et la taille de cette pré-naine brune ont été mesurées avec l’interféromètre du Plateau de Bure (maintenant nommé NOEMA). A 3.2 millimètres en continuum, il a été mesuré un flux de 0.3 mJy (Figure 4.2, figure de gauche), ce qui correspond à une masse de poussière de $0.03 M_{\odot}$, considérant un indice d’émissivité $\beta = 2$, et une loi d’opacité $\kappa_{850\mu m} \sim 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, s’agissant d’une estimation de masse à une longueur d’onde donnée avec l’équation suivante :

$$M = \frac{F_{\nu} d^2}{\kappa_{\nu} B_{\nu}(T)} \quad (4.1)$$

avec $\nu = 93$ GHz, c’est à dire 3.2 mm.

Cet objet n’est pas résolu par NOEMA, par conséquent, nous ne pouvons en déduire qu’une limite supérieure de taille dans l’espace image. Le rayon du faisceau PdBI fait $7.8'' \times 2.8''$, soit $390 \text{ u.a.} \times 1090 \text{ u.a.}$. Un ajustement de la courbe de visibilité par plusieurs modèles de sphères de Bonnor-Ebert dans l’espace UV donne aussi une limite supérieure sur la taille de l’objet, de 460 u.a. pour le rayon externe du coeur en question (Figure 4.2, figure de droite).

4.2 Caractérisation de l’environnement d’Oph B-11

Les observations avec l’interféromètre du Plateau de Bure ont mis en évidence une zone remarquable (Figure 4.3, figure de gauche), où au moins deux composantes de vitesse distinctes sont détectables. Ceci est attribué à la présence d’un choc¹ dans la région d’Oph B-11, choc qui

1. La coïncidence spatiale, et en vitesse ($20''$ et 1km/s , dont une composante à la même vitesse systémique que son nuage parent) ainsi que la preuve chimique de l’interaction nous permet d’écarter l’hypothèse de deux régions

pourrait être à l'origine de cet objet, dans l'image d'une formation gravo-turbulente des naines brunes (Padoan and Nordlund [2004], Klessen et al. [2005]).

Dans ce cadre, des observations avec le télescope de 30m de l'IRAM ont été proposées, afin d'explorer l'environnement de cette pré-naine brune, et caractériser en détail le choc affectant cette région. Plusieurs traceurs doivent être analysés, car selon les simulations détaillées dans Lesaffre et al. [2013] (Figure 4.3, figure de droite), certains traceurs seront dominants par rapport à d'autres dans des régions de choc à faible vitesse. En priorité, nous allons étudier plusieurs transitions de méthanol, d'oxyde et dioxyde de soufre, et de formaldéhyde.

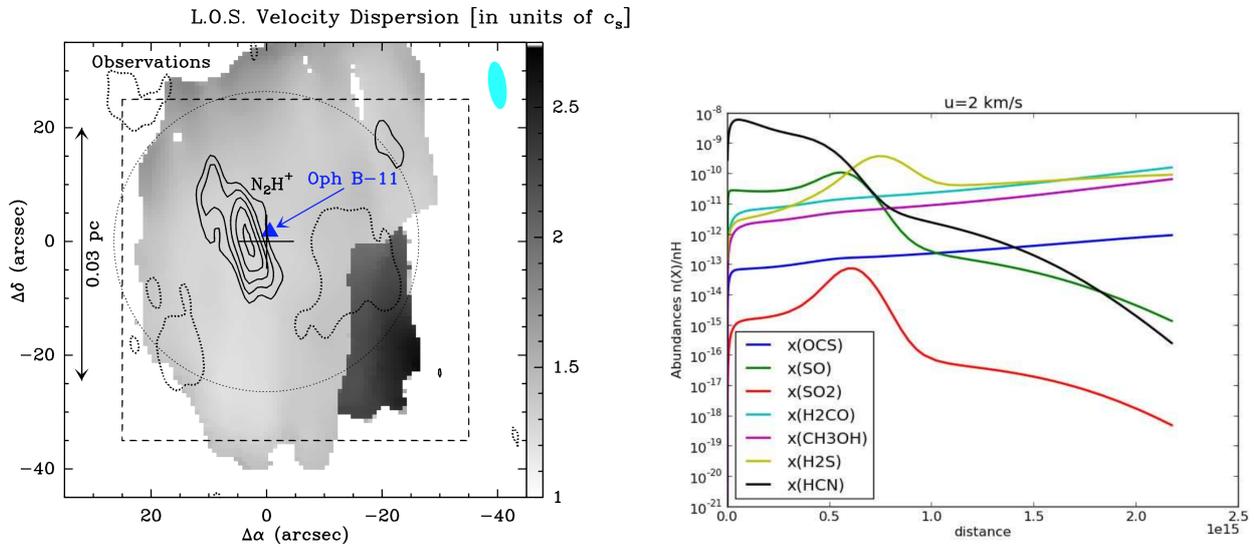


FIGURE 4.3 – (Gauche) Dispersion de vitesse le long de la ligne de visée en nuances de gris dérivée par fit gaussien du multiplet de N_2H^+ dans les données combinées IRAM30m et PdBI. La zone plus foncée correspond à une région de divergence de vitesse entre deux composantes différentes, qui peuvent être interprétées comme un choc entre deux masses de gaz. (Droite) Abondances de différentes molécules en fonction de la distance au choc (en cm) d'après les modèles de Lesaffre et al. [2013] pour une vitesse de choc de 2 km/s, une densité de 10^5 cm^{-3} , un champ de rayonnement $G_0 = 30$, et un champ magnétique de $16 \mu\text{G}$. Le résultat principal, motivant nos observations est que les molécules de méthanol, de formaldéhyde, de sulfure de dihydrogène devraient être prépondérantes le long du choc.

4.2.1 Observations avec le radiotélescope de 30m de l'IRAM

Nous avons mené une série d'observations au télescope de 30m de l'IRAM afin de détailler l'environnement de formation d'Oph B-11 (projets 046-13 -novembre 2013 -, 156-14 -février 2014 -, et 156-14 bis et ter -avril et mai 2014-). Ces observations ont bénéficié d'un total de 86h de temps de télescope, pendant lesquelles Oph B-11 a pu être observée à 1, 2 et 3mm avec le récepteur hétérodyne EMIR pendant environ 50h. La première série d'observations, en novembre 2013, a été

indépendantes sur la même ligne de visée

consacrée à des observations "pointées", selon 5 positions couvrant Oph B-11 et l'origine supposée du choc observé par l'interféromètre du Plateau de Bure, mis en évidence par la divergence de vitesse à environ 10 arcsec (~ 1500 u.a.) de la candidate pré-naine brune. Par la suite, nous avons opté pour des cartes On-The-Fly (OTF), permettant d'échantillonner directement l'ensemble de la région autour d'Oph B-11, sur un carré de 16 arcsec de côté.

4.2.2 Réduction des données avec CLASS

MIRA et CLASS sont les logiciels de la suite GILDAS, associée aux données du télescope de 30m de l'IRAM. MIRA peut être utilisé désormais de façon automatique au télescope afin de produire immédiatement les fichiers .30m non calibrés contenant l'ensemble des spectres observés (**Figure 4.23**, **Figure 4.24**). Dans la procédure de traitement des données, menée dans CLASS, il fallait successivement :

- Appliquer une ligne de base bande par bande observée, un polynôme de degré 1 suffisait.
- Repérer une raie moléculaire.
- Identifier la raie moléculaire et sa fréquence de référence.
- Extraire la raie moléculaire de l'ensemble du spectre, pour chaque position.
- Créer le cube .lmv/.fits.

Tous les spectres et les cartes ont été produits en température d'antenne (T_A^*). Cependant, il existe plusieurs facteurs qui limitent l'adéquation entre la température d'antenne et la valeur de flux physique observée (cf. Chapitre 2, partie 2). On utilise la conversion suivante entre les grandeurs T_A^* et T_{MB} contenant l'information physique,

$$T_{MB} = \frac{F_{eff}}{B_{eff}} T_A^* \quad (4.2)$$

avec F_{eff} , la "forward efficiency", ou efficacité de couplage, et B_{eff} la "beam efficiency", tenant compte des imperfections d'antenne, et ratio entre l'angle solide observé par le lobe principal et l'angle solide observé par toute l'antenne. Cette dernière grandeur dépend notamment de la longueur d'onde, mais leurs valeurs sont tabulées au télescope de 30m de l'IRAM ([Iram30mEfficiencis](#)).

4.2.3 Présentation des différents traceurs chimiques

CO, DCO⁺ et isotopes

La forte présence de CO dans le nuage d'Ophiuchus (**Figure 4.4**) limite grandement l'étude de cette région en particulier, et n'était pas l'objet de notre étude. De plus, l'étude du monoxyde de carbone dans le cadre d'observations de coeurs préstellaires est limitée par la forte déplétion

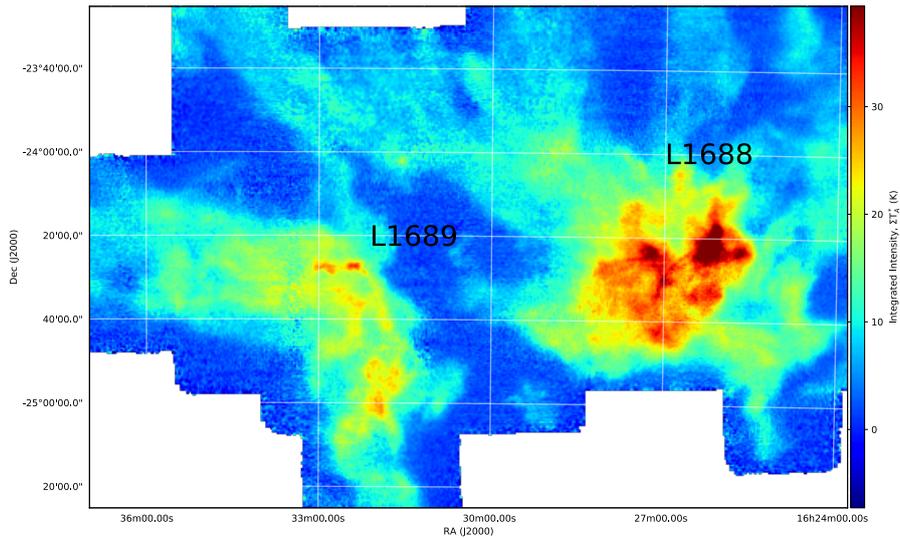


FIGURE 4.4 – Carte d’intensité intégrée de la raie CO(2-1) par le FCRAO (COMPLETE, [Ridge et al. \[2006\]](#))

observée de cette molécule vers les zones les plus denses du coeur. En effet, les molécules de monoxyde de carbone ont tendance à geler (phénomène de freeze-out) sur les grains de poussière des coeurs denses des nuages moléculaires. Cependant, les bandes observées contenaient la raie de $C^{18}O(2-1)$, qui sont présentées par la suite.

Le DCO^+ ([Loren et al. \[1990\]](#)) est une molécule dérivée du monoxyde de carbone qui présente une répartition plus intéressante, car attachée aux coeurs préstellaires et aux zones denses de formation d’étoile. La transition du $DCO^+(3-2)$ présente un pic à 216.112 GHz. L’intérêt principal de cette molécule est de tracer une partie des condensations liées aux coeurs préstellaires.

SO et isotopes

Les molécules sulfurées sont très présentes dans le milieu interstellaire, à hauteur d’environ 4% de la concentration en molécules carbonées tel qu’observées ([Duley et al. \[1980\]](#)). Parmi toutes les molécules qui sont observées dans le milieu interstellaire, deux d’entre elles sont particulièrement représentées dans notre relevé : SO et CS. Ces molécules sont fortement présentes dans la région avoisinant Oph B-11, et SO caractérise, selon les modèles décrits dans [Lesaffre et al. \[2013\]](#) une zone proche d’un choc à faible vitesse ($\sim 1\text{km/s}$). Il est donc naturel, tenant compte de la résolution de nos observations (0.1km/s) de séparer de façon correcte les deux composantes de vitesse du choc dans toutes les transitions que nous étudions, et à plus forte raison dans le cas du SO.

CH_3OH et autres chaînes carbonées complexes

Les molécules organiques complexes ont été détectées très tôt dans le milieu interstellaire, et le méthanol, notamment, alcool organique le plus simple, est détecté autour des années 70 ([Ball et al. \[1970\]](#), [Herbst et al. \[1984\]](#), [Menten et al. \[1985\]](#),), de même que le formaldéhyde, aldéhyde le

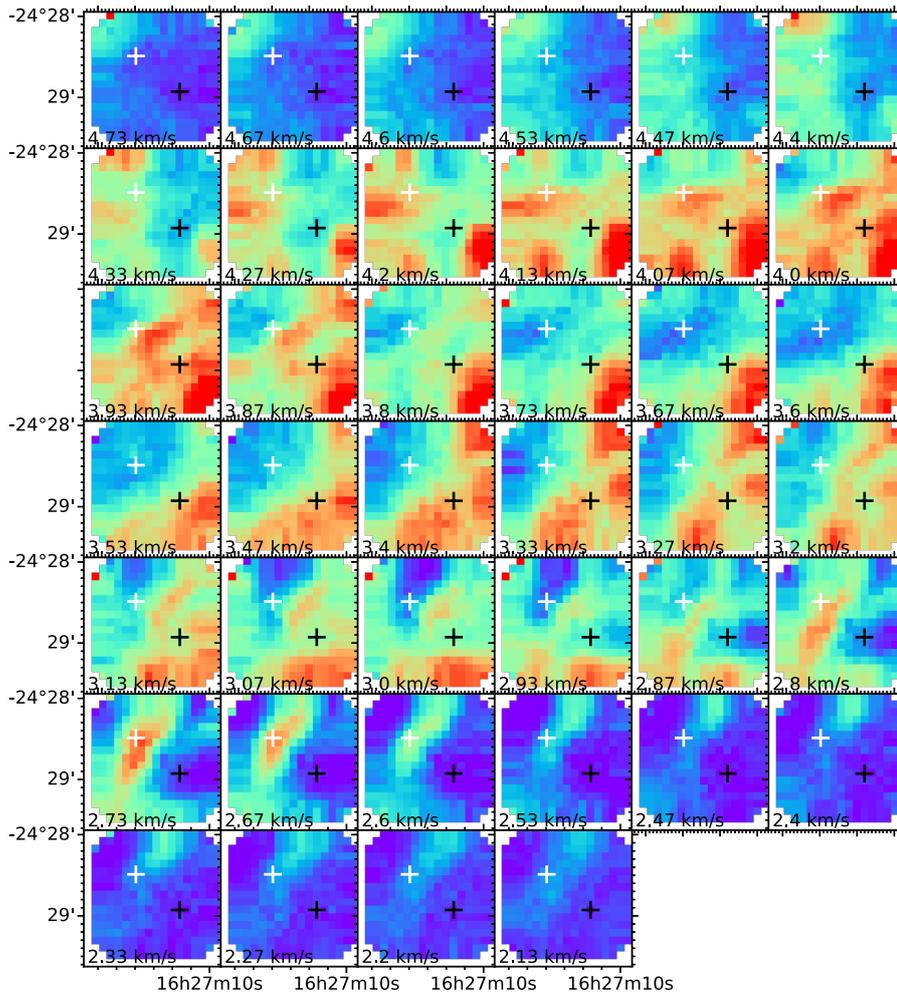


FIGURE 4.5 – Carte par canaux de l'émission de $C^{18}O(2-1)$ observée par le 30m. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix noire marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en $N_2H^+(1-0)$ par le plateau de Bure.

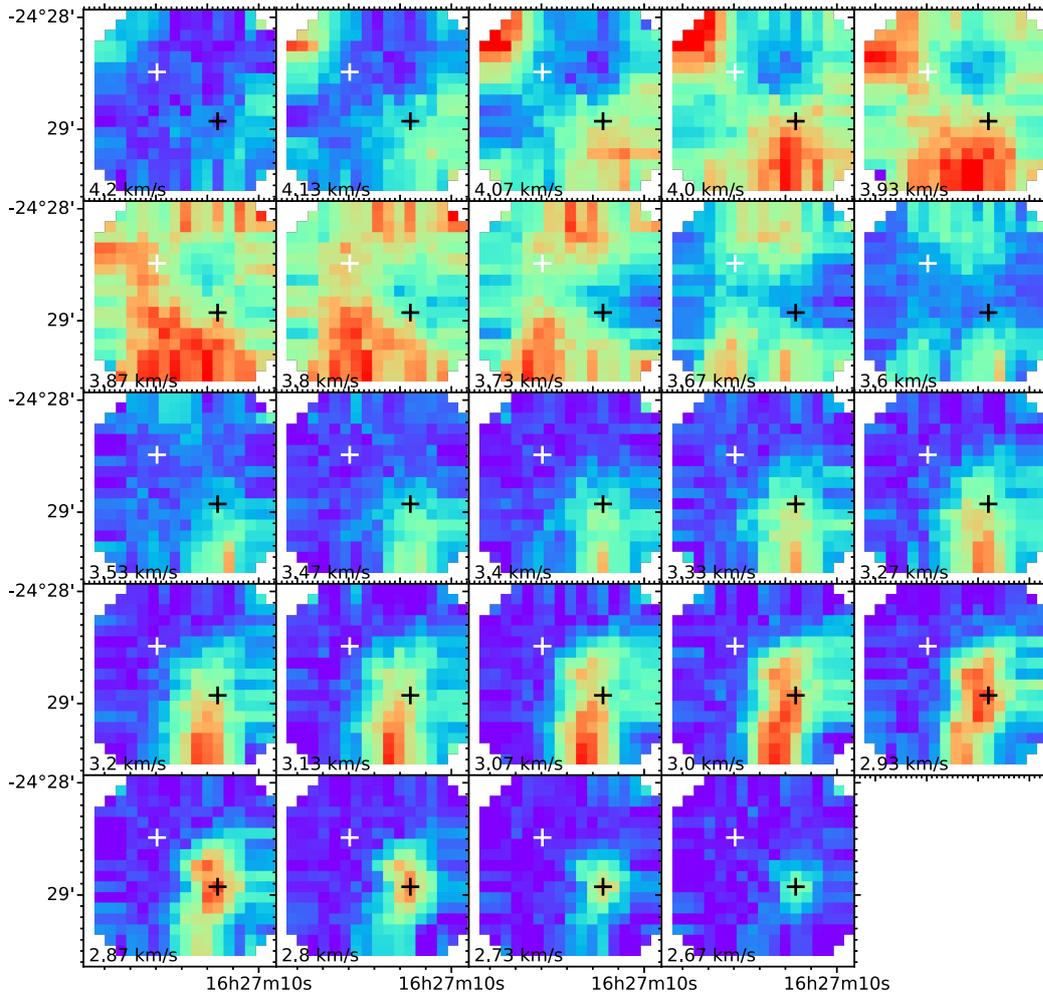


FIGURE 4.6 – Carte par canaux de l'émission de $\text{DCO}^+(3-2)$ observée par le 30m. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix noire marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ par le plateau de Bure.

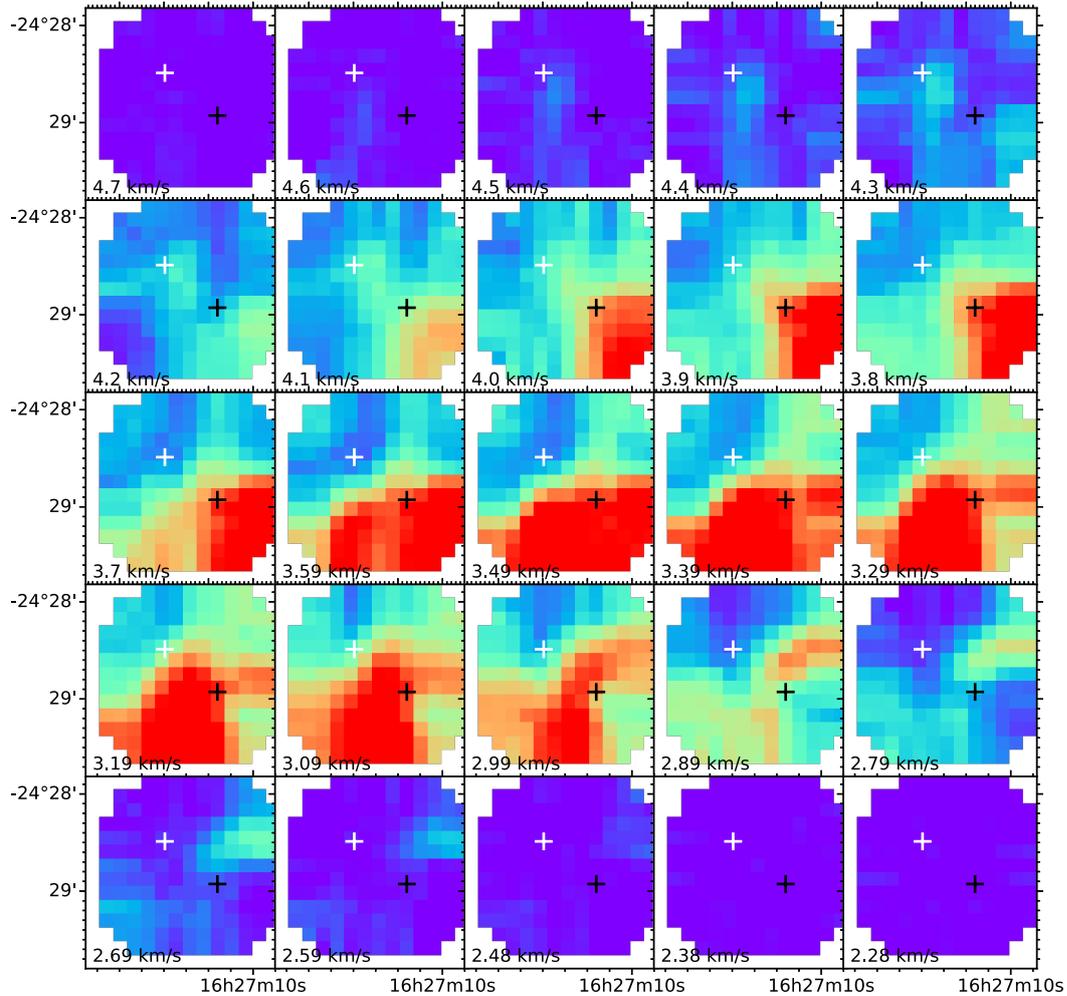


FIGURE 4.7 – Carte par canaux de l'émission de $\text{SO}(5_6-4_5)$ autour d'Oph B-11 observée par le 30m. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix noire marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ par le plateau de Bure, où deux composantes distinctes apparaissent.

plus simple (Snyder et al. [1969], Cuppen et al. [2009], Aikawa et al. [2003]).

Ces molécules présentent une importance prébiotique, étant donné leur caractère organique, elles sont précurseurs de nombreuses molécules plus complexes et pourraient expliquer la formation de molécules prébiotiques telles que de l'ARN et diverses protéines (Powner et al. [2009]).

Cette première molécule a vu son existence longtemps expliquée par sa formation en phase gazeuse, par absorption d'eau par du CH_3^+ , puis par départ d'un proton pour former la molécule de méthanol (Herbst [1985]). Malgré cette explication, les très hautes abondances de méthanol observées conduisent à proposer des schémas de formation alternatifs (Wirström et al. [2011]; Watanabe et al. [2004], Fuchs et al. [2009]), par hydrogénation de monoxyde de carbone sur les grains de poussière interstellaire.

En présence de poussières, on verra donc cette molécule se former et nous l'observons autour d'Oph B-11. La résolution des cartes ne permet pas de détailler la structure de l'émission de méthanol, mais des structures compactes (Figure 4.8) sont observables à des vitesses de 4.3 km/s, tandis que le choc précédemment observé contient une grande quantité de méthanol sous forme d'une émission allongée, à 3 km/s.

Le formaldéhyde devrait être plus simple à observer, car contrairement au méthanol, sa fonction de partition est plus faible et il est de plus grande volatilité (Öberg et al. [2017]). Il subsiste principalement en phase gazeuse (Cuppen et al. [2009]) et son mécanisme de formation le rend plus abondant dans les zones les plus chaudes de disques protoplanétaires, tandis que dans l'éventualité d'un mécanisme de formation lié aux grains de poussière, il devrait être abondant en dessous de 20K.

N_2H^+ et isotopes

L'émission de la raie N_2H^+ (1-0) dont la distribution spatiale est assez proche de la distribution de densité de colonne, déduite de l'émission des poussières froides avec Herschel, présente une structure hyperfine complexe. Elle est due principalement aux interactions croisées des moments quadripolaires des deux atomes d'azote et le spin de la molécule (Pagani et al. [2009]). Dans le détail, la transition observée se place entre les niveaux 1 et 0 de cette molécule, et ces niveaux quantiques se subdivisent en plusieurs autres niveaux, qui tous vont émettre un rayonnement aux alentours de 93173.7767 MHz (Caselli et al. [1995]). Ceci justifie donc la présence d'un multiplet de 7 pics, caractéristique de cette transition.

A cette fin, nous avons effectué un ajustement² de la transition hyperfine utilisant les données théoriques sur les intensités relatives des pics du multiplet (Mangum and Shirley [2015], Figure 4.12), et en supposant que l'émission n'est pas optiquement épaisse. Ces observations complètent les observations de cette transition effectuées au PdBI (André et al. [2012]).

2. Pour cela, j'ai utilisé une méthode d'ajustement en deux temps : ajuster une composante du multiplet, et quand la dispersion de vitesse de la composante ajustée dépasse 0.3 km/s, considérant qu'il s'agit d'une zone d'apparition de la seconde composante, je recommence l'ajustement avec deux composantes de vitesse distinctes.

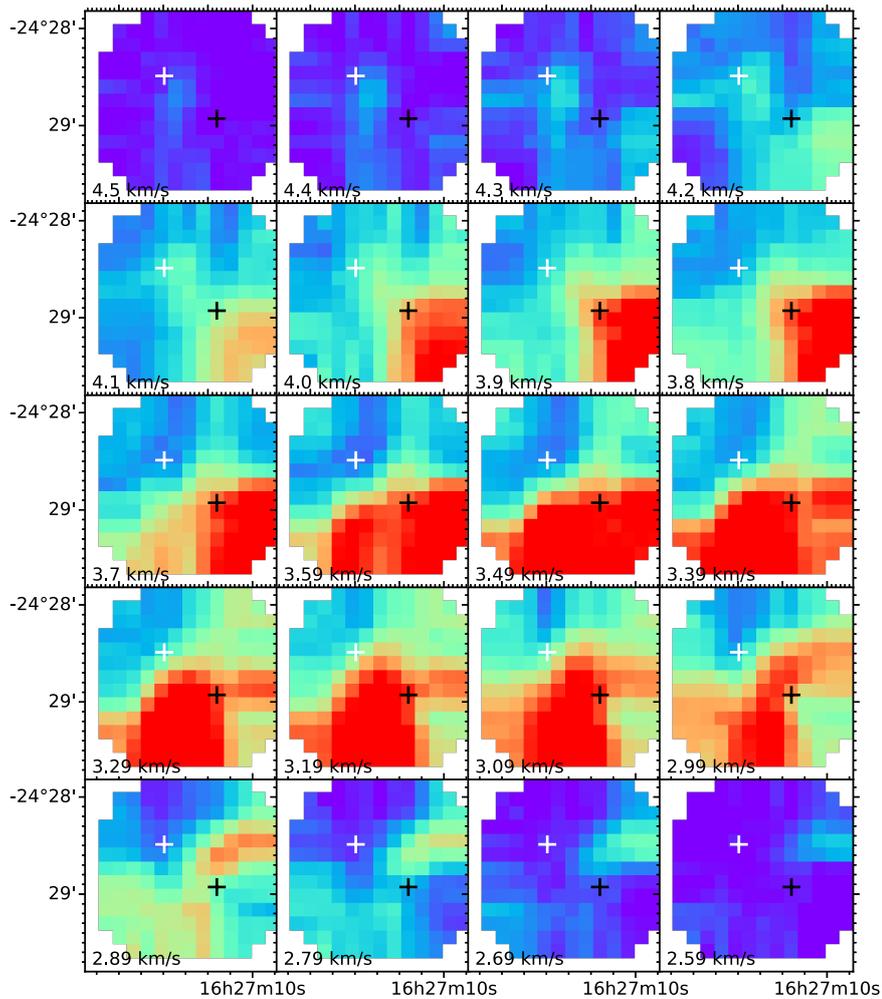


FIGURE 4.8 – Carte par canaux de l'émission de $\text{CH}_3\text{OH}(3-2)$ observée par le 30m. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix noire marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en N_2H^+ par le plateau de Bure.

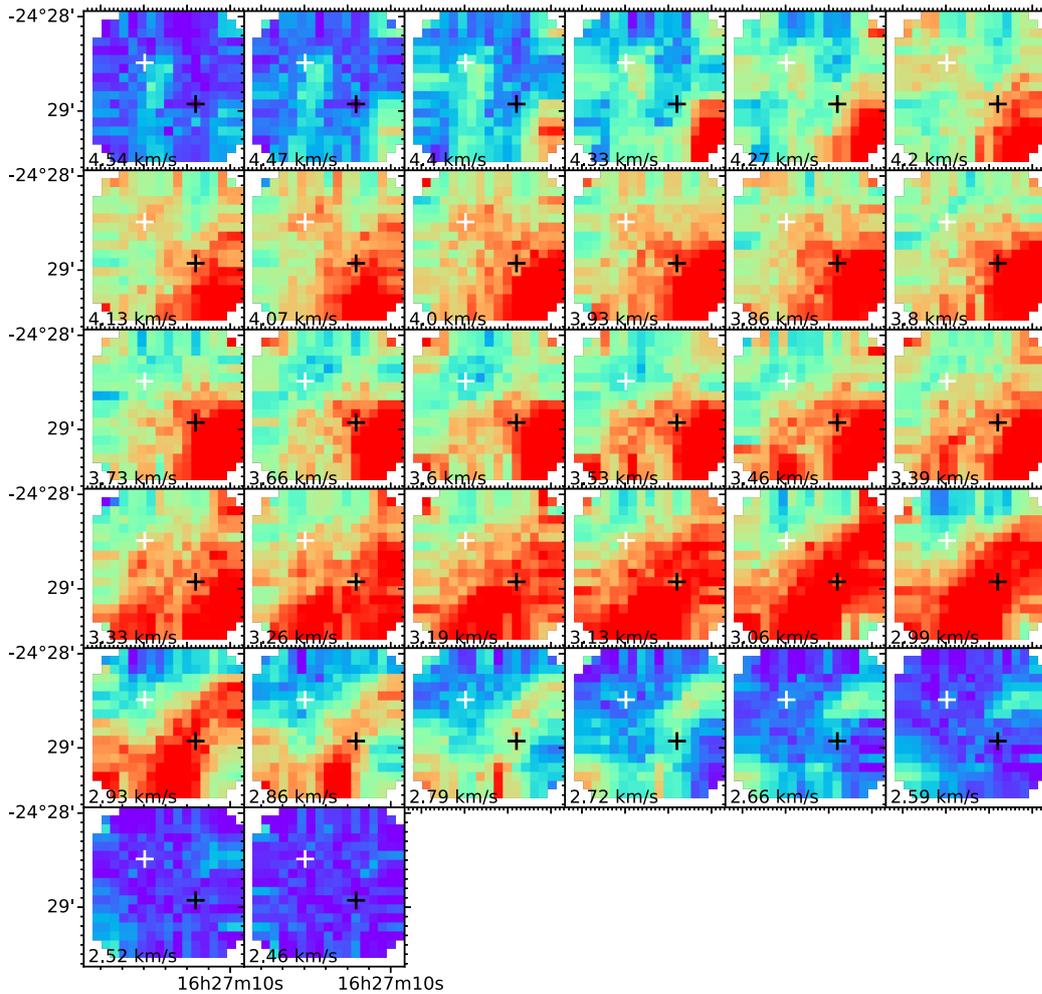


FIGURE 4.9 – Carte par canaux de l'émission de $\text{H}_2\text{CO}(3-2)$ observée par le 30m. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix rouge marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en N_2H^+ par le plateau de Bure.

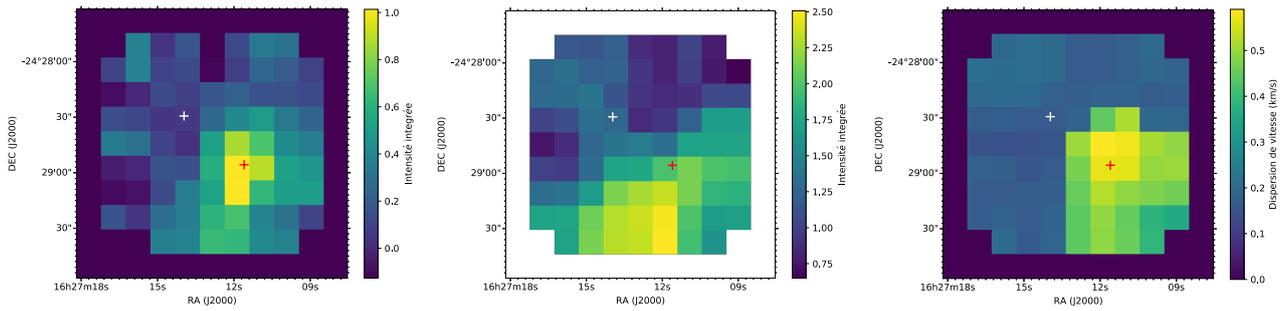


FIGURE 4.10 – (Gauche) Composante isolée de la transition du $N_2H^+(1-0)$ intégrée autour de 3km/s, faisant apparaître la zone de choc (milieu) Composante isolée du $N_2H^+(1-0)$ intégrée autour de 4km/s (droite) Carte de dispersion de vitesse dans la région d’Oph B-11.

De cet ajustement, l’un des paramètres libres est l’opacité du milieu, pour toutes les composantes observées, ainsi que la dispersion de vitesse, et la température d’excitation de la zone. Ces résultats sont présentés en **Figure 4.10**. On ne détecte pas l’émission d’Oph B-11 directement. En effet, les observations à 3 millimètres limitent la résolution des observations, et il est donc plus difficile de découpler cette source assez faible du reste du nuage. Le faisceau de l’observation à 3mm est de 28 arcsec.

Interprétations

Le milieu environnant Oph B-11 est riche en molécules organiques diverses et de nombreux traceurs peuvent être observés, notamment le SO, le CH_3OH , le H_2CO , et surtout le N_2H^+ et le DCO^+ qui sont attendus au niveau de la position d’Oph B-11 tandis que les premières molécules mettent en évidence le choc à basse vitesse présent à proximité d’Oph B-11. De nombreuses sources d’émission compactes sont observées autour de cette source, ce qui laisse imaginer, en plus d’un choc de grande taille à environ 20 arcsec (~ 2800 u.a.) de la source, la présence de chocs secondaires, de plus faible intensité, à proximité de la source.

Ceci pourrait être expliqué de deux manières distinctes, en l’absence de données supplémentaires. Soit on suppose qu’Oph B-11 n’est pas une pré-naine brune, et est déjà en train d’influencer son environnement par différents jets qui seraient caractéristiques d’une nature protostellaire. Soit ces différents chocs sont à l’origine d’Oph B-11, et il existe différents artefacts à proximité de la source qui peuvent être détectés, comme des chocs secondaires. Cependant, les observations Herschel dans cette zone ne montrent pas de source protostellaire à proximité, ni à 70, ni à 100 microns, donc Oph B-11 ne possède pas selon nos observations de coeur protostellaire actif.

Ceci a justifié notamment une demande d’observation à plus petite échelle, grâce à l’interféromètre ALMA (pour Atacama Large Millimeter Array).

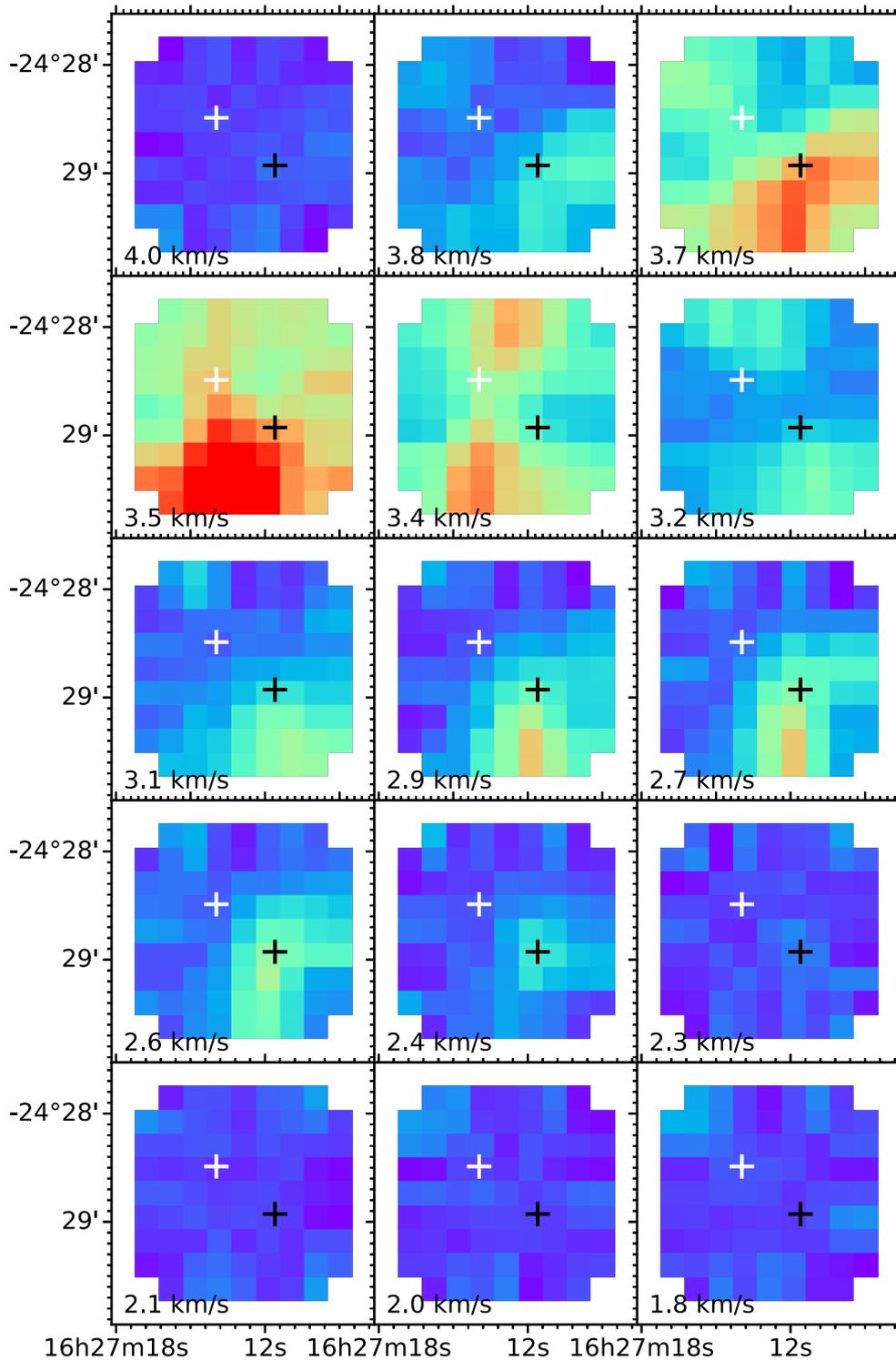


FIGURE 4.11 – Carte par canaux de l'émission de la composante isolée à plus faible vélocité du $N_2H^+(1-0)$. La croix blanche marque la position PdBI d'Oph B-11. La croix noire marque la position de l'émission compacte au niveau du choc observé en N_2H^+ par le plateau de Bure.

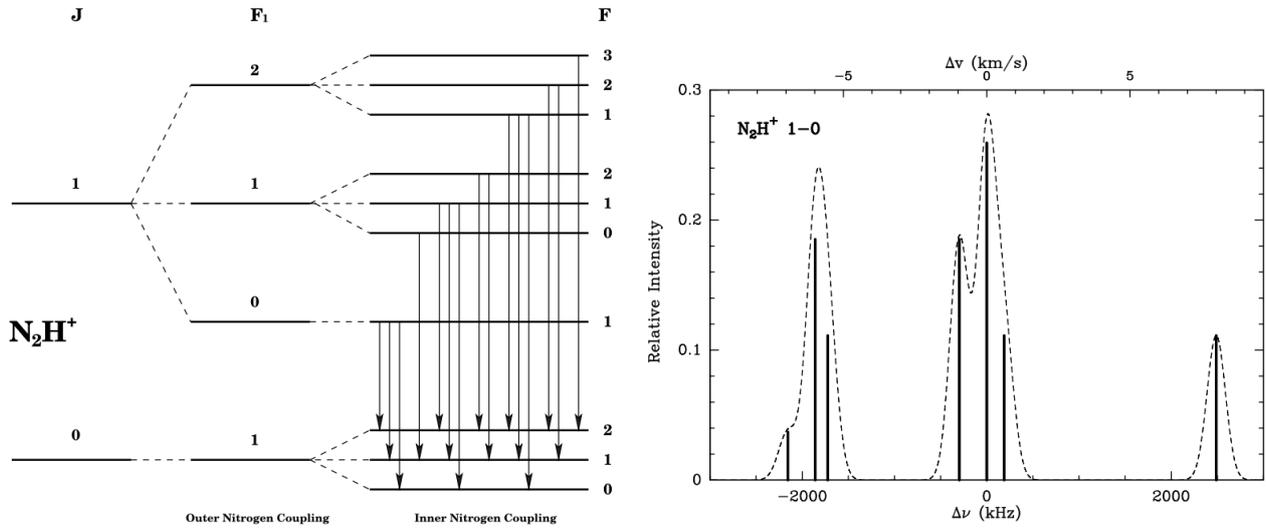


FIGURE 4.12 – (gauche) Diagramme d'énergie de la transition $J = 1$ vers $J = 0$ du N_2H^+ . Malgré la présence de 15 transitions possibles, on en observe seulement 7. Ceci est du au fait que malgré la présence de trois niveaux différents pour l'état quantique $J = 0$, ceux-ci sont au même niveau d'énergie (dégénérescence). (droite) Spectre synthétique de N_2H^+ avec les fréquences de chacune des composantes du multiplet indiquées en traits verticaux (Mangum and Shirley [2015]).

TABLEAU 4.1 – Intensité des composantes du multiplet du N_2H^+ $J=1-0$ (Mangum and Shirley [2015])

$F' \rightarrow F$	$F'_1 \rightarrow F_1$	$\Delta\nu$ (kHz)	Intensité relative
(0,1)	(1,1)	-2155.7	$\frac{1}{27}$
(2,2)	(1,1)	-1859.9	$\frac{5}{27}$
(2,1)	(1,1)		
(1,2)	(1,1)	-1723.4	$\frac{1}{9}$
(1,1)	(1,1)		
(1,0)	(1,1)		
(2,1)	(2,1)	-297.1	$\frac{5}{27}$
(2,2)	(2,1)		
(3,2)	(2,1)	+0.0	$\frac{7}{27}$
(1,1)	(2,1)	+189.9	$\frac{1}{9}$
(1,2)	(2,1)		
(1,0)	(2,1)		
(1,2)	(0,1)	+2488.3	$\frac{1}{9}$
(1,1)	(0,1)		
(1,0)	(0,1)		

4.3 ALMA et Oph B-11

La détection obtenue à NOEMA (André et al. [2012]) est un résultat plus qu'encourageant sur deux plans. Tout d'abord, on arrive à observer en continuum des poussières une pré-naine brune, de très faible masse, à 3.2 mm, et on arrive à distinguer dans un environnement de formation deux composantes de vitesse indiquant un possible choc. Des observations ALMA ont été proposées, tout d'abord pour mieux caractériser l'objet sur plusieurs longueurs d'onde (en 2012), et ensuite pour observer l'objet et son environnement (en 2016). Ces projets ont tous été observés dans leur ensemble, avec ALMA et ACA, les deux réseaux d'antennes étendu et compact.

4.3.1 Réduction des données avec CASA

Calibration

L'ensemble de la calibration a été reproduite selon les scripts fournis par le noeud ALMA Regional Center (ARC) auquel les observations ont été rattachées. Il s'agissait de produire un .ms, pour Measurement Set (standard de la NRAO, que l'on retrouve dans les observations VLA), contenant l'ensemble des métadonnées des observations ainsi que l'ensemble des points dans le plan UV observés, à partir du fichier brut .asdm.sdm, contenant le modèle de données des observations ALMA. Ces procédures sont toutes menées dans le logiciel CASA, qui présente l'avantage de permettre à chaque étape de vérifier graphiquement l'ensemble des traitements de données, et dont l'interface est en Python, ce qui permet de mener ce traitement jusqu'à son terme dans cet environnement. Les différents désavantages de CASA sont tout d'abord son apparente lenteur : le logiciel est encore jeune et malgré une interface partiellement écrite en C pour des questions de vitesse, Python reste un facteur limitant pour beaucoup de procédures. On peut souvent améliorer cet aspect en allégeant les observations, par exemple en rééchantillonnant temporellement les observations qui ne nécessitent pas d'étudier un phénomène transitoire. De plus, il est décrit comme parfois instable, aspect problématique lorsque certains processus peuvent prendre jusqu'à 3 jours complets pour être traités. Ceci est souvent dû à une inadéquation entre les performances demandées par le logiciel et les performances proposées par la machine disponible.

Imagerie

Lorsqu'on a obtenu une table UV calibrée, l'image obtenue directement par transformée de Fourier inverse est souvent de très mauvaise qualité. Ceci est dû au fait que cette image présente un faisceau extrêmement complexe, détaillant l'ensemble de la structure de l'interféromètre. Il faut donc ajouter une étape de déconvolution pour obtenir une image finale de bonne qualité. Cette déconvolution va supprimer les artefacts liés au lobe "sale", et fournir une image finale convoluée par un faisceau propre gaussien.

La différence principale entre ces images est souvent la présence d'artefacts négatifs, qui ne contiennent

aucune réalité physique, et qui doivent donc dans la mesure du possible être corrigés.

CLEAN (Högbom [1974]) est la méthode la plus couramment utilisée dans ce domaine. Cet algorithme de déconvolution permet de résoudre le problème inverse suivant. L'image non déconvoluée est représentée par la matrice $I_{dirty}(x,y)$ dans l'espace image, et a pour valeur,

$$I(x, y) = \sum_i A_i P_D(x - x_i, y - y_i) + I_e(x, y) \quad (4.3)$$

où P_D représente la fonction du lobe sale, A_i est la fonction que l'on cherche à estimer, qui représente l'image déconvoluée du lobe sale. Schématiquement, on va estimer cette fonction A_i en procédant de façon itérative :

- Initialisation d'une image 1, contenant la carte non déconvoluée, et d'une image 2, vide
- Recherche du pic de l'image
- Soustraction d'un modèle de lobe "sale" à l'image 1 à l'endroit de ce pic, d'une valeur d'un gain choisi de la valeur du pic. (Le gain est de l'ordre d'1% de la hauteur du pic)
- Ajout d'un point dans l'image vide, de la hauteur du gain
- Retour à l'étape 2 jusqu'à ce que les résidus dans l'image soient de l'ordre de I_e , choisi par la procédure
- Analyse du lobe sale et création du lobe principal, gaussien, de largeur égale à la largeur de la composante principale du lobe sale
- Convolution de l'image 2 par le lobe principal

On obtient alors une image 2, finalisée, sans sous-lobes, artefact de l'interféromètre. Ceci n'est pas exact dans les faits, puisque cette procédure itérative reste une déconvolution linéaire et simplifiée. Plusieurs méthodes alternatives existent, comme la déconvolution par la Méthode du Maximum d'Entropie (Wernecke and D'Addario [1977]), ou d'autres, plus sophistiquées, faisant appel à des transformées mathématiques de Wirtinger utilisées pour le futur interféromètre radio SKA et testées aujourd'hui sur LOFAR (Tasse [2014]).

4.3.2 Présentation des observations ALMA

Les premières observations traitées correspondent aux observations proposées dans le cadre du projet 2012.1.01011.S (PI : Philippe André), accepté en cycle 0.

Les secondes observations correspondent aux observations proposées dans le cadre du projet 2016.1.01599.S (PI : Philippe André).

Le premier jeu d'observation correspond à une tentative de détection d'Oph B-11 basée sur un seul pointé centré sur la position de la source détectée au PdBI ($16^h 27^m 13.96^s$, $-24' 28'' 29.3^s$), à 850 μm , 1mm, 1.2mm, 2mm et 3mm.

Le second jeu d'observation est une tentative, à 1 mm d'observation directe de la source dans une

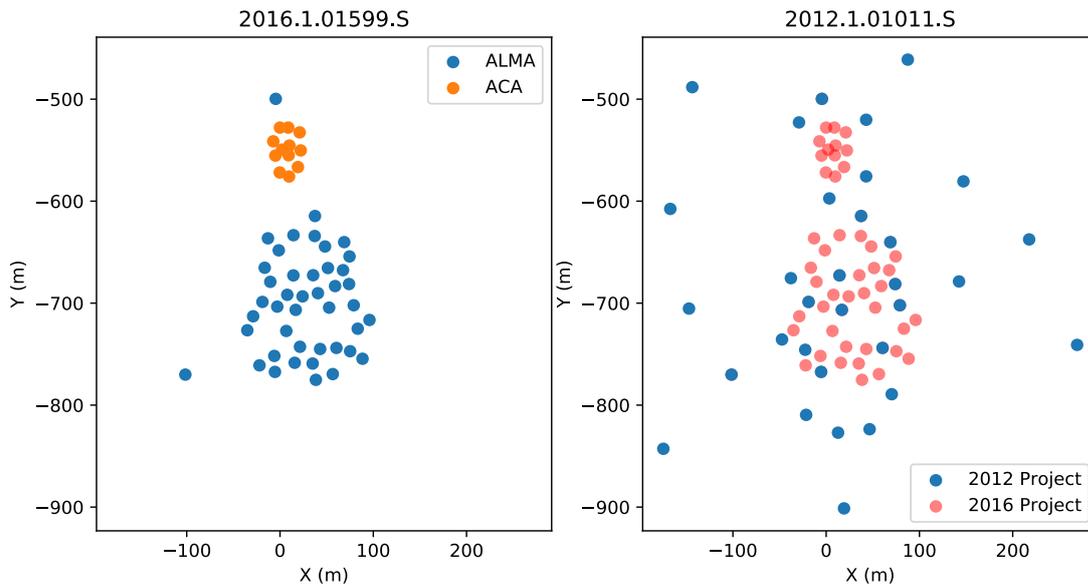


FIGURE 4.13 – Configuration des antennes pour les réseaux ALMA et ACA. (Gauche) Configuration pour le projet 2016.1.01599.S. (Droite) Configurations comparées des projets 2012.1.01011.S (bleu), et 2016.1.01599.S (rouge)

configuration plus compacte (**Figure 4.13**), et avec ACA, le réseau d’antennes compact pour observer l’émission la plus étendue autour de la source.

Les secondes observations ont surtout été motivées par l’absence de détection des premières observations au niveau de la source PdBI malgré une forte détection de CO(2-1) dans les environs, et la présence d’un flot de CO entourant Oph B-11 et dans l’axe formé par la source et le pic d’émission du choc en SO dans plusieurs transitions.

Ces observations ont été calibrées par le consortium ALMA (contact : Luke Maud).

Elles ont de plus été traitées ensemble, et combinées afin de recouvrir l’ensemble de l’émission étendue observée par ACA.

Il existe deux méthodes dans CASA pour combiner les observations. La première est une méthode dite de "feathering", par combinaison des fichiers d’observation finaux. Celle-ci est effectuée dans le plan de Fourier, dans lequel les deux images sont plongées, avant combinaison et retour dans le plan image par transformée de Fourier inverse.

La seconde est la méthode utilisée par la suite. Il s’agit d’une méthode directe de combinaison des visibilité dans le plan UV, et ensuite l’imagerie avec CLEAN est effectuée sur le Measurement Set contenant tous les jeux d’observation.

4.3.3 Interprétation des résultats

Bien que le DCO^+ (3-2) et le HCO^+ (4-3) n'aient pas été détectés dans la région autour d'Oph B-11, du N_2H^+ (1-0)³ est présent. L'absence apparente d'émission compacte de N_2H^+ (1-0) dans la région a une explication simple : ce traceur est très présent dans l'ensemble de la région autour d'Oph B-11, comme en atteste la présence de cette raie dans nos images. Nous allons essayer d'expliquer la raison de l'absence d'observation de ces traceurs par la suite.

Emission continuum à 1.3 mm

Le continuum a été analysé en appliquant l'imagerie CLEAN à l'ensemble des canaux de l'observation de 2012 qui ne sont pas affectés par l'émission de $\text{CO}(2-1)$. Le faisceau final dérivé par CLEAN fait une taille de $1.0'' \times 0.6''$, mais plusieurs tentatives ont été effectuées afin de limiter la résolution des observations.

En effet, toute l'émission dans cette première observation est située dans une région sur le bord de l'image, à la limite du faisceau primaire (**Figure 4.14**). Cette source est compacte, non résolue et isolée, mais n'est pas compatible avec la position de la candidate pré-naine brune observée par le Plateau de Bure. En effet, sa position est centrée sur $\text{RA}=16^{\text{h}}27^{\text{m}}13.547^{\text{s}}$, $\text{DEC}=-24^{\text{d}}28^{\text{m}}40.11^{\text{s}}$, et par rapport à la position PdBI, $\text{RA}=16^{\text{h}}27^{\text{m}}13.96^{\text{s}}$, $\text{DEC}=-24^{\text{d}}28^{\text{m}}29.3^{\text{s}}$, cela donne un offset de 12.2 arcsec. Le faisceau de l'observation Plateau de Bure étant de $7.8'' \times 2.8''$, il n'y a pas de corrélation possible entre les deux sources a priori.

TABLEAU 4.2 – Propriétés des cartes continuum à 1.3mm du projet ALMA 2016.1.01599.S

Réseau	RMS mJy/beam	Lobe synthétique " × "
ALMA 2012	0.03	1.05×0.56
ALMA 2016	0.16	1.83×1.38
ACA 2016	0.26	6.91×3.82
ALMA+ACA 2016	0.11	1.94×1.46

Ces cartes continuum ont été créées avec CASA 4.7.2, avec l'aide de la tâche tclean, appliquant l'algorithme CLEAN aux observations dans le plan UV pour obtenir l'image finale, elle-même corrigée automatiquement de l'atténuation du lobe primaire. Lors de ce passage des tables UV à l'image finale, nous avons exclu les canaux impliquant une raie moléculaire, de $\text{CO}(2-1)$, et de $\text{SO}(5_6-4_5)$ (**Figure 4.15**).

Dans un premier temps, nous avons réduit seulement l'image ALMA, étant disponible en premier lieu, et nous avons observé la même source compacte qu'en 2012, et, malgré le changement de configuration, toujours aucune source continuum au niveau d'Oph B-11 n'est détectable.

3. Le N_2H^+ (1-0) est très abondant dans les régions de formation d'étoile, et est donc détecté par ALMA, sur l'ensemble de la région observée, de façon uniforme. Aucune structure compacte n'est visible

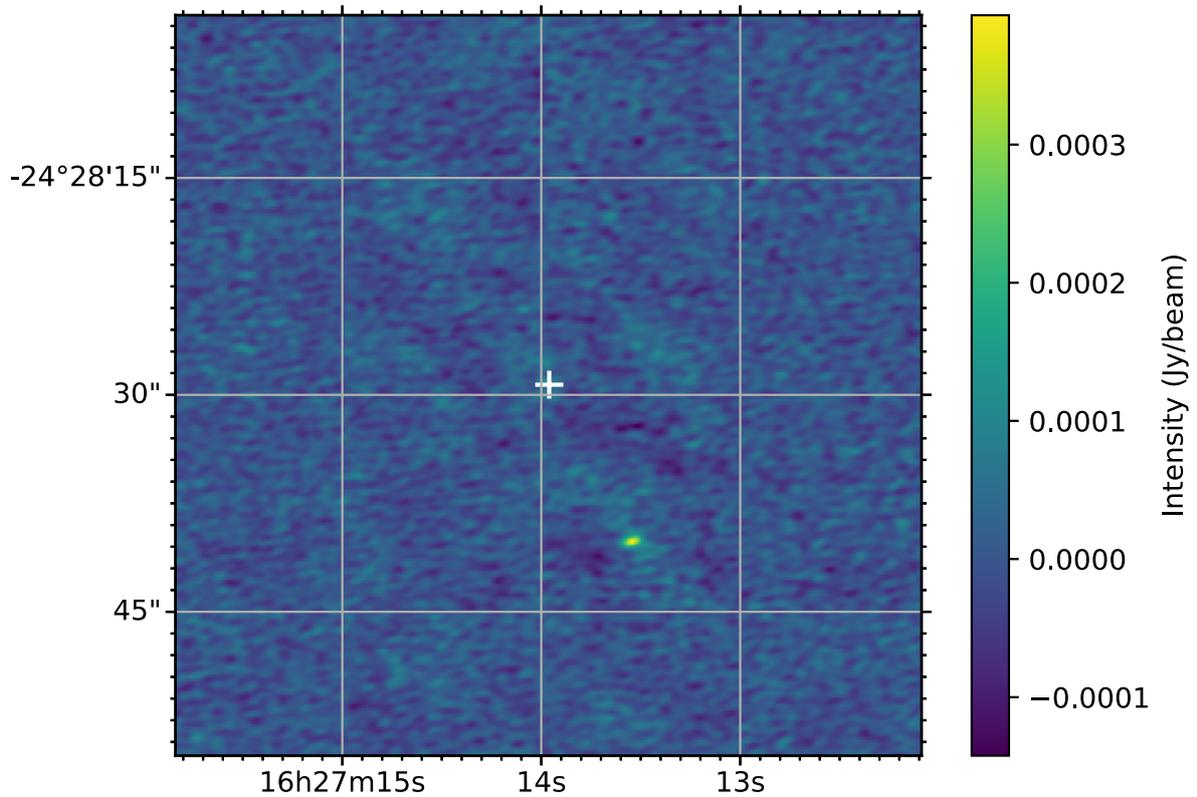


FIGURE 4.14 – Carte d’émission continue autour d’Ophiuchus B-11 observée par ALMA (projet 2012.1.01011.S). Malgré l’absence de détection d’une source continuum à la position d’Oph B-11 précédemment observée par le PdBI, on observe une source compacte à environ 12 arcsecondes du centre de phase des données ALMA, placé à la position PdBI d’Oph B-11.

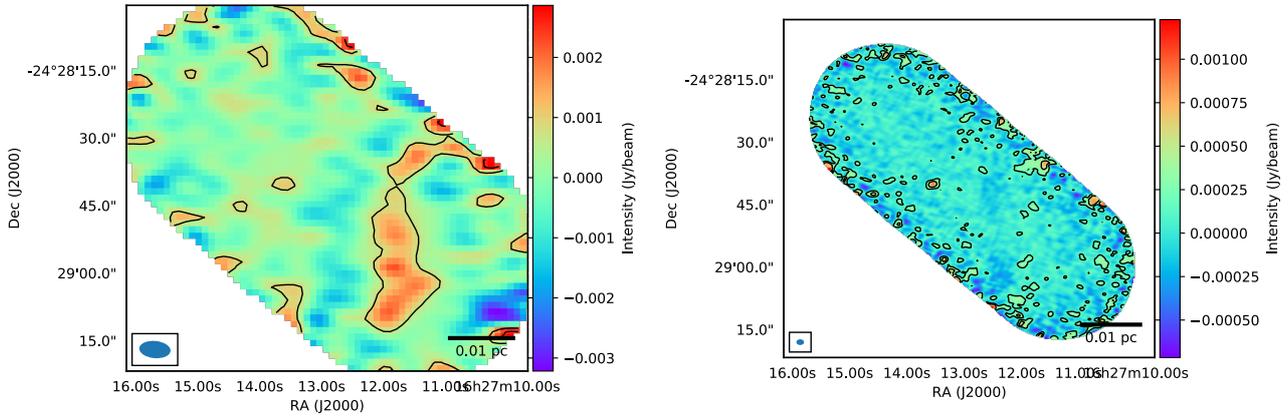


FIGURE 4.15 – Observation continuum d’Oph B-11 (projet 2016.1.01599.S), observé par ACA à gauche, ALMA, à droite. Pour chacune des cartes, en bas à gauche est représenté le lobe synthétisé primaire obtenu avec CLEAN, et en bas à droite, une échelle, de 0.01pc, correspondant à environ 2000 UA. De plus, des contours ont été ajoutés pour chacune des cartes, correspondant aux niveaux $3\times\text{rms}$ et $4\times\text{rms}$. Les tailles de faisceaux et valeurs de RMS sont mentionnés dans la table 4.2.

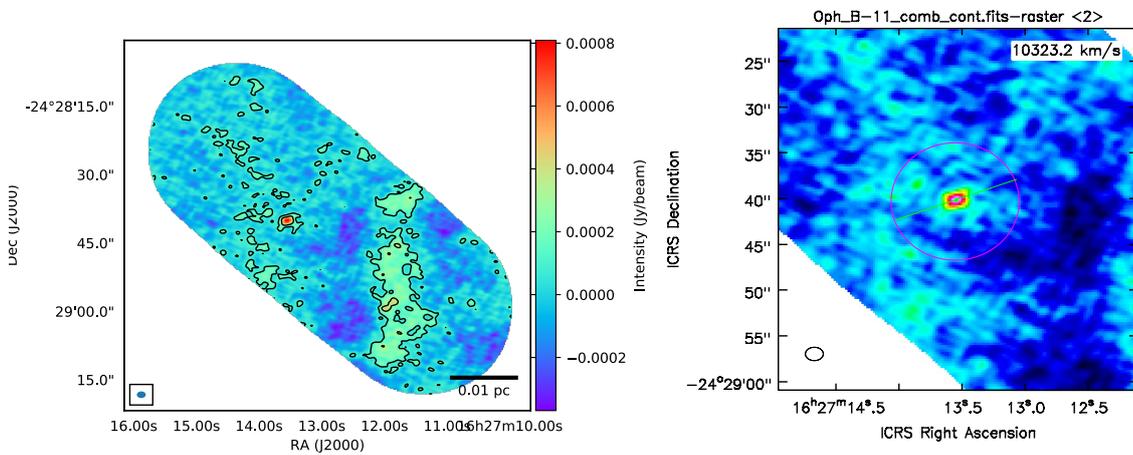


FIGURE 4.16 – (Gauche) Image continuum combinée des observations ALMA et ACA. En bas à gauche est représenté le faisceau synthétisé dérivé grâce à CLEAN sur la table UV combinée. Des contours ont été ajoutés pour la carte de gauche, correspondant aux niveaux $1\times\text{rms}$, et $3\times\text{rms}$. La combinaison des réseaux d’antennes nous permet de récupérer une partie d’émission étendue au niveau du choc présumé observé au radiotélescope de l’IRAM.(Droite) Résultat de l’ajustement Gaussien de la source continuum détectée par ALMA. Cet ajustement donne une intensité intégrée de 1.1mJy, dans une ellipse de largeur à mi-hauteur $2.5''\times 1.65''$, à la position $RA = 16^h27^m13.547^s$, $DEC = -24^d28^m40.11^s$, à environ 12.2" de la position PdBI d’Oph B-11 (André et al. [2012]).

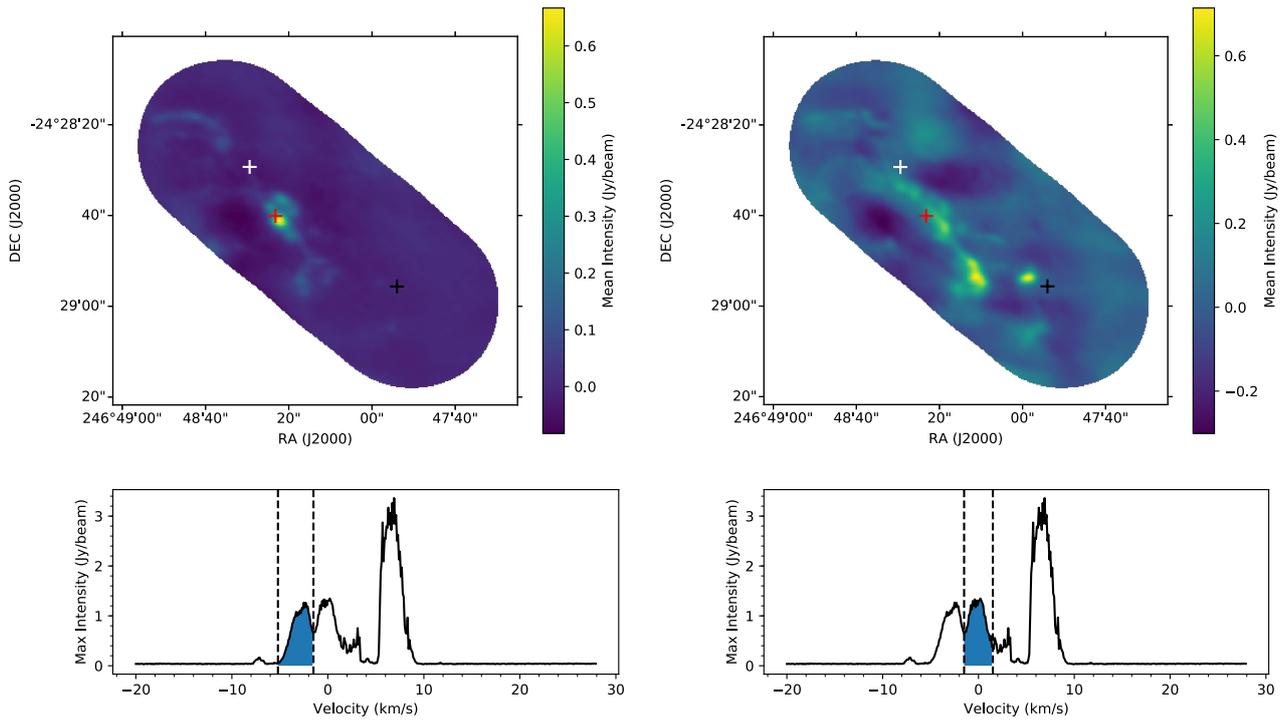


FIGURE 4.17 – Carte d’émission du CO(2-1) intégrée entre différentes vitesses. A gauche, les vitesses intégrées sont entre -5 et -2 km/s, et à droite les vitesses intégrées sont entre -2 et 2 km/s. Les croix blanches, rouges et noires correspondent respectivement à la position PdBI d’Oph B-11, l’apparente position ALMA, et la position du choc détecté par le 30m. Ces deux cartes mettent en évidence la présence d’une structure allongée, presque filamentaire, qui pourrait ressembler à un jet protostellaire. L’absence de source protostellaire dans le champ d’observation pourrait laisser penser que ce jet émane d’une protoétoile proche du champ observé.)

La source continuum détectée à un niveau supérieur à 3σ (**Figure 4.15**), n’est pas résolue, et correspond à une intensité intégrée de 1.1 mJy (**Figure 4.16**). De plus, une bande d’émission diffuse ne correspondant pas à une émission Herschel étendue a pu être détectée grâce à la combinaison entre les données ALMA et ACA. Il est cependant possible, devant la complexité de la région d’Ophiuchus B (cf. **Section 3.3.3**) que cette bande d’émission corresponde à une zone de poussière non détectée par Herschel car de trop faible contraste par rapport à la région principale (**4.16**).

Emission CO(2-1)

La transition de CO(2-1) observée avec ALMA est une transition généralement optiquement épaisse dans les nuages moléculaires. Sa présence dans l’ensemble du nuage rend très compliqué son analyse, car l’ensemble de l’émission émanant des régions annexes à la région d’observation vont contaminer lourdement notre échantillon. Cependant, dans notre cas, on observe des structures compactes, et filamentaires autour d’Oph B-11.

Le filtrage spatial opéré par l’interféromètre ALMA augmente naturellement le contraste des structures observées, et permet leur découplage de l’ensemble du nuage (**Figures 4.17 et 4.18**).

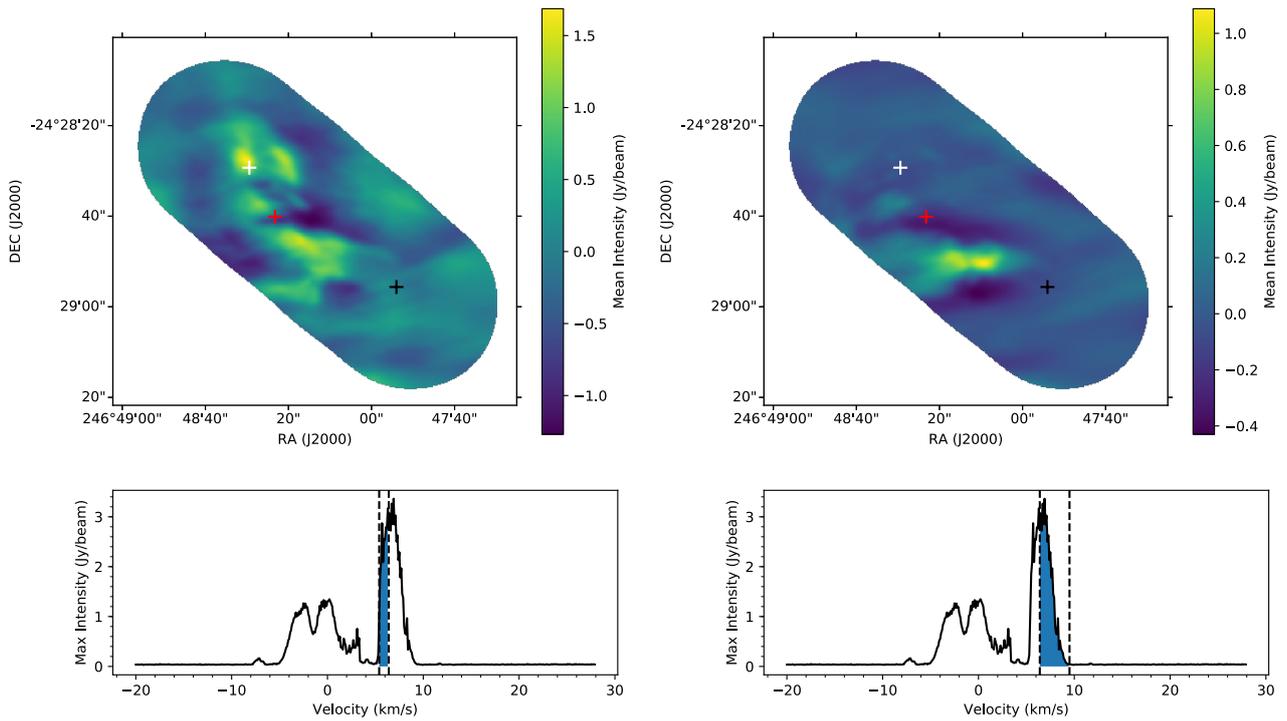


FIGURE 4.18 – Carte d’émission du CO(2-1) intégrée entre différentes vitesses. A gauche, les vitesses intégrées sont entre 5 et 6 km/s, et à droite les vitesses intégrées sont entre 6 et 10 km/s. Les croix blanches, rouges et noires correspondent respectivement à la position PdBI d’Oph B-11, l’apparente position ALMA, et la position du choc détecté par le 30m. La carte de gauche met en évidence une bulle de CO(2-1) très brillante. L’observation SCUBA à l’origine de la première détection d’Oph B-11 est à 850 microns, et il est possible que ce qui a été détecté par SCUBA alors soit l’émission de CO(3-2), qui peut contaminer le détecteur à 850 microns

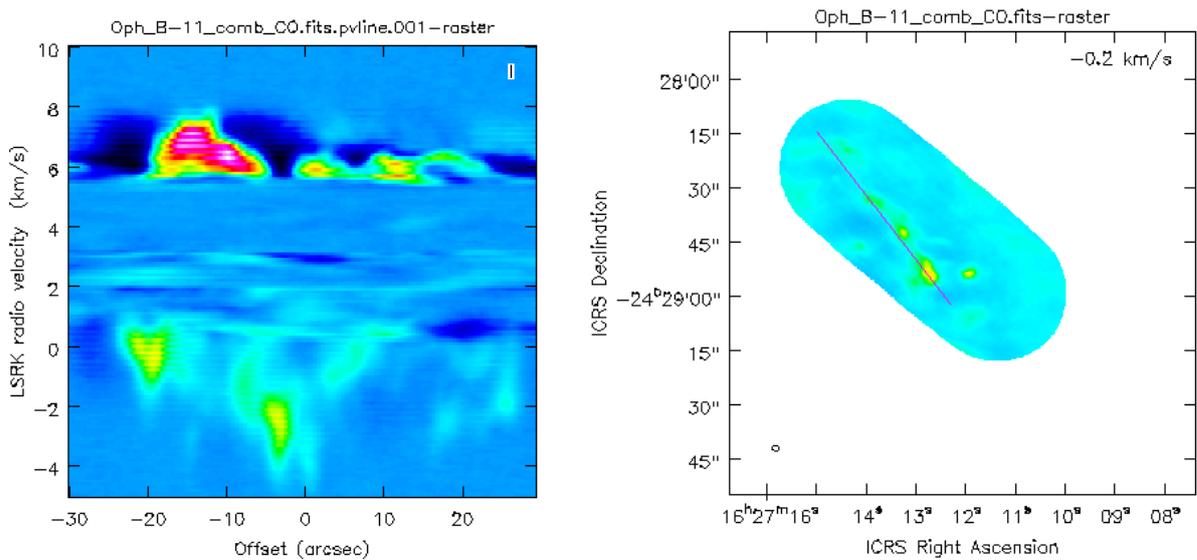


FIGURE 4.19 – Diagramme position-vitesse de l'émission de CO(2-1) détectée par ALMA le long de la structure filamentaire. On remarque pour les vitesses de 0 à -5km/s (secteur du bas du diagramme) la présence d'un gradient de vitesse des émissions compactes et filamentaires du CO(2-1).

Nous avons utilisé pour l'ensemble des données ACA et ALMA combinées l'algorithme CLEAN en mode multi-fréquence pour obtenir la carte finale, réduite canal par canal.

Ce qui peut être observé dans cette transition présente un intérêt important car on observe, notamment décalé vers le bleu, une structure d'apparence filamentaire entre -5 et 2km/s, ainsi que plusieurs bulles (Figure 4.17, gauche) à grande vitesse, qui semblent couplées à la source continuum observée par ALMA.

De plus, on remarque un gradient de vitesse linéaire (Figure 4.19) sur l'ensemble de cette structure, allant d'Oph B-11 au choc en vitesse décroissante. Ceci pourrait-être associé à un jet protostellaire dû à Oph B-11, mais ce jet n'a pas de nature bipolaire, généralement observé dans le cadre des protoétoiles. Ce type de structure rappelle plutôt les structures observées en CO dans le nuage du Taureau (Heyer et al. [2016]), où des striations à faible densité sont observées en continuum avec Herschel (Palmeirim et al. [2013]), et pourrait donc être une striation convergeant vers Ophiuchus B-1, le "clump" le plus proche.

Afin de visualiser les structures moléculaires détaillées autour d'Oph B-11, nous avons effectué une visualisation à l'aide de YT (Turk et al. [2011]), un logiciel conçu pour la visualisation de simulations. Nous avons séparé le cube de données en deux, la partie décalée vers le bleu, contenant le flot collimaté (de -5 à 0 km/s), et la partie décalée vers le rouge (de 5 à 10km/s), dont la structure est plus difficile à interpréter. Emission de CO(2-1) décalée vers le rouge⁴ Emission de CO(2-1) décalée vers le bleu⁵

4. <https://www.youtube.com/watch?v=vRt2RWRjxKg>

5. <https://www.youtube.com/watch?v=3fENfZqEjQM>

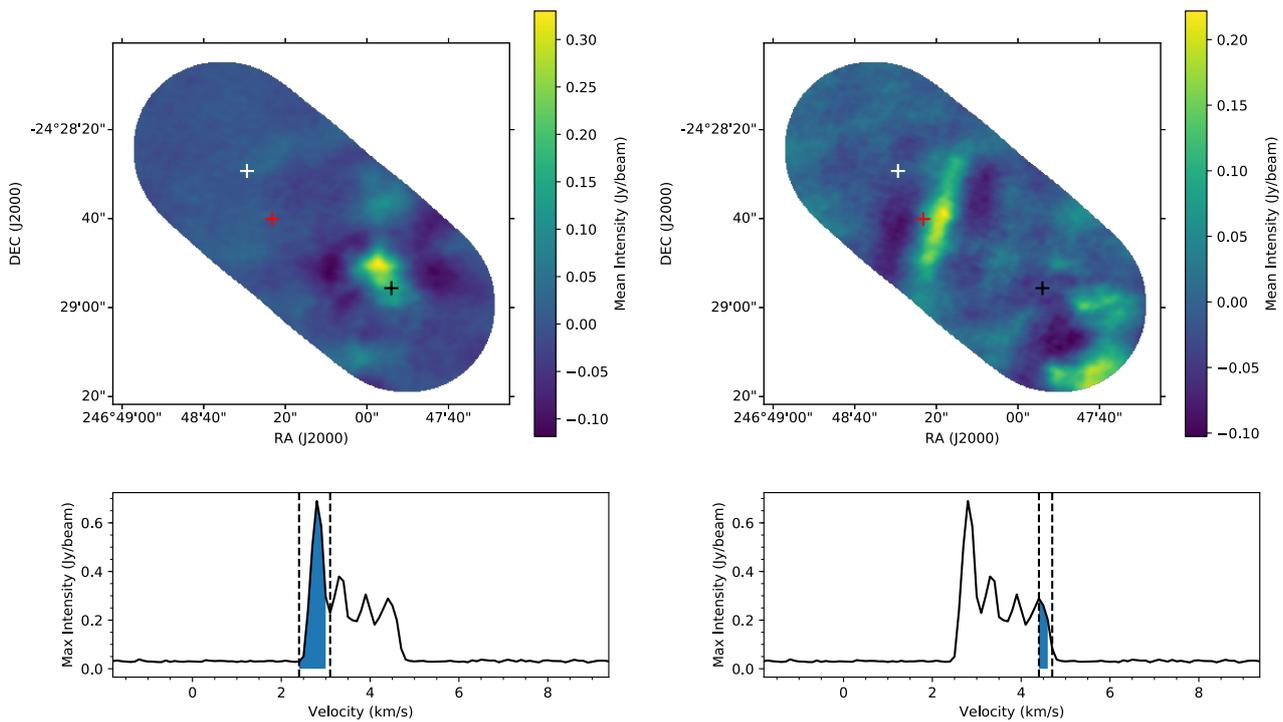


FIGURE 4.20 – Carte d’émission du $\text{SO}(5_6-4_5)$ intégrée entre différentes vitesses. A gauche, les vitesses intégrées sont autour de 3 km/s, et à droite les vitesses intégrées sont autour de 4 km/s. Les croix blanches, rouges et noires correspondent respectivement à la position PdBI d’Oph B-11, l’apparente position ALMA, et la position du choc détecté par le 30m. Dans la première carte, on observe la source compacte d’émission $\text{SO}(5_6-4_5)$, précédemment observée au 30m, cette fois résolue. Dans la seconde, on observe une structure diffuse, proche d’Oph B-11. Cette structure présente l’intérêt de croiser la structure observée par ALMA en $\text{CO}(2-1)$ au niveau de la source continuum.

SO

L’intérêt du SO comme traceur de choc a été montré précédemment (**Section 4.2.3**), et la présence d’émission compacte de $\text{SO}(5_6-4_5)$ laissait penser qu’on pourrait détecter la source d’émission de SO au niveau du choc près d’Oph B-11.

En effet, cette source compacte est présente et résolue à environ 3 km/s, et est située très près du choc observé par l’interféromètre du Plateau de Bure, ce qui concorde avec les résultats du modèle de [Lesaffre et al. \[2013\]](#) pour cette molécule. On ne s’attendait pas à observer l’émission à plus grande échelle observée par le 30m car l’interféromètre ALMA n’était pas sensible à d’aussi grandes échelles spatiales.

Cependant, nous avons pu observer à 4.5 km/s la présence d’une barre de sulfure d’oxygène (**Figure 4.20**), croisant la structure de $\text{CO}(2-1)$ et montrée précédemment, au niveau de la source continuum.

Ceci semble être un choc secondaire, et la coïncidence entre le croisement de ce choc tracé par le SO, le flot tracé par le CO, et la source continuum (**Figure 4.21**) semble montrer que le choc a

Ces deux vidéos sont optimisées pour être vues avec un casque de réalité virtuelle et un smartphone. Elles peuvent être vues directement avec le navigateur web Chrome.

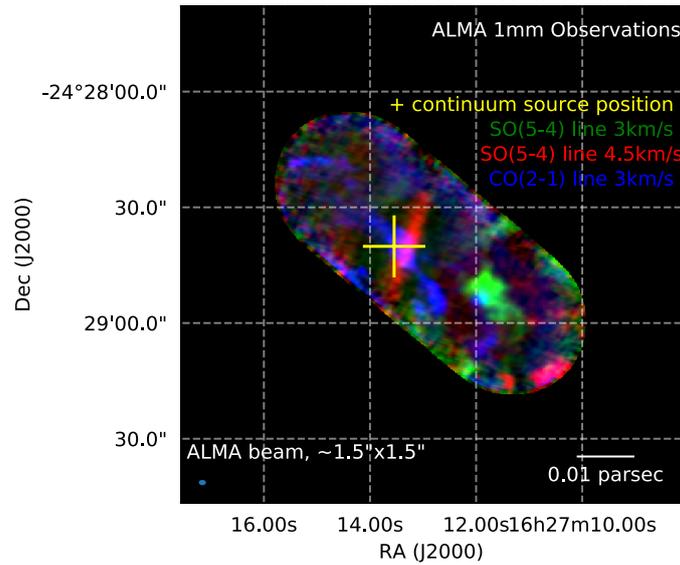


FIGURE 4.21 – Image composite ALMA des différents traceurs détectés par l’interféromètre. En jaune est marquée la position de la source continuum détectée, au croisement des deux émissions allongées de CO(2-1) à 3km/s (en bleu) et de SO(5-4) à 4.6km/s en rouge. L’émission de SO(5-4) trace un choc à faible vitesse, parallèle à la direction globale de la compression dans Ophiuchus (**Figure 3.3.3**). Une émission supplémentaire de SO(5-4) émane à 3km/s à la position de la source compacte détectée par le télescope de 30m de l’IRAM (**Figure 4.2.3**).

affecté ce flot, provoquant le gradient de vitesse observé et une brusque décélération du gaz dans la zone de formation de la source continuum. Cette décélération a pu provoquer la création d’une surdensité, qui a abouti à la formation et la condensation d’un coeur préstellaire.

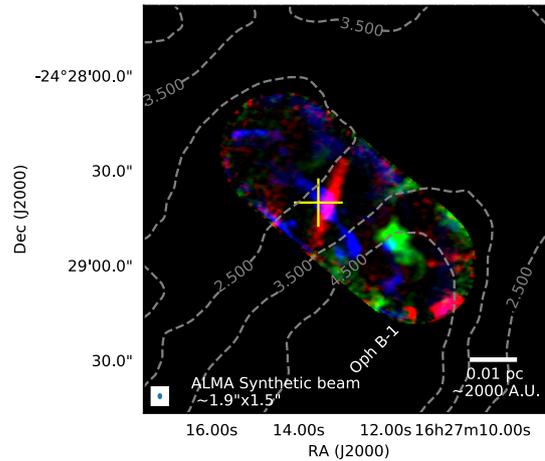


FIGURE 4.22 – Image composite ALMA des différents traceurs détectés par l’interféromètre (cf 4.21). Nous avons ajouté en gris des contours de densité de colonne *Herschel* afin de visualiser le fait que l’émission de CO(2-1) est parallèle à l’orientation du nuage Oph B-1. Les isocontours sont annotés par leur valeur/ 10^{22}

4.4 Conclusions préliminaires

Bien qu’il soit possible que la position SCUBA d’Oph B-11 soit due à la présence d’une forte émission de CO qui apparaît dans sa transition (3-2) dans la bande à 850 microns de SCUBA⁶ (Drabek et al. [2012]), une source secondaire a été détectée, celle-ci est caractérisée par un flux environ 10 fois moindre que la source précédemment détectée au PdBI⁷. Cependant, la résolution d’ALMA étant meilleure, celle-ci reste une candidate pré-naine brune, de masse suffisante pour s’effondrer.

Son environnement de formation est composé de plusieurs éléments importants :

1. Un choc à grande échelle à environ 20" au sud-est, entre une grande bande de gaz visible dans plusieurs traceurs tels que le CH₃OH, le H₂CO et le SO, et une zone compacte de gaz, visible avec ces mêmes traceurs et résolue par ALMA dans la transition SO(5₆-4₅).
2. Une émission filamentaire de CO(2-1), présentant un fort gradient de vitesse d’environ 5 km/s perpendiculaire à la poussière du nuage tel qu’observé par *Herschel*.
3. Une zone d’émission de SO(5₆-4₅) croisant l’émission de CO(2-1) au niveau de la source continuum à 1mm non résolue par ALMA.

L’hypothèse protostellaire pourrait être écarté car aucune source n’est détectée par *Herschel* ni à 70, ni à 100 μ m. De plus, aucune autre protoétoile n’est détectée dans les environs qui pourrait générer le flot de CO de l’extérieur. De plus, la présence de la "barre" de monoxyde de soufre et de

6. L’erreur de position PdBI est plus difficile à expliquer, cependant cette source est très basse pour cet interféromètre, comme le montre l’élongation du lobe dans la direction nord-sud (7.9" \times 2.9").

7. Pour un flux intégré de 1.1mJy tel qu’observé par ALMA, cela correspond à une masse de $3 M_{jov,-1}^{+2}$ à une température de 7 à 10K, en considérant un flux suivant un corps noir modifié.

la source continuum au croisement des émissions de CO(2-1) et de SO(5₆-4₅) demeure une coïncidence importante laissant penser que tous ces traceurs sont associés à Oph B-11.

4.5 Compléments : Raies détectées à l'IRAM 30m

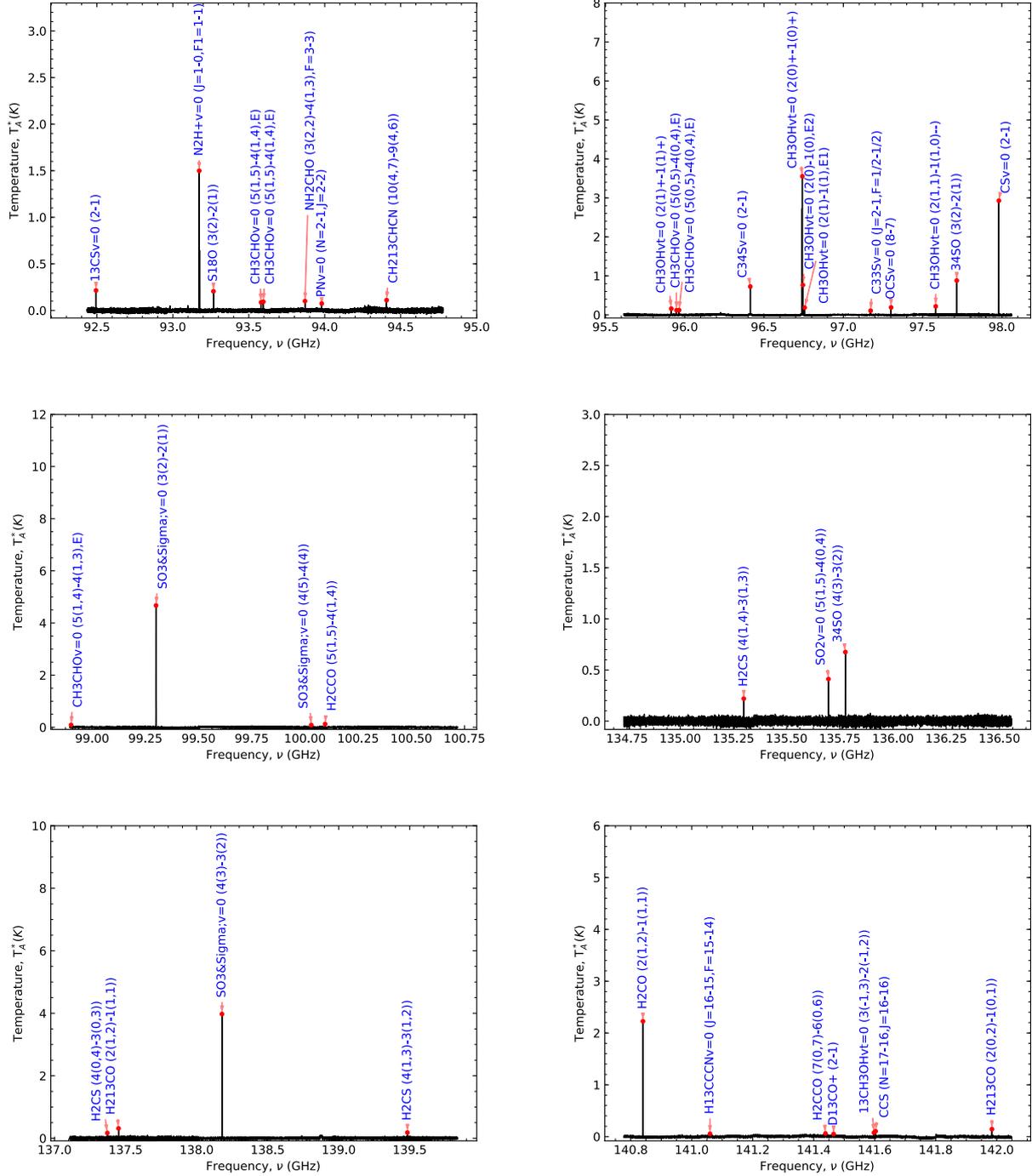


FIGURE 4.23 – Relevé complet des bandes observées lors des observations d’Oph B-11 au radiotélescope de 30m de l’IRAM sur l’ensemble du champ observé. Chacune des raies est annotée avec la raie moléculaire la plus probable, telle que référencée dans la base de données du JPL des raies moléculaires.

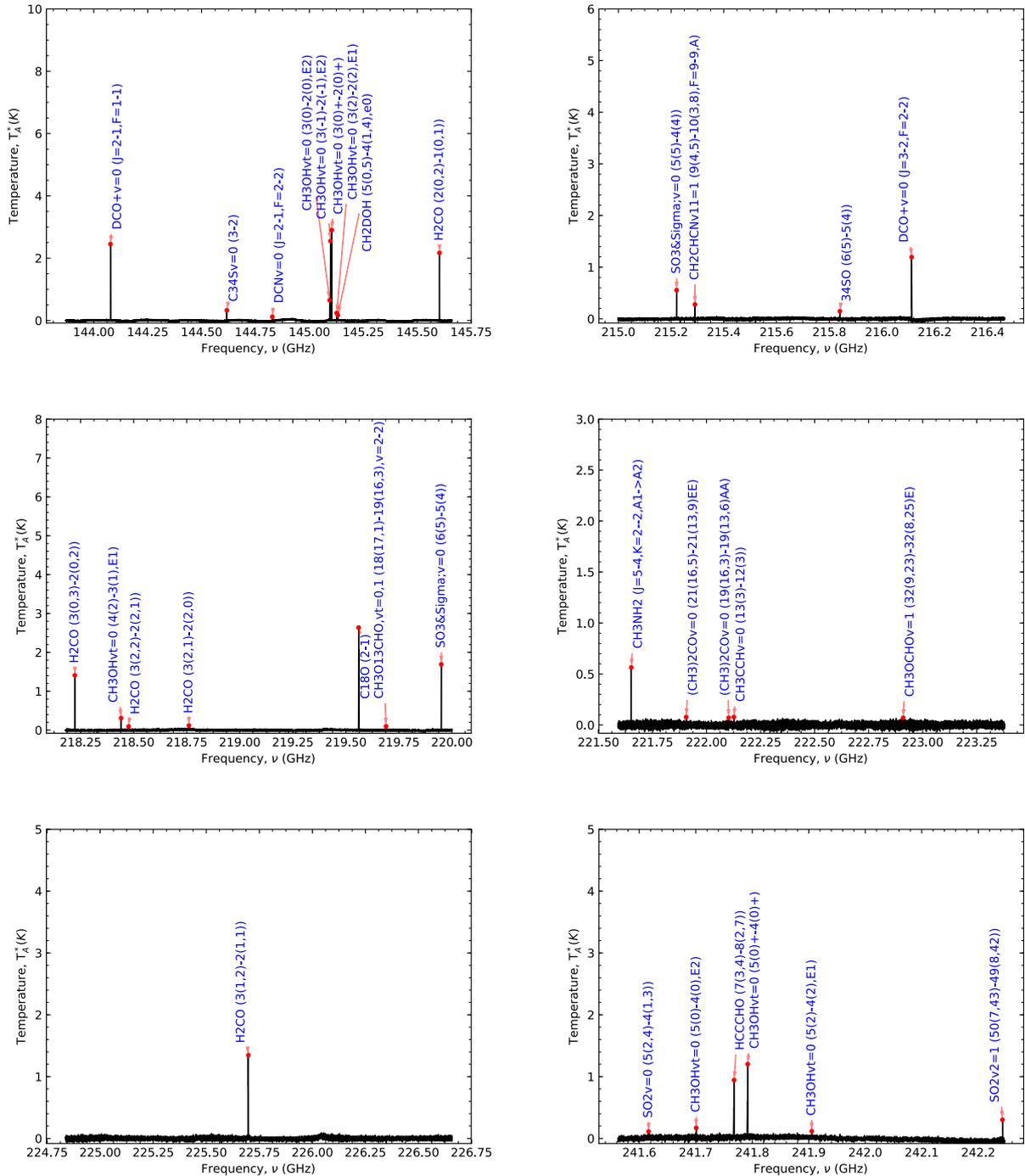


FIGURE 4.24 – Relevé complet des bandes observées lors des observations d’Oph B-11 au radiotélescope de 30m de l’IRAM sur l’ensemble du champ observé. Chacune des raies est annotée avec la raie moléculaire la plus probable, telle que référencée dans la base de données du JPL des raies moléculaires. (cont.)

TABLEAU 4.3 – Propriété des raies moléculaires détectées au 30m

Species	Chemical Name	Freq-GHz	Resolved QNs	E_L (K)	E_U (K)	Linelist
$^{13}\text{CSv}=0$	Carbon Monosulfide	92.49431	2-1	2.21959	6.65859	JPL
$\text{N}_2\text{H}^+ \text{v}=0$	Diazenylium	93.17188	J=1-0,F1=1-1	0.0	4.47152	JPL
S^{18}O	Sulfur Monoxide	93.26727	3(2)-2(1)	4.24005	8.71615	JPL
$\text{CH}_3\text{CHOv}=0$	Acetaldehyde	93.58091	5(1,5)-4(1,4),E	11.25591	15.74712	JPL
$\text{CH}_3\text{CHOv}=0$	Acetaldehyde	93.59523	5(1,5)-4(1,4),E	11.32987	15.82176	JPL
NH_2CHO	Formamide	93.87153	3(2,2)-4(1,3),F=3-3	13.52443	18.02952	JPL
$\text{PNv}=0$	Phosphorous nitride	93.97821	N=2-1,J=2-2	2.25513	6.76534	JPL
$\text{CH}_2^{13}\text{CHCN}$	Vinyl Cyanide	94.40741	10(4,7)-9(4,6)	54.07972	58.61053	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	95.91431	2(1)+-1(1)+	16.84099	21.44418	JPL
$\text{CH}_3\text{CHOv}=0$	Acetaldehyde	95.94744	5(0,5)-4(0,4),E	9.32923	13.93402	JPL
$\text{CH}_3\text{CHOv}=0$	Acetaldehyde	95.96346	5(0,5)-4(0,4),E	9.2314	13.83695	JPL
$\text{C}^{34}\text{Sv}=0$	Carbon Monosulfide	96.41294	2-1	1.62098	6.24804	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	96.74137	2(0)+-1(0)+	2.3222	6.96509	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	96.74455	2(0)-1(0),E2	15.44681	20.08985	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	96.7555	2(1)-1(1),E1	23.36733	28.01089	JPL
$\text{C}^{33}\text{Sv}=0$	Carbon Monosulfide	97.17184	J=2-1,F=1/2-1/2	1.64465	6.30813	CDMS
$\text{OCSv}=0$	Carbonyl Sulfide	97.30121	8-7	16.34412	21.01382	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	97.5828	2(1,1)-1(1,0)-	16.88107	21.56428	CDMS
^{34}SO	Sulfur Monoxide	97.71532	3(2)-2(1)	4.40335	9.09292	CDMS
$\text{CSv}=0$	Carbon Monosulfide	97.98095	2-1	2.35124	7.05355	JPL
$\text{CH}_3\text{CHOv}=0$	Acetaldehyde	98.90094	5(1,4)-4(1,3),E	11.76697	16.5135	JPL
$\text{SO}^3\Sigma; \text{v}=0$	Sulfur Monoxide	99.29987	3(2)-2(1)	4.46004	9.22565	JPL
$\text{SO}^3\Sigma; \text{v}=0$	Sulfur Monoxide	100.02964	4(5)-4(4)	33.77481	38.57544	JPL
H_2CCO	Ketene	100.09451	5(1,5)-4(1,4)	22.67989	27.48364	JPL
H_2CS	Thioformaldehyde	135.29781	4(1,4)-3(1,3)	22.92966	29.42289	JPL
$\text{SO}_2\text{v}=0$	Sulfur dioxide	135.69602	5(1,5)-4(0,4)	9.15071	15.66306	JPL
^{34}SO	Sulfur Monoxide	135.77531	4(3)-3(2)	9.09302	15.60917	JPL
H_2CS	Thioformaldehyde	137.37105	4(0,4)-3(0,3)	9.89082	16.48355	JPL
H_2^{13}CO	Formaldehyde	137.44995	2(1,2)-1(1,1)	15.12649	21.72301	JPL
$\text{SO}^3\Sigma; \text{v}=0$	Sulfur Monoxide	138.1786	4(3)-3(2)	9.22567	15.85716	JPL
H_2CS	Thioformaldehyde	139.48341	4(1,3)-3(1,2)	23.23108	29.92519	JPL
H_2CO	Formaldehyde	140.8395	2(1,2)-1(1,1)	15.16337	21.92264	JPL
$\text{H}^{13}\text{CCCNv}=0$	Cyanoacetylene	141.06178	J=16-15,F=15-14	50.77558	57.54544	JPL
H_2CCO	Ketene	141.43793	7(0,7)-6(0,6)	20.36591	27.15383	JPL
D^{13}CO^+	Formylium	141.46513	2-1	3.39463	10.18385	JPL

TABLEAU 4.4 – Propriété des raies moléculaires détectées au 30m (cont.)

Species	Chemical Name	Freq-GHz	Resolved QNs	E_L (K)	E_U (K)	Linelist
$^{13}\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	141.59706	3(-1,3)-2(-1,2)	12.40074	19.19629	CDMS
CCS	Thioxoethenylidene	141.6023	N=17-16,J=16-16	93.26055	100.05635	JPL
H_2^{13}CO	Formaldehyde	141.98374	2(0,2)-1(0,1)	3.40859	10.22269	JPL
$\text{DCO}^+v=0$	Formylium	144.07721	J=2-1,F=1-1	3.45736	10.37194	JPL
$\text{C}^{34}\text{Sv}=0$	Carbon Monosulfide	144.61711	3-2	4.86294	11.80342	JPL
$\text{DCNv}=0$	Hydrogen Cyanide	144.82657	J=2-1,F=2-2	3.47535	10.42589	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	145.09375	3(0)-2(0),E2	20.08977	27.05322	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	145.09743	3(-1)-2(-1),E2	12.5419	19.50552	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	145.10318	3(0)+-2(0)+	6.96373	13.92763	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	145.12619	3(2)-2(2),E1	29.20736	36.17237	JPL
CH_2DOH	Methanol	145.13241	5(0,5)-4(1,4),e0	25.19228	32.15759	JPL
H_2CO	Formaldehyde	145.60295	2(0,2)-1(0,1)	3.49568	10.48356	JPL
$\text{SO}^3\Sigma;v=0$	Sulfur Monoxide	215.22065	5(5)-4(4)	33.77481	44.10371	JPL
$\text{CH}_2\text{CHCNv11}=1$	Vinyl Cyanide	215.28958	9(4,5)-10(3,8)	372.77442	383.10676	JPL
^{34}SO	Sulfur Monoxide	215.83944	6(5)-5(4)	24.0247	34.3833	JPL
$\text{DCO}^+v=0$	Formylium	216.11252	J=3-2,F=2-2	10.37194	20.74365	JPL
H_2CO	Formaldehyde	218.22219	3(0,3)-2(0,2)	10.48357	20.95665	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	218.44006	4(2)-3(1),E1	34.97689	45.46043	JPL
H_2CO	Formaldehyde	218.47563	3(2,2)-2(2,1)	57.60929	68.09454	JPL
H_2CO	Formaldehyde	218.76007	3(2,1)-2(2,0)	57.61274	68.11164	JPL
C^{18}O	Carbon Monoxide	219.56036	2-1	5.26863	15.8058	JPL
$\text{CH}_3\text{O}^{13}\text{CHO},vt=0,1$	Methyl formate	219.6905	18(17,1)-19(16,3)	279.32209	289.86564	CDMS
$\text{SO}^3\Sigma;v=0$	Sulfur Monoxide	219.94944	6(5)-5(4)	24.42885	34.9847	JPL
CH_3NH_2	Methylamine	221.652	J=5-4,K=2-2,A1->A2	37.40312	48.04081	JPL
$(\text{CH}_3)_2\text{COv}=0$	Acetone	221.90773	21(16,5)-21(13,9)EE	186.84425	197.49408	JPL
$(\text{CH}_3)_2\text{COv}=0$	Acetone	222.10452	19(16,3)-19(13,6)AA	157.71322	168.37249	JPL
$\text{CH}_3\text{CCHv}=0$	Methyl Acetylene	222.12881	13(3)-12(3)	128.77512	139.43556	JPL
$\text{CH}_3\text{OCHOv}=1$	Methyl Formate	222.91079	32(9,23)-32(8,25)E	542.61478	553.31275	JPL
H_2CO	Formaldehyde	225.69778	3(1,2)-2(1,1)	22.61801	33.44986	JPL
$\text{SO}_2v=0$	Sulfur dioxide	241.6158	5(2,4)-4(1,3)	11.993	23.58866	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	241.70016	5(0)-4(0),E2	36.33511	47.93496	JPL
HCCCHO	2-Propynal	241.76712	7(3,4)-8(2,7)	28.27094	39.87387	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	241.79135	5(0)+-4(0)+	23.21338	34.81761	JPL
$\text{CH}_3\text{OHvt}=0$	Methanol	241.90464	5(2)-4(2),E1	45.45989	57.06956	JPL
$\text{SO}_2v2=1$	Sulfur dioxide	242.24144	50(7,43)-49(8,42)	2073.21988	2085.06864	JPL

4.6 Références

- Aikawa Y, Momose M, Thi WF, van Zadelhoff GJ, Qi C, Blake GA and van Dishoeck EF (2003) PASJ, 55 :11–15. doi :10.1093/pasj/55.1.11. [98](#)
- André P, Martin-Pintado J, Despois D and Montmerle T (1990) A&A, 236 :180–192. [89](#)
- André P, Ward-Thompson D and Greaves J (2012) *Science*, 337 :69. doi :10.1126/science.1222602. [89](#), [90](#), [91](#), [98](#), [104](#), [109](#)
- Ball JA, Gottlieb CA, Lilley AE and Radford HE (1970) ApJ, 162 :L203. doi :10.1086/180654. [94](#)
- Basu S and Vorobyov EI (2012) ApJ, 750 :30. doi :10.1088/0004-637X/750/1/30. [89](#)
- Bate MR, Bonnell IA and Bromm V (2002) MNRAS, 332 :L65–L68. doi :10.1046/j.1365-8711.2002.05539.x.
- Caselli P, Myers PC and Thaddeus P (1995) ApJ, 455 :L77. doi :10.1086/309805. [98](#)
- Cuppen HM, van Dishoeck EF, Herbst E and Tielens AGGM (2009) A&A, 508 :275–287. doi :10.1051/0004-6361/200913119. [98](#)
- Dickens JE and Irvine WM (1999) ApJ, 518 :733–739. doi :10.1086/307317.
- Drabek E, Hatchell J, Friberg P, Richer J, Graves S, Buckle JV, Nutter D, Johnstone D and Di Francesco J (2012) MNRAS, 426 :23–39. doi :10.1111/j.1365-2966.2012.21140.x. [115](#)
- Duley WW, Millar TJ and Williams DA (1980) MNRAS, 192 :945–957. doi :10.1093/mnras/192.4.945. [94](#)
- Fuchs GW, Cuppen HM, Ioppolo S, Romanzin C, Bisschop SE, Andersson S, van Dishoeck EF and Linnartz H (2009) A&A, 505 :629–639. doi :10.1051/0004-6361/200810784. [98](#)
- Greaves JS, Holland WS and Pound MW (2003) MNRAS, 346 :441–446. doi :10.1046/j.1365-2966.2003.07100.x. [89](#), [90](#)
- Haworth TJ, Facchini S and Clarke CJ (2015) MNRAS, 446 :1098–1106. doi :10.1093/mnras/stu2174. [90](#)
- Herbst E (1985) *Origins of Life*, 16 :3–19. doi :10.1007/BF01808046. [98](#)
- Herbst E, Messer JK, De Lucia FC and Helming P (1984) *Journal of Molecular Spectroscopy*, 108 :42–57. doi :10.1016/0022-2852(84)90285-6. [94](#)
- Heyer M, Goldsmith PF, Yıldız UA, Snell RL, Falgarone E and Pineda JL (2016) MNRAS, 461 :3918–3926. doi :10.1093/mnras/stw1567. [112](#)
- Högbom JA (1974) A&AS, 15 :417. [105](#)
- Hsieh TH, Lai SP, Belloche A and Wyrowski F (2016) ApJ, 826 :68. doi :10.3847/0004-637X/826/1/68. [89](#)
- Klessen RS, Ballesteros-Paredes J, Vázquez-Semadeni E and Durán-Rojas C (2005) ApJ, 620 :786–794. doi :10.1086/427255. [92](#)
- Kumar SS (1963) ApJ, 137 :1121. doi :10.1086/147589.
- Lesaffre P, Pineau des Forêts G, Godard B, Guillard P, Boulanger F and Falgarone E (2013) A&A, 550 :A106. doi :10.1051/0004-6361/201219928. [92](#), [94](#), [113](#)
- Lomax O, Whitworth AP and Hubber DA (2016) MNRAS, 458 :1242–1252. doi :10.1093/mnras/stw406. [90](#)
- Loren RB, Wootten A and Wilking BA (1990) ApJ, 365 :269–286. doi :10.1086/169480. [94](#)
- Mangum JG and Shirley YL (2015) PASP, 127 :266. doi :10.1086/680323. [98](#), [103](#)
- Menten KM, Johnston KJ, Wilson TL, Walmsley CM, Mauersberger R and Henkel C (1985) ApJ, 293 :L83–L85. doi :10.1086/184496. [94](#)

- Nakajima T, Oppenheimer BR, Kulkarni SR, Gołimowski DA, Matthews K and Durrance ST (1995) *Nature*, 378 :463–465. doi :10.1038/378463a0. [88](#)
- Öberg KI, Garrod RT, van Dishoeck EF and Linnartz H (2009) *A&A*, 504 :891–913. doi :10.1051/0004-6361/200912559.
- Öberg KI, Guzmán VV, Merchantz CJ, Qi C, Andrews SM, Cleeves LI, Huang J, Loomis RA, Wilner DJ, Brinch C and Hogerheijde M (2017) *ApJ*, 839 :43. doi :10.3847/1538-4357/aa689a. [98](#)
- Oppenheimer BR, Kulkarni SR, Matthews K and Nakajima T (1995) *Science*, 270 :1478–1479. doi :10.1126/science.270.5241.1478.
- Padoan P and Nordlund Å (2004) *ApJ*, 617 :559–564. doi :10.1086/345413. [88](#), [89](#), [92](#)
- Pagani L, Daniel F and Dubernet ML (2009) *A&A*, 494 :719–727. doi :10.1051/0004-6361:200810570. [98](#)
- Palmeirim P, André P, Kirk J, Ward-Thompson D, Arzoumanian D, Könyves V, Didelon P, Schneider N, Benedettini M, Bontemps S, Di Francesco J, Elia D, Griffin M, Hennemann M, Hill T, Martin PG, Men’shchikov A, Molinari S, Motte F, Nguyen Luong Q, Nutter D, Peretto N, Pezzuto S, Roy A, Rygl KLJ, Spinoglio L and White GL (2013) *A&A*, 550 :A38. doi : 10.1051/0004-6361/201220500. [112](#)
- Powner MW, Gerland B and Sutherland JD (2009) *Nature*, 459 :239–242. doi :10.1038/nature08013. [98](#)
- Rebolo R, Zapatero Osorio MR and Martín EL (1995) *Nature*, 377 :129–131. doi :10.1038/377129a0. [88](#)
- Ridge NA, Di Francesco J, Kirk H, Li D, Goodman AA, Alves JF, Arce HG, Borkin MA, Caselli P, Foster JB, Heyer MH, Johnstone D, Kosslyn DA, Lombardi M, Pineda JE, Schnee SL and Tafalla M (2006) *AJ*, 131 :2921–2933. doi : 10.1086/503704. [94](#)
- Snyder LE, Buhl D, Zuckerman B and Palmer P (1969) *Physical Review Letters*, 22 :679–681. doi :10.1103/PhysRevLett.22.679. [98](#)
- Stamatellos D and Whitworth AP (2009) *MNRAS*, 392 :413–427. doi :10.1111/j.1365-2966.2008.14069.x. [89](#)
- Tasse C (2014) *ArXiv e-prints*. [105](#)
- Turk MJ, Smith BD, Oishi JS, Skory S, Skillman SW, Abel T and Norman ML (2011) *ApJS*, 192 :9. doi :10.1088/0067-0049/192/1/9. [112](#)
- Vorobyov EI (2013) *A&A*, 552 :A129. doi :10.1051/0004-6361/201220601. [90](#)
- Watanabe N, Nagaoka A, Shiraki T and Kouchi A (2004) *ApJ*, 616 :638–642. doi :10.1086/424815. [98](#)
- Wernecke SJ and D’Addario LR (1977) *IEEE Transactions on Communications*, 26 :351–364. doi :10.1109/TC.1977.1674845. [105](#)
- Whitworth A, Bate MR, Nordlund Å, Reipurth B and Zinnecker H (2007) *Protostars and Planets V*, pp. 459–476. [89](#), [90](#)
- Wilson TL (1999) *Reports on Progress in Physics*, 62 :143–185. doi :10.1088/0034-4885/62/2/002.
- Wirström ES, Geppert WD, Hjalmarson Å, Persson CM, Black JH, Bergman P, Millar TJ, Hamberg M and Vigren E (2011) *A&A*, 533 :A24. doi :10.1051/0004-6361/201116525. [98](#)

Chapitre 5

Conclusions

Sommaire

5.1 Conclusions	126
5.1.1 Fragmentation des coeurs denses préstellaires	126
5.1.2 Oph B-11, une pré-naine brune?	127
5.2 Perspectives et travaux futurs	129
5.2.1 Pré-naines brunes	129
5.2.2 Champ magnétique dans les nuages moléculaires	129
5.2.3 Mouvements propres dans les nuages moléculaires	129

5.1 Conclusions

Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés à la formation d'étoile à différentes échelles, du nuage moléculaire au matériau dense et les filaments qui le structurent, puis des filaments aux coeurs préstellaires. Au cours de cette recherche des coeurs préstellaires, un exemple particulier de coeur préstellaire, dans le régime de masse des naines brunes, a été étudié, et son environnement de formation caractérisé.

5.1.1 Fragmentation des coeurs denses préstellaires

Après les premiers résultats d'Herschel, sur la structure des nuages moléculaires et l'omniprésence de filaments dont la taille caractéristique est estimée à 0.1 pc, l'un des buts poursuivis était le recensement de coeurs denses préstellaires, précurseurs de protoétoiles de faible masse. Je me suis intéressé au nuage moléculaire d'Ophiuchus. Bien que déjà très bien caractérisé par divers relevés, Herschel apporte une plus-value indéniable à la compréhension des nuages moléculaires grâce à la qualité et la sensibilité des données acquises dans le cadre du grand programme Herschel Gould Belt Survey.

Ce nuage est l'un des plus proches nuages de la Ceinture de Gould, situé à une distance que l'on a fixé à 139 pc, et ne semblait pas à priori être un nuage filamentaire d'après les études précédentes. En effet, même si plusieurs associations de protoétoiles semblaient indiquer la présence sous-jacente de filaments, on n'observait pas directement les filaments qui structurent le nuage. Ces associations filamentaires ont été confirmées plus tard avec Herschel, en particulier.

De plus, au sein des zones denses du nuage, on détecte une population complète de coeurs gravitationnellement liés préstellaires, et de coeurs non liés. Leur distribution de masse, conforme aux études précédentes, trahit une corrélation entre la fonction de masse des coeurs (CMF) et la fonction de masse initiale (IMF). Puisque ces deux fonctions de masse, qui caractérisent la statistique des coeurs préstellaires d'une part et des étoiles de masse solaire d'autre part, sont similaires, il est naturel de penser que l'étape coeur préstellaire précède l'étape protoétoile, et qu'étudier les mécanismes de formation des coeurs préstellaires nous renseignera sur l'origine de la masse des étoiles.

Dans ce cadre, j'ai pu noter que la répartition des coeurs préstellaires dans Ophiuchus suivait plusieurs structures distinctes. Tout d'abord, dans L1688, la présence de l'ensemble de ces objets dans des filaments de grande densité, organisés sous forme d'arcs témoigne d'une influence extérieure, une onde de choc à grande échelle traversant le nuage et augmentant localement la densité et l'efficacité de formation d'étoile. De plus, la comparaison avec L1689 et son caractère moins efficace en terme de formation de coeurs préstellaires dans un cadre où ce nuage est plus loin de la zone d'influence de cette onde de choc suggère que cette rétroaction stellaire joue un rôle primordial dans le scénario de formation d'étoile d'Ophiuchus.

Ces arcs sont orientés dans une direction particulière, décalée des streamers d'environ 20 degrés.

De ce résultat, on remarque que ces arcs pointent dans la direction de σ Scorpii (**Figure 5.1**). Il semblerait qu'à l'image d'Antarès, cette étoile de type B possède une activité soutenue, avec des vents stellaires amassant le nuage et le traversant pour former des structures filamentaires qui forment efficacement des étoiles.

Enfin, les coeurs non liés nous questionnent sur l'origine des coeurs préstellaires et le lien entre la fonction de densité de probabilité du nuage. Si la répartition en densité du nuage est caractérisée par une loi de puissance pour les grandes masses, et que les coeurs non liés suivent une loi de probabilité intermédiaire entre les masses des coeurs préstellaires et cette densité de probabilité de densité de colonne, il semblerait intéressant de s'interroger sur la nature de ces objets de faible masse. Vont-ils continuer à accumuler de la masse ? Vont-ils s'arrêter et se disperser ? Cette question fait le lien avec l'évolution future du nuage.

En effet, le nuage moléculaire d'Ophiuchus contient certes des coeurs préstellaires, mais aussi toute une population de protoétoiles et d'étoiles pré-séquence principale. On pourrait donc penser, qu'avec une grande majorité du matériel du nuage présent dans des zones de faible densité, celui-ci va continuer à s'effondrer pour former une nouvelle génération d'étoile. Cependant, le destin de tous ces coeurs non autogravitants n'est pas forcément le même, et il est possible de détecter des structures dans le gaz diffus qui ont plus de chance d'accumuler de la masse. Les coeurs non liés en son sein possèderaient plus de chance de voir leur densité augmenter jusqu'à ce qu'ils s'effondrent, du coeur préstellaire à une protoétoile. L'une de ces structures est l'arc secondaire dans L1688. Situé entre le filament déjà bien connu mené par Ophiuchus C et E, et le filament porté par Ophiuchus H, au nord-est, celui-ci contient une forte population de coeurs non liés, qui pourrait évoluer plus tard en filament dense et critique, contenant des coeurs denses préstellaires.

5.1.2 Oph B-11, une pré-naine brune ?

Parmi les motivations du HGBS, il y avait la recherche et la caractérisation de pré-naines brunes. Ce sont des coeurs préstellaires particuliers car ils sont situés dans un régime de masse qui les empêche de pouvoir évoluer en étoile, brûlant du dihydrogène. *Herschel* possédait une sensibilité si exceptionnelle que découpler un coeur préstellaire de l'émission du nuage parent est devenu un challenge, et de fait, la candidate pré-naine brune n'a pas pu être détectée dans le cadre de ce relevé.

J'ai pu travailler sur une caractérisation complète de l'environnement de formation de cette candidate, Oph B-11 à travers plusieurs traceurs chimiques. Certains de ces traceurs suivaient les chocs à basse vitesse à l'oeuvre autour d'Oph B-11, tandis que d'autres caractérisaient la source identifiée au préalable par l'interféromètre du Plateau de Bure.

Ces traceurs montraient une richesse en structure importante, avec des sources d'émission à grande échelle associée à des sources gazeuses compactes. De ces sources, nous avons pu demander leur observation avec l'interféromètre ALMA.

ALMA a révélé d'une part l'absence d'Oph B-11 au niveau de la position PdBI. Ceci est compensé

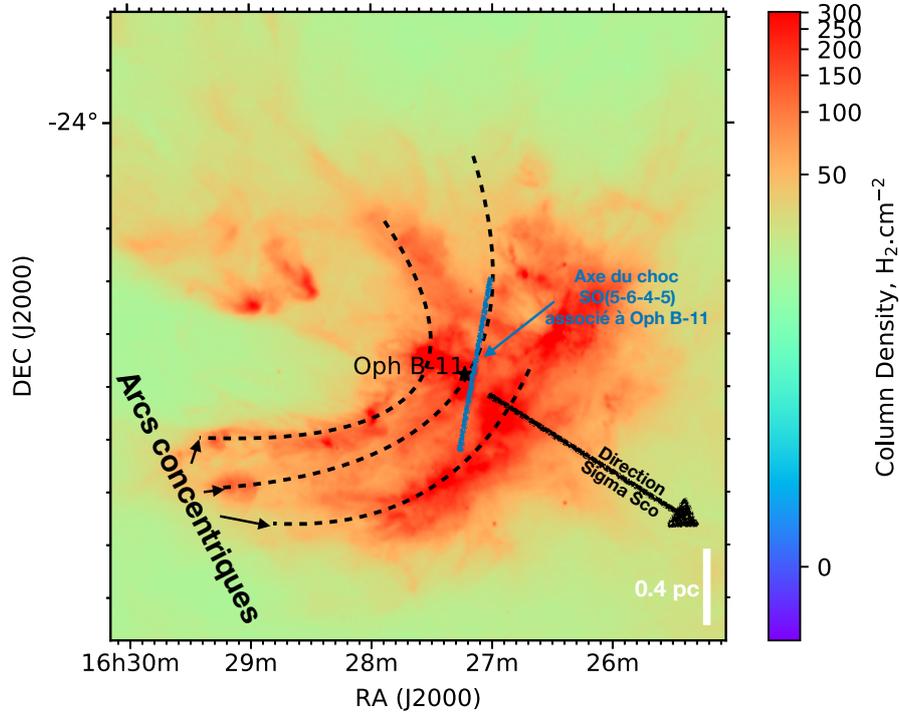


FIGURE 5.1 – Schéma des différentes zones de choc dans le nuage moléculaire d’Ophiuchus sur une carte de densité de colonne de L1688. Nous ajoutons l’axe de choc observé autour d’Oph B-11 dans la transition $SO(5_6-4_5)$. Nous notons ainsi la proximité entre les différents axes de choc, et donc l’influence multi-échelle des chocs générés par les vents stellaires de σ Scorpii.

par la présence d’une source secondaire compacte et non résolue à proximité, qui est marginalement compatible avec Oph B-11. De plus, la présence d’émission structurée de monoxyde de carbone dans sa transition 2-1, et l’existence d’une zone de $SO(5_6-4_5)$ traçant des chocs à basse vitesse ne laisse aucun doute sur l’importance de cette source secondaire. En effet, les émissions de SO et de CO se croisent aux alentours de cette source continuum tandis que l’on observe en CO un gradient de vitesse important se dirigeant vers ce choc. Il semblerait donc qu’un choc entre plusieurs composantes de gaz soit à l’oeuvre, et un filament de matière porté par le filament observé en CO, se soit comprimé sous le choc, et freiné, pour former une surdensité qui serait à l’origine de cette source secondaire que l’on considère comme étant Oph B-11.

Enfin, la direction générale de ce choc observé en SO (**Figure 5.1**), à petite échelle avec ALMA et à grande échelle avec l’IRAM 30m, pose une question multiéchelle fondamentale. Est-il possible que le choc à grande échelle observé par Herschel, qui augmente l’efficacité de formation stellaire dans le nuage L1688 soit à l’origine de ce ralentissement à petite échelle et donc de la formation

d'Oph B-11 ? La similitude entre les directions de ces chocs, couplée à la présence possible d'effets de projection dans le nuage peut le laisser penser.

5.2 Perspectives et travaux futurs

5.2.1 Pré-naines brunes

Dans les années qui viennent, l'instrument NIKA2 sera installé au télescope de 30m de l'IRAM. Cette caméra continuum aura une sensibilité inégalée à 1mm, et devrait être capable d'observer les objets préstellaires de plus faible masse. Dans ce cadre, un grand projet a été proposé, GASTON, qui pourra observer entre autres L1688 et intégrer suffisamment pour découvrir peut être plusieurs candidates pré-naines brunes. L1688 et ses caractéristiques de chocs est un laboratoire idéal pour trouver ce type d'objet, et en cas de confirmation de détection il sera primordial d'observer ces objets avec un interféromètre, comme ALMA pour pouvoir dévoiler l'environnement de formation de ces objets encore mystérieux, pour trouver des points communs dans leurs scénarios de formation.

5.2.2 Champ magnétique dans les nuages moléculaires

Dans notre étude, nous avons négligé les effets du champ magnétique. Cependant à grande échelle, Planck a prouvé son importance et omniprésence dans les nuages moléculaires, le champ magnétique étant principalement perpendiculaire aux filaments à grande échelle tels les streamers d'Ophiuchus.

Seuls les zones de faible densité et à grande échelle ont été caractérisées par Planck, et les seuls résultats à petite échelle sont des résultats de polarisation visible. Or ces derniers résultats ne peuvent détecter la polarisation dans les zones enfouies du nuage moléculaire, car l'absorption visible y est trop grande. NIKA2 possède un module polarimétrique à 1mm, qui sera capable d'observer la polarisation des filaments à petite échelle, en dessous de 0.1 pc. Cet aspect polarimétrique sera, dans le futur, développé avec la potentielle mission spatiale de l'ESA, SPICA.

5.2.3 Mouvements propres dans les nuages moléculaires

Hipparcos a en son temps permis de comprendre le mouvement de la ceinture de Gould et ses mouvements propres. La promesse de GAIA, avec la détection d'un nombre bien plus important d'étoiles, et de plus faible magnitude est de pouvoir observer les mouvements propres des objets jeunes et éventuellement, avec une bonne précision, normaliser le mouvement de ces objets par le mouvement global de la ceinture de Gould. Les données seront publiques en avril 2018, et il sera important de mener cette étude pour analyser finement les mouvements propres des objets jeunes dans les nuages moléculaires. De plus, au JCMT, l'instrument SCUBA2 va mener une ana-

lyse multi époque de plusieurs nuages moléculaires de la ceinture de Gould pour tenter d'observer les mouvements propres des coeurs préstellaires et des structures du nuage. Du nuage aux étoiles de pré-séquence principale, il sera possible d'observer les mouvements propres de chacune des sources et mieux comprendre la dynamique à l'oeuvre dans les nuages moléculaires.

Annexe A

A.1 Cartes de densité de colonne dérivées dans le cadre du relevé de la Ceinture de Gould par Herschel

En suivant un schéma de construction multiéchelle similaire à celui qui nous a permis de créer la carte de densité de colonne d'Ophiuchus et qui a été précédemment utilisé dans plusieurs études HGBS, nous avons créé des cartes de densité de colonne pour les autres régions pour préparer l'extraction de sources. Ces cartes sont présentées par la suite, pour celles qui sont pour le moment disponibles.

Ces cartes sont en ligne pour la plupart au lien suivant : [HGBS Archive](#), dans leur version basse résolution. Les versions haute résolution sont disponibles sur demande.

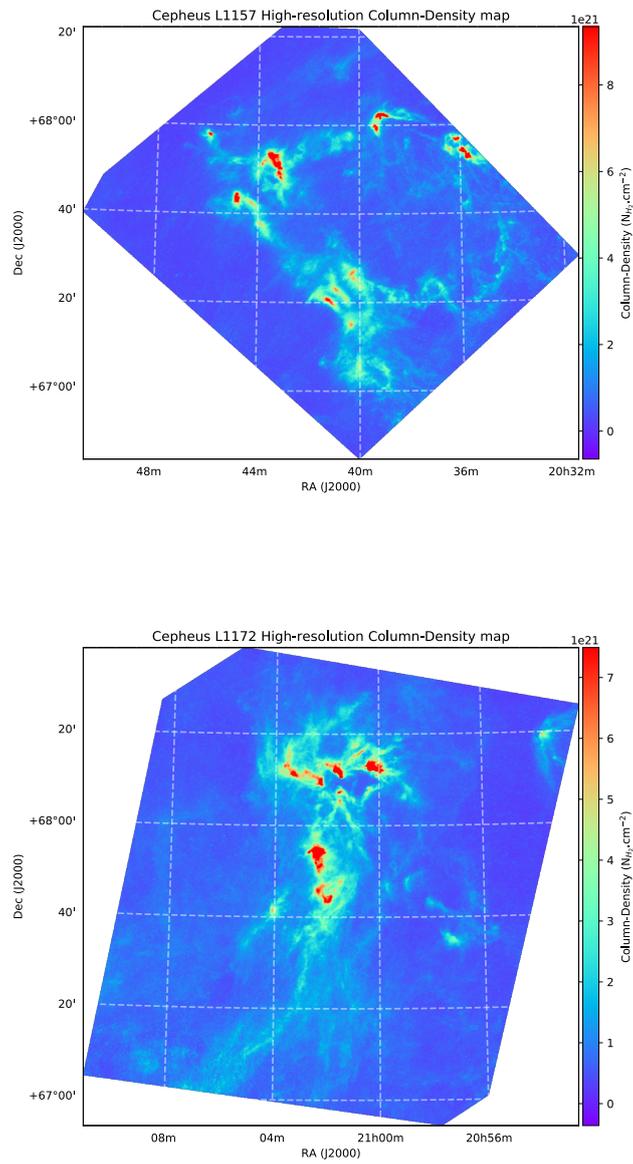


FIGURE A.1 – Carte de densité de colonne de Cepheus L1157 (haut), et L1172 (bas)

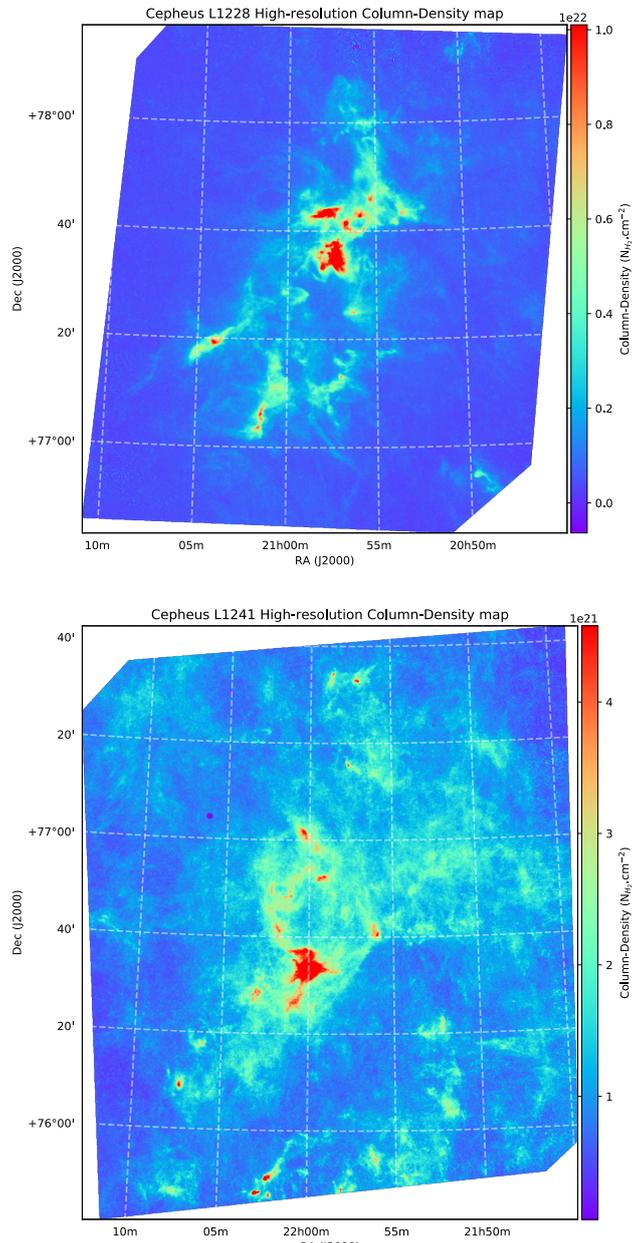


FIGURE A.2 – Carte de densité de colonne de Cepheus L1228 (haut), et L1241 (bas)

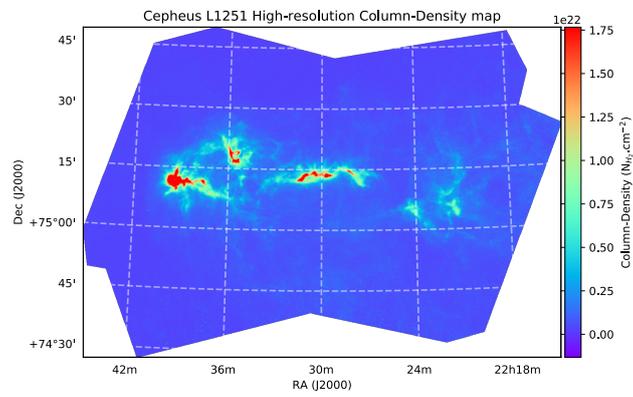


FIGURE A.3 – Carte de densité de colonne de Cepheus L1251

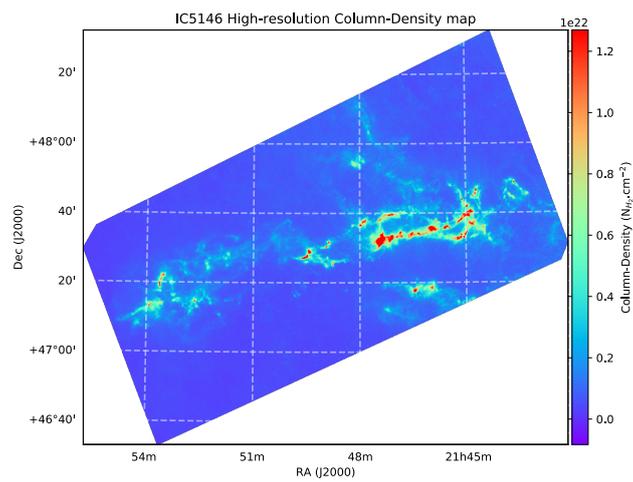


FIGURE A.4 – Carte de densité de colonne d'IC5146

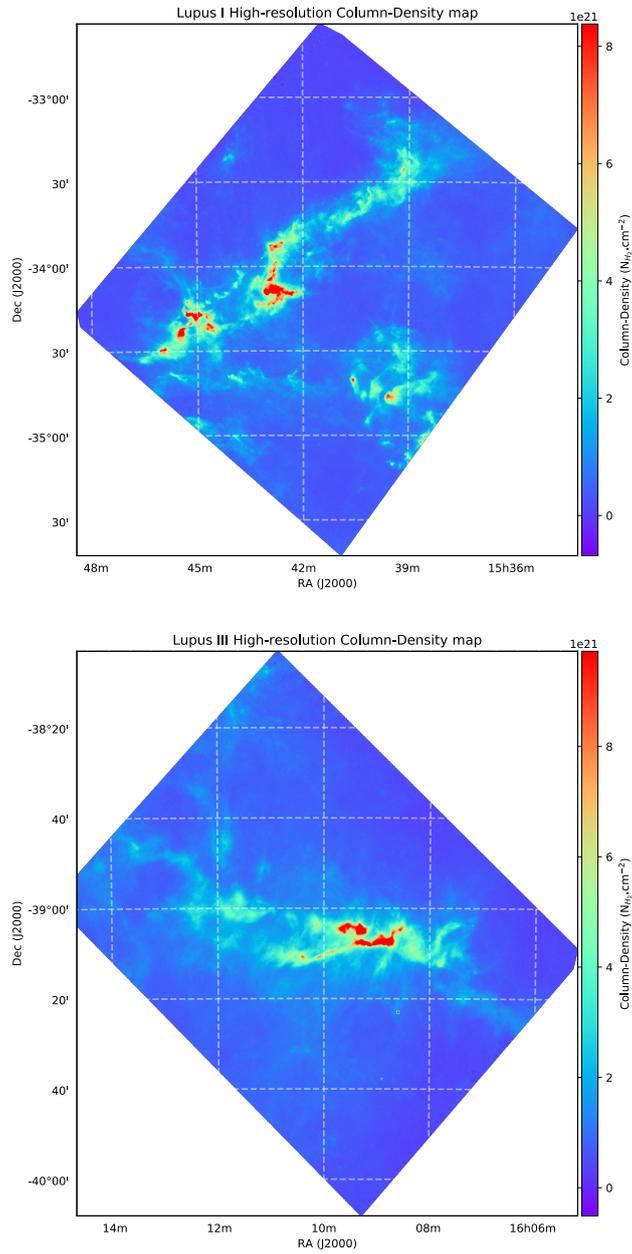


FIGURE A.5 – Carte de densité de colonne de Lupus I (haut) et III (bas)

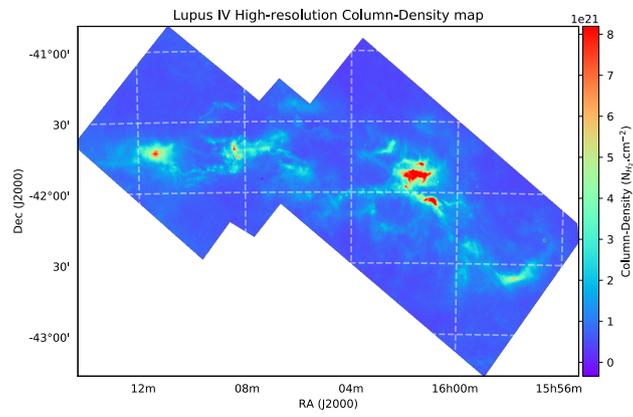


FIGURE A.6 – Carte de densité de colonne de Lupus IV

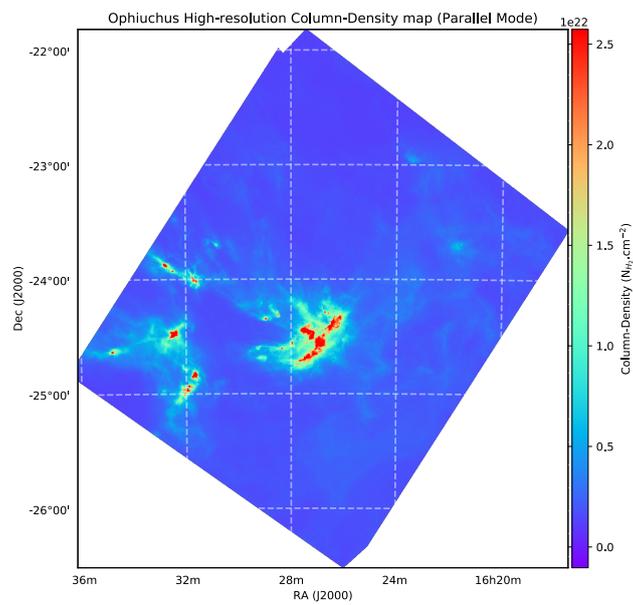


FIGURE A.7 – Carte de densité de colonne d'Ophiuchus, utilisée dans notre étude

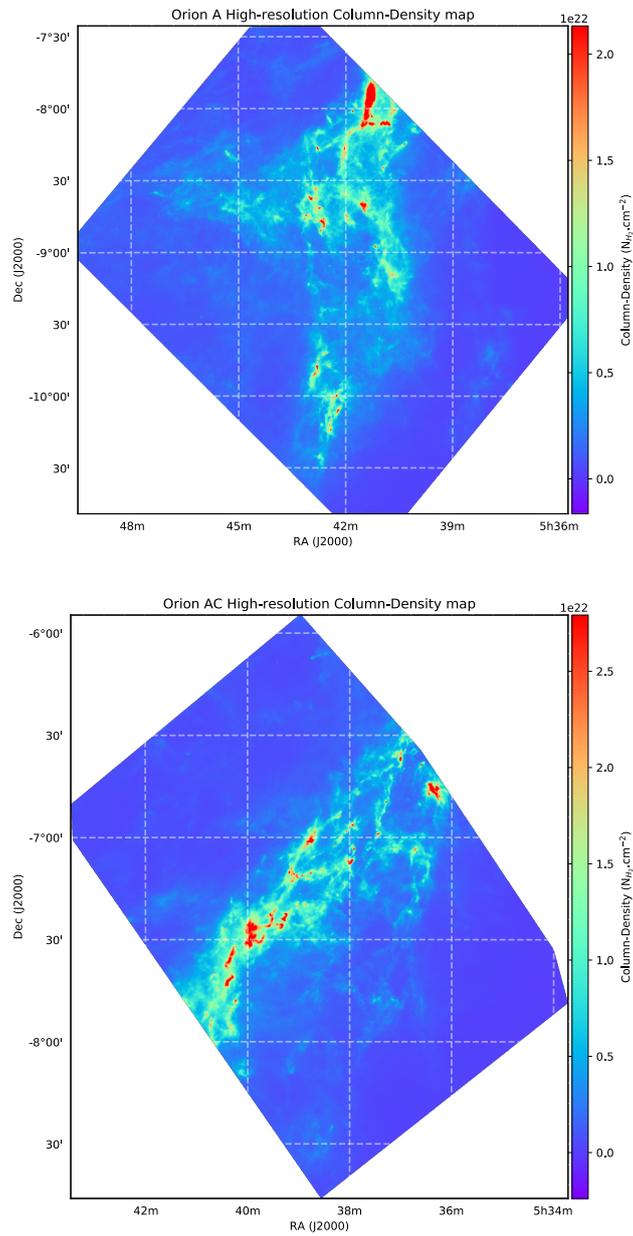


FIGURE A.8 – Carte de densité de colonne d’Orion A (haut) et AC (bas)

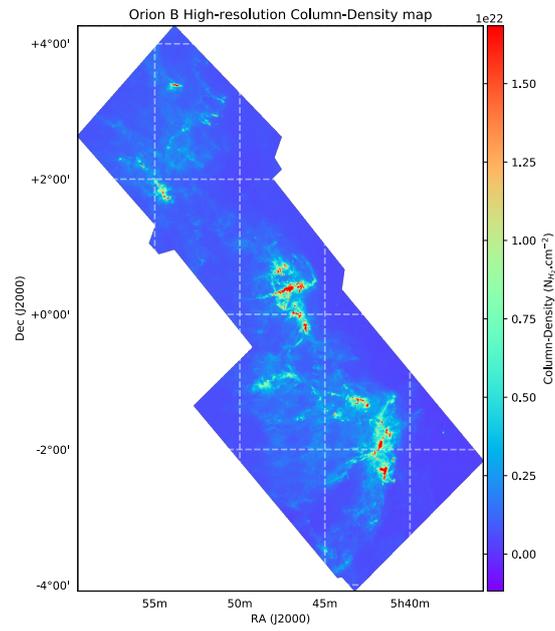


FIGURE A.9 – Carte de densité de colonne d'Orion B

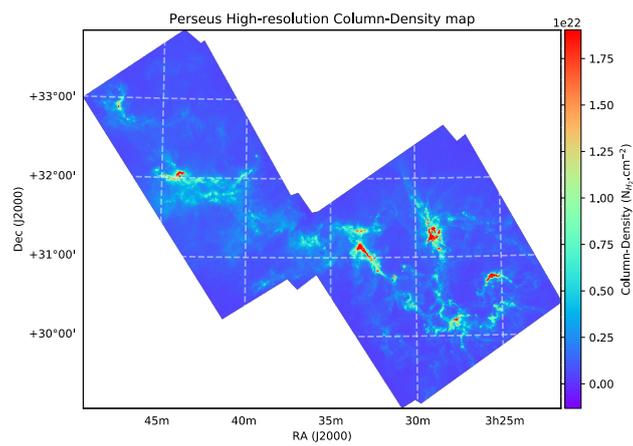


FIGURE A.10 – Carte de densité de colonne de Perseus

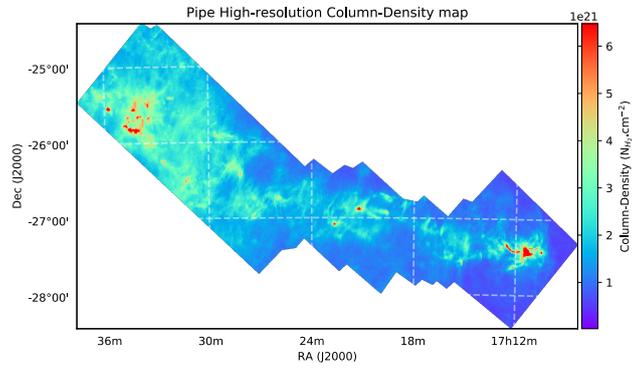


FIGURE A.11 – Carte de densité de colonne de la nébuleuse de la Pipe

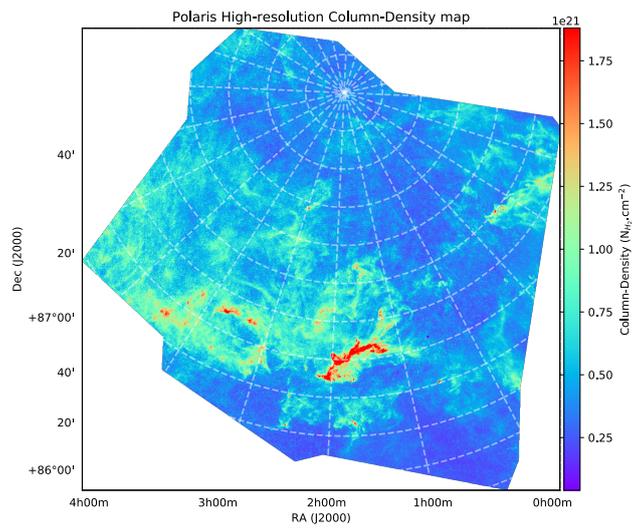


FIGURE A.12 – Carte de densité de colonne de Polaris

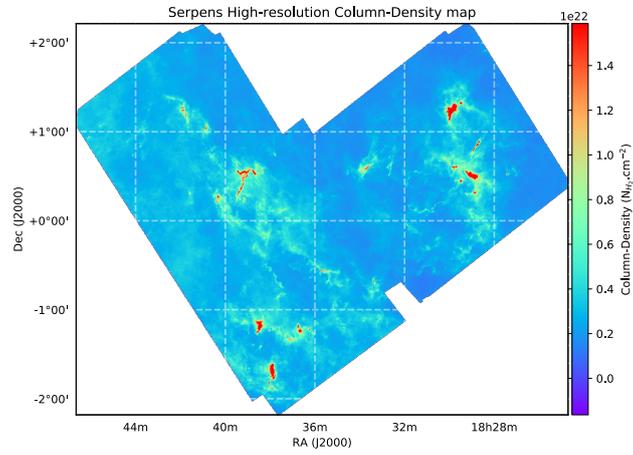


FIGURE A.13 – Carte de densité de colonne de Serpens

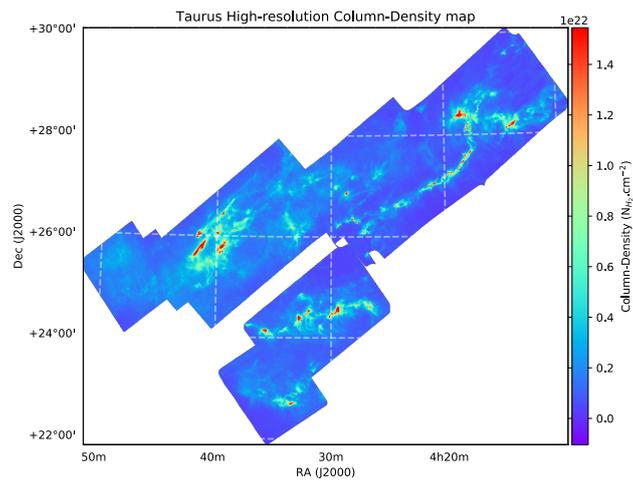


FIGURE A.14 – Carte de densité de colonne de Taurus. Cette carte est incomplète, Herschel a observé l'ensemble du nuage, avec les structures situées plus au sud.

