

# Etudes à haute résolution angulaire de la cinématique des enveloppes proto-stellaires

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'Université Paris-Sud

Ecole doctorale n°127 Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France (AAIF)  
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 27 novembre 2018, par

**MATHILDE GAUDEL**

Composition du Jury :

Alain Abergel Professeur, Université Paris-Sud	Président
Cecilia Ceccarelli Directeur de recherche, Université Grenoble-Alpes	Rapporteur
Annie Zavagno Professeure, Aix Marseille Université	Rapporteur
Jérôme Bouvier Directeur de recherche, Université Grenoble-Alpes	Examineur
Anaëlle Maury Chercheuse CEA (HDR), CEA Saclay	Directrice de thèse
Philippe André Directeur de recherche, CEA Saclay	Co-directeur de thèse
Arnaud Belloche Astronome, Max-Planck-Institut für Radioastronomie	Invité





*Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes.  
Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides.  
Pour d'autres elles ne sont rien que de petites lumières.  
Pour d'autres qui sont savants elles sont des problèmes.*

*[...]*

*Mais toutes ces étoiles-là se taisent. [...]*

*Quand tu regarderas le ciel, la nuit, puisque j'habiterai dans l'une d'elles, puisque je rirai dans l'une d'elles, alors ce sera pour toi comme si riaient toutes les étoiles.*

**Antoine de Saint-Exupéry**, *Le Petit Prince*, Chapitre XXVI



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à préciser que ce travail de thèse et ce manuscrit ont été réalisés sans une goutte de café et seulement une tasse de thé par jour, ce dont je suis très fière. Comment ai-je réussi à tenir me direz vous ? Par ma seule volonté bien évidemment (et une réserve conséquente de chocolat et de sucreries dans les tiroirs de mon bureau !).

Merci Anaëlle de m'avoir prise en thèse et d'avoir guidé ma recherche de façon critique et éclairée. On a réussi à réaliser un beau travail pendant ces 3 ans de thèse, nous pouvons en être fières ! J'espère que tes nombreuses connaissances astrophysiques et ton exigence scientifique ont déteint un peu sur moi pour que je puisse un jour devenir une chercheuse de haut vol. Merci également d'avoir relu ce (gros !) manuscrit de thèse qui a gagné en clarté et en force.

Merci Philippe d'avoir co-encadré cette thèse. Tes commentaires scientifiques constructifs et ton enthousiasme pour ces nouveaux résultats m'ont permis d'avoir un nouveau regard sur ce manuscrit.

Merci Arnaud pour avoir collaboré avec moi sur ce travail de thèse. Tu avais initié ces travaux lors de ta thèse en 2002 et j'espère que ces nouveaux résultats sont à la hauteur de tes attentes. Je te remercie pour ton enthousiasme et ta créativité lors de nos longs échanges qui ont réussi à me remotiver à chaque fois que j'étais bloquée. Merci également d'avoir relu ce manuscrit, tes conseils sont toujours précieux.

Merci également aux membres du jury pour le grand intérêt porté à mon travail. Une pensée particulière aux deux vaillantes rapportrices pour la lecture de ce (gros !) manuscrit et pour leurs commentaires avisés qui ont permis de le parfaire.

Merci à Fabien qui m'a contaminée avec le virus de la formation stellaire il y a 6 ans. Tu m'as introduite contre ma volonté au Département d'Astrophysique (DAP) et je n'en suis plus ressortie depuis ! Si aujourd'hui je suis docteure, c'est donc un peu de ta faute !

Merci Nicolas et Frédérique d'avoir entretenu ce virus en me faisant confiance pendant mes stages. Merci en particulier à toi, Frédérique de m'avoir fait confiance au point d'avoir voulu me prendre en thèse avec toi, pour ta présence et tes conseils malgré la distance.

Pierre, sache que ce labo a une chance incroyable de compter dans ses rangs quelqu'un d'aussi engagé et soucieux des autres que toi. Tu as marqué beaucoup de personnes sur ta route et je m'estime chanceuse d'être l'une d'entre elles. Alors, un énorme merci pour avoir été là dès mon tout premier jour dans ce labo il y a 6 ans, pour ta porte toujours ouverte, pour ta présence, ton écoute et tes précieux conseils.

Merci à Jacques Le Bourlot et Alain Abergel pour votre implication et pour avoir suivi mon évolution pendant ces années de thèse.

Je remercie Anne Decourchelle et Pascale Delbourgo pour m'avoir accueillie dans le DAP du CEA Saclay. Je n'oublie pas la compétence et la disponibilité des secrétaires et des informaticiens qui ont permis que cette thèse se déroule dans les meilleures conditions. Merci aux chercheurs, post-doctorants et doctorants avec lesquels j'ai partagé des moments de détente à la cafétéria mais aussi des discussions scientifiques ou sur des sujets d'actualités.

Une pensée particulière pour mes collègues proches et amis : Sacha, Fiorella, Salvo, Annagrazia, Chiara, Matteo, Jérôme, Raphaël (Raynaud), Melis, Vera, Maryam, Sambit, Robert, Laure, Vianney, Frédéric, Suzanne, Patrick, Marc, Benjamin, Antoine (Verliat), Baptiste, Antoine (Marchal), Raphaël (Mignon-Risse), Bruno, Cédric, Antigone, Dangning qui ont participé à remplir ces trois années d'humour, de discussions et de partage. Merci d'avoir participé avec enthousiasme à toutes ces activités (restaurants, laser game, karaoké, escalade, parcs d'attractions, ...) qui nous ont donné de beaux fous rires et de beaux souvenirs.

Une pensée pour mes camarades de master avec qui j'ai partagé cette expérience : Hélène, Céline, Charlotte, Bastien, Dimitri, Benoit, Corentin, Laura et Zélia. Félicitations à nous, nouveaux docteurs, nous pouvons être fiers de notre travail et du parcours accompli jusqu'ici ! Merci également à Jan (on n'était pas officiellement de la même promo mais c'est tout comme) et bon courage pour cette dernière année.

Une pensée pour mes prédécesseurs qui ont souri devant mes moments de doutes en échos aux leurs d'il y a un an, mais toujours prêts à me conseiller : Clément, Alan et Lucas.

Une pensée pour mon coup de cœur de l'année : la SpaceBus team. Je ne m'attendais pas à rencontrer à 3 mois de ma soutenance des gens aussi captivants, déterminés et dotés d'un tel grain de folie ! Un grand merci Tabatha, Diane, Raphaël, Paul, Lester, Michel-Andrès et Adélie d'être ce que vous êtes et de me garder dans votre entourage.

Un grand merci à Jérémy et Bilal pour m'avoir acceptée dans vos "pauses" cafés qui pouvaient s'éterniser.

Merci Bilal, pour tes qualités d'entremetteur plus que nulles, pour tes goûts musicaux douteux, pour m'avoir menée en bateau avec de faux commérages ou de faux arguments pendant nos débats, pour tes airs d'insensible qui cachent un cœur en guimauve (très molle la guimauve) et, enfin, pour avoir été mon échappatoire en n'importe quelles circonstances même à plusieurs centaines de kilomètres de distance. Merci Jérémy d'avoir accepté que je vienne envahir ton bureau, d'avoir partagé tes lectures philosophiques quotidiennes et d'avoir refait 100 fois le monde avec moi dans des débats socio-politiques parfois très intenses. Malgré tes efforts, je suis fière de t'annoncer que je ne suis toujours pas convertie à Stupeflip !

Merci Jérémy d'avoir été l'ange (très sérieux et papi-gâteau) sur mon épaule tandis que Bilal était le petit diable (très radical et sarcastique). Vous m'avez écoutée, conseillée et distraite avec des discussions parfois très lunaires. Bref, vous avez toujours répondu présents dans mes coups durs comme dans les moments de joie malgré la distance. Vous avez été des grands-frères de thèse en or et je vous en suis extrêmement reconnaissante !

Je remercie également mon équipe de choc pour les escape games : Maud, Diane et Valeska, une dream team aux allures de girl power assumées. Merci de m'avoir initiée et de m'avoir encouragée dans mes idées folles d'activités qui nous ont donné de merveilleux souvenirs ensemble et qui sont maintenant devenues cultes au sein du labo.

Maud, merci de devenir une vraie sociopathe pendant les escape games en me criant dessus à coup de

"qui n'a pas fouillé les poches de la chemise!?!", pour ta présence, tes encouragements et tes conseils lors de mes moments de doutes et de stress qui m'ont permis de prendre du recul.

Merci à toi, Diane, pour ton humour sarcastique qui m'a immédiatement séduite : tu es devenue mon mentor en la matière et j'espère qu'un jour l'élève dépassera le maître. Merci de m'avoir écoutée patiemment pendant de longs moments et sans m'interrompre une seule fois car tu savais que c'était ce dont j'avais besoin.

Merci à toi, Valeska, pour ne voir que le bon côté des personnes et des choses qui nous entourent ; ta gentillesse nous perdra tous ! Merci pour tes cocktails à se damner, pour tes anecdotes et tes vidéos Facebook un peu loufoques.

Merci à vous 3 pour votre joie de vivre et votre simplicité, vous avez réussi à transformer ma 3ème année de thèse en une année mémorable et je vous en suis extrêmement reconnaissante !

Enfin, les derniers mais les plus importants : les membres de ma famille (au sens large). Merci de m'avoir soutenu pendant ces 3 ans même si par moments vous ne compreniez pas tout ce qu'il pouvait se passer dans ma tête, surtout avec le stress et la pression de la 3ème année. Merci également d'avoir montré tant d'intérêt et d'enthousiasme à propos de ma discipline et de mon sujet de thèse.

Un énorme merci à mes parents qui me supportent maintenant depuis 26 ans, et ce n'est malheureusement pas fini ! Vous m'avez toujours encouragée pendant mes études et vous m'avez aidée à ne pas abandonner lors de mes moments de grands doutes. Votre présence et vos conseils m'ont toujours permis de faire ce que je voulais et de m'y accrocher malgré mon manque de confiance en moi. Ce titre de docteur je vous le dois en partie car j'aurais sans doute abandonné depuis longtemps sans vous à mes côtés pour me soutenir. Aujourd'hui, je suis fière du travail que j'ai accompli pendant ma thèse et j'espère que ce n'est pas fini !



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Formation des étoiles et problème du moment cinétique</b>	<b>21</b>
1.1	Milieu interstellaire et nuages moléculaires	22
1.2	Formation des étoiles de type solaire	24
1.2.1	Formation d'un embryon stellaire	24
1.2.2	Phase d'accrétion principale	26
1.2.3	Phase pré-séquence principale	28
1.2.4	Problème du moment cinétique	29
1.3	Redistribution du moment cinétique	31
1.3.1	Redistribution du moment cinétique par la formation d'un disque	31
1.3.2	Redistribution du moment cinétique par le champ magnétique	32
1.3.3	Redistribution du moment cinétique par éjection de matière	34
1.3.4	Redistribution du moment cinétique par fragmentation de l'embryon stellaire	34
1.4	But de mes travaux de thèse	35
<b>2</b>	<b>Techniques d'observation des proto-étoiles</b>	<b>37</b>
2.1	Comment observer les proto-étoiles ?	38
2.2	Observations indirectes des mécanismes physiques	40
2.2.1	Complexité de la chimie interstellaire	40
2.2.2	Interaction du rayonnement avec la matière	40
2.2.3	Information de la densité de colonne	42
2.3	Le radiotélescope	44
2.3.1	Principe des télescopes	44
2.3.2	Le radiotélescope de 30-mètres de l'IRAM	46
2.4	L'interférométrie	47
2.4.1	Principe de l'interférométrie	48
2.4.2	Reconstruction des images	51
2.4.3	L'interféromètre du Plateau de Bure	53
2.5	Combinaison des données interférométriques et 30m	55
2.5.1	But de la combinaison des données	55
2.5.2	Principe des pseudo-visibilités	56
2.6	Observations de la signature rotationnelle des enveloppes proto-stellaires	57
2.6.1	Techniques d'observation des mouvements de rotation	58
2.6.2	Etat de l'art des études sur la rotation des enveloppes proto-stellaires	62
<b>3</b>	<b>Le programme CALYPSO</b>	<b>65</b>
3.1	But du programme CALYPSO	66
3.2	Présentation de l'échantillon de sources de CALYPSO	67
3.3	Observations de transitions moléculaires	70
3.3.1	Observations avec le PdBI	70

3.3.2	Observations avec le 30m	71
3.4	Travaux réalisés à partir des observations CALYPSO	71
3.4.1	Chimie dans les jeunes proto-étoiles	71
3.4.2	Etude de l'émission continue des poussières	72
3.4.3	Détection de disques dans les enveloppes proto-stellaires	73
3.4.4	Direction des jets/flots dans les proto-étoiles de l'échantillon	75
3.5	Etude de la rotation et du moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires	75
3.5.1	Principe de l'étude	75
3.5.2	Réduction des données PdBI et 30m	76
<b>4</b>	<b>Méthodes utilisées pour identifier les mouvements de rotation</b>	<b>77</b>
4.1	Combinaison des données PdBI et 30m du programme CALYPSO	78
4.2	Cartes d'intensité intégrée	81
4.3	Cartes de vitesse centroïde	83
4.3.1	Construction des cartes de vitesse	83
4.3.2	Ajustement par un modèle de gradient de vitesse linéaire	84
4.4	Calcul de la densité de colonne	87
4.4.1	Températures d'excitation	88
4.4.2	Opacité des transitions moléculaires	91
4.4.3	Cartes et profils de densité de colonne	92
4.5	Analyse de la cinématique	93
4.5.1	Analyse des données combinées et 30m dans le plan image	94
4.5.2	Analyse des données PdBI dans le plan (u,v)	95
4.5.3	Construction des diagrammes position-vitesse	98
4.5.4	Détermination de la vitesse systémique et de la position centrale de l'enveloppe	103
4.5.5	Ajustement par des modèles de loi de puissance pour caractériser les mouvements de rotation	105
<b>5</b>	<b>Résultats et interprétations</b>	<b>111</b>
5.1	Distribution radiale du moment cinétique dans l'échantillon CALYPSO	112
5.2	Cinématique des enveloppes à $r < 1600$ au	117
5.2.1	Moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0	118
5.2.2	Conservation du moment cinétique	119
5.2.3	Redistribution du moment cinétique par freinage magnétique	121
5.3	Changement de mécanismes dominant la cinématique aux grandes échelles de l'enveloppe	125
5.3.1	Enveloppes proto-stellaires en contre-rotation	126
5.3.2	Transition entre effondrement et rotation dans les enveloppes proto-stellaires	133
5.3.3	Origine des gradients de vitesse à grandes échelles dans les enveloppes proto-stellaires	135
<b>6</b>	<b>Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>147</b>
6.1	Conclusions	148
6.2	Perspectives	150
6.2.1	Caractériser la vitesse d'effondrement des enveloppes proto-stellaires de Classe 0	150
6.2.2	Comprendre l'origine et les propriétés du moment cinétique avec des modèles MHD de formation de proto-étoiles	155
	<b>Annexes</b>	<b>158</b>
<b>A</b>	<b>Proposition d'observation IRAM pour le programme CALYPSO</b>	<b>159</b>



<b>B</b>	<b>Détails des observations du programme CALYPSO</b>	<b>173</b>
<b>C</b>	<b>Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO</b>	<b>177</b>
<b>D</b>	<b>Description individuelle des sources</b>	<b>181</b>
D.1	IRAM04191 . . . . .	181
D.2	L1521F . . . . .	185
D.3	L1527 . . . . .	189
D.4	GF9-2 . . . . .	193
D.5	L1448-2A . . . . .	196
D.6	L1448-NB . . . . .	200
D.7	L1448-C . . . . .	204
D.8	IRAS2A . . . . .	208
D.9	SVS13-B . . . . .	212
D.10	IRAS4A . . . . .	216
D.11	IRAS4B . . . . .	219
D.12	L1157 . . . . .	223
<b>E</b>	<b>Cartes de densité de colonne des sources de l'échantillon CALYPSO</b>	<b>227</b>
<b>F</b>	<b>Version de l'article soumis en juillet 2019 au journal A&amp;A relatif à l'étude de la cinématique dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO</b>	<b>233</b>
<b>G</b>	<b>Proposition d'observation ALMA Cycle 6 pour caractériser le champ magnétique et l'échelle d'inversion de la rotation dans IRAM04191</b>	<b>295</b>
<b>H</b>	<b>Proposition d'observation IRAM pour caractériser l'effondrement dans les jeunes enveloppes proto-stellaires</b>	<b>305</b>
<b>I</b>	<b>Rms et détection du pic d'intensité dans les spectres pour les sources de l'échantillon CALYPSO observées avec le 30m dans le cadre de la caractérisation de la vitesse d'effondrement</b>	<b>315</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>319</b>



# Table des figures

1.1	Croquis d'un agglomérat de grains de poussière interstellaire . . . . .	22
1.2	Nuage moléculaire Orion B vu par Herschel en infrarouge . . . . .	23
1.3	Séquence évolutive de la formation des étoiles de type solaire . . . . .	25
1.4	Schéma du jet et du flot bipolaire lors de la phase proto-stellaire . . . . .	27
1.5	Diagramme de Hertzsprung-Russell . . . . .	28
1.6	Schéma d'évolution du moment cinétique pendant la formation des étoiles . . . . .	30
1.7	Schéma de formation des disques circumstellaires . . . . .	32
2.1	Galaxie M51 vue à différentes longueurs d'onde . . . . .	38
2.2	Distribution de l'énergie spectrale de corps noirs à différentes températures . . . . .	39
2.3	Absorption atmosphérique du spectre électromagnétique . . . . .	39
2.4	Tache d'Airy et sa distribution en intensité . . . . .	44
2.5	Schéma du fonctionnement d'un radiotélescope . . . . .	45
2.6	Lobes de rayonnement d'une antenne . . . . .	45
2.7	Radiotélescope de 30-mètres de l'IRAM . . . . .	46
2.8	Position en fréquence des instruments EMIR et HERA . . . . .	47
2.9	Fréquences et combinaisons de bande disponibles avec EMIR . . . . .	48
2.10	Montage de l'expérience des trous d'Young et sa figure d'interférence . . . . .	49
2.11	Exemple d'un interféromètre à 2 antennes . . . . .	50
2.12	Exemple d'échantillonnage du plan (u,v) par "super synthèse" . . . . .	51
2.13	Exemple de traitement de l'image à partir d'un modèle observé par l'interféromètre du Plateau de Bure . . . . .	53
2.14	Interféromètre du Plateau de Bure . . . . .	54
2.15	Exemple de couverture du plan (u,v) des données interférométriques, des données combinées et des pseudo-visibilités pour la source SVS13-B . . . . .	56
2.16	Schéma d'une coupe vue de face et de profil d'une enveloppe proto-stellaire . . . . .	60
2.17	Diagramme position-vitesse pour un modèle en rotation solide et un modèle en rotation différentielle . . . . .	61
2.18	Variation du moment cinétique spécifique pour différents objets de la formation stellaire . . . . .	63
3.1	Logo du large programme de l'IRAM CALYPSO . . . . .	66
3.2	Diagramme de la masse d'enveloppe en fonction de la luminosité pour les sources de l'échantillon CALYPSO . . . . .	68
3.3	Superposition de l'intensité intégrée $C^{18}O$ et $N_2H^+$ issue des données PdBI de CALYPSO . . . . .	72
3.4	Emission continue des poussières à 1.3 et 3 mm issue des données PdBI de CALYPSO . . . . .	74
4.1	Comparaison du poids relatif des pseudo-visibilités avec les visibilités PdBI pour la source SVS13-B . . . . .	79
4.2	Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-C . . . . .	81

4.3	Spectres moyens de la raie de $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données 30m pour la source L1448-C . . . . .	84
4.4	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-C . . . . .	85
4.5	Evolution de l'orientation du gradient de vitesse moyen dans les différents ensembles de données de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour chaque source CALYPSO . . . . .	87
4.6	Evolution dans les différents ensembles de données de la différence d'angle entre le gradient de vitesse moyen et le plan équatorial obtenue dans l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour chaque source CALYPSO . . . . .	88
4.7	Modèle du profil de température des poussières pour la source L1527 . . . . .	90
4.8	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1448-C . . . . .	93
4.9	Visibilités des observations PdBI pour la source L1527 avec superposition du modèle de gaussienne elliptique . . . . .	96
4.10	Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1527 . . . . .	97
4.11	Carte d'intensité résiduelle de l'émission $C^{18}O$ après soustraction du modèle de gaussienne elliptique à différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1527 . . . . .	98
4.12	Diagramme position-vitesse construit à partir de l'analyse de visibilités PdBI de la source L1527 . . . . .	99
4.13	Schéma de la construction des diagrammes position-vitesse . . . . .	100
4.14	Diagramme position-vitesse des mouvements de rotation le long du plan équatorial des sources de l'échantillon CALYPSO . . . . .	109
5.1	Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-C . . . . .	112
5.2	Superposition des distributions radiales du moment cinétique des sources de l'échantillon CALYPSO . . . . .	114
5.3	Distribution radiale du moment cinétique spécifique apparent $ j_{app} $ le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO . . . . .	116
5.4	Cartes de l'émission continue des poussières à partir des observations SMA à $850\ \mu m$ et orientation du champ magnétique pour les sources de l'échantillon CALYPSO . . . . .	123
5.5	Cartes de l'émission continue des poussières à partir des observations CARMA à $1.3\ mm$ du programme TADPOL et orientation du champ magnétique pour les sources de l'échantillon CALYPSO . . . . .	124
5.6	Evolution dans les différents ensembles de données utilisés pour construire les diagrammes $PV_{rot}$ et les profils de moment cinétique de l'orientation $\Theta$ du gradient de vitesse moyen normalisée par la valeur à petites échelles pour chaque source CALYPSO . . . . .	126
5.7	Exemple d'enveloppe interne et externe en contre-rotation obtenu à partir de simulation MHD 3D comprenant l'effet Hall. . . . .	127
5.8	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAM04191 . . . . .	128
5.9	Cartes de l'émission $C^{18}O$ ( $2-1$ ) et $SO$ ( $6_5-5_4$ ) issues d'observations ALMA de la source IRAM04191 . . . . .	128
5.10	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1527 . . . . .	129
5.11	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-2A . . . . .	130
5.12	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS4B . . . . .	131
5.13	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1157 . . . . .	132
5.14	Distribution radiale du moment cinétique de la source L1157 avec les points dus à l'inversion du gradient . . . . .	132
5.15	Schéma de la transition entre mouvements d'effondrement et de rotation des grandes aux petites échelles dans une enveloppe proto-stellaire . . . . .	134

5.16	Corrélation entre l'orientation des gradients de vitesse moyen issus des traceurs $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour chaque ensemble de données (PdBI, combinées et 30m) des sources CALYPSO.	136
5.17	Corrélation entre l'orientation des gradients de vitesse moyen issus des données PdBI, combinées et 30m pour les deux traceurs ( $C^{18}O$ et $N_2H^+$ ) des sources CALYPSO.	137
5.18	Cartes de la densité de colonne du programme Herschel Gould Belt Survey de la région NGC1333 et L1448	139
5.19	Schéma du champ de vitesse typique à l'intérieur et autour d'un filament contraint à partir d'observations	140
5.20	Corrélation entre la direction des filaments et l'orientation des gradients de vitesse moyens issus des données PdBI, combinées et 30m pour les deux traceurs ( $C^{18}O$ et $N_2H^+$ ) des sources CALYPSO.	141
5.21	Cartes de vitesse centroïde déterminées à partir d'observations de l'émission $NH_3$ et $^{13}CO$ de la région NGC1333 des programmes GAS et COMPLETE	142
5.22	Comparaison des gradients de vitesse observés dans les cartes de vitesse de l'émission $NH_3$ du programme GAS et de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ du programme CALYPSO pour la source SVS13-B	143
5.23	Comparaison des gradients de vitesse observés dans les cartes de vitesse de l'émission $NH_3$ du programme GAS et de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ du programme CALYPSO pour la source IRAS2A	144
5.24	Comparaison des gradients de vitesse observés dans les cartes de vitesse de l'émission $NH_3$ du programme GAS et de l'émission $N_2H^+$ du programme CALYPSO pour les sources IRAS4A et IRAS4B	144
6.1	Courbes d'isovitesse de la vitesse projetée sur la ligne de visée et schéma d'une coupe vue de haut d'une enveloppe proto-stellaire en effondrement	151
6.2	Spectres de vitesse des raies $C^{34}S$ et $CS$ à 2 et 3 mm obtenus pour la position centrale de la source L1157	153
6.3	Spectres de vitesse des raies $C^{34}S$ et $CS$ à 2 et 3 mm obtenus pour la position centrale de la source L1448-NB	154
6.4	Spectres de vitesse des raies $C^{34}S$ et $CS$ à 2 et 3 mm obtenus pour la position centrale de la source L1448-2A	154
6.5	Spectres de vitesse des raies $C^{34}S$ et $CS$ à 2 et 3 mm obtenus à $-10''$ de la position centrale de la source SerpS-MM22	155
6.6	Cartes de densité colonne et de vitesse projetée sur la ligne de visée obtenues en incluant un niveau initial de perturbation aléatoire de 50% en densité dans une simulation MHD de formation de proto-étoiles utilisant le code RAMSES	156
D.1	Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAM04191	182
D.2	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAM04191	183
D.3	Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAM04191	183
D.4	Diagramme position-vitesse de la source IRAM04191	184
D.5	Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAM04191	184
D.6	Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1521F	186
D.7	Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1521F	186
D.8	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1521F	187
D.9	Diagramme position-vitesse de la source L1521F	187
D.10	Distribution radiale du moment cinétique de la source L1521F	188
D.11	Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1527	190

D.12 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1527 . . . . .	190
D.13 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source L1527 . . . . .	191
D.14 Diagramme position-vitesse de la source L1527 . . . . .	191
D.15 Distribution radiale du moment cinétique de la source L1527 . . . . .	192
D.16 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source GF9-2 . . . . .	193
D.17 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source GF9-2 . . . . .	194
D.18 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source GF9-2 . . . . .	194
D.19 Diagramme position-vitesse de la source GF9-2 . . . . .	195
D.20 Distribution radiale du moment cinétique de la source GF9-2 . . . . .	195
D.21 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-2A . . . . .	197
D.22 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-2A . . . . .	197
D.23 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source L1448-2A . . . . .	198
D.24 Diagramme position-vitesse de la source L1448-2A . . . . .	198
D.25 Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-2A . . . . .	199
D.26 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-NB . . . . .	201
D.27 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-NB . . . . .	201
D.28 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source L1448-NB . . . . .	202
D.29 Diagramme position-vitesse de la source L1448-NB . . . . .	202
D.30 Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-NB . . . . .	203
D.31 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-C . . . . .	205
D.32 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1448-C . . . . .	205
D.33 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source L1448-C . . . . .	206
D.34 Diagramme position-vitesse de la source L1448-C . . . . .	206
D.35 Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-C . . . . .	207
D.36 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS2A . . . . .	209
D.37 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS2A . . . . .	209
D.38 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source IRAS2A . . . . .	210
D.39 Diagramme position-vitesse de la source IRAS2A . . . . .	210
D.40 Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAS2A . . . . .	211
D.41 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source SVS13-B . . . . .	213
D.42 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source SVS13-B . . . . .	213
D.43 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source SVS13-B . . . . .	214
D.44 Diagramme position-vitesse de la source SVS13-B . . . . .	214
D.45 Distribution radiale du moment cinétique de la source SVS13-B . . . . .	215
D.46 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS4A . . . . .	217
D.47 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS4A . . . . .	217
D.48 Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observa- tions PdBI pour la source IRAS4A . . . . .	218
D.49 Diagramme position-vitesse de la source IRAS4A . . . . .	218
D.50 Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS4B . . . . .	220
D.51 Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source IRAS4B . . . . .	220

D.52	Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAS4B . . . . .	221
D.53	Diagramme position-vitesse de la source IRAS4B . . . . .	221
D.54	Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAS4B . . . . .	222
D.55	Cartes d'intensité intégrée de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1157 . . . . .	223
D.56	Cartes de vitesse centroïde de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ pour la source L1157 . . . . .	224
D.57	Carte d'intensité de l'émission $C^{18}O$ aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1157 . . . . .	224
D.58	Diagramme position-vitesse de la source L1157 . . . . .	225
D.59	Distribution radiale du moment cinétique de la source L1157 . . . . .	225
E.1	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source IRAM04191 . . . . .	227
E.2	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1521F . . . . .	228
E.3	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1527 . . . . .	228
E.4	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1448-2A . . . . .	229
E.5	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1448-NB . . . . .	229
E.6	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1448-C . . . . .	230
E.7	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source IRAS2A . . . . .	230
E.8	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source SVS13B . . . . .	231
E.9	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées et PdBI pour la source IRAS4A . . . . .	231
E.10	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées et PdBI pour la source IRAS4B . . . . .	232
E.11	Cartes de densité de colonne de l'émission $C^{18}O$ et $N_2H^+$ à partir des données combinées pour la source L1157 . . . . .	232





# Table des tableaux

2.1	Résolution angulaire mesurée avec EMIR aux différentes fréquences . . . . .	47
2.2	Résolution angulaire des configurations du PdBI . . . . .	54
2.3	Résolution spectrale et configuration du corrélateur bande étroite . . . . .	54
3.1	Sources observées dans le cadre du large programme CALYPSO . . . . .	69
3.2	Résolutions spectrales obtenues avec le corrélateur bande étroite pour le programme CALYPSO . . . . .	70
4.1	Comparaison de la taille du lobe synthétique, du rms et du flux entre les données PdBI et les données combinées pour différents facteurs de poids . . . . .	80
4.2	Taille d'émission des sources de l'échantillon CALYPSO dans les données PdBI, combinées et 30m pour les transitions $C^{18}O$ et $N_2H^+$ . . . . .	83
4.3	Paramètres d'ajustement d'un modèle de gradient de vitesse linéaire sur les cartes de vitesse $C^{18}O$ et $N_2H^+$ issues des données PdBI, combinées et 30m pour les sources CALYPSO . . . . .	86
4.4	Paramètres utilisés pour déterminer la densité de colonne $C^{18}O$ et $N_2H^+$ . . . . .	89
4.5	Fréquences et rapport d'intensités des 7 composantes hyperfines de la transition $N_2H^+$ (1–0) . . . . .	90
4.6	Température d'excitation, densité de colonne moyenne $C^{18}O$ et $N_2H^+$ et opacité des transitions respectives (2–1) et (1–0) pour chacune source CALYPSO, déterminées à partir des données combinées . . . . .	92
4.7	Rayons d'utilisation des différents ensembles de données et des deux traceurs $C^{18}O$ et $N_2H^+$ permettant de construire un diagramme position-vitesse pour les sources CALYPSO . . . . .	102
4.8	Valeurs des vitesses systémiques déterminées à partir d'un ajustement HFS du spectre moyen $N_2H^+$ des données 30m pour les sources CALYPSO comparées à la littérature . . . . .	105
4.9	Valeurs de la vitesse systémique et de la position centrale donnant le meilleur chevauchement par ajustements indépendants des points $C^{18}O$ et $N_2H^+$ . . . . .	106
4.10	Paramètres des meilleurs ajustements des diagrammes position-vitesse pour les sources CALYPSO . . . . .	107
5.1	Paramètres des meilleurs ajustements de la distribution de moment cinétique pour les sources CALYPSO . . . . .	113
5.2	Table similaire à la précédente pour la distribution du moment cinétique spécifique apparent $ j_{app} $ le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO . . . . .	115
5.3	Intervalle de rayons centrifuges à 100 au dans l'hypothèse d'une conservation du moment cinétique . . . . .	120
5.4	Valeur du décalage en vitesse, par rapport à la vitesse systémique, à 100, 1000 et 10000 au le long du plan équatorial . . . . .	135

6.1	Temps d'intégration selon les longueurs d'onde et la position le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO observées avec le 30m pour la caractérisation de la vitesse d'effondrement . . . . .	152
B.1	Dates d'observations des données PdBI du programme CALYPSO . . . . .	174
B.2	Dates, durée et opacité à 225 GHz des données 30m du programme CALYPSO . . . . .	175
C.1	Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO pour la transition moléculaire C <sup>18</sup> O . . . . .	178
C.2	Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO pour la transition moléculaire N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> . . . . .	179
I.1	Rms et détection du pic d'intensité dans les spectres de chaque traceur selon les longueurs d'onde et la position le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO observées avec le 30m pour la caractérisation de la vitesse d'effondrement . . . . .	316

# Chapitre 1

## Formation des étoiles et problème du moment cinétique

---

<b>1.1</b>	<b>Milieu interstellaire et nuages moléculaires</b>	<b>22</b>
<b>1.2</b>	<b>Formation des étoiles de type solaire</b>	<b>24</b>
1.2.1	Formation d'un embryon stellaire	24
1.2.2	Phase d'accrétion principale	26
1.2.3	Phase pré-séquence principale	28
1.2.4	Problème du moment cinétique	29
<b>1.3</b>	<b>Redistribution du moment cinétique</b>	<b>31</b>
1.3.1	Redistribution du moment cinétique par la formation d'un disque	31
1.3.2	Redistribution du moment cinétique par le champ magnétique	32
1.3.3	Redistribution du moment cinétique par éjection de matière	34
1.3.4	Redistribution du moment cinétique par fragmentation de l'embryon stellaire	34
<b>1.4</b>	<b>But de mes travaux de thèse</b>	<b>35</b>

---

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel des condensations pré-stellaires au sein de nuages moléculaires. Dans les premières dizaines de milliers d'années de sa formation, l'embryon stellaire de phase Classe 0 croît en masse par l'accrétion progressive de l'enveloppe et du disque circumstellaire, jusqu'à ce que l'un et l'autre se dissipent. Un cœur pré-stellaire possédant un moment cinétique initialement faible, voit sa vitesse de rotation augmenter lorsqu'il se contracte, par conservation du moment cinétique. Si le faible moment cinétique initial du cœur pré-stellaire est totalement transféré à l'embryon pendant la phase d'accrétion, la force gravitationnelle ne peut contrer la force centrifuge et l'embryon se fragmente prématurément avant d'atteindre son statut d'étoile en amorçant les réactions nucléaires. Pour former une étoile comme notre Soleil, l'enveloppe en rotation doit nécessairement réduire son moment cinétique de 5 à 10 ordres de grandeur en l'évacuant ou en le redistribuant. Si le schéma de la formation stellaire est à présent compris dans ses grandes lignes, l'un des principaux défis est de quantifier l'ampleur de ce "problème du moment cinétique" et d'identifier les mécanismes responsables de la redistribution du moment. Dans ce premier chapitre, je décris le scénario empirique de formation des étoiles en me concentrant plus particulièrement sur la rotation des structures aux différentes échelles. Dans un deuxième temps, je présente les mécanismes de redistribution du moment cinétique qui ont été étudiés pour trouver une solution à ce problème. Enfin, j'expose le but de mes travaux de thèse dans ce contexte.

## 1.1 Milieu interstellaire et nuages moléculaires

Le milieu entre les étoiles, appelé milieu interstellaire (ci-après MIS), n'est pas vide, il est composé de gaz, de poussières et de particules élémentaires (protons, neutrons et électrons). Dans la Voie Lactée, le milieu interstellaire est diffus ( $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ) et représente en moyenne environ 2% de la masse totale des étoiles (Tielens 2005). Il est principalement composé d'hydrogène (H), d'hélium (He) et d'environ 1% d'éléments lourds (C, N, O, Fe, etc.).

Par le terme de poussières, on désigne de très petits grains d'un diamètre de quelques nanomètres à quelques micromètres (la taille des poussières que l'on trouve dans nos maisons étant d'environ  $200 \mu\text{m}$ ). Ils ne représentent que 1% de la masse totale du milieu interstellaire mais cette petite fraction est très importante car elle interagit fortement avec la lumière en l'absorbant, la diffusant ou la diffractant. En général, les grains de poussière sont composés d'un cœur dense, formé de silicates et/ou de graphite (voir figure 1.1). Les observations ainsi que les modèles de poussières développés actuellement et basés sur des tests en laboratoire suggèrent que les grains sont entourés d'un manteau de glace comprenant de nombreuses molécules (voir figure 1.1).

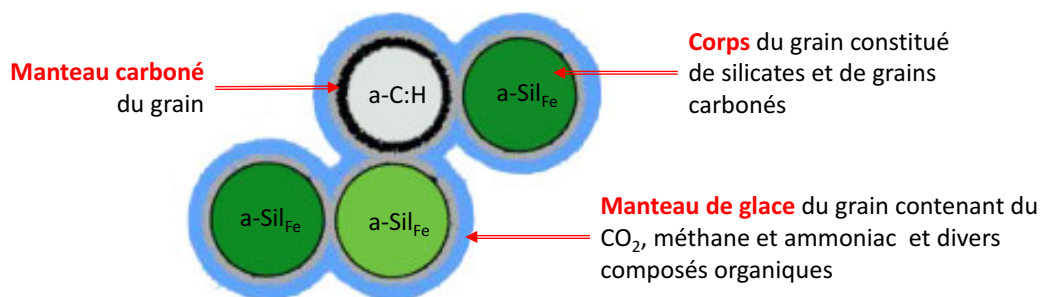


FIGURE 1.1 – Croquis d'un agglomérat de grains de poussière interstellaire. Crédit : adapté de (Jones et al. 2017), THEMIS (The Heterogeneous dust Evolution Model for Interstellar Solids)

La matière interstellaire s'accumule au fil du temps dans certaines régions des galaxies, pour former des nuages moléculaires. Ils se forment en grande majorité dans les bras spiraux des galaxies, où la densité de gaz est plus importante (Heyer & Terebey 1998). Ce sont d'immenses réservoirs de gaz moléculaire dont principalement du dihydrogène ( $\text{H}_2$ ), du monoxyde de carbone (CO) et de l'hélium (He). Ils ont une densité moyenne de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Les étoiles se forment presque exclusivement dans ces nuages moléculaires.

Selon leur taille et leur masse, on peut distinguer deux types de nuages moléculaires : les complexes moléculaires géants (CMG) qui s'étendent sur plusieurs dizaines de parsec, avec une masse de  $10^4 - 10^6 M_\odot$  et une température moyenne entre 30 et 50 K (Blitz 1993), et les nuages moléculaires sombres qui sont plus petits (quelques parsecs), moins massifs ( $10^3 - 10^4 M_\odot$ ) et plus froids (10–20 K) (Cernicharo 1991). Les CMG sont des sites très actifs de formation d'étoiles et notamment d'étoiles massives ( $M_\star \geq 8 M_\odot$ ) tandis que les nuages moléculaires sombres forment des étoiles de plus faibles masses ( $M_\star \leq 2 M_\odot$ ).

Par leur densité de matière et leur taille, les nuages moléculaires devraient s'effondrer sur eux-mêmes sous l'effet de la gravité mais ils sont relativement stables. La pression interne due à l'agitation thermique des molécules chauffées par les étoiles ou par les rayons cosmiques à proximité du nuage, par exemple, permet de contrer les effets de la gravité. On peut définir une taille typique appelée longueur de Jeans  $L_J$ , à partir de laquelle les nuages deviennent gravitationnellement instables et se fragmentent sous l'effet de la gravité :

$$L_J = \frac{c_s}{\sqrt{G \rho}}$$

avec  $c_s$  la vitesse du son,  $G$  la constante gravitationnelle et  $\rho$  la densité moyenne du nuage. Cette formule est valable dans le cas idéal où les nuages sont entièrement soutenus par la pression thermique.

La turbulence et le champ magnétique joueraient un rôle non négligeable de stabilisation. Selon cette hypothèse, la vitesse de propagation de la perturbation gravitationnelle est définie par  $c^2 = c_s^2 + c_B^2 + c_{turb}^2$  et la longueur de Jeans qui en résulte est donc plus grande.



FIGURE 1.2 – Le nuage moléculaire Orion B vu par Herschel en infrarouge lointain. Crédit : ESA/Herschel/PACS, SPIRE/Gould Belt survey/N. Schneider, Ph. André, V. Könyves; [André et al. \(2010\)](#)

On appelle turbulence des phénomènes désordonnés non thermiques. Le rôle des mouvements turbulents est encore mal contraint aujourd’hui, avec des interprétations parfois contradictoires. D’un côté, la pression turbulente tend à disperser le gaz, réduisant ainsi la possibilité de le contracter et donc permet de contrer les effets de la gravité. D’un autre côté, elle permet la création de sur-densités locales susceptibles de s’effondrer et de former des étoiles.

Grâce à l’observatoire spatial Herschel, on sait que les nuages moléculaires sont organisés en réseaux de filaments (voir figure 1.2). Un choc de compression dû à la turbulence présente dans les nuages serait à l’origine de la formation de ces filaments ([Molinari et al. 2010](#); [André et al. 2010](#)). La turbulence modifierait la forme des nuages en les étirant et en les comprimant, provoquant ainsi la collision de flots de gaz. Néanmoins, les images en deux dimensions produites à partir des observations d’Herschel ne permettent pas de comprendre la forme de ces filaments en trois dimensions. Des calculs d’épaisseur moyenne à partir d’observations et études statistiques suggèrent que la forme de ces structures se rapprochent plus de cylindres que de couches de matière vues par la tranche ([Li & Goldsmith 2012](#)). Les nuages moléculaires les plus proches de notre système solaire, comme celui du Taureau ( $\sim 140$  pc), d’Ophiuchus ( $\sim 160$  pc), de Persée ( $\sim 293$  pc) et d’Orion ( $\sim 450$  pc), sont les plus étudiés pour comprendre la formation des filaments et plus particulièrement l’injection d’énergie turbulente des échelles du nuage à celles des régions de formation d’étoiles.

La présence de champ magnétique a été observée dans le milieu interstellaire dans les années 50 ([Hiltner 1951](#); [Hall 1951](#)). Une partie du gaz dans les nuages moléculaires étant ionisée, elle est nécessairement liée aux lignes de champ et influencée par son intensité. Le champ magnétique jouerait donc également un rôle essentiel dans la formation des filaments en régulant la contraction gravitationnelle. Si la pression thermique n’est pas suffisante pour contrer la force gravitationnelle, le gaz se contracterait préférentiellement dans la direction des lignes de champ ([Mouschovias 1976a,b](#)) : il en résulterait des

structures allongées perpendiculaires au champ magnétique (Nakamura & Li 2008; Heyer et al. 2008; Chapman et al. 2011). Si la turbulence domine, elle aurait tendance à distribuer le gaz le long des lignes de champ et donc les filaments formés seraient parallèles au champ magnétique (Stone et al. 1998; Li et al. 2008). De récentes observations Planck suggèrent que la direction du champ magnétique change selon les échelles : les lignes de champ seraient parallèles à la direction du filament dans les régions de faible densité et perpendiculaires dans les régions plus denses (Planck Collaboration et al. 2016).

Dans les années 70, des gradients de vitesse ont été observés et interprétés comme de la rotation dans les nuages moléculaires. Cette rotation serait une conséquence de la rotation galactique par transfert aux échelles des nuages pendant leur formation. La force centrifuge qui en résulte peut donc participer à contrer l'effet de l'attraction gravitationnelle. Cependant, des études ont remis en cause l'interprétation systématique de la présence de gradients comme de la rotation. La dispersion en vitesse dans les nuages présentant un clair gradient de vitesse suggère notamment une domination de la turbulence sur la rotation (Arquilla & Goldsmith 1986). Une étude de Imara & Blitz (2011) a également montré que les angles des gradients de vitesse dans le gaz moléculaire des nuages et ceux dans le gaz atomique aux alentours proches de ces nuages ne sont pas systématiquement cohérents entre eux. Cette étude renforce donc l'idée que la rotation n'est pas systématiquement la meilleure explication des gradients de vitesse observés dans les nuages moléculaires. De plus, des mouvements de rotation ont bien été mesurés dans les nuages mais ils sont trop faibles pour contrer la force gravitationnelle et dominer le bilan énergétique des nuages (Jijina et al. 1999; Braine et al. 2018). L'orientation aléatoire des axes de rotation, supposée perpendiculaire aux gradients de vitesse observés dans les nuages, suggère que les mouvements de rotation ont pour origine la turbulence (Fleck & Clark 1981). A ces échelles, l'effet de la rotation est donc négligeable mais elle prend de l'ampleur aux plus petites échelles lors du processus d'effondrement où elle influence la cinématique des zones de formation stellaire (voir section 1.3).

Les nuages sont donc des entités relativement stables mais des phénomènes extérieurs peuvent provoquer l'effondrement gravitationnel en comprimant la matière : le passage du nuage dans une zone de haute densité de matière comme les bras spiraux d'une galaxie ou la propagation d'une onde de choc due à l'explosion d'une supernova par exemple. De par leur taille, les nuages moléculaires sont donc en perpétuelle évolution, avec des parties stables, des parties en effondrement s'apprêtant à former des étoiles, d'autres en formant déjà pendant que d'autres ont fini d'en former et voient leur gaz se disperser.

## 1.2 Formation des étoiles de type solaire

On appelle étoiles de type solaire, les étoiles dont la masse n'excède pas deux fois la masse du Soleil  $M_{\odot}$ . Le scénario de formation stellaire présenté ci-dessous caractérise chaque étape de la formation d'une étoile à partir d'un cœur dense. Ce modèle dit "classique" (voir figure 1.3) est un scénario construit empiriquement à partir d'observations (Lada 1987; André et al. 1993).

### 1.2.1 Formation d'un embryon stellaire

Les filaments sont des zones privilégiées de formation des étoiles. Tout comme leur nuage parent, ils sont dans un état de relative stabilité jusqu'à ce que leur taille dépasse la longueur de Jeans  $L_J$  ou qu'un événement extérieur perturbe leur densité. Une succession de compressions gravitationnelles et de fragmentations conduit à la formation de noyaux de gaz en équilibre hydrostatique ( $n_{H_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $d \sim 0.1 \text{ pc}$ ) appelés cœurs denses (voir figure 1.3).

En s'effondrant à leur tour, ces noyaux mènent à la formation de cœurs gravitationnellement liés de petite taille (0.01–0.1 pc), de faible température ( $\sim 10 \text{ K}$ ) et de densité d'hydrogène élevée ( $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) appelés cœurs pré-stellaires (Ward-Thompson et al. 1994; André et al. 2000; Walmsley et al. 2002).



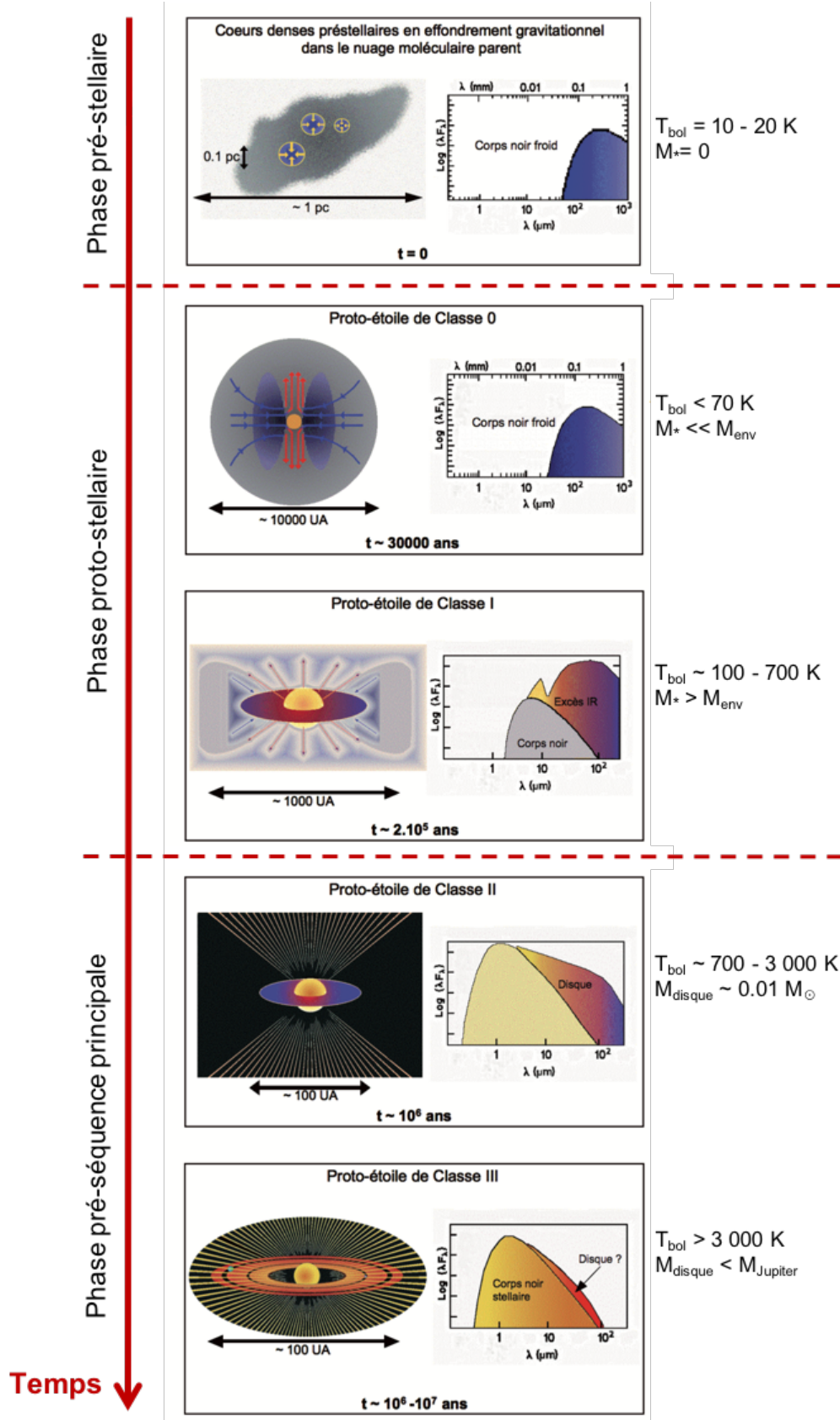


FIGURE 1.3 – Séquence évolutive de la formation des étoiles de type solaire, d’après le scénario empirique proposé par André et al. (2000). Crédit : A. Maury.

Les cœurs pré-stellaires s'effondrent sur eux-mêmes à leur tour, effondrement dû à une augmentation de la pression externe (turbulence, perturbation externe, [Bonnell et al. 1997](#); [Hennebelle et al. 2003](#)) ou une diminution de la pression interne (dissipation de la turbulence : [Nakano 1998](#); [Williams & Myers 2000](#) ou du champ magnétique : [Shu et al. 1987](#); [Mouschovias 1991](#)). Le début de cette phase de contraction est quasiment isotherme car le rayonnement des poussières évacue efficacement l'énergie produite par la compression du gaz ([Larson 1969](#)). A partir d'une certaine densité ( $n_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ; [Boss & Myhill 1995](#); [Bate 1998](#); [Masunaga et al. 1998](#)), la région centrale devient opaque au rayonnement, empêchant l'évacuation de l'énergie et provoquant une augmentation de la température. Lorsque la température centrale atteint  $\sim 2000 \text{ K}$ , le dihydrogène ( $\text{H}_2$ ) se dissocie par réaction endothermique, provoquant la formation d'un embryon stellaire ( $\sim 1 - 3 R_\odot$ ) en équilibre hydrostatique. C'est le début de la phase proto-stellaire où le système est composé d'un (ou plusieurs) embryon stellaire entouré d'une enveloppe proto-stellaire composée de la matière du cœur dense dont il est issu (voir figure 1.3).

### 1.2.2 Phase d'accrétion principale

La proto-étoile grossit en accrétant progressivement une grande partie de la matière (gaz, poussières) de l'enveloppe l'entourant. Cette phase est la phase d'accrétion principale au cours de laquelle l'étoile va acquérir la majorité de sa masse finale. La phase proto-stellaire peut se décomposer en deux étapes suivant la masse respective de l'enveloppe et de l'embryon stellaire : la proto-étoile de Classe 0 et celle de Classe I.

La proto-étoile de Classe 0 ([André et al. 1993, 2000](#)) est entourée d'une enveloppe qui représente la majorité de la masse du système ( $M_{\text{env}} \gg M_\star$  où  $M_{\text{env}}$  est la masse de l'enveloppe). De par son jeune âge de dizaines de milliers d'années, la proto-étoile de Classe 0 conserve les conditions initiales de sa formation dans son enveloppe. Les proto-étoiles de Classe 0 sont donc des objets clefs pour mieux comprendre les phénomènes physiques à l'œuvre lors de la formation des étoiles de type solaire.

La proto-étoile de Classe I représente un stade plus avancé de la phase d'accrétion. L'embryon stellaire ayant accrété la plupart de la matière de l'enveloppe, est entourée d'une enveloppe diffuse ( $M_{\text{env}} < M_\star$ ) et parfois, à petites échelles (10–100 au), d'un disque circumstellaire (voir figure 1.3, [André & Montmerle 1994](#)).

La phase d'accrétion est généralement accompagnée d'une phase d'éjection sous la forme de jets/flots puissants de matière le long des pôles (voir figure 1.4). Les flots bipolaires apparaissent comme des lobes relativement peu rapides ( $\leq 25 \text{ km s}^{-1}$ ) et modérément collimatés. Ils sont généralement identifiés comme étant du matériel balayé par les jets qui sont beaucoup plus rapides ( $\sim 150\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$ ) et qui émanent du système central étoile-disque. En fin de phase proto-stellaire (Classe I), le taux d'accrétion étant plus faible, les flots bipolaires sont moins puissants et moins collimatés que pour les proto-étoiles de Classe 0 ([Bontemps et al. 1996](#)).

Les proto-étoiles de Classe 0 ont été découvertes en 1993 grâce à leur émission submillimétrique ([André et al. 1993](#)) : les embryons stellaires sont enfouis dans une enveloppe très massive et ne sont pas détectés en infrarouge en deçà de  $10 \mu\text{m}$ . La distribution spectrale d'énergie (SED pour "Spectral Energy Distribution") ressemble à celle d'un corps noir avec un maximum d'émission situé à environ  $300 \mu\text{m}$  (voir figures 1.3 et 2.2; voir chapitre 2, section 2.1), principalement due à l'émission des poussières froides qui constituent l'enveloppe ( $T \sim 10\text{--}30\text{K}$ ). Pour classer un objet stellaire dans la phase Classe 0, il doit respecter les critères observationnels suivants :

- La présence d'un jeune embryon stellaire doit être détectée de manière indirecte, soit par l'observation de flots bipolaires, soit par l'observation d'une source de chauffage interne ou par la détection en radio d'une source avec une émission continue des poussières compacte. Ce critère permet de distinguer les proto-étoiles de Classe 0 des objets pré-stellaires qui ne possèdent pas d'embryon stellaire.
- La présence d'une enveloppe de gaz et de poussières doit être observée en millimétrique sous la



forme d'une émission continue des poussières spatialement étendue et piquée au centre, au niveau de l'embryon stellaire.

- Une fraction importante de la luminosité de la proto-étoile, qui comprend une composante liée à l'accrétion de la matière et une composante due à l'embryon central, doit émettre dans le submillimétrique. Cela suggère que la masse d'enveloppe est supérieure à la masse de l'embryon stellaire ( $M_{\text{env}} \gg M_{\star}$ ).

Les deux derniers critères permettent de distinguer les proto-étoiles de Classe 0 des objets stellaires de Classe I et II qui sont plus évolués.

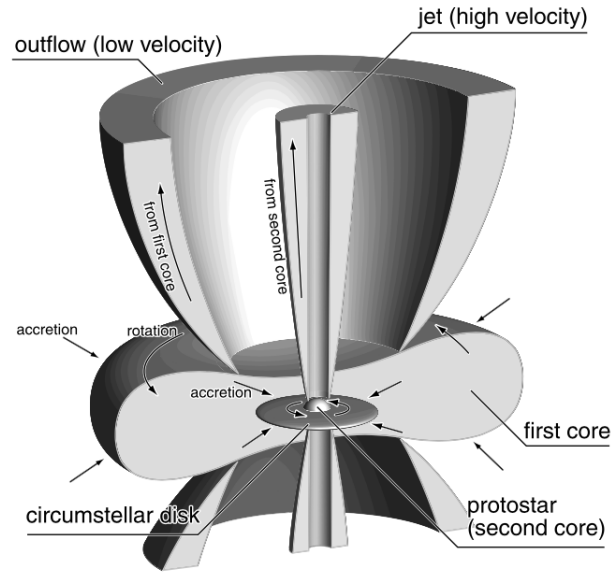


FIGURE 1.4 – Schéma du jet et du flot bipolaire lors de la phase proto-stellaire. Crédit : Figure 15 de [Machida et al. \(2008\)](#).

Au fur et à mesure que l'enveloppe se dissipe, la contribution de l'embryon stellaire central et du disque devient de plus en plus importante. Ainsi, la distribution spectrale d'énergie se déplace depuis le millimétrique jusqu'à l'infrarouge au cours de la formation stellaire (voir figure 1.3). Les proto-étoiles de Classe I étant encore enfouies dans une enveloppe, leur SED ressemble à celle d'un corps noir. L'enveloppe étant plus chaude que celle entourant les proto-étoiles de Classe 0, le spectre d'émission du corps noir atteint son maximum à environ  $10 \mu\text{m}$  (voir figures 1.3 et 2.2 ; voir chapitre 2, section 2.1). On note également la présence d'un excès infrarouge qui est principalement dû au rayonnement de la matière accrétée sur l'embryon stellaire via le disque.

Lorsque la matière de l'enveloppe est accrétée ou dispersée, la phase proto-stellaire se termine. La durée de cette phase est de l'ordre du temps de chute libre  $t_{\text{ff}}$  pour une sphère de densité moyenne  $\rho = \frac{3M}{4\pi r^3}$  :

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{r^3}{2GM}}$$

avec  $G$  la constante gravitationnelle. Pour  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , c'est-à-dire une densité  $\rho \sim 10^{-17} \text{ g cm}^{-3}$ , le temps de chute libre est d'environ  $t_{\text{ff}} \sim 10^5$  années.

### 1.2.3 Phase pré-séquence principale

A la fin de la phase proto-stellaire, les étoiles entrent dans la phase de pré-séquence principale. Dans cette phase, on peut distinguer deux stades, le stade des objets stellaires de Classe II et de Classe III (voir figure 1.3).

L'objet stellaire de Classe II ou étoile de type T-Tauri, nommée d'après l'étoile prototype T Tauri, est entourée par un disque circumstellaire (de rayon  $\sim 100$  au) optiquement épais à partir duquel elle accrète un peu de matière. L'échelle de temps de l'accrétion est 10 fois plus long qu'au moment de la phase proto-stellaire. La formation de proto-planètes dans le disque débiterait alors. La SED des objets stellaires de Classe II peut être modélisée par le spectre d'un corps noir additionné d'un excès infrarouge provenant du disque chauffé (voir figure 1.3). Le spectre d'émission typique de ces objets peut aller de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain.

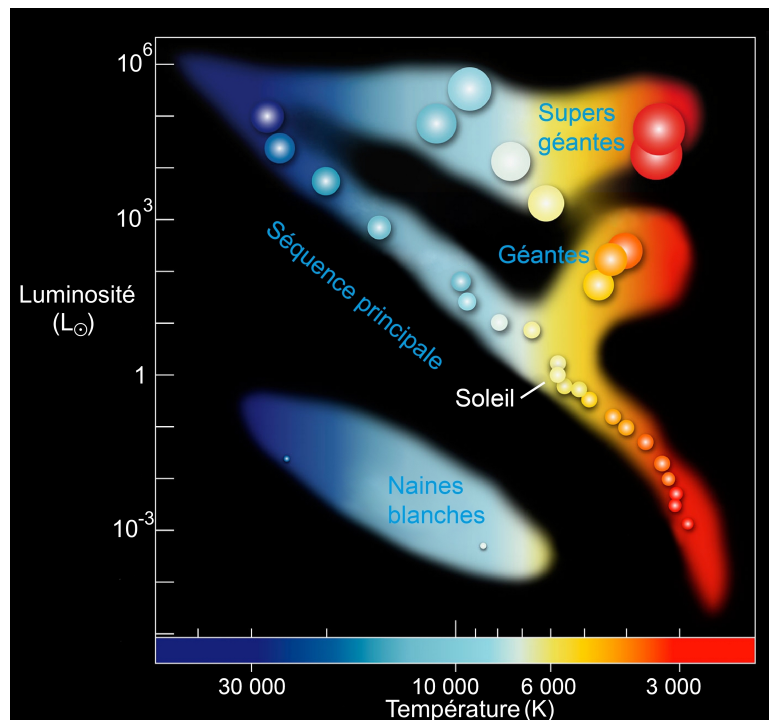


FIGURE 1.5 – Diagramme de Hertzsprung-Russell qui représente la luminosité en fonction de la température pour un ensemble d'étoiles proches. La diagonale où résident la majorité des étoiles, dont notre Soleil, correspond à la séquence principale. Elles y passent environ 90% de leur vie en évoluant très peu et en brûlant l'hydrogène en leur cœur. Au-dessus de la séquence principale, on trouve des étoiles en fin de vie au stade de géantes ou super géantes rouges si elles ont assez d'énergie pour la combustion de l'hélium en carbone et oxygène. Les naines blanches sont de petites étoiles ayant éjecté leur enveloppe lors du stade de géante rouge. Crédit : figure traduite de la version anglaise de l'ESO.

L'objet stellaire de Classe III est entouré d'un disque devenu optiquement mince dans lequel des planètes se sont formées et ont accreté la matière du disque. Le disque ressemble alors à un disque de débris comme la ceinture de Kuiper dans notre système solaire. La SED de ces objets est ainsi semblable à celui d'un corps noir (voir figures 1.3 et 2.2; voir chapitre 2, section 2.1). L'objet stellaire n'étant pas assez chaud pour atteindre l'équilibre radiatif, il devient gravitationnellement instable et s'effondre sur lui-même. L'accrétion est donc quasiment terminée lorsque commence cette contraction quasi-statique.

Au cours de cette contraction, la température centrale augmente jusqu'à atteindre  $\sim 10^7$  K, température permettant d'amorcer les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène en hélium. Elle obtient alors son statut d'étoile et arrive sur la séquence principale, comme notre Soleil (voir figure 1.5).

### 1.2.4 Problème du moment cinétique

Le scénario de formation des étoiles de type solaire détaillé ci-dessus est un scénario construit empiriquement et largement admis dans la communauté mais les mécanismes physiques qui permettent la transition d'une étape à une autre restent encore mal compris. L'un des problèmes majeurs est le lien entre les mouvements de rotation aux différentes échelles connu sous le nom de "problème du moment cinétique". En effet, les observations (Spitzer 1978) ont montré que toutes les structures de l'Univers sont en rotation et possèdent ainsi un moment cinétique. Pour une particule en rotation de masse  $m$  à un rayon  $r$ , le moment cinétique est défini comme  $\vec{J} = \vec{r} \wedge m\vec{v}$ . De par la présence du produit vectoriel, seule la vitesse perpendiculaire au rayon, c'est-à-dire la vitesse de rotation, influence le moment cinétique de la particule :  $J = m v_{\text{rot}} r$ .

Goodman et al. (1993) et Caselli et al. (2002a) ont détecté des mouvements de rotation dans de larges échantillons de cœurs pré-stellaires de rayons différents (0.1–0.5 pc). A partir de ces mouvements de rotation, Goodman et al. (1993) ont dérivé des valeurs moyennes de moment cinétique comprises entre  $\sim 10^{-2} - 10^2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ . En comparant les valeurs de moment avec la taille des cœurs, ils ont identifié une tendance :  $j \propto r^{1.6}$ . Plus le rayon du cœur est grand, plus son contenu moyen en moment cinétique est élevé (voir figure 1.6). Caselli et al. (2002a) ont également déterminé le moment cinétique moyen pour un autre échantillon de cœurs de plus petite taille que ceux étudiés par Goodman et al. (1993). Ils ont trouvé des valeurs cohérentes avec la tendance précédente :  $10^{-4} < j < 10^{-2} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ .

Un corps possédant un moment cinétique initialement faible, voit sa vitesse de rotation augmenter lorsqu'il se contracte, par conservation du moment cinétique. Si le moment du cœur pré-stellaire parent était totalement transmis à l'embryon stellaire pendant la phase d'accrétion principale, ce dernier tournerait trop rapidement pour que le champ de gravitation  $\frac{GM_{\star}}{r^2}$  puisse compenser l'accélération centrifuge  $\frac{v^2}{r}$  qui en résulte. La contraction s'arrêterait au rayon dit centrifuge  $r_c = \frac{v^2 r_0^2}{GM_{\star}}$  (avec  $r_0$  le rayon auquel se trouve la particule), et l'embryon se fragmenterait prématurément avant de pouvoir déclencher les réactions nucléaires de l'hydrogène et d'atteindre la séquence principale. Par exemple, un objet stellaire de rayon  $1 R_{\odot}$  se fragmente si son moment cinétique est supérieur à  $3 \times 10^{-6} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  ( $10^{18} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , voir figure 1.6). Les études de Goodman et al. (1993) et Caselli et al. (2002a) ont montré que le gaz en effondrement contenu dans un cœur pré-stellaire doit réduire son moment cinétique de 5 à 10 ordres de grandeur en l'évacuant ou en le redistribuant pour former une étoile comme notre Soleil ( $j_{\odot} \sim 3 \times 10^{-9} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , Pinto et al. 2011, voir figure 1.6). Ce phénomène est appelé le "problème du moment cinétique" (Spitzer 1978; Bodenheimer 1995; Mathieu 2004).

Des observations ont permis de mesurer le moment cinétique moyen dans les premiers objets stellaires observables : les étoiles T-Tauri. L'étude de leur période de rotation permet d'estimer des moments cinétiques moyens de l'ordre de  $j \sim 2 \times 10^{-7} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  ( $6 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , Bouvier et al. 1993). Les étoiles T-Tauri possèdent donc un moment cinétique de  $\sim 2$ -3 ordres de grandeur supérieur à celui de notre Soleil.

Les étoiles T-Tauri sont généralement observées entourées d'un disque proto-planétaire et voient leur moment cinétique diminuer jusqu'à atteindre une valeur équivalente à celle observée dans notre Soleil. Gallet & Bouvier (2013) ont développé des modèles paramétriques en les comparant aux observations, pour identifier les mécanismes responsables du ralentissement de la période de rotation des étoiles T-Tauri : l'interaction étoile-disque jouerait un rôle primordial. Ces modèles permettent d'améliorer la

compréhension de la redistribution du moment cinétique à partir d'un système objet stellaire+disque proto-planétaire pour atteindre des valeurs semblables à celles de notre Soleil. Actuellement, les étapes encore incomprises sont le passage d'un corps pré-stellaire à un système objet stellaire+disque proto-planétaire et les mécanismes de redistribution associés. Les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 apparaissent donc être des objets clés pour résoudre ce problème du moment cinétique. En effet, cette phase représente le début de la phase d'accrétion principale où la proto-étoile va acquérir une grande partie de sa masse finale en un temps très court ( $t \sim 10^5$  ans, [Maury et al. 2010](#)). De plus, l'enveloppe représentant la majorité de la masse du système ( $M_{\text{env}} \gg M_{\star}$ ), est susceptible de conserver les conditions initiales en moment cinétique.

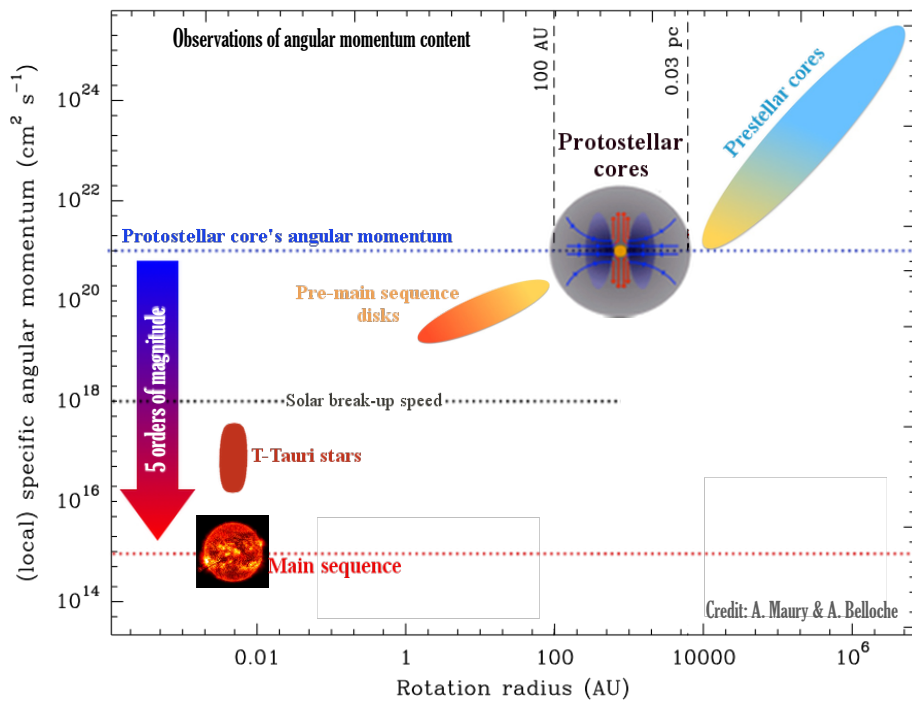


FIGURE 1.6 – Schéma de l'évolution du moment cinétique en fonction du rayon du système pendant la formation stellaire. Crédit : A. Maury & A. Belloche

Quelques études ont permis de contraindre le moment cinétique contenu dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 et I. [Ohashi et al. \(1997b\)](#) ont détecté des mouvements de rotation dans 4 enveloppes proto-stellaires de Classe 0 ou I. Ces 4 objets semblent montrer un moment cinétique moyenné dans toute l'enveloppe constant à  $\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles  $r < 5000 \text{ au}$  (voir figure 1.6). [Chen et al. \(2007\)](#) ont également observé de la rotation dans 2 proto-étoiles de Classe 0 et ont estimé des valeurs de moment cinétique moyen dans l'enveloppe proches de celles des plus petits cœurs pré-stellaires étudiés par [Caselli et al. \(2002a\)](#) :  $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ . Ces mesures renforcent également la tendance observée par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) pour les enveloppes proto-stellaires. De par ces deux études, le moment cinétique est attendu pour être constant avec le rayon dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 et I. Ces profils constants sont généralement interprétés comme la conservation du moment cinétique étant donné que pour des enveloppes en rotation et en effondrement, la vitesse de rotation  $v_{\text{rot}}$  est proportionnelle  $r^{-1}$  (voir chapitre 2, section 2.6).

De plus récentes études ont cependant montré une légère décroissance du moment cinétique jusqu'aux échelles  $\sim 350 \text{ au}$  dans quelques enveloppes proto-stellaires de Classe 0 ([Yen et al. 2011, 2015b](#)) avec des

valeurs inférieures à la tendance constatée par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) :  $j \sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $\sim 1000 \text{ au}$  et  $j \lesssim 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $\sim 350 \text{ au}$ . Pour un échantillon de 7 proto-étoiles de Classe 0, [Yen et al. \(2015a\)](#) calculent des valeurs moyennes de moment cinétique dans les enveloppes de  $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles  $r \sim 1000 \text{ au}$ .

Ces études permettent de montrer que le matériel en effondrement dans l'enveloppe proto-stellaire doit réduire son moment cinétique d'au moins 4 ordres de grandeur pendant la phase Classe 0 pour former un système jeune objet stellaire+disque proto-planétaire (voir figure 1.6).

Pour trouver une solution à ce problème du moment cinétique, il faut identifier quel(s) mécanisme(s) serai(en)t responsable(s) de la perte de cette quantité de moment cinétique. Par conservation d'énergie, cette perte de moment doit se produire par transfert dans l'enveloppe avant que la matière ne soit accrétée par l'étoile. Les observations d'objets proto-stellaires ayant montré que la phase d'accrétion était accompagnée d'éjection de matière par le biais des jets/flots bipolaires et de la formation d'un disque autour de l'objet central, ces hypothèses ont été naturellement explorées. Parallèlement, des simulations ont mis en évidence le rôle primordial du champ magnétique à ces échelles.

### 1.3 Redistribution du moment cinétique

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer la redistribution totale ou partielle du moment cinétique du gaz contenu dans l'enveloppe : la formation d'un disque autour de l'objet central, le champ magnétique, les jets/flots bipolaires ou encore la formation de systèmes multiples.

#### 1.3.1 Redistribution du moment cinétique par la formation d'un disque

Des disques Képlériens de rayon 50–400 au formant des proto-planètes sont généralement observés autour des étoiles T-Tauri ([Dutrey et al. 2007](#); [Isella et al. 2009](#); [Andrews et al. 2010](#); [Guilloteau et al. 2011](#)). L'étude de la cinématique des enveloppes proto-stellaires a montré l'existence de disques Képlériens autour de proto-étoiles de Classe I ([Brinch et al. 2007](#); [Lommen et al. 2008](#); [Jørgensen et al. 2009](#); [Lee 2011](#); [Yen et al. 2013, 2014](#); [Harsono et al. 2014](#)). La formation de tels disques serait, d'après des modèles hydrodynamiques, une conséquence de la conservation du moment cinétique ([Cassen & Moosman 1981](#); [Terebey et al. 1984](#); [Goodwin et al. 2004](#)). Le moment cinétique étant donné par  $J = m v_{\text{rot}} r$ , lorsque le cœur se contracte et que son rayon  $r$  devient donc plus petit,  $v_{\text{rot}}$  doit alors augmenter et le nuage tourner de plus en plus vite. Cette rotation rapide crée de grandes forces centrifuges qui sont plus importantes dans le plan équatorial. Le cœur commence alors à s'étaler et à former un disque (voir figure 1.7). La formation de disques Képlériens est donc attendue dès le début de l'effondrement du cœur dense avec un rayon de disque croissant en fonction du temps ( $\propto t^3$ , [Terebey et al. 1984](#)). La conservation du moment formerait ainsi des disques  $\geq 100 \text{ au}$  de rayon pendant la phase d'accrétion principale ([Hueso & Guillot 2005](#)).

Le disque transporte la matière en son sein des larges échelles jusqu'à l'objet central. Il est généralement modélisé par un fluide visqueux possédant à différents rayons des anneaux de matière tournant à des vitesses différentes. Les frottements visqueux entre ces anneaux permettraient d'évacuer le moment cinétique de la matière avant qu'elle soit accrétée par la proto-étoile ([Lynden-Bell & Pringle 1974](#); [Hartmann et al. 1998](#)). L'échelle d'évacuation du moment cinétique serait donc donnée par l'échelle de temps de dissipation visqueuse :

$$\tau_{\text{visc}} = \frac{r_d^2}{\nu}$$

avec  $r_d$  le rayon du disque et  $\nu$  la viscosité cinématique. En prenant en compte le rôle des viscosités dites "anormales", dues aux fluctuations de la turbulence et du champ magnétique dans le disque, qui

vont renforcer les cisaillements turbulents et permettre d'évacuer une quantité de moment cinétique plus importante, on obtient un temps de dissipation visqueuse  $\tau_{\text{visc}} \sim 10^6$  années. Ce temps de dissipation est en accord avec les durées de vie observées pour les disques  $\sim 10^6 - 10^7$  années (Haisch et al. 2001).

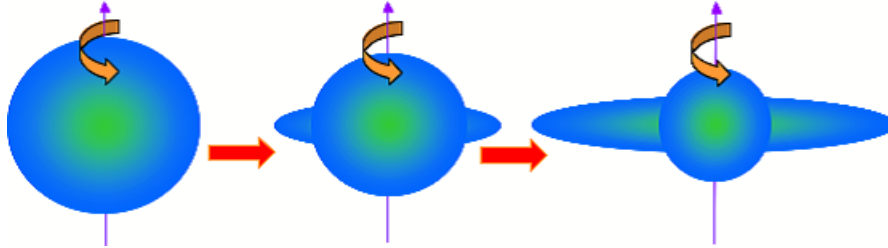


FIGURE 1.7 – Schéma de la formation des disques circumstellaires comme conséquence de l'effondrement des cœurs par conservation du moment angulaire. Crédit : "Planet Formation : Disk Formation and Evolution", Swinburne University of Technology, 2011

Cependant, l'étude observationnelle de plusieurs proto-étoiles de Classe 0 n'a pas détecté de disques s'étendant au delà de 40 au (Kurono et al. 2013; Yen et al. 2013, 2015b; Segura-Cox et al. 2016). L'étude récente de 16 proto-étoiles de Classe 0 par le large programme de l'IRAM CALYPSO confirmerait cette tendance en détectant des candidats disques de rayon  $> 60$  au dans moins de 25% des sources (Maury et al. 2019; voir chapitre 3, section 3.4.2). L'étude de la cinématique à partir de transitions moléculaires par Maret+CALYPSO (en préparation; voir chapitre 3, section 3.4.3) n'a détecté de la rotation Képlérienne que dans 2 objets à des échelles  $\sim 100$  au. Des études à haute résolution spatiale de la cinématique de proto-étoiles ont également montré des indices de transition d'une enveloppe en rotation et effondrement avec un disque Képlérien aux alentours de  $\leq 60$  au (L1527 : Tobin et al. 2012b; Sakai et al. 2014b; Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017 et HH212 : Codella et al. 2014a).

Contrairement aux prédictions des modèles hydrodynamiques formant des disques de rayon  $\geq 100$  au par conservation du moment cinétique, les observations détectent majoritairement des disques Képlériens de rayon  $\leq 50$  au dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0. Ces petits disques grossiraient ensuite dans la phase Classe I pour atteindre des rayons  $\geq 100$  au. La conservation du moment cinétique durant la contraction de cœur n'étant pas démontrée par les observations, la formation d'un disque et l'évacuation du moment cinétique par frottements visqueux pourrait donc ne pas être la solution au problème du moment cinétique.

### 1.3.2 Redistribution du moment cinétique par le champ magnétique

Des observations ont montré que les cœurs sont généralement magnétisés (Matthews et al. 2009; Dotson et al. 2010). Le champ magnétique joue un rôle essentiel dans la formation des étoiles car il retarderait la formation des disques pendant la phase d'accrétion principale.

En effet, l'énergie magnétique croît quand la distance à la proto-étoile diminue en suivant la loi :  $E_B \propto r^{-4}$ . Cette croissance est plus rapide que celle de l'énergie gravitationnelle qui, pour une chute libre, est proportionnelle à  $r^{-1}$ . La quantité de champ magnétique observée dans les cœurs denses n'empêcherait pas l'effondrement mais elle dominerait la rotation aux petites échelles. De plus, l'effondrement du cœur tendrait à concentrer les lignes de champ aux petites échelles, c'est-à-dire dans la région de formation du disque, renforçant ainsi la force du champ magnétique. Il serait donc capable de redistribuer une partie du moment cinétique qui résulte de la vitesse de rotation de la matière accrétée, empêchant la formation



de grands disques Képlériens : c'est ce qu'on appelle le "freinage magnétique" (Gillis et al. 1974; Mouschovias 1985; Galli et al. 2006). Dans le cas où le champ magnétique est aligné avec l'axe de rotation de l'enveloppe proto-stellaire, le freinage magnétique devient tellement efficace qu'il empêche totalement la formation d'un disque Képlérien. On parle alors de "catastrophe du freinage magnétique". C'est le résultat auquel sont parvenues plusieurs simulations magnéto-hydrodynamiques (MHD) idéales à deux ou trois dimensions (Price & Bate 2007; Hennebelle & Fromang 2008; Mellon & Li 2008; Duffin & Pudritz 2009; Hennebelle & Ciardi 2009; Seifried et al. 2011).

D'après les observations, la formation d'un disque Képlérien est possible dans les enveloppes proto-stellaire de Classe 0 à petites échelles. Dans les simulations MHD, seul un désalignement entre la direction du champ magnétique et l'axe de rotation de l'enveloppe permet de réduire suffisamment l'efficacité du freinage magnétique pour permettre la formation de petits disques Képlériens (Joos et al. 2012). Cependant, ces simulations supposent un couplage parfait de la matière avec le champ magnétique alors que seul le matériel chargé (ions et électrons) est en fait sensible à ce champ. Les effets tels que la diffusion ambipolaire, l'effet Hall et la dissipation Ohmique ne sont donc pas pris en compte alors qu'ils pourraient permettre la formation de petits disques en modérant l'effet du freinage magnétique :

- La diffusion des particules chargées (négativement ou positivement) due à leur interaction avec le champ magnétique est appelé diffusion ambipolaire. Dans les conditions typiques d'un cœur dense, la diffusion ambipolaire domine sur les deux autres effets (Nakano et al. 2002; Kunz & Mouschovias 2009); c'est pourquoi c'est l'effet non-idéal le plus étudié dans le contexte de la formation stellaire. Il permettrait notamment de redistribuer le flux magnétique, qui est concentré autour de l'objet central en MHD idéale, dans une région plus éloignée (Li & McKee 1996) et permettrait ainsi la formation d'un disque de rayon de quelques au. A partir d'un certain niveau d'ionisation, la diffusion ambipolaire n'affaiblit pas suffisamment le freinage magnétique pour former un disque (Mellon & Li 2009; Li et al. 2011; Wurster et al. 2016), le freinage magnétique serait même renforcé.
- Lorsque la densité croît, l'effet Hall, effet qui décrit la diffusion des électrons seuls due à leur interaction avec le champ magnétique, devient plus important. Lorsque le champ magnétique est aligné avec l'axe de rotation, la diffusion des électrons perpendiculairement au champ magnétique augmenterait le moment cinétique dû à la rotation des cœurs denses en effondrement. Les lignes de champ seraient alors compressées au centre créant ainsi une morphologie en sablier. Si l'effet Hall est assez important, un disque Képlérien pourrait même se former à partir d'un corps initialement sans rotation (Krasnopolsky et al. 2011; Braiding & Wardle 2012b,a).
- A haute densité, les ions et les électrons sont découplés des lignes de champ par des collisions, la dissipation Ohmique devient l'effet dominant. Proche de l'objet central, le champ magnétique se découple de la matière en effondrement. Un disque Képlérien de rayon  $\sim 10$  au pourrait alors se former dans la région de découplage rapidement après la formation de l'embryon stellaire (Shu et al. 2006; Krasnopolsky et al. 2010; Machida 2011; Machida & Matsumoto 2011; Santos-Lima et al. 2012; Tomida et al. 2013). Le petit disque grossirait ensuite jusqu'à un rayon  $\sim 100$  au après que l'enveloppe ait été accrétée par l'objet central (Machida 2011).

La turbulence jouerait aussi un rôle non négligeable sur l'effet du freinage magnétique : elle faciliterait la formation de disques Képlériens en diffusant le champ magnétique hors de la région de formation des disques (Santos-Lima et al. 2012, 2013; Myers et al. 2013; Joos et al. 2013). Joos et al. (2013) ont également constaté que la turbulence pouvait provoquer un désalignement entre le champ magnétique et l'axe de rotation de l'objet proto-stellaire permettant ainsi la formation de petits disques Képlériens.

L'effet du champ magnétique sur la formation stellaire pourrait donc expliquer la rareté observationnelle de disques Képlériens de rayon supérieur à 50 au autour de proto-étoiles de Classe 0 comme prédit par les modèles hydrodynamiques. L'intensité et le rôle du champ magnétique dans la redistribution du

moment cinétique sont encore très peu contraints au niveau observationnel.

### 1.3.3 Redistribution du moment cinétique par éjection de matière

Des jets/flots sont généralement observés aux pôles de tous les objets à travers l'éventail stellaire : des embryons stellaires de type-solaire (Guilloteau et al. 1992; Bontemps et al. 1996; Cabrit et al. 1997; Reipurth & Bally 2001; Hirano et al. 2006), des naines brunes (Whelan et al. 2005, 2012) et des étoiles massives (Zhang et al. 2007; Qiu et al. 2007, 2008, 2011; Carrasco-González et al. 2010; Motogi et al. 2013). Ces observations suggèrent donc l'existence d'un mécanisme universel de lancement des jets. Ce processus serait basé sur le couplage rotation-champ magnétique. Le champ magnétique, qui est concentré dans la région du disque à cause de l'effondrement, accélérerait et soulèverait le gaz présent à la surface du disque, qui serait ensuite éjecté vers l'extérieur (Blandford & Payne 1982; Pudritz & Norman 1983; Fendt & Camenzind 1996; Ouyed & Pudritz 1997). Ce mécanisme de lancement étant lié à l'accrétion du disque, la précession des jets prédit également par les modèles analytiques, a été confirmé plus tard par des observations (Coffey et al. 2007; Chrysostomou et al. 2008).

Les jets permettent d'évacuer du moment cinétique par transport de matière de l'enveloppe et du disque vers l'extérieur lors de la phase Classe 0 (Konigl & Pudritz 2000). Des calculs de rapport de masse éjectée-masse accretée  $\frac{M_{\text{eject}}}{M_{\text{acc}}}$  ont montré que ce ratio est faible et reste inchangé pour les proto-étoiles de Classe 0 ( $\sim 0.1$ , Cabrit et al. 2007) et les objets plus évolués comme les étoiles T-Tauri ( $\sim 0.1-0.4$ , Agra-Amboage et al. 2009). Les jets/flots éjectent ainsi peu de matière mais jaillissent cependant à très grandes vitesses du système central étoile-disque. Ils contribueraient donc partiellement à l'évacuation du moment cinétique lors de la phase proto-stellaire même si ce mécanisme ne permet pas de résoudre à lui-seul le problème du moment cinétique.

### 1.3.4 Redistribution du moment cinétique par fragmentation de l'embryon stellaire

La précession des jets pourrait également être la conséquence de la présence de systèmes binaires ou multiples proches dans une même enveloppe proto-stellaire (Reipurth et al. 2014; Audard et al. 2014; Beltrán et al. 2016; Lefèvre et al. 2017). En effet, lors de l'effondrement du cœur dense sur lui-même, un ou plusieurs embryons stellaires peuvent se former et une fraction du moment cinétique initial peut être redistribué dans le mouvement orbital du système binaire. C'est l'interprétation privilégiée pour expliquer la diminution du moment cinétique moyen observée dans des cœurs en rotation de petites tailles par rapport à ceux de plus grand rayon ( $j \propto r^{1.6}$ , voir figures 1.6 et 2.18; Bodenheimer 1978; Bodenheimer et al. 1980; Fleck & Clark 1981; Goldsmith & Arquilla 1985). Cette diminution est de seulement  $\sim 2$  ordres de grandeur car la plupart du moment cinétique est encore présent lors de la phase proto-stellaire (voir figures 1.6 et 2.18).

A la fin de la phase pré-stellaire, un ou plusieurs embryons stellaires sont entourés d'une enveloppe en effondrement. De nouvelles fragmentations peuvent avoir lieu. Tandis que la fragmentation d'un cœur dense formerait préférentiellement des systèmes multiples éloignés, une fragmentation pendant la phase d'accrétion principale favoriserait la formation de systèmes binaires proches. Dans ce cas, une partie du moment cinétique de l'enveloppe serait également redistribuée dans le mouvement orbital du système. Des observations à haute résolution angulaire sont nécessaires pour quantifier le moment redistribué par cette fragmentation durant la phase proto-stellaire. On notera cependant que les phénomènes de fragmentation sont plutôt caractéristiques de la phase pré-stellaire que proto-stellaire, ce qui permet donc de supposer que la redistribution du moment cinétique par effet de fragmentation ne permet pas de résoudre à elle-seule le problème du moment cinétique.



En conclusion, aucun des mécanismes actuellement identifiés pour évacuer ou redistribuer le moment cinétique ne permet d'expliquer à lui-seul le problème du moment cinétique observé lors de la formation des étoiles.

## 1.4 But de mes travaux de thèse

Pour identifier les mécanismes responsables de la redistribution du moment cinétique et ainsi trouver une solution au problème du moment cinétique, les proto-étoiles de Classe 0 apparaissent pour être des objets clefs. Le matériel en effondrement dans l'enveloppe proto-stellaire doit en effet réduire son moment cinétique d'au moins 4 ordres de grandeur pendant cette phase d'accrétion principale où la proto-étoile accrète la majorité de sa masse finale. Par conservation d'énergie, cette perte de moment doit se produire par transfert dans l'enveloppe avant que la matière ne soit accrétée par l'étoile. Actuellement, il existe peu de contraintes de moment cinétique aux différentes échelles dans les enveloppes proto-stellaires. De plus, à partir des mesures de moment cinétique moyen par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) et [Chen et al. \(2007\)](#), des valeurs constantes proches de  $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  sont attendues. Or de récentes études par [Yen et al. \(2011, 2015b\)](#) montrent des valeurs inférieures à celles attendues et une légère décroissance du moment cinétique entre 1000 et 350 au dans quelques objets.

L'un des principaux défis est donc de quantifier l'ampleur de ce problème du moment cinétique et d'identifier les mécanismes responsables de la redistribution du moment en établissant la distribution du moment dans les enveloppes de ces jeunes proto-étoiles, des échelles externes de l'enveloppe (10 000 au) jusqu'à celles de l'embryon stellaire (1 au). Etudier la cinématique à toutes les échelles dans un large échantillon de 12 enveloppes proto-stellaires de Classe 0 afin d'établir leur distribution de moment cinétique dû à la rotation a été l'objectif de mon travail pendant les trois ans de ma thèse.

L'étude d'un large échantillon va permettre dans un premier temps de quantifier le contenu moyen en moment cinétique des proto-étoiles de Classe 0 et de peupler le diagramme des figures [1.6](#) et [2.18](#), où très peu de mesures existent actuellement. Ces mesures de valeur moyenne vont permettre de mieux contraindre la tendance observée et de donner des indications sur les origines du moment cinétique. Dans un deuxième temps, pour comprendre à quelles échelles les transferts de moment cinétique se déroulent et contraindre les mécanismes physiques qui en sont responsables, il faut identifier et mesurer la rotation aux différentes échelles à l'intérieur de l'enveloppe proto-stellaire. L'étude de la distribution radiale du moment cinétique à l'intérieur d'un échantillon d'enveloppes proto-stellaires de Classe 0 peut permettre d'identifier un rayon systématique à partir duquel on observerait, par exemple, une diminution du moment cinétique, permettant ainsi de privilégier un scénario de redistribution du moment cinétique.

Pour établir des distributions radiales de moment cinétique, il faut des observations avec une large dynamique spatiale permettant de sonder toutes les échelles dans lesquelles il sera nécessaire d'identifier les mouvements associés à la rotation de l'enveloppe. C'est l'objet de discussion du chapitre [2](#).



## Chapitre 2

# Techniques d'observation des proto-étoiles

---

<b>2.1</b>	<b>Comment observer les proto-étoiles ?</b>	<b>38</b>
<b>2.2</b>	<b>Observations indirectes des mécanismes physiques</b>	<b>40</b>
2.2.1	Complexité de la chimie interstellaire	40
2.2.2	Interaction du rayonnement avec la matière	40
2.2.3	Information de la densité de colonne	42
<b>2.3</b>	<b>Le radiotélescope</b>	<b>44</b>
2.3.1	Principe des télescopes	44
2.3.2	Le radiotélescope de 30-mètres de l'IRAM	46
<b>2.4</b>	<b>L'interférométrie</b>	<b>47</b>
2.4.1	Principe de l'interférométrie	48
2.4.2	Reconstruction des images	51
2.4.3	L'interféromètre du Plateau de Bure	53
<b>2.5</b>	<b>Combinaison des données interférométriques et 30m</b>	<b>55</b>
2.5.1	But de la combinaison des données	55
2.5.2	Principe des pseudo-visibilités	56
<b>2.6</b>	<b>Observations de la signature rotationnelle des enveloppes proto-stellaires</b>	<b>57</b>
2.6.1	Techniques d'observation des mouvements de rotation	58
2.6.2	Etat de l'art des études sur la rotation des enveloppes proto-stellaires	62

---

On ne peut pas directement voir les différents mécanismes physiques en œuvre dans l'univers. Cependant, on peut en observer leurs effets : ces mécanismes affectent les molécules de la matière environnante qui vont se désexciter en émettant des photons. Elles sont donc utilisées comme des traceurs indirects pour suivre les déplacements de matière. Dans ce chapitre, j'expose les principes physiques qui permettent aux astronomes de remonter à l'information souhaitée à partir de ce rayonnement. Je m'attarde notamment sur le transfert radiatif qui est l'étude de l'interaction entre le rayonnement et la matière qu'il traverse, puis sur le calcul de la densité de colonne qui permet d'accéder aux régions de l'objet où l'émission moléculaire est émise. Dans une deuxième partie, je présente les moyens techniques développés pour collecter ce rayonnement avec une sensibilité et une résolution spatiale de plus en plus fines. Je prends notamment pour exemple les instruments de l'IRAM dont j'ai manipulé les données pendant mes travaux de thèse. Pour finir, je décris les méthodes développées depuis plusieurs années par les astronomes pour mettre en évidence la rotation dans les enveloppes proto-stellaires et ainsi estimer le moment cinétique correspondant.

## 2.1 Comment observer les proto-étoiles ?

Chaque domaine du spectre électromagnétique procure des informations différentes et complémentaires sur l'objet qui émet des rayons lumineux en mettant en évidence des régimes et des milieux différents (voir figure 2.1). Il faut donc identifier le rayonnement à observer selon ce qu'on souhaite étudier et utiliser les instruments qui y sont sensibles.

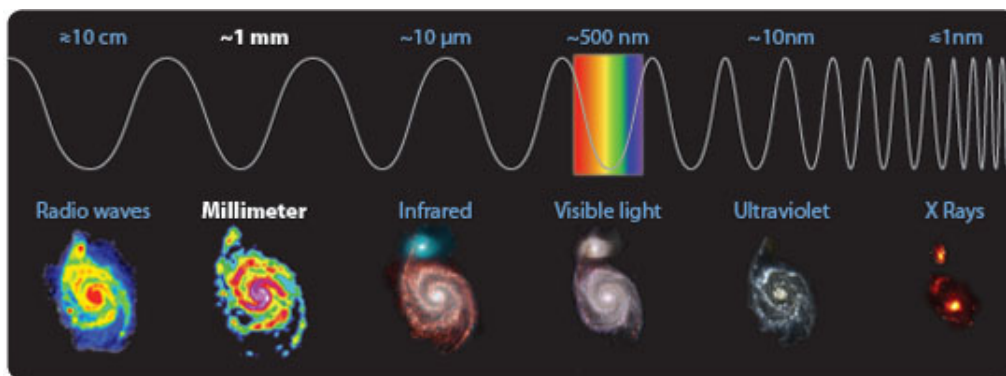


FIGURE 2.1 – La galaxie M51 vue à différentes longueurs d'onde entre les rayonnements radio et les rayons X. Crédit : [IRAM](#)

Les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 sont composées de gaz et de poussières dont la température moyenne est de l'ordre de 30 K. Le rayonnement ultraviolet de la jeune étoile chauffe les molécules et les poussières qui ré-émettent un rayonnement dans les domaines de l'infrarouge lointain, du submillimétrique et du millimétrique. Les proto-étoiles sont couramment modélisées par un objet idéal absorbant tout le rayonnement qu'il reçoit, quelle que soit la longueur d'onde, sans le réémettre ni le transmettre. Le rayonnement de ce corps noir, dû à l'agitation thermique et ne dépendant que de la température de l'objet, est décrit par la loi de Planck (voir figure 2.2) :

$$L_\lambda = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (2.1)$$

Selon la loi de Planck, le maximum de la courbe d'intensité du spectre du corps noir à des températures  $\sim 30$  K correspond aux longueurs d'onde (sub)millimétriques. Les enveloppes proto-stellaires émettent ainsi la majorité de leur rayonnement entre 0.2 et 3 mm. Le domaine radio est donc le domaine de prédilection pour les observer. Les longueurs d'onde entre 0.5 et 3 mm présentent l'avantage d'être observables depuis le sol, de jour comme de nuit, dans de bonnes conditions climatiques (i.e. une atmosphère stable et une faible colonne de vapeur d'eau précipitable PWV). Cependant, observer des longueurs d'ondes  $< 0.5$  mm depuis le sol est très difficile à cause de l'opacité de l'atmosphère à ces longueurs d'onde (voir figure 2.3).

En effet, l'atmosphère terrestre est opaque à une grande partie du spectre électromagnétique de la lumière (voir figure 2.3). Le rayonnement réussit à traverser l'atmosphère et à atteindre la surface de la Terre seulement dans certaines fenêtres de longueur d'onde. L'astronome doit donc s'adapter à cette contrainte pour avoir accès à un rayonnement sans absorption ou altération et ainsi étudier librement l'univers. Par exemple, les molécules d'ozone et d'oxygène bloquent une grande partie des rayons ultraviolets tandis que les molécules d'eau et de dioxyde de carbone absorbent une partie du rayonnement infrarouge (voir figure 2.3). C'est pour cette raison que les télescopes (sub)millimétriques sont généralement construits dans des zones arides à très haute altitude ou sont embarqués dans des ballons ou des

avions. Pour s'affranchir totalement de l'atmosphère terrestre, des observations sont aussi menées directement depuis l'espace grâce à des télescopes spatiaux. C'est le cas par exemple de l'observatoire spatial de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), Herschel, qui a observé le rayonnement infrarouge entre 60 et 500  $\mu\text{m}$  entre 2009 et 2013.

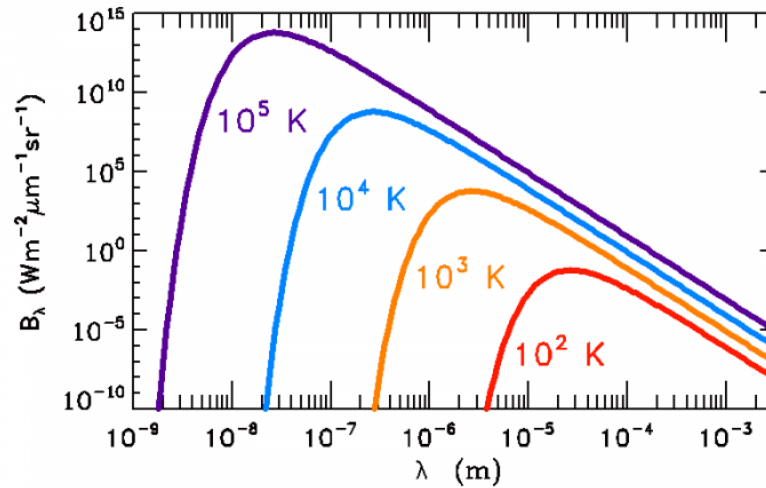


FIGURE 2.2 – Distribution de l'énergie spectrale (SED) en fonction de la longueur d'onde pour des corps noirs à différentes températures. Plus la température du corps diminue, plus le pic de la courbe de rayonnement se déplace à des intensités plus faibles et des longueurs d'onde plus grandes. Crédit : [Observatoire de Paris](#)

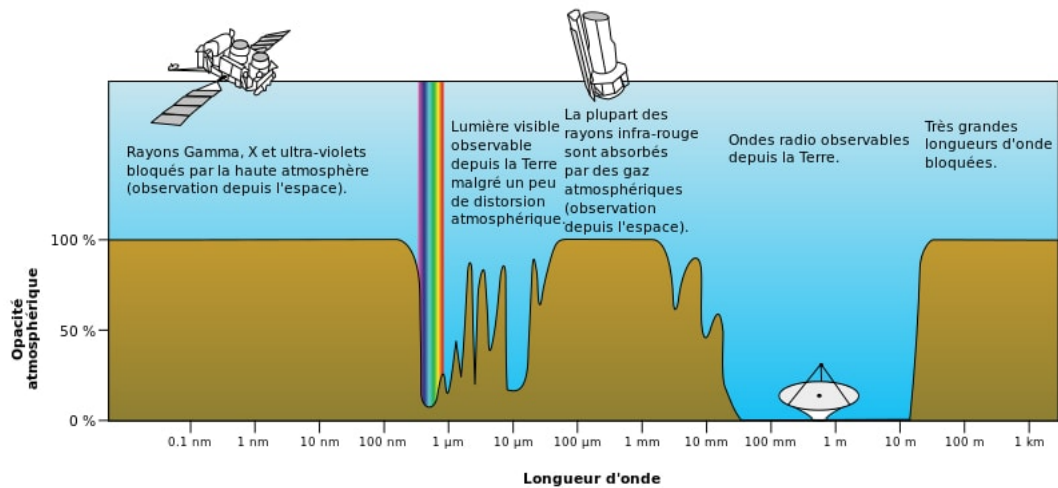


FIGURE 2.3 – Absorption atmosphérique du spectre électromagnétique au niveau de la mer. Crédit : [Wikipédia](#), adapté et traduit de la version originale de la NASA.

## 2.2 Observations indirectes des mécanismes physiques

On ne peut pas directement voir les différents mécanismes physiques en œuvre dans l'univers. Cependant, on peut observer leurs effets : ces mécanismes affectent la matière environnante en excitant les molécules qui la composent et qui se désexcitent ensuite en émettant des photons. C'est ce rayonnement issu de la désexcitation que les astronomes peuvent observer en choisissant les fréquences et instruments adéquats. Ces transitions moléculaires vont donc être utilisées comme des traceurs indirects pour suivre les déplacements de matière dus à ces mécanismes.

### 2.2.1 Complexité de la chimie interstellaire

Même si leur masse ne représente que 1% de la masse du gaz interstellaire, les poussières jouent un rôle essentiel dans la complexité chimique du milieu dans lequel elles sont plongées. Composés de nombreuses molécules (SiO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, etc. ; voir figure 1.1), les manteaux de glace entourant les grains vont évoluer selon la température ou les phénomènes qui régissent le milieu. L'enveloppe est plus ou moins chauffée selon la distance à la proto-étoile par le flux UV qu'elle émet : selon la température, des couches de glace vont s'évaporer, libérant ainsi différentes molécules. Les chocs dans le milieu ambiant jouent aussi un rôle important en désorbant certaines molécules contenues dans les manteaux : par exemple, les chocs dus aux jets vont désorber du SiO (Guilloteau et al. 1992; Jørgensen et al. 2004a; Hirano et al. 2006; Lee et al. 2006; Codella et al. 2007; Lee et al. 2018).

Lorsque les molécules sont libérées des glaces, elles peuvent interagir entre elles en se liant ou en se détruisant chimiquement. Par exemple, la molécule N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> est chimiquement détruite par le CO (Bergin et al. 2002; Maret et al. 2007; Jørgensen et al. 2004b) qui désorberait des manteaux de glace à des températures supérieures à ~20 K (Maret et al. 2002; Jørgensen 2004; Alonso-Albi et al. 2010).

Comprendre la chimie du milieu interstellaire est donc crucial pour choisir les molécules adéquates à observer et tracer les mécanismes à étudier. La difficulté réside cependant dans l'existence d'un très grand nombre de phénomènes régissant un même milieu dont les effets peuvent s'ajouter, se mélanger ou s'altérer.

### 2.2.2 Interaction du rayonnement avec la matière

Non seulement les origines des molécules qui émettent le rayonnement observé sont incertaines mais le rayonnement subit des altérations avant d'arriver aux instruments de mesure. En effet, même si les poussières ne représentent qu'une infime partie du MIS, elles interagissent fortement avec la lumière. Les poussières peuvent absorber totalement ou partiellement le rayonnement, lui faire subir une diffusion, changeant ainsi sa direction et éventuellement sa fréquence, ou le diffracter, changeant ainsi sa direction. Le milieu traversé peut aussi émettre du rayonnement de façon indépendante du rayonnement initial : les atomes ou les molécules contenues dans le milieu peuvent subir des collisions et émettre de l'énergie lumineuse pour se désexciter. Le rayonnement est donc influencé par la matière qu'il traverse. On appelle transfert radiatif du rayonnement l'étude de l'interaction du rayonnement électromagnétique et de la matière. Cette discipline permet d'analyser la propagation des photons ou d'autres particules au travers de milieux gazeux, solides ou liquides.

La variation d'intensité  $I_\nu$  le long du trajet  $ds$  est due à trois causes : l'émission, l'absorption et la diffusion. On peut donc écrire :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \left( \frac{dI_\nu}{ds} \right)_{\text{émission}} + \left( \frac{dI_\nu}{ds} \right)_{\text{absorption}} + \left( \frac{dI_\nu}{ds} \right)_{\text{diffusion}} \quad (2.2)$$

Dans la suite, on ne s'intéressera qu'à l'absorption et l'émission. Si une intensité  $I_\nu$  est absorbée partiellement ou totalement le long du trajet sans qu'il y ait d'émission ou de diffusion du milieu, cette intensité

est atténuée selon la loi  $dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu = -I_\nu \kappa_\nu ds$  où  $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$  représente la fraction de rayonnement absorbée le long du trajet  $ds$ , avec  $\kappa_\nu$  le coefficient d'absorption du milieu qui dépend de la fréquence du rayonnement.

Considérons maintenant l'énergie lumineuse  $\epsilon_\nu$  émise par le milieu traversé après désexcitation. L'intensité  $I_\nu$  émise le long du trajet sans aucune absorption est :  $dI_\nu = \epsilon_\nu ds$ .

En combinant rayonnement absorbé et émis par le milieu, on peut quantifier la variation d'intensité le long du trajet  $ds$  avec l'équation de transfert du rayonnement suivante :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu \kappa_\nu + \epsilon_\nu \quad (2.3)$$

Avec  $S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}$ , l'équation (2.3) devient :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (2.4)$$

Si on se place à l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire que le système est à la fois en équilibres thermique, mécanique et chimique, la fonction  $S_\nu$  est alors égale à la fonction de Planck (voir équation 2.1) :

$$S_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}}) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1} \quad (2.5)$$

avec  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence du rayonnement,  $c$  la vitesse de la lumière et  $k$  la constante de Boltzmann. Dans ce cas, on suppose également que les molécules dans le milieu traversé par le rayonnement possèdent une température d'excitation constante  $T_{\text{ex}}$ .

En intégrant l'équation (2.4), on obtient l'intensité du rayonnement reçu :

$$I_\nu = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu} + B_\nu(T_{\text{ex}}) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.6)$$

avec  $I_\nu(0)$  le rayonnement initial qui doit traverser la source le long de la ligne de visée pour parvenir à l'observateur. On définit  $\tau_\nu$  comme l'épaisseur optique du milieu.  $\tau_\nu$  dépend de la fréquence, c'est-à-dire qu'un milieu peut être opaque à la lumière visible mais transparent aux ondes radio par exemple. On qualifie un milieu d'optiquement épais ou opaque, un milieu où  $\tau_\nu > 1$ . Dans le cas d'un milieu opaque qui se comporte comme un corps noir, tout le rayonnement est absorbé et l'intensité devient :

$$I_\nu \sim B_\nu(T_{\text{ex}}) \quad (2.7)$$

On qualifie un milieu d'optiquement mince ou transparent, un milieu où  $\tau_\nu < 1$ . Dans ce dernier cas, les rayons lumineux ne sont pratiquement pas absorbés ou déviés par la matière et on obtient une intensité :

$$I_\nu \sim I_\nu(0) (1 - \tau_\nu) + S_\nu \tau_\nu \sim I_\nu(0) + B_\nu(T_{\text{ex}}) \tau_\nu \quad (2.8)$$

Les astronomes privilégient généralement les transitions moléculaires optiquement minces pour minimiser les interactions du rayonnement avec le milieu qui se trouve entre la source et les instruments afin d'avoir accès à une grande partie de l'information initiale. Certaines transitions optiquement épaisses peuvent cependant être observées pour être interprétées à l'aide de modèles de transfert radiatif.

Pour avoir accès à l'information réelle de la source, les astronomes mesurent souvent l'intensité d'une position de référence, non loin de la source, qui ne contient que l'intensité du milieu environnant. Cette mesure permet de déterminer à partir de l'intensité du rayonnement reçu définie à l'équation 2.6, l'intensité de la source  $I_\nu^*$  :

$$\begin{aligned} I_\nu^* &= I_\nu - I_\nu(0) \\ &= I_\nu(0) e^{-\tau_\nu} + B_\nu(T_{\text{ex}}) (1 - e^{-\tau_\nu}) - I_\nu(0) \\ &= [B_\nu(T_{\text{ex}}) - I_\nu(0)] (1 - e^{-\tau_\nu}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

L'émission  $I_\nu(0)$  qui traverse la source peut aussi être idéalisée comme un corps noir à l'équilibre thermodynamique avec une température constante  $T_{bg}$ . Dans ce cas, l'équation 2.9 devient :

$$I_\nu^* = [B_\nu(T_{ex}) - B_\nu(T_{bg})] (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.10)$$

La plupart du temps, les astronomes ne parlent pas d'intensité mais de température. On peut en effet définir une température de luminosité ou de rayonnement,  $T_R^*$ , qui correspond à la température qu'un corps noir aurait à la fréquence  $\nu$  s'il émettait l'intensité  $I_\nu^*$  :

$$T_R^* = \frac{c^2}{2 k \nu^2} I_\nu^* \quad (2.11)$$

En remplaçant l'intensité par la température de rayonnement dans l'équation 2.10, on obtient :

$$T_R^* = \frac{c^2}{2 k \nu^2} [B_\nu(T_{ex}) - B_\nu(T_{bg})] (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.12)$$

On peut alors définir la fonction de la Température équivalente de Rayleigh-Jeans  $J_\nu(T)$  qui est la température équivalente d'un corps noir à la température  $T$  telle que  $J_\nu(T) = \frac{c^2}{2 k \nu^2} B_\nu(T)$  :

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \quad (2.13)$$

L'équation finale de transfert radiatif impliquant la température de rayonnement de la source devient donc :

$$T_R^* = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})] (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.14)$$

Grâce à cette équation, les astronomes peuvent déduire à partir d'observations de la source, l'information issue de la source elle-même sans qu'elle soit contaminée par le milieu derrière la source.

Pour l'étude de la cinématique des enveloppes proto-stellaires de Classe 0, le transfert radiatif est important au sein de la source elle-même. En effet, l'émission moléculaire proche de la jeune étoile centrale doit traverser les parties externes de l'enveloppe, qui sont denses, avant d'atteindre les instruments de mesure. Quant au milieu très diffus qui nous sépare des sources, il n'affecte pas les observations des enveloppes proto-stellaires.

### 2.2.3 Information de la densité de colonne

Une fois le rayonnement collecté par les instruments, les astronomes doivent remonter à l'information sur l'émission moléculaire réellement émise par l'objet et identifier les échelles correspondantes. Calculer la densité de colonne, qui est défini comme le nombre de particules par unité d'aire le long de la ligne de visée, permet d'estimer le nombre de particules rencontrées par un rayonnement jusqu'à l'instrument de mesure. Cette valeur permet de dériver des quantités physiques caractéristiques du milieu interstellaire telles que la densité volumique ou l'abondance moléculaire.

La densité de colonne peut se calculer à partir des propriétés de transfert radiatif de la raie moléculaire observée (voir section précédente) et de l'équation de Boltzmann lorsque les niveaux d'énergie de la molécule sont à l'équilibre statique. [Mangum & Shirley \(2015\)](#) définit cette équation :

$$N = \frac{3 k}{8 \pi^3 \mu^2 B_0 R_i} \left( T_{ex} + \frac{hB}{3k} \right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{ex}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{ex}}) - 1} \int \tau_\nu d\nu \quad (2.15)$$



où  $E_u$  est l'énergie du niveau supérieur,  $\mu$  est le moment dipolaire de la molécule,  $B_0$  la constante de rotation,  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann,  $R_i$  l'intensité relative de la transition,  $T_{\text{ex}}$  la température d'excitation et  $\tau_\nu$  l'opacité. Pour une transition moléculaire donnée,  $E_u$ ,  $\mu$  et  $B_0$  sont connus et sont répertoriés dans les bases de données telles que [Splatalogue](#), [NIST](#) ou [CDMS \(Cologne Database For Molecular Spectroscopy\)](#). Les deux grandeurs à déterminer sont l'opacité de la transition et la température d'excitation.

La température d'excitation  $T_{\text{ex}}$  est la température à laquelle le niveau de population d'une transition moléculaire suit la distribution de Boltzmann à l'équilibre thermodynamique local (LTE pour "local thermodynamical equilibrium") :  $p_i \propto \exp(-\frac{\epsilon_i}{kT})$  avec  $p_i$  est la probabilité d'un système d'énergie  $\epsilon_i$  d'être dans l'état  $i$ . Pour une transition entre deux niveaux d'énergie  $a$  et  $b$ , la température d'excitation est la température qui permettrait de reproduire le rapport observé :

$$\frac{p_b}{p_a} \propto \exp(-\frac{\epsilon_b - \epsilon_a}{kT_{\text{ex}}}) \quad (2.16)$$

On appelle LTE l'état physique dans lequel le libre parcours moyen entre les molécules est tellement petit que l'excitation des molécules par collision domine sur l'excitation due à un rayonnement incident ou à un changement local de température. La matière se désexcite alors en émettant un rayonnement qui suit la loi de Boltzmann. Cette hypothèse est valable lorsque la densité est supérieure à la densité critique de la transition moléculaire, c'est-à-dire la densité volumique minimale à partir de laquelle le niveau de population suit la distribution de Boltzmann. Dans ce cas, on peut déterminer la température d'excitation à partir de la température du gaz et de la poussière.

La deuxième grandeur à déterminer est l'opacité de la transition moléculaire. L'opacité est liée à l'équation 2.14 de transfert radiatif définie dans la section précédente et qu'on rappelle ici :

$$T_R^* = [J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})] (1 - e^{-\tau_\nu})$$

En effet, si la transition moléculaire observée est optiquement mince ( $\tau_\nu < 1$ ), alors cette équation devient :

$$T_R^* = [J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})] \tau_\nu \quad (2.17)$$

et l'équation de la densité de colonne (équation 4.1) peut se simplifier :

$$N_{\text{mince}} = \frac{3 k}{8 \pi^3 \mu^2 B_0 R_i} \left( T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k} \right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{\text{ex}}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}) - 1} \frac{\int T_R^* dv}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \quad (2.18)$$

On peut donc calculer la densité de colonne à partir de l'intensité intégrée de la source  $\int T_R^* dv$ .

Cependant, si  $\tau_\nu \gtrsim 1$ , alors l'équation de transfert radiatif 2.14 donne  $\tau_\nu$  :

$$\tau_\nu = -\ln \left[ 1 - \frac{T_R^*}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \right] \quad (2.19)$$

dont on insert la nouvelle expression dans l'équation 4.1 et on obtient :

$$N_{\text{epais}} = \frac{3 k}{8 \pi^3 \mu^2 B_0 R_i} \left( T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k} \right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{\text{ex}}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}) - 1} \int \ln \left[ 1 - \frac{T_R^*}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \right] dv \quad (2.20)$$

L'équation 2.20 est très difficile à résoudre pour une source donnée. La solution est de déduire une relation simple entre la densité de colonne calculée dans l'hypothèse optiquement mince et celle lorsque

$\tau_\nu \gtrsim 1$ . En effet,  $N_{\text{mince}}$ , définie dans l'équation 2.18, peut s'écrire en fonction de l'équation de transfert radiatif 2.14 comme suit :

$$N_{\text{mince}} = \frac{3k}{8\pi^3 \mu^2 B_0 R_i} \left( T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k} \right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{\text{ex}}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}) - 1} \int (1 - e^{-\tau_\nu}) d\nu \quad (2.21)$$

On remarque donc que  $N_{\text{epais}}$  peut s'écrire en fonction de  $N_{\text{mince}}$  comme suit :

$$N_{\text{epais}} = N_{\text{mince}} \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} \quad (2.22)$$

Le facteur  $\frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}}$  est le facteur de correction de l'opacité introduit pour la première fois par [Goldsmith & Langer \(1999\)](#). Cette dernière formule permet donc de calculer la densité de colonne dans les cas où l'approximation optiquement mince ne s'applique pas ( $\tau_\nu \gtrsim 1$ ).

La densité de colonne est souvent comparée à la densité critique des molécules. Si la densité calculée est inférieure à cette valeur, la population du niveau d'énergie supérieure est beaucoup plus petite que celle prévue par la distribution de Boltzmann. Un gaz de si faible densité n'émet que faiblement.

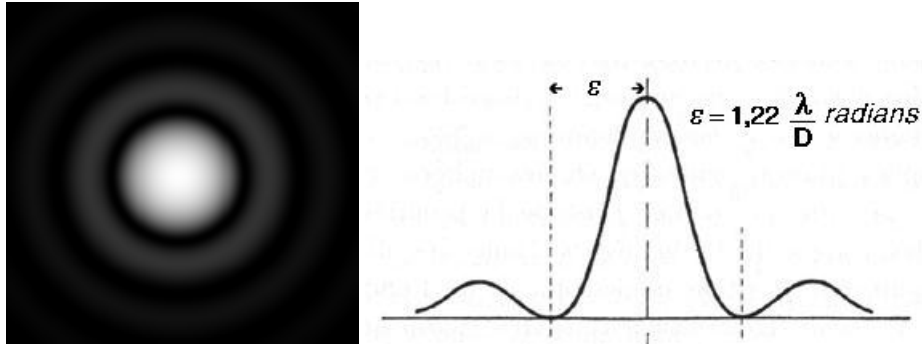


FIGURE 2.4 – Gauche : Tache d’Airy d’une source ponctuelle considérée à l’infini apparaissant dans le foyer d’un télescope. Droite : Distribution d’intensité  $B(r)$  de la Tache d’Airy selon un axe aléatoire. Le maximum d’intensité représente la tache centrale dont  $\epsilon$  est défini comme la demi-largeur. Les pics de moindre intensité de part et d’autre du pic central représentent la distribution d’intensité du premier anneau de la Tache d’Airy. Crédits : [Wikipédia](#) et [IMCCE](#)

## 2.3 Le radiotélescope

### 2.3.1 Principe des télescopes

Le défi des observations astronomiques est de collecter suffisamment de signal électromagnétique tout en obtenant une résolution spatiale suffisante. La résolution d’un télescope est sa capacité à distinguer l’émission provenant de deux sources proches l’une de l’autre. Pour une source ponctuelle considérée à l’infini, observée à travers un télescope dont la surface collectrice est circulaire, on obtient une figure de diffraction appelée Tache d’Airy (voir figure 2.4). La résolution angulaire est définie par le critère de Rayleigh comme le rayon de la tache centrale de diffraction, qui dépend de la longueur d’onde  $\lambda$  du rayonnement qu’on observe et du diamètre  $D$  de la surface collectrice du télescope :  $\epsilon = 1.22 \times \frac{\lambda}{D}$  (voir figure 2.4). Pour une longueur d’onde donnée, la résolution spatiale d’un télescope ne dépend donc que du diamètre de sa surface collectrice. C’est pourquoi les télescopes actuels présentent souvent des antennes gigantesques pour maximiser la résolution spatiale. Par exemple, pour un rayonnement radio à une

longueur d'onde de 1.3 mm, un télescope de 30 m de diamètre aura une résolution spatiale d'environ  $11''$ .

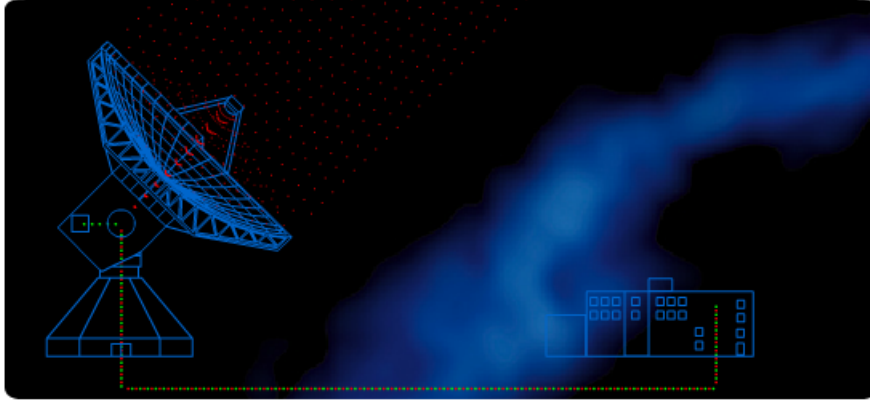


FIGURE 2.5 – Schéma du fonctionnement d'un radiotélescope. Crédit : IRAM

Le fonctionnement d'une antenne de radiotélescope est basé sur la réflexion du rayonnement. Les objets astrophysiques étant très éloignés, les rayons lumineux arrivent parallèlement les uns aux autres sur la surface collectrice du télescope (voir pointillés rouges sur la figure 2.5), appelée aussi antenne principale. La forme parabolique du télescope permet de concentrer le rayonnement vers l'antenne secondaire qui renvoie à son tour le rayonnement vers les instruments d'analyse (voir arcs de cercle rouge sur la figure 2.5). En pratique, la réponse de l'antenne primaire n'est pas uniforme dans tout le ciel. Certaines directions sont privilégiées et sont appelées lobes de rayonnement (voir figure 2.6). Le lobe privilégié, appelé lobe primaire, est celui de la ligne de visée du télescope et il est entouré de lobes mineurs appelés lobes secondaires, tertiaires, etc. Le flux intégré par l'antenne est donc la somme des flux reçus dans chacun des lobes, c'est-à-dire la convolution du flux d'origine de la source par la réponse du télescope. Un télescope est généralement caractérisé par :

- la fraction de flux reçue par l'antenne appelée efficacité du télescope vers l'avant  $F_{\text{eff}}$ ,
- l'efficacité du lobe primaire  $B_{\text{eff}}$  qui quantifie le flux intégré via le lobe principal,
- la largeur à mi-hauteur du lobe principal (ou Half Power BeamWidth) qui permet de déterminer la résolution spatiale de l'antenne :  $HPBW = 1.2 \times \frac{\lambda}{D}$ .

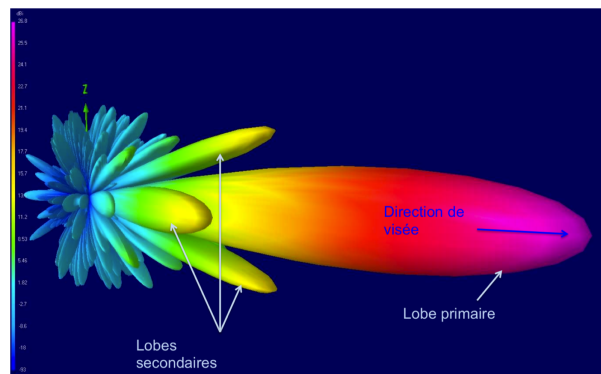


FIGURE 2.6 – Lobes de rayonnement en trois dimensions d'une antenne. Crédit : F. Louvet

### 2.3.2 Le radiotélescope de 30-mètres de l'IRAM



FIGURE 2.7 – Radiotélescope 30-mètres de l'IRAM. Crédit : [IRAM](#)

Le radiotélescope de 30 mètres (ci-après 30m) de l'IRAM (Institut de RadioAstrométrie Millimétrique) est situé à 2850 m d'altitude sur le mont Pico Veleta dans la Sierra Nevada espagnole (voir figure 2.7). Constitué d'une antenne de 30 m de diamètre et offrant une surface collectrice d'environ 700 m<sup>2</sup>, le 30m est l'un des plus grands télescopes opérant entre 0.8 et 3 mm. Il est particulièrement adapté pour cartographier des sources étendues et détecter des raies de faibles intensités.

Le 30m est notamment équipé de deux caméras continuum et de deux récepteurs hétérodynes EMIR (Eight MIXer Receiver) et HERA (HEterodyne Receiver Array). Les fréquences d'observation des deux récepteurs hétérodynes sont illustrées dans la figure 2.8.

La caméra HERA est constituée de 18 récepteurs hétérodynes fonctionnant à 1 mm (de 210 à 242 GHz) dans les deux polarisations (9 récepteurs par polarisation), horizontale et verticale.

Le récepteur EMIR offre une largeur de bande de 16 GHz dans les deux polarisations pour les différentes bandes atmosphériques de 0.9 à 3 mm. Les gammes de fréquence sont de 73 à 117 GHz pour la bande à 3 mm (E090), de 125 à 184 GHz pour la bande à 2 mm (E150), 202 à 274 GHz pour la bande à 1.3 mm (E230) et 277 à 350 GHz pour celle à 0.9 mm (E330). L'observation simultanée dans plusieurs fenêtres atmosphériques est possible mais seulement en combinant des bandes de fréquence précises (E090–E150 ou E090–E230 ou E150–E330, voir figure 2.9). Les résolutions angulaires obtenues avec EMIR dans les différentes fenêtres atmosphériques sont données dans la table 2.1.

Les deux récepteurs HERA et EMIR peuvent être connectés à 3 spectromètres différents : FTS (Fast Fourier Transform Spectrometers), VESPA (Versatile SPectrometer Array) ou WILMA (Wideband Line Multiple Autocorrelator) (voir figure 2.9). FTS possède deux modes différents FTS50 et FTS200 : FTS50 fournit une largeur de bande de 1.8 GHz avec une résolution spectrale de 50 kHz tandis que FTS200 fournit une largeur de bande d'environ 7 GHz avec une résolution spectrale de 200 kHz. VESPA fournit une largeur de bande de 10 à 512 MHz avec une résolution spectrale respective de 3.3 kHz à 1.25 MHz. WILMA fournit une largeur de bande d'environ 7 GHz avec une résolution spectrale de 2 MHz. Avec le FTS, il est possible d'utiliser VESPA ou WILMA en parallèle.

Deux modes d'observation sont possibles au 30m. Le mode pointé consiste à pointer le radiotélescope vers une source et à intégrer le signal, le résultat ainsi obtenu est un spectre. Le second mode est le mode cartographie qui consiste à balayer une région du ciel pour en construire un cube de données contenant l'information spatiale en 2D et l'information en vitesse ou fréquence. Pour les deux modes, le rapport signal sur bruit final va dépendre du temps d'intégration et des conditions d'observation.

Pour mes travaux de thèse, j'ai utilisé les données 30m du programme CALYPSO obtenues en utilisant le mode cartographie et en combinant les spectromètres FTS et VESPA (voir chapitre 3, section 3.3.2). J'ai également passé plus de 50h à observer avec le 30m pour le projet 108-16 (PI : A. Maury) destiné à caractériser l'effondrement dans les jeunes enveloppes proto-stellaires (voir chapitre 6, section 6.2.1).

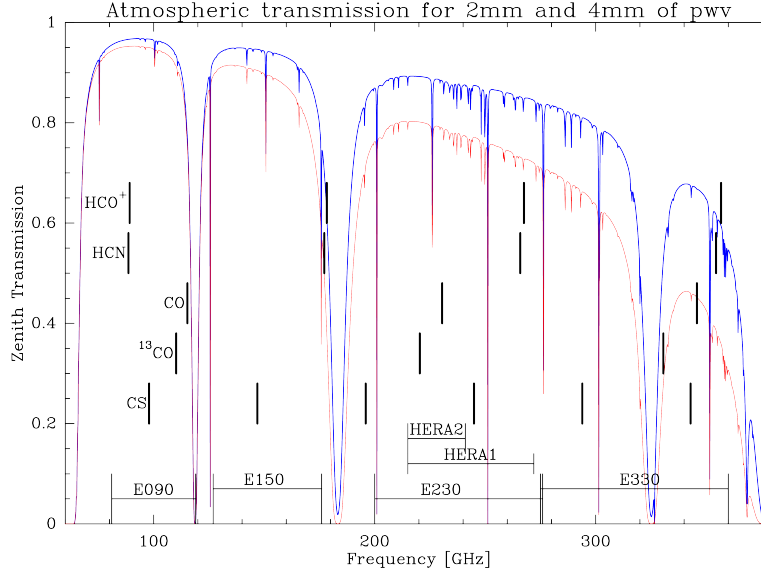


FIGURE 2.8 – Position en fréquence des instruments EMIR et HERA selon leurs différentes bandes d’observation et les fenêtres atmosphériques à 2 et 4 mm. Crédit : [IRAM](#)

## 2.4 L’interférométrie

Comprendre les processus de la formation stellaire nécessite qu’on s’intéresse aux mécanismes physiques qui se déroulent au plus près de la proto-étoile. Pour ce faire, il est nécessaire d’atteindre des résolutions spatiales de plus en plus fines, inférieures à  $0.5''$  (c’est-à-dire  $<70$  au pour le nuage moléculaire du Taureau situé à  $\sim 140$  pc). A une longueur d’onde de 1 mm, atteindre une telle résolution imposerait de construire des télescopes de plus de 500 m de diamètre. La construction de tels instruments étant techniquement impossible actuellement, il est nécessaire d’utiliser dans le domaine millimétrique et submillimétrique des réseaux d’antennes appelés interféromètres. Il s’agit de plusieurs antennes généralement mobiles dont les signaux sont combinés de manière à obtenir l’information que l’on aurait obtenue en utilisant un télescope unique avec un diamètre suffisamment grand.

TABLE 2.1 – Résolution angulaire mesurée avec EMIR aux différentes fenêtres de fréquence. Crédit : [IRAM](#)

Longueur d’onde (mm)	Fréquence (GHz)	Résolution angulaire <sup>★</sup>	
		( $''$ )	(au)
3.5	86	29	4000
2.0	145	16	2200
1.3	230	10.7	1500
0.9	340	7.5	1000

**Notes.** [★] Résolutions angulaires données en unités astronomiques pour le nuage moléculaire du Taureau localisé à une distance  $\sim 140$  pc.

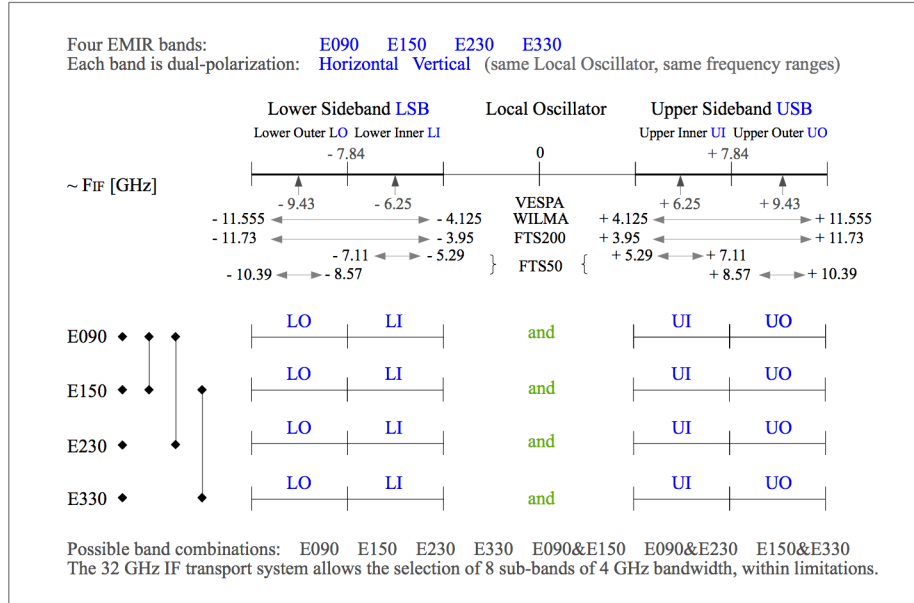


FIGURE 2.9 – Aperçu des fréquences et combinaisons de bande disponibles avec EMIR. Les fréquences de bord de bande sont données pour les différents spectromètres (VESPA, WILMA, FTS). Crédit : IRAM

## 2.4.1 Principe de l'interférométrie

Le principe de l'interférométrie a été mis en évidence pour la première fois par l'expérience des trous d'Young, réalisée par Thomas Young en 1801. Cette expérience a montré que des ondes lumineuses peuvent interférer les unes avec les autres. En plaçant sur le chemin d'une source lumineuse monochromatique deux petites ouvertures circulaires séparées d'une certaine distance, on voit apparaître sur l'écran une image présentant une Tache d'Airy (voir figure 2.4) striée par une succession de franges sombres et brillantes (voir figure 2.10). Ces franges sont des interférences constructives ou destructives. En effet, les ouvertures se comportent comme deux sources lumineuses secondaires identiques mais indépendantes dont les ondes lumineuses interfèrent entre elles. Pour atteindre un point donné de l'écran, les ondes ne parcourent pas la même distance selon la proximité de l'ouverture d'où elles proviennent. Les ondes de l'ouverture la plus éloignée vont arriver avec un certain retard. Selon ce temps de retard ou déphasage relatif, elles vont plus ou moins s'annuler avec les ondes de la deuxième ouverture et donc créer des interférences constructives ou destructives (voir figure 2.10). La distribution de l'intensité, et donc des franges, sur l'écran dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  de la source, de la distance  $b$  entre les trous d'Young et de l'intensité des ondes passant par l'ouverture 1 ou 2 modulée par la distribution d'intensité  $B(r)$  de la figure de diffraction d'une ouverture circulaire, la Tache d'Airy :

$$I(r) = B(r) \cdot \{ I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{br}{\lambda}\right) \} \quad (2.23)$$

Cette expérience repose sur les cohérences temporelle et spatiale de la source. La cohérence temporelle est due au fait que la source est monochromatique, c'est-à-dire que le rayonnement électromagnétique est émis à une fréquence précise. En pratique, une onde ne peut pas être réellement monochromatique mais possède une largeur de bande en fréquence. Plus cette largeur de bande est petite, plus la source est cohérente temporellement et les ondes peuvent interférer. L'expérience repose aussi sur la cohérence spatiale de la source qui est ponctuelle : les faisceaux lumineux proviennent donc d'un même point. En pratique, une source ne peut pas être réellement ponctuelle mais possède une distribution spatiale en intensité. Plus cette distribution spatiale est petite, plus la source est cohérente spatialement et

les ondes peuvent interférer. Si la source est étendue, les faisceaux lumineux issus d'un même point dans cette source vont interférer car ils sont cohérents spatialement. Le temps de retard va alors aussi dépendre de la position d'émission par rapport à la position centrale de la source. Cependant, des ondes issues de différents points d'émission de la source émettent deux faisceaux d'ondes distincts qui n'interfèrent pas entre eux (voir figure 2.11).

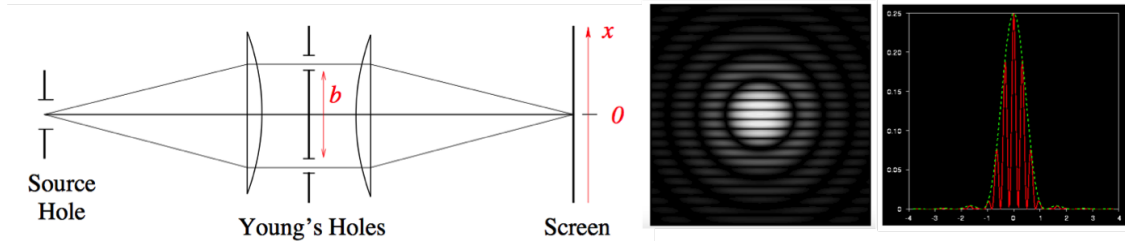


FIGURE 2.10 – Montage de l'expérience des trous d'Young (à gauche) avec la figure d'interférence obtenue (au milieu) et la distribution spatiale d'intensité (à droite). L'enveloppe de la Tache d'Airy est représentée en vert (voir figure 2.4) et les interférences modulées par la diffraction en rouge. Crédits : J. Pety et Université de Nice

C'est sur le principe de cette expérience qu'est basée la technique de l'interférométrie. Par analogie, les antennes représentent les trous d'Young : elles reçoivent un signal d'une source primaire et se comportent comme des sources secondaires indépendantes et séparées d'une distance  $B$  appelée ligne de base. Bien que les antennes pointent vers la même région du ciel, elles ne reçoivent pas le rayonnement électromagnétique au même moment car les ondes doivent parcourir une distance plus grande pour atteindre les antennes les plus éloignées (voir figure 2.11). Le résultat de la combinaison du signal reçu par les antennes est donc un phénomène d'interférence dont les motifs contiennent de l'information sur la source émettrice.

Pour un interféromètre à 2 antennes, le temps de retard  $\tau$  d'une antenne sur une autre est égal à :  $\tau = \frac{\delta}{c} = \frac{\vec{B} \cdot \vec{s}}{c}$  avec  $\vec{s}$  le vecteur unité représentant la ligne de visée (voir figure 2.11). A partir de ce retard, on peut calculer la corrélation temporelle entre les signaux reçus par les deux antennes, c'est-à-dire la mesure de la similitude entre les deux signaux :

$$\Gamma_{1,2} = \int E_1^*(t) E_2(t + \tau) dt \quad (2.24)$$

avec  $E_1^* = E_0 \times \exp(-i(\omega t + \Phi))$  le complexe conjugué du champ électrique vu par l'antenne 1 et  $E_2 = E_0 \times \exp(i(\omega t + \Phi + \omega\tau))$  le champ électrique reçu par l'antenne 2.

Bien que très éloignés, les objets astrophysiques observés par les antennes ne sont pas ponctuels. Le temps de retard va donc aussi dépendre de la position d'émission du rayonnement électromagnétique par rapport à la position centrale de la source vers laquelle pointent les antennes (voir figure 2.11). La corrélation entre les champs électriques vus par les antennes 1 et 2 dépend alors de l'ensemble des directions  $\vec{S}$  de la source :

$$\Gamma_{1,2} = \iint_{\text{source}} I_0(\vec{S}) \times \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{S}\right) d\vec{S} \quad (2.25)$$

Le champ électromagnétique se propage parallèlement à la ligne de visée représentée par le vecteur  $\vec{s}$  étant donné la grande distance à laquelle se trouvent les objets observés. L'objet qui émet le rayonnement peut donc être assimilé à un plan  $(\vec{u}, \vec{v})$  perpendiculaire à la ligne de visée (voir figure 2.11). A partir de



ces approximations, on peut donc écrire les coordonnées du vecteur de la ligne de base  $\vec{B}$  et du vecteur de surface dans le plan de la source  $\vec{S}$  dans le repère orthonormé  $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{s})$  :  $\vec{B}=(b_1, b_2, b_3)$  et  $\vec{S}=(l, m, 0)$ . En remplaçant les vecteurs par leurs coordonnées, l'équation 2.25 devient :

$$\Gamma_{1,2} = \iint_{\text{source}} I_0(l, m) \times \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda}(b_1 l + b_2 m)\right) dl dm \quad (2.26)$$

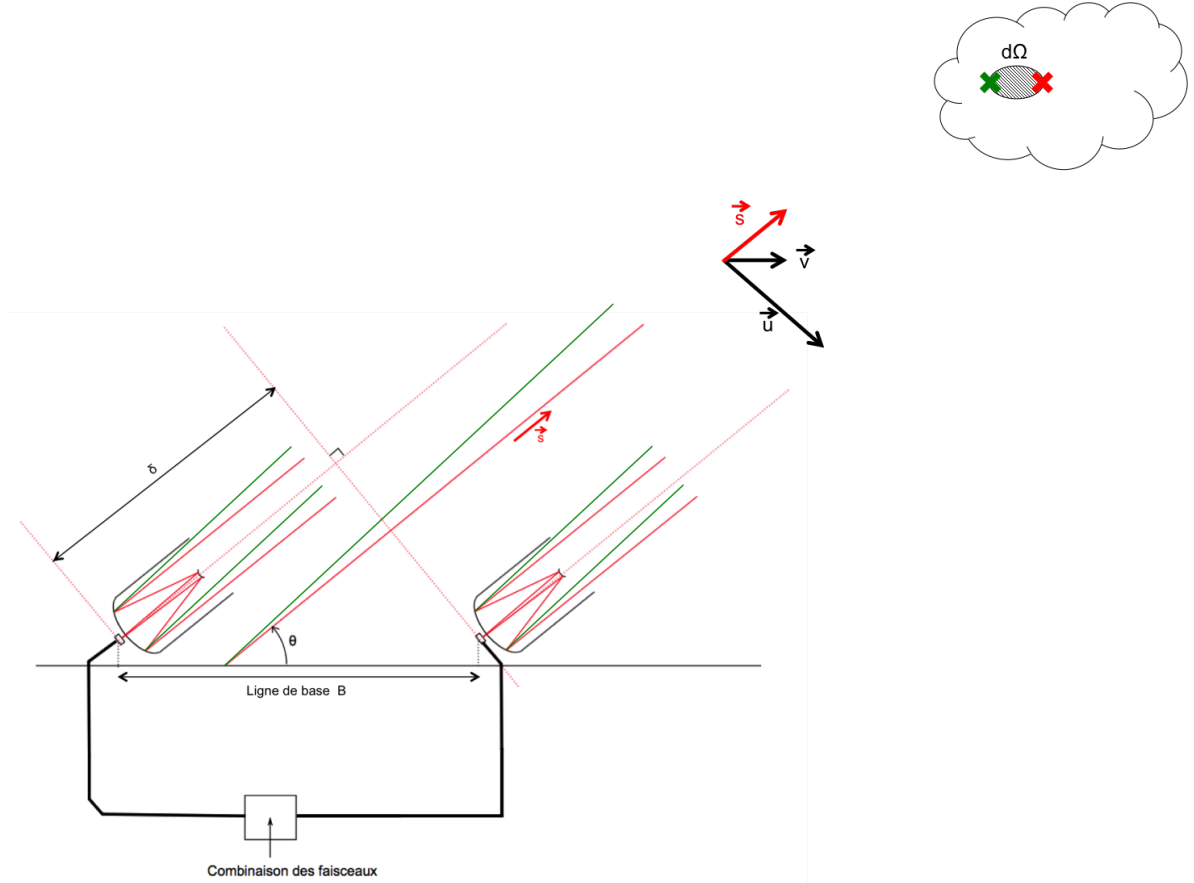


FIGURE 2.11 – Exemple d'un interféromètre à 2 antennes. Adapté de [F. Legrand](#)

L'équation 2.26 correspond à la transformée de Fourier de l'intensité  $I_0$  de la source au point  $u = \frac{b_1}{\lambda}$  et  $v = \frac{b_2}{\lambda}$ . C'est le théorème de Van Cittert-Zernike. On remarque donc que calculer l'intensité au point  $(u, v)$  en combinant les signaux reçus par les deux antennes revient à calculer le facteur de corrélation ou visibilité du signal reçu pour la fréquence spatiale  $\frac{B}{\lambda}$ . Chaque couple d'antennes conduit en fait à deux mesures conjuguées dans l'espace de Fourier (ou plan  $(u, v)$ ) : pour une ligne de base  $A_1 A_2$ , on obtient une mesure aux fréquences spatiales  $\frac{A_1 A_2}{\lambda}$  et  $\frac{A_2 A_1}{\lambda} = -\frac{A_1 A_2}{\lambda}$ . Le plan  $(u, v)$  est donc symétrique par rapport au point  $(u_0 = 0, v_0 = 0)$  correspondant à la ligne de base  $B=0$ , c'est-à-dire à la superposition des deux antennes (voir figure 2.12). La fréquence spatiale représentant le projeté orthogonal de la ligne de base sur le plan perpendiculaire à la source, on remarque que pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, plus la ligne de base est grande, plus la fréquence spatiale est grande. Donc plus la ligne de base est grande, plus on échantillonne les petites échelles spatiales de la source. Inversement, plus les lignes de base sont petites, plus on a d'informations sur l'émission étendue de la source.



## 2.4.2 Reconstruction des images

Si les visibilitées étaient connues pour tout le plan de Fourier, on aurait un échantillonnage spatial parfait de la source. Il serait alors possible, en appliquant une transformation de Fourier inverse, de reconstruire parfaitement la distribution spatiale d'intensité de la source. On obtiendrait exactement le même résultat qu'avec un télescope unique de diamètre  $\|\vec{B}\|$ . Il faut donc obtenir la couverture du plan  $(u,v)$  la plus complète possible pour obtenir une image fiable de la source. La figure 2.12 montre l'importance de l'échantillonnage du plan  $(u,v)$  sur l'image reconstruite.

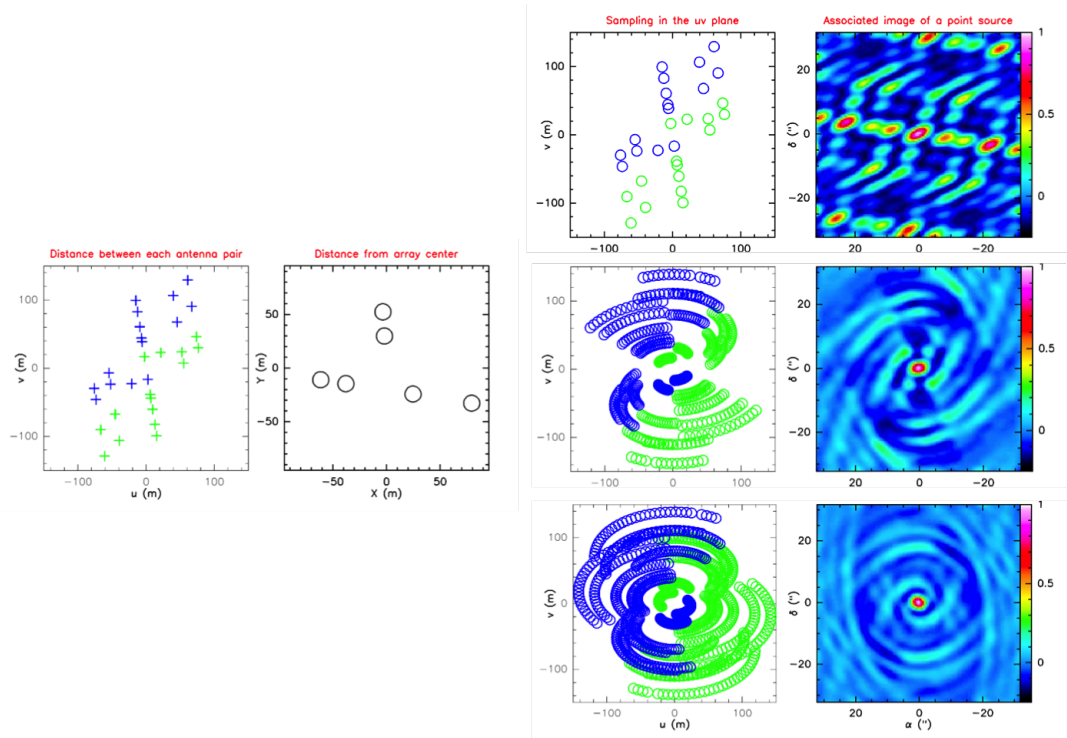


FIGURE 2.12 – Exemple d'échantillonnage du plan  $(u,v)$  par "super synthèse" avec les 6 antennes de l'Interféromètre du Plateau de Bure pour une source ponctuelle. Les visibilitées bleues sont les symétriques des visibilitées vertes par rapport au centre. Crédit : J. Pety

Deux antennes ne fournissant que deux points dans le plan de Fourier (en  $(u, v)$  et en  $(-u, -v)$ ), une première solution consiste à multiplier le nombre de visibilitées en multipliant le nombre d'antennes de l'interféromètre. Pour  $N_A$  antennes, un corrélateur mesure le facteur de corrélation du champ électrique par couple d'antennes, on obtiendra alors  $\frac{N_A(N_A-1)}{2}$  lignes de base et donc  $2 \times \frac{N_A(N_A-1)}{2}$  visibilitées.

On peut aussi déplacer une partie ou la totalité des  $N_A$  antennes sur des rails pour avoir différentes lignes de base à chaque mesure. Les échantillons de visibilitées obtenus pour chaque observation peuvent ensuite être rassemblés en un unique échantillon dont la couverture du plan  $(u,v)$  sera bien meilleure que les couvertures individuelles. On parle alors de "synthèse multi-configuration".

Une dernière solution consiste à observer la source pendant un temps très long sans déplacer les antennes, on parle alors de "super synthèse". La rotation de la Terre déplaçant la source dans le ciel, les fréquences spatiales, qui sont les projections des lignes de base dans le plan de la source, vont évoluer au cours du temps et permettre de mieux échantillonner le plan  $(u,v)$ . Un couple d'antennes ne va pas seulement mesurer un point du plan  $(u,v)$  mais va effectuer plusieurs mesures le long d'un arc d'ellipse (voir figure 2.12).

Le diamètre des antennes constituant l'interféromètre limite l'échantillonnage du plan  $(u,v)$ . En effet, il n'est pas possible d'avoir des lignes de base plus petites que  $B_{\min}=2 \times R_A$  avec  $R_A$  le rayon des antennes. En pratique,  $B_{\min} > 2 \times R_A$  car deux antennes trop proches peuvent s'occulter l'une l'autre lors de l'observation d'une source à basse élévation dans le ciel par exemple. Il sera donc impossible de récupérer les visibilitées au centre du plan  $(u,v)$  correspondantes aux plus petites baselines et donc aux plus grandes échelles spatiales : on dit alors que l'interféromètre filtre l'émission étendue de la source. Même avec un échantillonnage spatial très complet, un interféromètre ne permettra pas de récupérer toute l'émission de la source contrairement à un radiotélescope dont le diamètre serait égal à la ligne de base maximale  $B_{\max}$ . De plus, le nombre de visibilitées étant fini et l'échantillonnage du plan  $(u,v)$  étant limité, la reconstruction de l'image ne sera que partielle.

Le flux intégré par l'antenne est la convolution du flux d'origine de la source  $I_0$  par le lobe primaire du télescope  $B_{\text{primaire}}(\vec{S})$  sous forme de lobes de rayonnement. Les visibilitées sont donc définies de la manière suivante :

$$V_{ij} = \iint_{\text{source}} B_{\text{primaire}}(l, m) I_0(l, m) \times \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda}(b_1 l + b_2 m)\right) dl dm \quad (2.27)$$

D'après l'équation précédente, la visibilité correspond à la transformée de Fourier de l'intensité reçue par l'antenne  $I$  au point  $(u, v)$ . En effectuant une transformée de Fourier inverse, on obtient donc :

$$I_{x,y} = B_{\text{primaire}}(x, y) \cdot I_0(x, y) = \iint_{\infty} V(u, v) \exp(2i\pi(ux + vy)) du dv \quad (2.28)$$

L'échantillonnage du plan  $(u,v)$  étant discret et non continu, l'équation 2.28 devient :

$$I_{x,y} = \sum_k g(u_k, v_k) V(u_k, v_k) \exp(2i\pi(u_k x + v_k y)) du dv \quad (2.29)$$

avec  $g(u_k, v_k)$  une fonction de poids qui permet de pondérer chacune des visibilitées mesurées. Il existe deux types de pondération, la pondération "naturelle" et la pondération "robuste". La pondération "naturelle" consiste à affecter un poids lié au bruit des mesures égal à  $\omega = \frac{1}{\sigma^2}$ , ce qui minimise le bruit résiduel de l'image finale. La pondération "robuste" revient à sous-pondérer, au dessus d'un certain seuil, les visibilitées les plus bruitées, c'est-à-dire issues des courtes lignes de base, afin de maximiser la résolution spatiale mais augmentant ainsi le bruit dans l'image.

Pour obtenir l'intensité reçue par l'antenne  $I$  à partir des visibilitées, il faut effectuer une transformée de Fourier inverse de l'équation 2.27. En pratique, une telle opération nécessite un temps de calcul très long. De plus, l'échantillonnage du plan  $(u,v)$  étant discret et non continu, il faut effectuer une transformée de Fourier rapide : le plan  $(u,v)$  est interpolé sur une grille dans laquelle plusieurs transformées de Fourier discrètes de tailles inférieures sont effectuées. On obtient alors une image dite sale (voir figure 2.13) :

$$I_s = B_{\text{sale}} * (B_{\text{primaire}} \cdot I_0) \quad (2.30)$$

où l'intensité reçue par le télescope  $I = B_{\text{primaire}} \cdot I_0$  est convoluée par le lobe sale  $B_{\text{sale}}$ . Le lobe sale est le résultat de la transformée de Fourier de l'échantillonnage discret du plan  $(u,v)$  (voir figure 2.13).

L'image sale doit donc être nettoyée, c'est-à-dire déconvoluée du lobe sale, afin d'obtenir une image dite propre. Il existe plusieurs algorithmes de déconvolution pour nettoyer une image dont le plus connu est la méthode CLEAN. Elle consiste à déconvoluer l'image sale en supposant que c'est une superposition de sources ponctuelles. L'algorithme identifie itérativement chaque pic d'intensité de l'image sale comme source ponctuelle, la soustrait en la convoluant par le lobe sale de la carte. Son emplacement et son amplitude sont alors notés dans la liste des composantes dites propres. L'algorithme continue la soustraction des composantes propres jusqu'à atteindre le nombre maximum de composantes ou le seuil

d'intensité minimal à atteindre dans la carte sale ( $\sim 3\sigma$  par exemple). A la fin du processus de déconvolution, l'image dont les composantes propres ont été retirées forme une carte de résidus tandis qu'une image dite propre est créée à partir de la liste des composantes propres (voir figure 2.13). Les composantes sont convoluées par le lobe propre, puis ajoutées les unes aux autres. L'image qui en résulte est une estimation de la brillance de la source  $I_0$ . Le lobe propre, ou lobe synthétique, est une gaussienne elliptique qui ajuste au mieux le lobe primaire de la réponse du télescope. Le demi-grand axe  $\Theta_{\max}$  et le demi-petit axe  $\Theta_{\min}$  de cette ellipse permettent de définir la résolution spatiale de l'image propre.

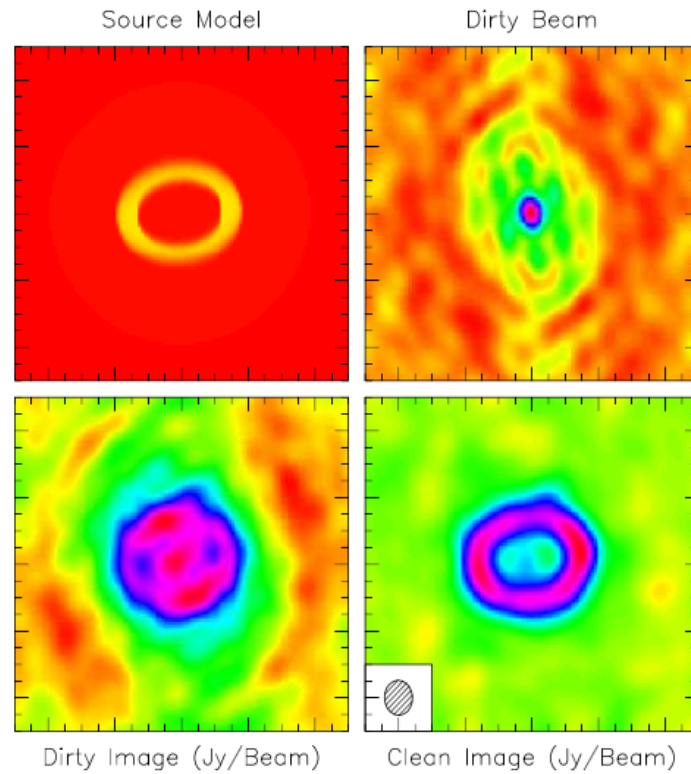


FIGURE 2.13 – Exemple de traitement de l'image à partir d'un modèle observé par l'interféromètre du Plateau de Bure, avec l'image sale obtenue après la transformée de Fourier rapide ainsi que le lobe sale et l'image propre obtenus après déconvolution. Crédit : J. Pety

### 2.4.3 L'interféromètre du Plateau de Bure

L'interféromètre du Plateau de Bure (ci-après PdBI) est la deuxième installation gérée par l'IRAM (voir figure 2.14). Il est situé sur le Plateau de Bure dans les Alpes françaises à 2550 m d'altitude. Il est composé de 6 antennes de 15 m de diamètre chacune. Elles sont situées le long de deux rails de direction nord-sud et est-ouest qui permettent de bouger les antennes pour changer la configuration de l'interféromètre jusqu'à une ligne de base maximale de 760 m. 4 configurations (A, B, C et D) sont possibles avec les 6 antennes du PdBI permettant ainsi d'obtenir 15 lignes de base chacune. Les configurations peuvent être combinées pour obtenir différentes résolutions angulaires (voir table 2.2).

Chaque antenne est équipée de récepteurs hétérodynes avec polarisations verticale et horizontale pour les différentes bandes atmosphériques de 0.8 à 3 mm. Les gammes de fréquence sont de 80 à 116 GHz pour la bande à 3 mm, de 129 à 174 GHz pour la bande à 2 mm, 201 à 267 GHz pour la bande à 1.3 mm et 277 à 371 GHz pour celle à 0.8 mm.



FIGURE 2.14 – Interféromètre du Plateau de Bure. Crédit : [IRAM](#)

Une seule bande peut être observée à la fois. Pour n'importe quelle bande atmosphérique, le corrélateur WideX (Wide-band eXpress) fournit simultanément deux largeurs de bande de 3.6 GHz dans les deux polarisations dont la résolution spectrale est de 1.95 MHz. Ce corrélateur peut être utilisé en parallèle avec le corrélateur de bande étroite qui fournit deux largeurs de bande de 1 GHz à disposer sur les bandes de 3.6 GHz. Il est composé de 8 unités indépendantes qui peuvent être placées n'importe où sur la bande de 1 GHz par pas de 0.25 MHz. Chaque unité peut fonctionner dans 7 modes différents selon la résolution spectrale souhaitée (voir table 2.3).

TABLE 2.2 – Résolution angulaire des configurations individuelles et des combinaisons de configurations des 6 antennes du PdBI. Crédit : [IRAM](#)

Configuration	Résolution angulaire à 100 GHz <sup>★</sup>		Résolution angulaire à 230 GHz <sup>★</sup>	
A	0.8''	120 au	0.35''	50 au
AB	1.0''	140 au	0.43''	60 au
B	1.2''	170 au	0.53''	75 au
BC	1.7''	250 au	0.7''	100 au
C	2.8''	400 au	1.2''	170 au
CD	3.5''	500 au	1.5''	200 au
D	5.0''	700 au	2.1''	300 au

**Notes.** [★] Résolution angulaire donnée en unités astronomiques pour le nuage moléculaire du Taureau localisé à une distance  $\sim 140$  pc.

Le PdBI devient progressivement NOEMA (Northern Extended Millimeter Array) avec l'ajout de 6 nouvelles antennes dont la première fut inaugurée en septembre 2014. Aujourd'hui, NOEMA est composée de 10 antennes. A la fin de la construction, le nombre de ligne de bases passera à 66 avec une séparation maximale de 1600 m, doublant ainsi la résolution angulaire maximale de l'interféromètre.

TABLE 2.3 – Résolution spectrale et configuration des unités du corrélateur bande étroite. Crédit : [IRAM](#)

Résolution spectrale (MHz)	Nombre de canaux	Largeur de bande (MHz)
0.039	$1 \times 512$	20
0.078	$1 \times 512$	40
0.156	$2 \times 256$	80
0.312	$1 \times 256$	80
0.625	$2 \times 128$	160
1.250	$1 \times 128$	160
2.500	$2 \times 64$	320

Durant ma thèse, j'ai utilisé les données PdBI du programme CALYPSO obtenues en configuration A et C avec le corrélateur WideX en parallèle du corrélateur bande étroite (voir chapitre 3, section 3.3.1).

## 2.5 Combinaison des données interférométriques et 30m

### 2.5.1 But de la combinaison des données

Malgré l'utilisation de "synthèse multi-configuration" ou "super synthèse" pour obtenir la couverture la plus complète possible, l'échantillonnage du plan (u,v) par un interféromètre restera discret. En effet, à cause notamment de leur diamètre  $d$ , les antennes de l'interféromètre ne peuvent pas être trop proches au risque de se masquer entre elles. Les plus petites lignes de base ( $\leq d$ ) ne seront donc jamais échantillonnées, il reste un trou dans les visibilitées (voir figures 2.12 et 2.15). On parle alors de filtrage de l'émission étendue, les plus petites lignes de base correspondant aux plus grandes échelles spatiales. Les processus de reconstruction de l'image de la source par déconvolution vont donc conduire à la présence d'artefacts dans l'image reconstruite (Braun & Walterbos 1985; Gueth & Guilloteau 2000, voir figure 2.12). Aux grandes échelles, l'image de la source ne sera pas fiable.

Lorsque cette information est nécessaire, pour une source étendue notamment, on peut la récupérer à l'aide d'un télescope unique. Un télescope unique de diamètre  $D$  permet de récupérer le flux venant d'échelles spatiales des lignes de base jusqu'à  $\sim D$  mètres. Pour récupérer toutes les informations aux petites lignes de base  $\leq d$  mètres, le diamètre du télescope unique qui doit produire les informations manquantes doit être supérieur ou égal au diamètre des antennes de l'interféromètre :  $D \geq d$ .

C'est entre autres pour produire l'information à courte ligne de base complémentaire des informations fournies par l'interféromètre du PdBI que l'IRAM a fait construire un radiotélescope de 30 m de diamètre. Le trou dans le plan (u,v) correspond à l'émission récupérée par le 30m de l'IRAM (voir figure 2.15).

Les données interférométriques et du télescope unique peuvent donc être combinées pour ne former qu'un seul ensemble de données contenant l'information à toutes les échelles.

L'intensité reçue par le 30m est une convolution de l'intensité de la source  $I_0$  par le lobe primaire de l'antenne  $B_{30m}$  :

$$I_{30m} = B_{30m} * I_0 \quad (2.31)$$

Après une transformée de Fourier rapide du plan (u,v), l'intensité reçue par un interféromètre est l'intensité reçue par l'antenne  $I = B_{\text{primaire}} \cdot I_0$  convoluée par le lobe sale  $B_{\text{sale}}$  :

$$I_{\text{PdBI}} = B_{\text{sale}} * (B_{\text{primaire}} \cdot I_0) \quad (2.32)$$

Pour combiner l'information obtenue à partir de mesures si différentes, il existe deux méthodes : la technique de l'hybridation ou celle des pseudo-visibilitées.

La technique de l'hybridation consiste à traiter principalement les données interférométriques en les déconvoluant et les corrigeant de l'effet du lobe primaire. Les images 30m et PdBI, interpolées sur la même grille, sont ensuite additionnées dans le plan (u,v) en effectuant une transformée de Fourier rapide. Une transformée de Fourier inverse du plan (u,v) permet de produire une image finale unique convoluant l'information de l'émission diffuse et de l'information interférométrique (Cotton 2017). Cependant, en pratique, cette méthode fonctionne mal car il est difficile d'obtenir une image déconvoluée fiable à partir des données interférométriques seules à cause de l'information manquante à courte ligne de base (i.e. grandes échelles).

La technique des pseudo-visibilitées quant à elle consiste à traiter les données 30m avant de les combiner avec les données interférométriques. C'est la technique la plus robuste et celle codée par défaut dans la tâche UV\_SHORT du programme MAPPING.

## 2.5.2 Principe des pseudo-visibilités

L'idée de cette technique est de produire à partir des observations 30m des pseudo-visibilités similaires à celles qui seraient produites par l'interféromètre si les grandes échelles spatiales n'étaient pas filtrées. Les données 30m, donnant la température de rayonnement de la source (en K) obtenue avec le lobe primaire du télescope, sont dans un premier temps converties dans la même unité que les données interférométriques (Jy/beam). Pour cette conversion d'unités, la source est supposée remplir le lobe primaire : la température de rayonnement de la source correspond donc à la température obtenue avec le lobe primaire. Le facteur de conversion de K en Jy/beam est proportionnel à  $\frac{\Theta^2}{\lambda^2}$  avec  $\Theta$  la largeur à mi-hauteur du lobe primaire du télescope et  $\lambda$  la longueur d'onde observée. Or  $\Theta = 1.2 \times \frac{\lambda}{D}$  pour un télescope de diamètre  $D$  (voir chapitre 2, section 2.3.1). La conversion ne dépend donc pas de la longueur d'onde observée.

L'image 30m est ensuite interpolée sur une grille où une transformée de Fourier rapide permet de passer dans le plan  $(u,v)$ . La transformée de Fourier d'un produit de convolution étant une multiplication, le passage au plan  $(u,v)$  permet de déconvoluer l'intensité de la source  $I_0$  du lobe primaire du 30m  $B_{30m}$  en divisant par la transformée de Fourier de ce lobe (voir équation 2.31). Les visibilités ainsi obtenues sont alors de nouveau ramenées dans le plan image par transformée de Fourier inverse et multipliées par le lobe primaire de l'interféromètre  $B_{\text{primaire}}$ . Ce calcul permet d'obtenir une image similaire à ce qu'on aurait obtenu avec un interféromètre sans filtrage spatial.

On obtient alors une équation similaire à l'équation 2.32 sans convolution par le lobe sale  $B_{\text{sale}}$ . L'image est à nouveau interpolée sur une grille où une nouvelle transformée de Fourier rapide permet de déterminer les pseudo-visibilités du 30m (voir figure 2.15) :

$$V_{\text{pseudo}}(u, v) = FT \{ B_{\text{primaire}} \cdot I_0 \} (u, v) + N \quad (2.33)$$

avec  $N$  le bruit provenant des différentes corrections par les lobes primaires du 30m et du PdBI. Une fois calculées, elles sont combinées avec les visibilités interférométriques (voir figure 2.15) et l'image combinée finale est obtenue en appliquant les mêmes méthodes d'imagerie et de déconvolution utilisées pour les données interférométriques seules (voir section 2.4.2).

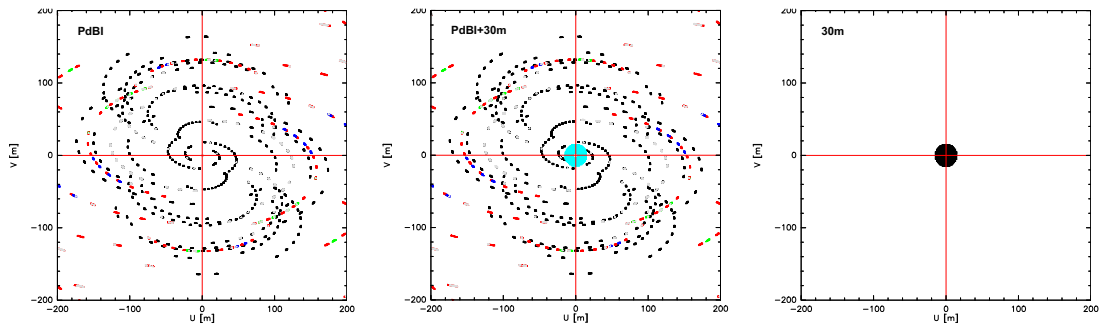


FIGURE 2.15 – Exemple de couverture du plan  $(u,v)$  des données interférométriques (à gauche), des données combinées (au milieu) et des pseudo-visibilités calculées à partir des données 30m (à droite) pour la source SVS13-B issue du programme CALYPSO. Les couleurs dans les visibilités PdBI représentent les différentes plages d'observations pour la source. Les pseudo-visibilités apparaissent en bleu clair dans le plan  $(u,v)$  des données combinées après l'attribution d'un poids relatif lors du processus de combinaison.

Cette technique nécessite donc une bonne connaissance du lobe primaire de l'antenne 30m pour déconvoluer correctement l'intensité de la source de ce lobe. En théorie, la largeur à mi-hauteur du lobe



primaire ne dépend que de la longueur d'onde du rayonnement et du diamètre du télescope ( $\Theta = 1.2 \times \frac{\lambda}{D}$ ). En pratique, des effets instrumentaux et électroniques peuvent altérer cette valeur théorique et doivent être correctement contraints pour une déconvolution correcte.

En pratique, deux caractéristiques des données 30m doivent être ajustées sur les caractéristiques des observations interférométriques : le centre de projection des visibilités et l'axe des vitesses/fréquences car tous les calculs sont faits par canaux de vitesse. Une étape critique de la combinaison des données est la détermination du poids relatif à attribuer aux données 30m par rapport aux données de l'interféromètre. En effet, les pseudo-visibilités 30m étant artificiellement créées, elles ne possèdent pas de poids lié à la mesure individuelle (i.e. par échelle spatiale) comme pour les visibilités interférométriques. Pour que l'information à grande échelle soit correctement considérée lors de la reconstruction de l'image combinée, les pseudo-visibilités doivent avoir un poids cohérent par rapport aux visibilités interférométriques. Ce paramètre est libre dans la tâche UV\_SHORT mais il est en pratique limité par le niveau de bruit dans les données 30m. Même si les données 30m sont intégrées suffisamment longtemps pour obtenir un rapport signal-à-bruit supérieur à  $5\sigma$ , leur bruit restera plus élevé que dans les données interférométriques. En effet, les temps d'intégration de l'interféromètre et du 30m sont définis comme suit (IRAM) :

$$t_{\text{PdBI}} = \frac{1}{N_{\text{pol}} N_{\text{ant}} (N_{\text{ant}} - 1) \Delta\nu} \left( \frac{J_{\text{PdBI}} T_{\text{sys}}}{\eta_{\text{atm}} \sigma_{\text{PdBI}}} \right)^2$$

avec  $N_{\text{pol}}=2$  le nombre de polarisations observées simultanément à la même fréquence,  $N_{\text{ant}}=6$  le nombre d'antennes,  $J_{\text{PdBI}}$  le facteur de conversion de K en Jy pour l'interféromètre (35 Jy/K à 1.3 mm) et  $\eta_{\text{atm}}=0.8$  à 1.3 mm un facteur dû au bruit atmosphérique.

$$t_{30\text{m}} = \frac{1}{\Delta\nu} \left( \frac{f_{\text{obs}} J_{30\text{m}} T_{\text{sys}}}{\sigma_{30\text{m}}} \right)^2$$

avec  $f_{\text{obs}}$  qui dépend du mode d'observation utilisé,  $f_{\text{obs}}=2$  pour le mode de cartographie et  $J_{30\text{m}}$  le facteur de conversion de K en Jy pour le 30m (10 Jy/K à 1.3 mm). Pour une largeur de bande de fréquence  $\Delta\nu$ , une température de la source  $T_{\text{sys}}$  et une sensibilité identique  $\sigma$ , on obtient donc :  $t_{\text{PdBI}} \sim 8\% t_{30\text{m}}$ .

L'ajout de visibilités aux courtes lignes de base permettant de minimiser les artefacts lors de la déconvolution (voir figure 2.12), il faut donc trouver un compromis entre la quantité d'information récupérée à grande échelle et la qualité due au niveau de bruit dans la carte combinée finale.

Pour mes travaux de thèse, j'ai combiné les données PdBI et 30m du programme CALYPSO afin de récupérer une partie de l'émission étendue filtrée par l'interféromètre (voir chapitre 4, section 4.1), de contraindre la cinématique à toutes les échelles dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 et d'identifier les mouvements de rotation de l'enveloppe.

## 2.6 Observations de la signature rotationnelle des enveloppes proto-stellaires

Pour identifier les mécanismes responsables de la dissipation du moment cinétique lors de l'effondrement de l'enveloppe proto-stellaire et trouver une possible solution au problème du moment cinétique, il faut dans un premier temps identifier les mouvements de rotation. Compte-tenu des contraintes observationnelles détaillées ci-dessus, pour étudier correctement la rotation, il faut identifier un ou plusieurs traceurs moléculaires optiquement fins de sorte à tracer tout le matériel sur la ligne de visée et que l'information sur les vitesses de l'objet astronomique ne soit pas déformée. En effet, en raison des diverses réactions chimiques qui peuvent exister en phase gazeuse et/ou à partir de la surface du grain de poussière, un traceur moléculaire peut ne pas être suffisant pour tracer toutes les échelles dans les enveloppes proto-stellaires. Une méthode d'observation de la rotation qui a été développée depuis les années 90 est actuellement la voie classique pour l'étude de ces mouvements. Elle est décrite ci-dessous.

### 2.6.1 Techniques d'observation des mouvements de rotation

Un objet astronomique peut voir son mouvement décomposé en deux : son mouvement propre, qui est le déplacement apparent dans le plan du ciel, et le mouvement radial qui correspond au déplacement de matière le long de la ligne de visée (droite joignant l'objet à la Terre). Les observations via des télescopes permettent notamment d'avoir accès à cette dernière information.

Le mouvement apparent de la source est matérialisé par une vitesse de référence appelée vitesse systémique. Elle correspond à la vitesse de déplacement d'ensemble de l'objet par rapport au mouvement d'ensemble des étoiles au voisinage du système solaire (Rohlfs & Wilson 1996). En pratique, la vitesse systémique peut se déterminer à partir d'un traceur moléculaire optiquement mince dont le spectre contient l'émission de toute la matière qui constitue la source.

Le processus physique qui permet de mesurer les vitesses de la matière à partir d'un spectre de transition moléculaire est l'effet Doppler. L'effet Doppler permet de caractériser le décalage de fréquence d'un rayonnement électromagnétique lorsque la distance entre l'émetteur et le récepteur varie au cours du temps. En effet, un photon émis par une molécule qui s'approche du récepteur verra sa fréquence augmentée de  $\delta\nu$  par rapport à la fréquence au repos de la transition  $\nu_0$  : on parle alors de décalage vers le bleu. Si la molécule s'éloigne le long de la ligne de visée, la fréquence du photon va diminuer : on parle alors de décalage vers le rouge. Le spectre d'une transition moléculaire permet d'avoir accès à l'information de la vitesse des molécules projetées sur la ligne de visée. C'est pourquoi les spectres sont toujours visualisés avec un axe des abscisses en vitesse avec la conversion  $\delta\nu = -c \frac{\delta\nu}{\nu_0}$ . Une augmentation en fréquence se traduit donc par une diminution de la vitesse, c'est-à-dire un décalage vers le bleu par rapport à la vitesse systémique.

La formation stellaire est un processus complexe dans lequel se mêlent rotation, effondrement et éjection de matière par les jets/flots bipolaires. Pour mettre en évidence les mouvements de rotation, il faut dans un premier temps sélectionner des sources qui présentent un angle d'observation particulier. En effet, sur la figure 2.16, on remarque qu'en observant une enveloppe proto-stellaire de face, les jets/flots qui ont parfois un grand angle d'ouverture, se propagent le long de la ligne de visée. Les spectres des transitions moléculaires vont donc être sensiblement contaminés par ces vitesses d'éjection de matière. De plus, la projection de la vitesse de rotation sur la ligne de visée est nulle dans ce cas. Cependant, pour une source en pure rotation avec un axe de rotation dans le plan du ciel (i.e. vue de profil), les vecteurs de vitesse de rotation se projettent sur la ligne de visée en minimisant la contamination par les jets/flots. Pour une enveloppe en effondrement et rotation, les vitesses projetées sur la ligne de visée seront la somme des vitesses d'effondrement et de rotation. L'observation de sources vues de profil permet donc d'étudier la rotation alors qu'il est impossible de le faire pour une source vue de face. En pratique, les sources sont rarement parfaitement de profil et présentent un angle d'inclinaison  $i$  par rapport à la ligne de visée dont la valeur est approximative car très difficile à contraindre.

La méthode classique pour révéler la présence de rotation dans les régions de formation stellaire consiste à déterminer la vitesse des différentes régions de la source à partir des spectres de transitions moléculaires. La vitesse moyenne des particules émettant de la lumière le long de la ligne de visée est appelée vitesse centroïde d'une transition moléculaire. Elle peut se déterminer :

- soit à partir d'un ajustement du spectre de la transition. Pour un spectre ajustable par une fonction gaussienne, on aura alors :

$$T_{\max} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (v - v_c)^2}{\Delta v^2}\right)$$

avec  $v$  la vitesse systémique de la source,  $v_c$  la vitesse centroïde,  $\Delta v$  la largeur à mi-hauteur et  $T_{\max}$  l'intensité maximale du spectre,



- soit en calculant le premier moment du spectre (i.e. l'espérance mathématique) de la façon suivante :

$$v_c = \frac{\sum_{i=1}^n T_i v_i}{\sum_{i=1}^n T_i}$$

avec  $i$  le numéro de canal du spectre.

Ces deux méthodes qui donnent des résultats équivalents, possèdent des avantages et des inconvénients. La première méthode peut facilement s'adapter à l'existence de multiples composantes en vitesse le long de la ligne de visée mais, pour un ajustement robuste, le rapport signal à bruit doit être suffisant (généralement supérieur à  $5\sigma$ ). La deuxième méthode ne nécessite pas d'ajustement sur le spectre mais ne permet pas de tenir compte des multiples composantes en vitesse.

A partir de ces calculs, on peut construire une carte de vitesse centroïde qui permet de mettre en évidence les régions de la source s'approchant ou s'éloignant de la Terre le long de la ligne de visée.

La recherche d'une signature rotationnelle passe par l'identification d'un motif uni-dimensionnel organisé dans la carte de vitesse centroïde. Un ajustement des moindres carrés de la carte de vitesse par la fonction :

$$v_{\text{grad}} = v_0 + a\Delta\alpha + b\Delta\beta$$

définie par [Goodman et al. \(1993\)](#) avec  $\Delta\alpha$  et  $\Delta\beta$  les coordonnées équatoriales, permet d'estimer la vitesse de référence  $v_0$  appelée vitesse systémique, la direction ( $PA = \arctan\left(\frac{a}{b}\right)$ ) et l'amplitude du gradient de vitesse moyen ( $G = \frac{\sqrt{a^2+b^2}}{d}$ , avec  $d$  la distance de l'objet). Cette formule est valable dans l'hypothèse d'un corps en rotation solide, c'est-à-dire un corps indéformable en rotation pure. Dans ce cas, la vitesse centroïde correspondra à la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée (voir figure 2.16) et la carte de vitesse montrera un gradient uniforme ( $v_{\text{grad}} \propto r$ ).

En pratique, même si on sélectionne des sources dont l'axe de rotation est proche du plan du ciel, les vitesses projetées sur la ligne de visée sont une somme des mouvements du gaz : rotation, effondrement ou éjection (voir figure 2.16). De plus, les conditions de projection de la vitesse le long de la ligne de visée dépendent de l'orientation de la source qui est difficilement contrainte et de l'asymétrie des mouvements par rapport à l'axe de rotation ou le plan équatorial par exemple. Les gradients observables dans la carte de vitesse centroïde sont donc difficilement associables à un mouvement donné. Un ajustement des moindres carrés de la carte de vitesse centroïde peut cependant permettre de donner une indication sur l'origine du gradient de vitesse. Dans l'hypothèse d'un effondrement à symétrie sphérique d'un cœur initialement en rotation solide ou différentielle, un gradient dans la direction de l'axe des jets/flots pourrait indiquer que les mouvements sont associés à l'éjection de matière ou à l'effondrement dans le cas d'une enveloppe aplatie aux pôles, tandis qu'un gradient dans la direction perpendiculaire aux jets/flots serait dû à la rotation dans l'enveloppe.

Pour caractériser les variations observées dans la carte de vitesse centroïde, un diagramme position-vitesse (PV) qui indique la vitesse en fonction de la distance par rapport au centre de l'objet selon un axe donné est nécessaire (voir figure 2.17). Il peut être construit le long de la direction du gradient moyen vu dans la carte de vitesse mais cette analyse dépendra alors de la géométrie de la source ou des autres types de mouvements (effondrement de l'enveloppe ou les jets/flots bipolaires) qui peuvent contaminer le gradient et être interprétés de manière incorrecte comme de la rotation. Pour minimiser cette contamination, le diagramme PV peut être construit dans le plan équatorial qui est supposé perpendiculaire à la direction des jets/flots bipolaires (voir figure 2.16). En effet, dans le cas d'une symétrie sphérique notamment, la vitesse d'effondrement s'annule sur la ligne de visée le long du plan équatorial. Dans ce cas, la direction du plan équatorial dépend fortement de la détermination de l'axe des jets/flots, qui n'est pas le même à toutes les échelles à cause de la précession des jets ou de l'interaction avec la matière environnante, et d'une hypothèse forte et idéale où le plan équatorial est systématiquement perpendiculaire à l'axe de

rotation représenté par l'axe des jets/flots.

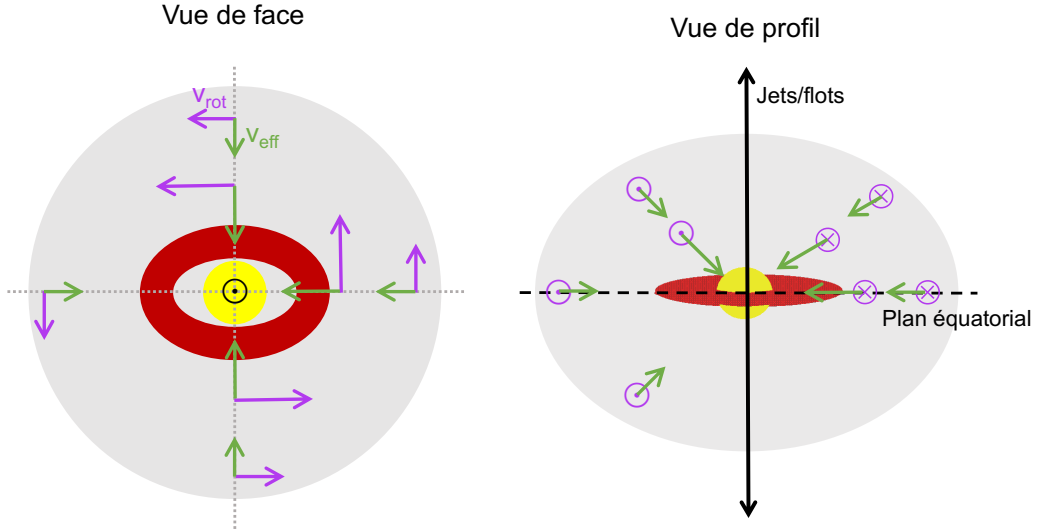


FIGURE 2.16 – Schéma d'une coupe vue de face (à gauche) et de profil (à droite) d'une enveloppe proto-stellaire (en gris) abritant une jeune étoile (en jaune) et un disque circumstellaire (en rouge). L'axe des jets/flots, schématisé par les flèches noires, représente ici l'axe de rotation de l'enveloppe. Les flèches violettes représentent les vecteurs de vitesse de rotation tandis que les flèches vertes représentent la vitesse d'effondrement.

La variation de la vitesse en fonction du rayon peut alors être comparée à ce qui est attendu théoriquement pour un objet en rotation. Pour une particule à une distance  $r$  du centre d'une sphère animée d'une vitesse  $v$ , on peut définir le moment cinétique :

$$\vec{J}_0 = \vec{r} \wedge m\vec{v}$$

Il est donc défini dans la direction de l'axe de rotation  $\vec{k}$  :  $\vec{J}_0 = m v_{\text{rot}} r \vec{k}$ . Le moment cinétique d'un système de particules, comme un corps solide, est la somme des moments cinétiques des particules individuelles. Pour une sphère, le moment peut aussi s'exprimer en fonction de son moment d'inertie  $I$ , c'est-à-dire la résistance de l'objet lors de la mise en rotation, et sa vitesse angulaire  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r}$  par :

$$J_0 = I \Omega$$

Pour une sphère de masse volumique  $\rho(r) \propto r^{-\alpha}$ , le moment d'inertie est défini de la manière suivante :

$$I = \frac{2}{3} M(r) r^2 \left( \frac{3 - \alpha}{5 - \alpha} \right)$$

Lorsque la vitesse angulaire  $\Omega$  d'un objet en rotation varie selon la distance du point considéré par rapport à l'axe de rotation, c'est-à-dire  $\Omega \propto r^\beta$ , on observe alors une rotation dite différentielle (voir figure 2.17). On observe notamment ce type de rotation pour un disque gravitationnellement dominé, ou Képlérien, où  $v_{\text{rot}} = \sqrt{\frac{GM}{r}} \propto r^{-0.5}$  et  $\Omega \propto r^{-1.5}$  (voir figure 2.17). Pour un corps en rotation solide avec conservation du moment cinétique, on a  $\Omega = \text{constante}$  et  $v_{\text{rot}} \propto r$  (Ulrich 1976; Cassen & Moosman 1981; Terebey et al. 1984; Basu 1998; voir figure 2.17). Les modèles numériques favorisent plutôt les mouvements de rotation différentielle de l'enveloppe (Basu 1998) et, à l'heure actuelle, aucune observation n'a permis

d'identifier d'enveloppe proto-stellaire en rotation solide.

Observer des sources quasiment vues de profil et faire l'analyse dans le plan équatorial permet de minimiser la contamination par la vitesse d'éjection et d'effondrement et d'approcher au maximum la vitesse observée  $v_{\text{obs}}$  de la projection de la vitesse de rotation  $v_{\text{rot}}$  sur la ligne de visée. La vitesse observée  $v_{\text{obs}}$  et la vitesse angulaire  $\Omega_{\text{obs}}$  qui en résulte doivent être corrigées de l'angle d'inclinaison  $i$  de la source :  $v_{\text{corr}} = \frac{v_{\text{obs}}}{\cos(i)}$  et  $\Omega_{\text{corr}} = \frac{v_{\text{obs}}}{r \cos(i)} = \frac{v_{\text{corr}}}{r}$ . A partir du diagramme PV, on peut donc quantifier la variation de la vitesse observée corrigée en l'ajustant par une loi de puissance :  $v_{\text{corr}} \propto r^\alpha$ . L'index  $\alpha$  du meilleur ajustement permet de donner une indication sur les mouvements de rotation dans la source : dans l'hypothèse d'un effondrement en symétrie sphérique, si  $\alpha \sim -0.5$ , les mouvements de rotation correspondraient donc à un disque Képlérien tandis que si  $\alpha \sim -1$ , l'enveloppe serait en rotation et effondrement avec conservation du moment cinétique.

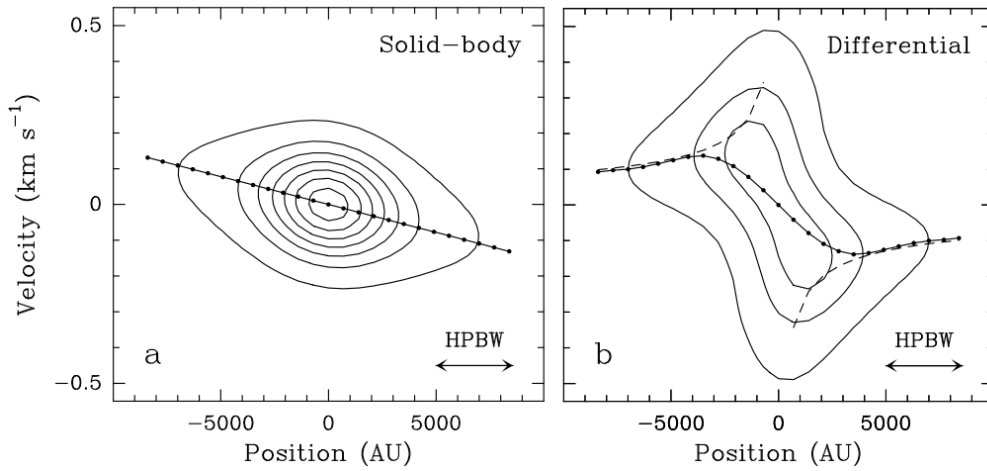


FIGURE 2.17 – Diagramme position-vitesse (PV) le long de l'axe du gradient de vitesse pour un modèle d'enveloppe proto-stellaire en rotation solide ( $\Omega=\text{constante}$ ,  $v_{\text{rot}} \propto r$ , à droite) et pour une enveloppe en rotation différentielle ( $\Omega \propto r^{-1.5}$ ,  $v_{\text{rot}} \propto r^{-0.5}$ , à gauche). Les contours représentent l'émission calculée pour la transition moléculaire  $\text{C}^{34}\text{S}$  (2–1) et pour une résolution spatiale limitée (HPBW = 3600 au). La courbe montre la valeur de la vitesse centroïde à chaque position. Les droites en pointillés montrent les variations de vitesses centroïdes attendues pour une résolution spatiale infinie. Crédit : Figure 2 de Belloche (2013).

En considérant que la vitesse observée corrigée ne trace que la rotation, on peut déterminer le moment cinétique de l'objet. La masse étant mal contrainte, on étudie généralement le moment cinétique par unité de masse appelé moment cinétique spécifique :

$$j_0 = \frac{J_0}{M} = \frac{I \Omega}{M}$$

A partir de nos observations corrigées de l'inclinaison, on obtient donc un moment spécifique égal à :

$$j_0 = \frac{2}{3} \left( \frac{3 - \alpha}{5 - \alpha} \right) v_{\text{corr}} r$$

On peut donc suivre l'évolution du moment cinétique spécifique  $j = v_{\text{corr}} r = \Omega_{\text{corr}} r^2$  à partir de mesures dans différents objets à différents stades de la formation stellaire.

## 2.6.2 Etat de l'art des études sur la rotation des enveloppes proto-stellaires

Tous les objets formés par effondrement gravitationnel de matériel galactique possèdent une composante rotationnelle (Spitzer 1978). La présence de rotation a été observée dans les cœurs denses par Goodman et al. (1993). Des observations d'ammoniac dans 43 cœurs de rayons 0.1–0.5 pc ont révélé la présence de gradients de vitesse organisés. Pour une grande partie de l'échantillon, leur direction est aléatoire et ne correspond pas à la direction d'allongement des cœurs. A partir de ces gradients de vitesse, Goodman et al. (1993) ont dérivé le moment cinétique moyen des cœurs et ont identifié une tendance entre la valeur du moment et la taille des cœurs :  $j \propto r^{1.6}$  (voir les rectangles vides de la figure 2.18). Caselli et al. (2002a) ont aussi observé la rotation dans les cœurs denses à partir d'observations  $N_2H^+$  pour un échantillon de 57 objets. Les cartes de vitesse centroïde obtenues montrent de grandes similarités avec les cartes obtenues à partir de l'émission d'ammoniac des précédentes études. Les gradients de vitesse moyens observés dans les cartes ainsi que la morphologie de l'émission suggèrent que ces deux molécules tracent le même matériel dans les cœurs denses. Cependant, la résolution angulaire de ces observations par Caselli et al. (2002a) a permis de mettre en évidence des variations locales de la direction des gradients de vitesse. Cette non-uniformité des gradients suggère la présence de mouvements plus complexes que des mouvements de rotation pure comme attendus pour un corps en rotation solide. En considérant que les gradients étaient dominés par la rotation, Caselli et al. (2002a) ont déterminé le moment cinétique moyen pour chaque objet, trouvant des valeurs cohérentes avec l'étude de Goodman et al. (1993) ( $5 \times 10^{-4} < j < 5 \times 10^{-2} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ , voir les triangles inversés vides de la figure 2.18). Ohashi et al. (1997b) ont réalisé la même étude pour un petit échantillon de 2 proto-étoiles de Classe 0 et 6 de Classe I à partir de l'émission  $C^{18}O$ . A partir des diagrammes PV, 4 objets ont été identifiés avec une enveloppe s'effondrant en rotation. Le moment cinétique moyen calculé grâce aux gradients de vitesse observés semble donner des valeurs constantes autour de  $\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles  $r < 5000 \text{ au}$  (voir les étoiles noires de la figure 2.18). Cette échelle apparaît être celle à partir de laquelle l'effondrement est dynamique avec conservation du moment cinétique. Cela suggérerait donc que des mécanismes tels que le freinage magnétique ou la fragmentation sont relativement inefficaces pour réduire le moment cinétique spécifique sur ces échelles pendant l'effondrement des proto-étoiles. L'étude de l'émission  $N_2H^+$  de 8 proto-étoiles de Classe 0 par Chen et al. (2007) a révélé des gradients de vitesse perpendiculaires à la direction du jet/flot dans seulement 2 objets. Supposés être la conséquence de la rotation de l'enveloppe, ces gradients permettent de trouver un moment cinétique proche de celui des plus petits cœurs denses étudiés par Caselli et al. (2002a) ( $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ , voir les étoiles rouges de la figure 2.18). Ces mesures renforcent la tendance observée par Ohashi et al. (1997b) pour les proto-étoiles de Classe 0/I. Chen et al. (2007) suggèrent que la diminution du moment cinétique entre les cœurs denses de grands rayons et les proto-étoiles est due au fait que la majorité des proto-étoiles forment des systèmes binaires après fragmentation du cœur parent. Le moment cinétique se serait donc transformé en mouvement orbital du système.

A partir des mesures précédentes, Belloche (2013) a réalisé un diagramme récapitulatif de l'évolution du moment cinétique aux différentes étapes de la formation stellaire (voir figure 2.18). Toutes les mesures présentes sur la figure sont des valeurs moyennes calculées dans tout le système, chaque point représentant un objet différent. Seules les mesures faites par Belloche et al. (2002) permettent de peupler la figure avec un profil de 4 points pour la source IRAM04191 (voir les étoiles roses de la figure 2.18). Aux échelles des cœurs pré-stellaires, le moment cinétique spécifique décroît rapidement jusqu'à un rayon de 5000 au. Quelques mesures de valeur moyenne de moment cinétique spécifique suggèrent une tendance constante entre 100 et 5000 au ( $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ). La vitesse de rotation des objets proto-stellaires serait donc en accord avec un cœur pré-stellaire qui s'effondre avec conservation du moment cinétique ( $j$  constant, donc  $v \propto r^{-1}$ ). Les quelques valeurs de moment cinétique calculées dans les disques Képlériens semblent cohérentes avec une décroissance du moment cinétique avec le rayon suivant une loi  $j \propto r^{0.5}$  comme attendue théoriquement ( $v \propto r^{-0.5}$ ). On distingue donc trois régimes de moment cinétique : le

régime pré-stellaire ( $j \propto r^{1.6}$ ), le régime proto-stellaire ( $j$  constant) et le régime pré-séquence principale ( $j \propto r^{0.5}$ ). Pour comprendre à quelles échelles et phases de la formation stellaire les transferts de moment cinétique se déroulent et pour contraindre les mécanismes physiques qui en sont responsables, des mesures de rotation à différentes échelles et à différents stades de la formation stellaire sont nécessaires, et notamment pendant la phase d'accrétion principale pour laquelle il existe peu de mesures.

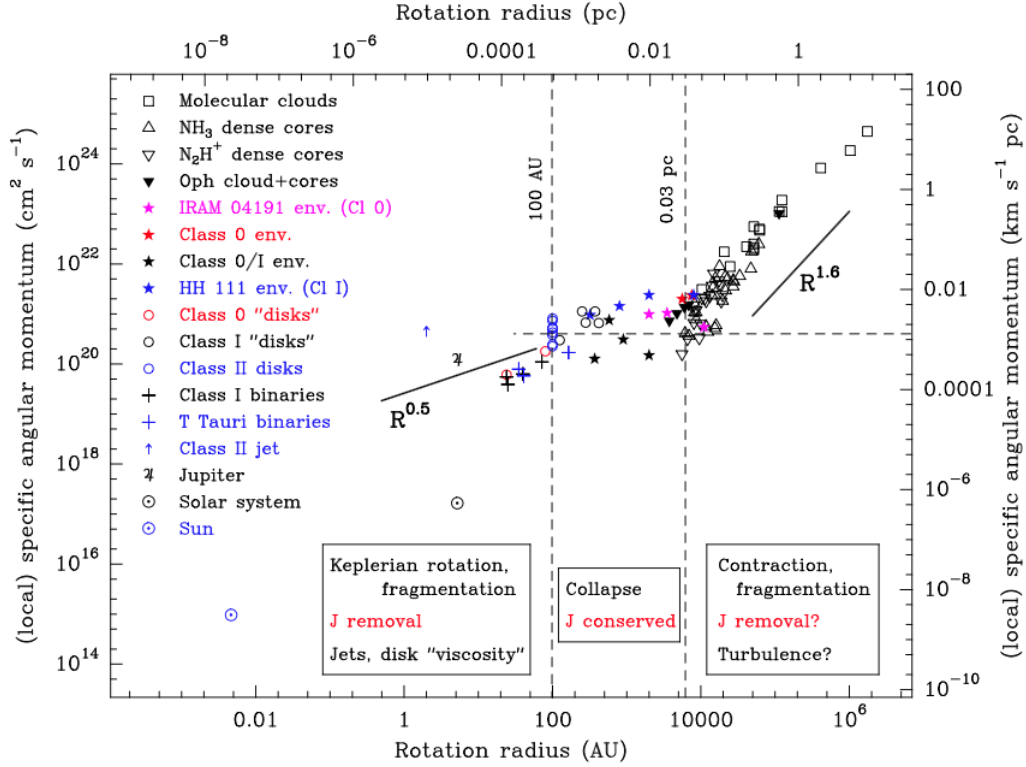


FIGURE 2.18 – Variation du moment cinétique spécifique en fonction du rayon pour différents objets caractéristiques des différentes étapes de la formation stellaire. Crédit : Figure 8 de la revue de [Belloche \(2013\)](#).

A partir de molécules traçant les différentes régions de l'enveloppe de B335, des mesures de rotation ont montré une décroissance du moment cinétique jusqu'à  $\sim 350$  au ([Saito et al. 1999](#); [Yen et al. 2011, 2015b](#)) avec des valeurs inférieures à la tendance constatée dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0/I par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) ( $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ) :  $j \sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $\sim 1000$  au et  $j \lesssim 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $\sim 350$  au. Pour un autre échantillon de 7 proto-étoiles de Classe 0, [Yen et al. \(2015a\)](#) trouvent également des valeurs moyennes de moment cinétique de  $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles  $r \sim 1000$  au. Pour expliquer ces valeurs inférieures à celles d'[Ohashi et al. \(1997b\)](#), [Yen et al. \(2011, 2015b\)](#) ont suggéré que la propagation de l'onde d'effondrement de l'intérieur vers l'extérieur jouerait un rôle dans l'évolution de la distribution du moment cinétique dans les enveloppes. L'onde se propageant vers l'extérieur, le matériel dans la région extérieure de l'enveloppe qui possède un moment cinétique plus grand, commencerait à s'effondrer. Le matériel en effondrement verrait alors son moment cinétique spécifique diminuer et la distribution du moment cinétique tendrait ainsi à devenir constante au fur et à mesure de la propagation de l'onde d'effondrement. Selon un modèle d'enveloppe sphérique isotherme s'effondrant de l'intérieur vers l'extérieur ([Shu 1977](#)), les sources les plus évoluées présenteraient des plateaux de moment cinétique spécifique constant jusqu'à des rayons plus grands que les sources plus jeunes.

D'autres études remettent aussi en cause les profils attendus pour les différents régimes de la formation stellaire, notamment à cause de l'incertitude sur l'identification de la rotation aux échelles extérieures des enveloppes. En effet, pour comprendre comment différencier l'émission issue des cœurs de celles des filaments, [Smith et al. \(2012\)](#) ont réalisé des calculs de transfert radiatif sur des simulations hydrodynamiques d'un nuage moléculaire pour modéliser notamment l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  des cœurs en effondrement enfouis dans les filaments. Dans ces simulations, l'effondrement du gaz, la turbulence et des flux d'accrétion créent des régions filamentaires à l'intérieur desquelles les cœurs se forment. Dans ce cas, les cœurs ne présentent pas de profil asymétrique en bleu comme attendu pour des mouvements d'effondrement dans un cœur sphérique isolé (voir chapitre 6, section 6.2.1). L'effondrement des cœurs et/ou la contamination par les flux d'accrétion des filaments pourraient donc ne pas être détectés comme tels et interprétés comme de la rotation dans les observations.

L'étude des mouvements de rotation en 2D peut également apporter un biais dans le calcul du moment cinétique. Un travail sur les propriétés de rotation des cœurs à partir de simulations 3D de nuages moléculaires denses magnétisés et gravitationnellement supportés a montré que les observations synthétiques 2D du champ de vitesse tendent à surestimer d'un facteur  $\sim 10$  la valeur du moment cinétique spécifique présent initialement dans les simulations 3D ([Dib et al. 2010](#)). L'origine de cette différence viendrait de la mesure d'un gradient de vitesse global qui, dans les observations synthétiques, suppose une rotation uniforme et lisse les fluctuations complexes présentes dans le champ de vitesse 3D.

Beaucoup de proto-étoiles de Classe 0 observées présentent des enveloppes très irrégulières et asymétriques à des rayons  $\sim 1000$  au ([Tobin et al. 2010](#)). Ces complexités de structures sont généralement interprétées comme le résultat de l'effondrement des cœurs proto-stellaires à partir de structures initialement non symétriques. [Tobin et al. \(2012a\)](#) ont ainsi comparé un modèle d'effondrement d'une enveloppe filamentaire avec leurs observations en  $\text{N}_2\text{H}^+$  et  $\text{NH}_3$  d'enveloppes proto-stellaires. La plupart des enveloppes de leur échantillon présentant une forte asymétrie peuvent voir leur variation de vitesses reproduites par un filament en effondrement. Des gradients de vitesse ordonnés ne peuvent donc pas être interprétés comme de la pure rotation lorsque les enveloppes sont asymétriques.

Comme observés par [Caselli et al. \(2002a\)](#), les mouvements internes du champ de vitesse dans les cœurs sont généralement interprétés comme étant turbulents par l'absence de schéma organisé de la vitesse comme attendu pour la rotation, l'expansion ou l'effondrement ([Heiles & Katz 1976](#)). La présence de turbulence dans les nuages moléculaires est connue depuis que l'analyse de traceurs moléculaires a révélé des largeurs de raie plus grandes que celles attendues par la pression thermique seule. L'analyse de ces largeurs de raie a permis de déterminer un rayon de "cohérence"  $\sim 0.1$  pc ([Goodman et al. 1998](#); [Caselli et al. 2002a](#)) défini comme rayon en deçà duquel la turbulence serait efficacement dissipée et perdrait son emprise sur les mouvements des nuages, permettant ainsi la formation de cœurs organisés dominés par la pression thermique. Certains cœurs denses avec un rayon  $r \gtrsim 0.1$  pc dont le moment cinétique a été calculé par [Goodman et al. \(1998\)](#) seraient donc des objets à la limite de l'échelle de dissipation de la turbulence (voir figure 2.18).

En conclusion, à partir des mesures précédentes, une conservation du moment cinétique est attendue dans les enveloppes proto-stellaires ( $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ , [Ohashi et al. 1997b](#)). De récentes études par [Yen et al. \(2011, 2015b\)](#) suggèrent une décroissance du moment cinétique jusqu'à  $j < 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à 350 au dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0. Plusieurs études ont également soulevé des incertitudes concernant l'identification de gradients de vitesse comme conséquence de mouvement de rotation, notamment à l'échelle des cœurs denses. L'effondrement gravitationnel des filaments ou des enveloppes ([Smith et al. 2012](#); [Tobin et al. 2012a](#)) ou encore la domination de la turbulence aux échelles des cœurs et des nuages ([Goodman et al. 1998](#); [Caselli et al. 2002a](#)) pourraient être interprétés à tort comme de la rotation, conduisant à une surestimation du moment cinétique dans les objets pré- et proto-stellaires.

## Chapitre 3

# Le programme CALYPSO

---

<b>3.1</b>	<b>But du programme CALYPSO</b>	<b>66</b>
<b>3.2</b>	<b>Présentation de l'échantillon de sources de CALYPSO</b>	<b>67</b>
<b>3.3</b>	<b>Observations de transitions moléculaires</b>	<b>70</b>
3.3.1	Observations avec le PdBI	70
3.3.2	Observations avec le 30m	71
<b>3.4</b>	<b>Travaux réalisés à partir des observations CALYPSO</b>	<b>71</b>
3.4.1	Chimie dans les jeunes proto-étoiles	71
3.4.2	Etude de l'émission continue des poussières	72
3.4.3	Détection de disques dans les enveloppes proto-stellaires	73
3.4.4	Direction des jets/flots dans les proto-étoiles de l'échantillon	75
<b>3.5</b>	<b>Etude de la rotation et du moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires</b>	<b>75</b>
3.5.1	Principe de l'étude	75
3.5.2	Réduction des données PdBI et 30m	76

---

Dans ce chapitre, je présente le large programme CALYPSO (Continuum and Lines in Young ProtoStellar Objects, PI : Ph. André) dont le but est de résoudre le problème du moment cinétique à l'aide d'une étude observationnelle de proto-étoiles de Classe 0 avec le PdBI et le 30m. Après une brève description de l'organisation du consortium ainsi que les questions fondamentales liées à la formation des étoiles auxquelles le programme CALYPSO se propose de trouver une solution, je présente l'échantillon de 16 proto-étoiles de Classe 0 étudié, les transitions moléculaires observées et les modes d'observations choisis pour les deux instruments de l'IRAM. Pour finir, je résume quatre études publiées ou en cours qui ont été réalisées grâce aux observations du programme CALYPSO et dans lesquelles s'inscrivent mes travaux de thèse, en me concentrant sur les résultats qui vont me servir de référence.



### 3.1 But du programme CALYPSO



FIGURE 3.1 – Logo du large programme de l'IRAM CALYPSO.

CALYPSO (Continuum and Lines in Young ProtoStellar Objects, PI : Ph. André) est un consortium d'experts réunis depuis 2010 au sein d'un large programme IRAM PdBI et 30m (voir la proposition d'observations en Annexe A).

Etant des objets très jeunes, les proto-étoiles de Classe 0 sont susceptibles de conserver les conditions initiales de leur formation et l'empreinte des différents mécanismes physiques à l'œuvre pendant la phase d'effondrement. Sonder les plus petites échelles des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 ( $<100$  au) peut permettre de résoudre plusieurs questions fondamentales liées à la formation des étoiles et plus particulièrement au problème du moment cinétique.

Les mécanismes encore mal compris sont notamment :

- les mécanismes de formation de systèmes multiples et de disques, dans lesquels des systèmes proto-planétaires vont se former, au stade Classe 0,
- le(s) mécanisme(s) de lancement des jets proto-stellaires et leur contribution dans l'éjection de masse et de moment cinétique,
- la structure des champs de densité et de vitesse dans les enveloppes de Classe 0 et notamment les effets de la rotation et des flots d'accréation sur cette structure.

En 2010, le PdBI offrait une résolution angulaire inégalée ( $0.3'' \leq 100$  au à  $1.3$  mm). C'est donc naturellement que le consortium a proposé une étude observationnelle sur la quasi-totalité des proto-étoiles de Classe 0 à une distance de moins de 450 pc observables avec l'interféromètre, permettant ainsi un aperçu statistique de la physique en œuvre lors de la formation des proto-étoiles. Les grandes échelles de l'enveloppe étant filtrées par l'interféromètre, les données 30m ont aussi été demandées pour accéder à l'information à toutes les échelles de l'enveloppe. CALYPSO était le premier programme d'observation à haute résolution angulaire pour un large échantillon de 16 proto-étoiles de Classe 0. Cette étude observationnelle fournit ainsi une base de données pour contraindre les modèles théoriques de formation d'étoiles, de disques et de jets. Les informations sur le consortium, ainsi que les modèles et les données réduites sont mises à disposition au fur et à mesure sur le site du projet : <http://irfu.cea.fr/Projets/Calypso/Welcome.html> ou sur le site de l'IRAM : <http://www.iram-institute.org/EN/content-page-317-7-158-240-317-0.html>.

Pour répondre aux trois questions liées au problème du moment cinétique décrites ci-dessus, le consortium est organisé en 4 groupes de travail :

- le premier groupe de travail intitulé "Disques proto-stellaires et systèmes multiples" se concentre sur l'analyse des données de l'émission continue des poussières du PdBI pour cartographier la structure interne des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 à la recherche de disques compacts et de composantes secondaires sur des échelles  $<100$  au ;
- le groupe "Jets et flots moléculaires" s'intéresse à la structure et à la cinématique des flots et des jets moléculaires, pour établir de possibles corrélations avec les propriétés de l'enveloppe et du disque afin d'identifier les mécanismes responsables de l'éjection proto-stellaire ;
- le troisième groupe nommé "Structure de l'enveloppe, cinématique et chimie" travaille sur la structure 3D, la cinématique et le moment angulaire des enveloppes proto-stellaires des grandes



- aux petites échelles ;
- et le groupe transverse "Simulations numériques et transfert radiatif" réunit des experts qui réalisent des simulations numériques 3D MHD d'effondrement de cœurs pré-stellaires couplées à un modèle chimique afin de produire des observations synthétiques comparables aux observations du PdBI.

C'est dans le groupe "Structure de l'enveloppe, cinématique et chimie" que s'inscrivent mes travaux de thèse.

## 3.2 Présentation de l'échantillon de sources de CALYPSO

L'échantillon de proto-étoiles du large programme CALYPSO comporte la quasi-totalité des proto-étoiles de Classe 0 à une distance de moins de 450 pc observables avec le PdBI et identifiées avant l'observatoire spatial Herschel, ce qui permet de couvrir un grand intervalle de luminosité et de masse d'enveloppe (voir figure 3.2). L'échantillon inclut également une variété de jeunes étoiles isolées ou faisant partie de systèmes multiples proches ou lointains (voir figure 3.4) quasiment vus de profil, avec des inclinaisons par rapport à la ligne de visée  $\leq 40^\circ$  (voir table 3.1).

Les trois questions décrites dans la section 3.1 étant liées au problème du moment cinétique, elles nécessitent une approche homogène : pour tous les objets de l'échantillon présentés dans la table 3.1, les observations ont été demandées dans trois bandes de fréquences avec deux configurations d'antennes du PdBI.

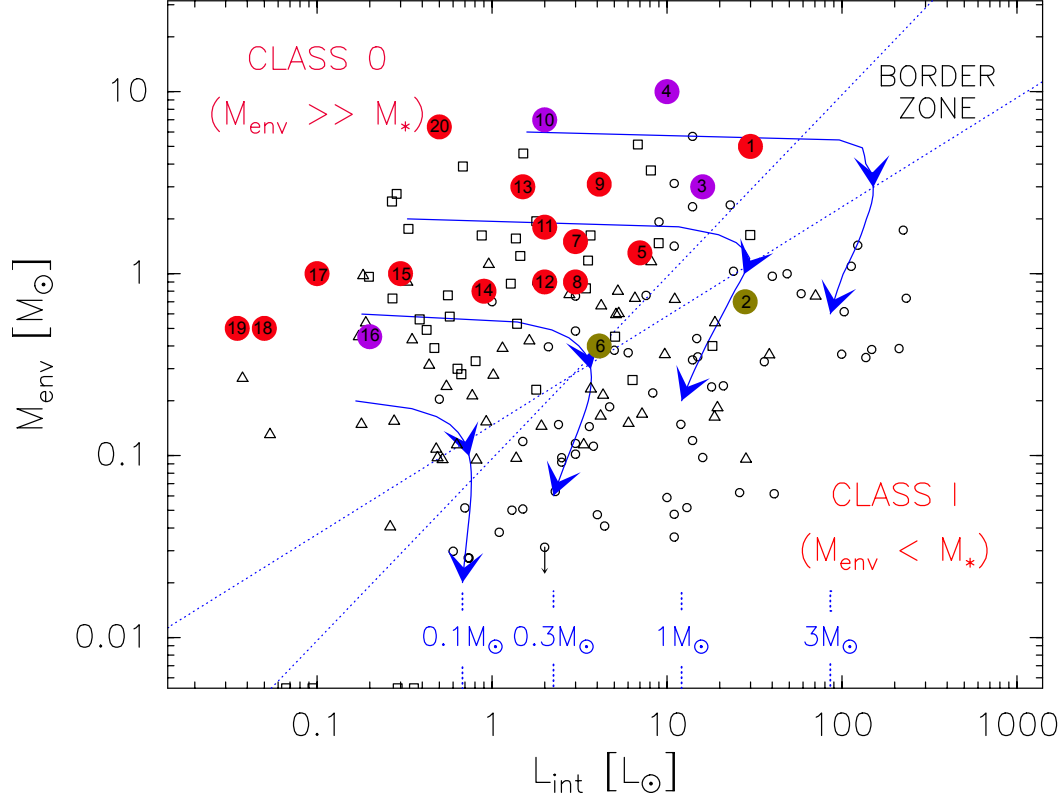


FIGURE 3.2 – Diagramme de la masse d’enveloppe  $M_{\text{env}}$  en fonction de la luminosité  $L_{\text{int}}$ . En noir sont représentées les proto-étoiles dans Aquila (triangles; [Maury et al. 2011](#)) et Persée (carrées; [Sadavoy et al. 2014](#)). En rond, la position des proto-étoiles de Classe 0 et I identifiées dans Ophiuchus, Persée et Orion par [André et al. \(2000\)](#). Les points rouges représentent l’échantillon de sources considéré pour l’étude de la rotation dans les enveloppes proto-stellaires, les points violets représentent les autres sources observées dans le cadre du programme CALYPSO tandis que les points verts montrent les proto-étoiles de Classe I compagnons des proto-étoiles de Classe 0 de CALYPSO. Les sources sont classées par luminosité décroissante avec la numérotation suivante : [1] IRAS2A, [2] SVS13-A, [3] SerpS-MM18, [4] SerpS-S68N, [5] L1448-C, [6] L1448-2A, [7] IRAS4A2, [8] L1448-2A, [9] L1448-NB2, [10] SerpS-SMM4, [11] SVS13-B, [12] L1157, [13] IRAS4B, [14] L1527, [15] GF9-2, [16] SerpS-MM22, [17] IRAS4B2, [18] IRAM04191, [19] L1521F. Les lignes pleines bleues représentent le tracé d’évolution proto-stellaire modélisées pour diverses masses stellaires finales indiquées au-dessus de l’axe  $L_{\text{bol}}$  ([Bontemps et al. 1996](#)). Les deux lignes bleues en pointillé montrent deux relations entre  $M_{\text{env}}$  et  $L_{\text{bol}}$  représentant la frontière conceptuelle entre les proto-étoiles de Classe 0 ( $M_{\text{env}} \gg M_{\star}$ ) et de Classe I ( $M_{\text{env}} < M_{\star}$ ) :  $M_{\text{env}} \propto L_{\text{bol}}^{0.6}$  ([Bontemps et al. 1996](#)) et  $M_{\text{env}} \propto L_{\text{bol}}$  ([André & Montmerle 1994](#)). Crédit : A. Maury

TABLE 3.1 – Sources observées dans le cadre du large programme IRAM PdBI et 30m CALYPSO.

Source	R.A. (J2000) [h :m :s]	DEC (J2000) <sup>a</sup> [° :′ :″]	$d^b$ (pc)	$L_{\text{int}}^c$ ( $L_{\odot}$ )	$M_{\text{env}}^d$ ( $M_{\odot}$ )	$R_{\text{env}}^e$ (au)	PA outflow <sup>f</sup> (°)	$i^g$ (°)	Classe <sup>h</sup>	Autres noms	Refs <sup>i</sup>
<b>IRAM04191</b>	04 :21 :56.899	15 :29 :46.11	140	0.05	0.5	14000	+20	$40 \pm 10$	0		1, 2, 3, 4
<b>L1521F</b>	04 :28 :38.941	26 :51 :35.14	140	0.035	0.7–2	4500	+240	$20 \pm 20$	0	MC27	5, 6, 7, 8
<b>L1527</b>	04 :39 :53.875	26 :03 :09.66	140	0.9	1.2	17000	+90	$3 \pm 5$	0/I		9, 3, 3, 8
<b>GF9-2</b>	20 :51 :29.823	60 :18 :38.44	200	0.3	0.5	7000	0	$30 \pm 20^{**}$	0	L1082-C, PSC20503+6006	10, 11, 7—
<b>L1448-2A</b>	03 :25 :22.405	30 :45 :13.26	293	4.7	1.9	5300	-63 (bleu), +140 (rouge) *	$30 \pm 10$	0	L1448-IRS2A, Per-emb-22A	12, 13, 7, 14
<b>L1448-NB</b>	03 :25 :36.378	30 :45 :14.77	293	3.9	4.8	9700	-80	$30 \pm 15$	0	L1448-IRS3B	15, 16, 3, 14-17
<b>L1448-C</b>	03 :25 :38.875	30 :44 :05.33	293	10.9	2.0	7300	-17	$20 \pm 5$	0	L1448-mm	18, 16, 3, 19-20
<b>IRAS2A</b>	03 :28 :55.570	31 :14 :37.07	293	47	7.9	10000	+205	$30 \pm 15$	0	N1333-IRS2A	21, 22, 3, 23-24
<b>SVS13-B</b>	03 :29 :03.078	31 :15 :51.74	293	3.1	2.8	2100	+167	$30 \pm 20^{**}$	0		25, 26, 7, —
<b>IRAS4A</b>	03 :29 :10.537	31 :13 :30.98	293	4.7	12.3	1700	+180	$15 \pm 10$	0	N1333-IRS4A, Per-emb-12	21, 16, 7, 27
<b>IRAS4B</b>	03 :29 :12.016	31 :13 :08.02	293	2.3	4.7	3200	+167	$20 \pm 15$	0	N1333-IRS4B	21, 16, 3, 28
<b>L1157</b>	20 :39 :06.269	68 :02 :15.70	352	4.0	3.0	15800	+163	$10 \pm 10$	0		29, 3, 3, 30-31
SerpS-MM18	18 :30 :04.118	-02 :03 :02.55	436	45	8	7000	+188	$30 \pm 20^{**}$	0	Aqu-MMS1	32, 32, 7, —
SerpS-MM22	18 :30 :12.310	-02 :06 :53.56	436	0.6	1.4	4400	—	$30 \pm 20^{**}$	0	Aqu-MMS2	32, 32, 7, —
Serp-S68N	18 :29 :48.091	01 :16 :43.41	436	11	11	7400	-45	$30 \pm 20^{**}$	0		33, 34, 7, —
Serp-SMM4	18 :29 :56.716	01 :13 :15.65	436	2	8	9600	+10 (bleu), +145 (rouge) *	$30 \pm 20^{**}$	0		33, 34, 7, —

**Notes.** En gras, l'échantillon de 12 sources à une distance  $d < 400$  pc considéré pour l'étude de la cinématique dans les enveloppes proto-stellaires.

[a] Coordonnées du pic d'intensité de l'émission continue des poussières à 1.3 mm (225 GHz) déterminées par [Maury et al. \(2019\)](#). [b] Distance supposée pour les sources individuelles. On a adopté une valeur de 140 pc pour le nuage du Taureau, distance estimée à partir de mesures VLBA ([Torres et al. 2009](#)). Les distances pour les nuages de Persée, Céphée et Serpens sont adoptées à partir des récentes mesures de parallaxe Gaia qui ont respectivement déterminé une distance de  $(293 \pm 20)$  pc ([Ortiz-León et al. 2018](#)),  $(352 \pm 18)$  pc ([Zucker et al. 2019](#)) et  $(436 \pm 9)$  pc ([Ortiz-León et al. 2017](#)). On a adopté une valeur de 200 pc pour le nuage GF9-2 ([Wiesemeyer 1997](#); [Wiesemeyer et al. 1998](#)) mais cette distance est très incertaine car quelques études estiment une distance plus grande entre 440–470 pc ([Viotti 1969](#); C. Zucker, communication privée) et 900 pc ([Reid et al. 2016](#)). [c] Luminosité interne provenant de l'analyse des cartes Herschel de l'étude Gould Belt survey (HGBS, [André et al. 2010](#) et Ladjelate et al. in prep.) et corrigée par la distance supposée. [d] Masse de l'enveloppe corrigée par la distance supposée. [e] Rayon extérieur de l'enveloppe proto-stellaire individuelle déterminé à partir de l'émission continue des poussières, corrigé de la distance supposée. Le rayon d'émission du continuum d'émission des poussières PdBI ([Maury et al. 2019](#)) a été adopté quand il n'y avait aucune information sur l'émission continue des poussières 30m de ([Motte & André 2001](#)) et pour IRAS4A qui est connu pour être enfoui dans un nuage de compression ([Belloche et al. 2006](#)). [f] Angle du jet décalé vers le bleu définit positif du Nord vers l'Est déterminé par Podio+CALYPSO (en préparation). Les sources indiquées avec [★] ont des cavités/jets décalés vers le bleu et le rouge qui ne sont pas alignés selon le même angle (PA) et, dans ce cas, les deux angles sont indiqués. [g] Angle d'inclinaison du plan équatorial par rapport à la ligne de visée. Pour les sources indiquées par [★★], l'angle d'inclinaison n'étant pas contraint pour ces sources, une valeur par défaut de  $(30 \pm 20)^\circ$  a été supposée. [h] Nature des sources déterminée d'après leur rapport  $\frac{M_{\text{env}}}{L_{\text{bol}}}$  (voir figure 3.2). [i] Références dans la littérature du papier découverte de la source, de la masse de l'enveloppe, du rayon d'enveloppe et ensuite de l'inclinaison.

**Références.** [1] [André et al. \(1999\)](#); [2] [André et al. \(2000\)](#); [3] [Motte & André \(2001\)](#); [4] [Belloche et al. \(2002\)](#); [5] [Mizuno et al. \(1994\)](#); [6] [Tokuda et al. \(2016\)](#); [7] [Maury et al. \(2019\)](#); [8] [Terebey et al. \(2009\)](#); [9] [Ladd et al. \(1991\)](#); [10] [Schneider & Elmegreen \(1979\)](#); [11] [Wiesemeyer \(1997\)](#); [12] [O'Linger et al. \(1999\)](#); [13] [Enoch et al. \(2009\)](#); [14] [Tobin et al. \(2007\)](#); [15] [Curiel et al. \(1990\)](#); [16] [Sadavoy et al. \(2014\)](#); [17] [Kwon et al. \(2006\)](#); [18] [Anglada et al. \(1989\)](#); [19] [Bachiller et al. \(1995\)](#); [20] [Girart & Acord \(2001\)](#); [21] [Jennings et al. \(1987\)](#); [22] [Karska et al. \(2013\)](#); [23] [Codella et al. \(2004\)](#); [24] [Maret et al. \(2014\)](#); [25] [Grossman et al. \(1987\)](#); [26] [Chini et al. \(1997\)](#); [27] [Ching et al. \(2016\)](#); [28] [Desmurs et al. \(2009\)](#); [29] [Umemoto et al. \(1992\)](#); [30] [Gueth et al. \(1996\)](#); [31] [Bachiller et al. \(2001\)](#); [32] [Maury et al. \(2011\)](#); [33] [Casali et al. \(1993\)](#); [34] [Kaas et al. \(2004\)](#).

### 3.3 Observations de transitions moléculaires

#### 3.3.1 Observations avec le PdBI

Les sources CALYPSO ont été observées entre septembre 2010 et mars 2013 par le PdBI. Le réseau de 6 antennes a été utilisé dans les configurations A (la plus étendue) et C (l’une des plus compactes) (voir table 2.2) fournissant ainsi 30 lignes de base allant de 16 à 760 m. La combinaison de ces deux configurations maximise l’échantillonnage du plan (u,v) aux grandes et aux petites lignes de base et offre, en tenant compte du temps d’intégration limité, le meilleur compromis entre résolution spatiale et qualité de l’image finale. Plusieurs transitions moléculaires ont été observées dans les bandes atmosphériques à 1.3, 1.4 et 3 mm avec le corrélateur WideX en parallèle du corrélateur bande étroite. Les résolutions spectrales obtenues avec le corrélateur bande étroite selon les transitions observées sont données dans la table 3.2.

TABLE 3.2 – Résolutions spectrales obtenues avec le corrélateur bande étroite dans le cadre du programme CALYPSO. En gras, les deux transitions utilisées dans cette thèse pour l’étude de la rotation dans les enveloppes proto-stellaires de l’échantillon CALYPSO.

Longueur d’onde	Fréquence	Transitions	Résolution spectrale (MHz)      (km s <sup>-1</sup> )		Traceurs
1.3 mm	225 GHz	<sup>13</sup> CO (2–1)	0.078	0.10	Jet
		<b>C<sup>18</sup>O (2–1)</b>	<b>0.078</b>	<b>0.10</b>	Enveloppe
		SiO (5–4)	0.312	0.43	Jet
		SO (6 <sub>5</sub> – 5 <sub>4</sub> )	0.078	0.10	Jet / enveloppe
		e-CH <sub>3</sub> OH (5–4)	0.078	0.10	Hot corino
1.4 mm	217 GHz	<sup>12</sup> CO (2–1)	0.312	0.41	Cavités des flots
3 mm	94 GHz	<b>N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1–0)</b>	<b>0.039</b>	<b>0.13</b>	Enveloppe
		CH <sub>3</sub> OH (2–1)	0.625	2.00	Jet / Enveloppe

Chacune des transitions moléculaires observées dans le cadre du programme CALYPSO a été identifiée de manière empirique par de précédentes études de la chimie du milieu interstellaire pour tracer une structure ou une dynamique particulière dans les enveloppes proto-stellaires :

- Des observations d’objets proto-stellaires ont montré que la molécule de <sup>12</sup>CO est présente à l’intérieur des cavités formées par l’éjection de matière due aux jets ou aux flots. Etant l’une des molécules les plus abondantes, elle est donc la plus adaptée pour tracer le déplacement de petites masses, notamment à l’intérieur des cavités créées par les flots. Ce traceur permet ainsi d’identifier la structure des jets/flots (Lefèvre et al. 2017).

- Les molécules SiO et SO sont connues pour être des traceurs de chocs. Ces molécules sont détachées des manteaux de glace entourant les grains de poussières par des chocs comme ceux causés par les jets, les flots ou des chocs d’accrétion par exemple. Des observations de la raie de SiO ont montré que cette molécule est généralement associée aux chocs des jets et s’avère peu affectée par la cinématique de l’enveloppe (Guilloteau et al. 1992; Jørgensen et al. 2004a; Hirano et al. 2006; Lee et al. 2006; Codella et al. 2007; Lee et al. 2018). La molécule de SO trace également le flot ou les cavités du flot (Jørgensen et al. 2004a; Podio et al. 2015; Lefèvre et al. 2017; Palau et al. 2017; Lee et al. 2018) mais des études de Sakai et al. (2014a) et Maret+CALYPSO (en préparation) montrent que cette molécule a aussi été observée aux très petites échelles des enveloppes proto-stellaires. Sakai et al. (2014a) suggèrent notamment que la molécule de SO est éjectée par chocs d’accrétion au niveau de la barrière centrifuge, où la vitesse d’effondrement du gaz et des poussières est brutalement convertie en vitesse de rotation. Quant à la molécule de <sup>13</sup>CO, elle peut tracer le jet ou le flot mais aussi l’enveloppe (Lee et al. 2006).

- La matière dans les parties internes de l'enveloppe est chauffée par le flux UV émis par la proto-étoile centrale, ce qui affecte la chimie du milieu. En effet, quand la température est supérieure à 100 K, les manteaux de glace entourant les grains se subliment permettant la libération de vapeur d'eau et de molécules organiques complexes (COMS) comme la molécule de  $\text{CH}_3\text{OH}$  (Lee et al. 2017). On appelle alors "hot corinos" les régions internes de l'enveloppe chaude ( $T \geq 100$  K), de grande densité ( $n \geq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) et possédant une grande abondance de COMS. Le méthanol est donc un bon traceur des petites échelles de l'enveloppe (Lindberg et al. 2014; Oya et al. 2016, 2018); tout comme la molécule de  $\text{SO}$ , il est susceptible de tracer plusieurs mécanismes dont notamment les jets ou les flots (Jørgensen et al. 2004a).

- Les molécules de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et le  $\text{N}_2\text{H}^+$  sont quant à elles de bons traceurs du gaz dans l'enveloppe. En effet, la molécule de  $\text{C}^{18}\text{O}$  est désorbée des manteaux de glace entourant les grains de poussière pour des températures supérieures à  $\sim 20$  K (Maret et al. 2002; Jørgensen 2004; Alonso-Albi et al. 2010). La molécule de  $\text{N}_2\text{H}^+$  trace les parties extérieures de l'enveloppe car elle est chimiquement détruite par le CO au cœur des proto-étoiles (Bergin et al. 2002; Maret et al. 2007; Jørgensen et al. 2004b).

### 3.3.2 Observations avec le 30m

Des transitions moléculaires ont aussi été observées avec le 30m de l'IRAM entre novembre 2011 et novembre 2014. Ces observations ont été demandées pour accéder à l'information à toutes les échelles de l'enveloppe, notamment pour les transitions moléculaires  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1),  $^{12}\text{CO}$  (2–1) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) qui ont une émission étendue ( $>5''$ ) qui n'est pas recouverte par l'interféromètre seul.

Ces données ont été obtenues en utilisant le mode cartographie où les objets sont cartographiés deux fois (une fois horizontalement et une fois verticalement) sur des surfaces de  $1' \times 1'$  à 1.3 mm et  $2' \times 2'$  à 3 mm. Le récepteur hétérodyne EMIR a été utilisé dans les deux fenêtres atmosphériques E230 (1.3 mm) et E090 (3 mm) en combinant les spectromètres FTS200 et VESPA (voir chapitre 2, section 2.3.2). A 1.3 mm, le FTS200 fournit une résolution spectrale de 200 kHz (ou  $0.27 \text{ km s}^{-1}$ ) tandis qu'à 3 mm, le VESPA produit des observations à haute résolution spectrale à 20 kHz (ou  $0.063 \text{ km s}^{-1}$ ).

## 3.4 Travaux réalisés à partir des observations CALYPSO

Plusieurs travaux ont pu être réalisés grâce aux observations du programme CALYPSO. Mes travaux de thèse s'inscrivent plus particulièrement dans le cadre de quatre études publiées, soumises ou en préparation du consortium. Les points importants de ces études sont résumés ci-dessous.

### 3.4.1 Chimie dans les jeunes proto-étoiles

L'étude de Anderl et al. (2016) s'inscrit dans le groupe de travail "Structure de l'enveloppe, cinématique et chimie" (voir section 3.1). Le but est de contraindre la chimie et les abondances moléculaires dans les parties internes des enveloppes proto-stellaires à partir des données PdBI des transitions moléculaires  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1),  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) et  $\text{e-CH}_3\text{OH}$  (5–4).

Anderl et al. (2016) montrent une anti-corrélation entre les molécules de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  pour 4 objets de l'échantillon de proto-étoiles de Classe 0 de CALYPSO (L1448-C, IRAS4A, IRAS4B et L1157) : l'intensité du  $\text{N}_2\text{H}^+$  semble former un anneau autour de l'émission centrale de  $\text{C}^{18}\text{O}$  (voir figure 3.3). Le  $\text{N}_2\text{H}^+$  serait donc chimiquement détruit par le CO qui est désorbé des manteaux de glace des poussières comme suggéré par de précédentes études (Bergin et al. 2002; Maret et al. 2007; Jørgensen et al. 2004b). Les maxima d'intensité de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  semblent aussi être dans le plan perpendiculaire à l'axe d'émission des jets, suggérant fortement que l'émission de ces traceurs moléculaires est perturbée par les jets et les flots d'enveloppe. Ils permettraient donc de tracer de façon robuste la cinématique de l'enveloppe en minimisant la contamination par d'autres mécanismes.

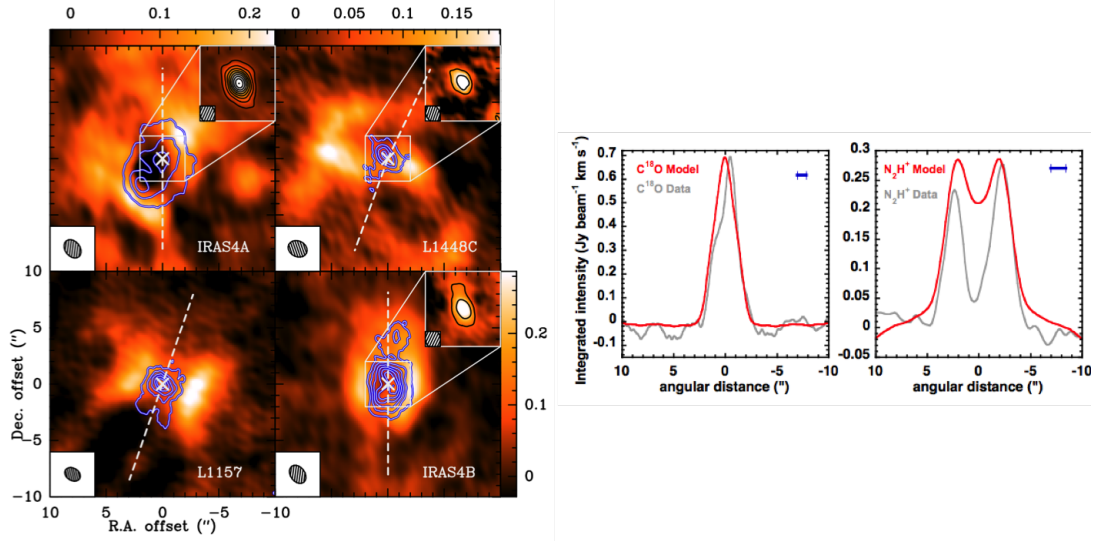


FIGURE 3.3 – Gauche : Superposition des contours d'intensité intégrée du C<sup>18</sup>O (2–1) (en bleu) à la carte d'intensité du N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1–0) issus des données PdBI de CALYPSO. L'encarté en haut à droite des cartes représente les contours d'intensité du e-CH<sub>3</sub>OH (5–4) (en noir). Droite : Comparaison de la distribution spatiale d'intensité du C<sup>18</sup>O et du N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> avec un modèle chimique et de transfert radiatif où le N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> forme un anneau autour du C<sup>18</sup>O. Crédit : [Anderl et al. \(2016\)](#)

Pour comprendre la chimie à l'œuvre, [Anderl et al. \(2016\)](#) a utilisé un modèle chimique, où l'émission N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> forme un anneau autour du C<sup>18</sup>O, couplé à un modèle de transfert radiatif simple basé sur la structure en densité et en température de l'enveloppe de chaque source. A partir de ce modèle, qui reproduit de façon satisfaisante les observations (voir figure 3.3), ils estiment que le rayon de sublimation du CO est supérieur à 450 au pour les 4 objets étudiés. Les rayons calculés à partir des modèles à une température de poussières de ~25 K sont beaucoup plus élevés (d'un facteur ~2) que les valeurs estimées à partir des observations PdBI.

Cette étude est importante dans la conception de la méthodologie de mon travail de thèse. En effet, cette étude confirme que C<sup>18</sup>O et N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> sont des traceurs d'enveloppe provenant de la sublimation des glaces et non issus des chocs causés par les jets/flots par exemple. Ce travail confirme en outre que, pour étudier de façon robuste la cinématique à toutes les échelles des enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO, le N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> étant chimiquement détruit par le C<sup>18</sup>O dans au moins 4 objets de l'échantillon, il faut utiliser ces deux traceurs et pas seulement l'un d'entre eux. Pour finir, le modèle reproduisant au mieux les observations prédit un rayon de sublimation du CO plus grand que celui observé avec les données interférométriques seules. Ceci suggère que de l'émission C<sup>18</sup>O est peut-être susceptible d'être filtrée par l'interféromètre à grande échelle. L'information du 30m sera donc nécessaire pour une meilleure contrainte de la cinématique à toutes les échelles.

### 3.4.2 Etude de l'émission continue des poussières

L'étude de [Maury et al. \(2019\)](#) s'inscrit dans le groupe de travail "Disques proto-stellaires et systèmes multiples" (voir section 3.1). Le but de cette étude est d'analyser l'émission continue des poussières du PdBI à 1.3 et 3 mm afin de caractériser les structures internes et d'éventuellement identifier les structures de disque dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon.



Pour cela, [Maury et al. \(2019\)](#) ont modélisé les visibilitées du plan (u,v) par un profil de type Plummer ([Plummer 1911](#)) dépendant de la densité de l'enveloppe pour comparer avec l'ajout à ce modèle d'une composante gaussienne modélisant un disque. Pour 4 objets (L1527, L1448-C, IRAS4B et SerpS-MM4), l'ajout d'une composante disque permet de mieux ajuster les données qu'avec le modèle d'enveloppe de type Plummer seul. Ces proto-étoiles sont donc de bonnes candidates pour abriter un disque avec un rayon extérieur supérieur à 60 au.

Les cartes d'émission continue des poussières ont aussi permis de déterminer avec précision la position du maximum d'émission (voir table 3.1) et de détecter, avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à  $3\sigma$ , un système multiple proche pour 5 proto-étoiles sur un échantillon de 16 proto-étoiles de Classe 0 (L1448-2A, L1448-N, L1448-C, IRAS4A and SerpS-MM18, voir figure 3.4). Tandis que, pour certaines, la détection de systèmes multiples est confirmée par des études récentes à partir d'observations VLA et ALMA à très haute résolution angulaire ( $<2''$ ), pour d'autres leur nature reste à déterminer car c'est la première détection d'une telle composante proche (voir Annexe D).

Cette étude du consortium CALYPSO m'a servie de référence pour mes travaux de thèse. En effet, étudier la distribution du moment cinétique dans les enveloppes contenant ou non des structures de disques peut permettre d'identifier les mécanismes responsables de la redistribution du moment cinétique de l'enveloppe pour comprendre la formation de telles structures. Les études de l'émission continue des poussières et de l'émission moléculaire de l'enveloppe sont donc complémentaires. De plus, cette étude a permis de déterminer la position du maximum d'émission et le rayon extérieur supposé de l'enveloppe à partir des données à grande échelle de la littérature qui ont contraint la modélisation des profils d'émission continue des poussières. Ces deux valeurs me serviront de valeurs de référence pour l'étude de la cinématique dans les enveloppes proto-stellaires.

### 3.4.3 Détection de disques dans les enveloppes proto-stellaires

L'étude de Maret+CALYPSO (en préparation) s'inscrit dans le groupe de travail "Structure de l'enveloppe, cinématique et chimie" (voir section 3.1). Le but de cette étude est de détecter les disques enfouis dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO à partir des données PdBI ( $r < 2''$ ) des traceurs de la cinématique  $^{13}\text{CO}$  (2–1),  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) et  $\text{SO}$  ( $6_5 - 5_4$ ).

D'après cette étude, 7 objets de l'échantillon présentent des gradients de vitesse organisés quasiment perpendiculaires à l'axe des jets (SerpS-MM18, L1448-C, L1448-N, L1527, IRAS2A, IRAS4B, et SVS13-B). La construction de profils position-vitesse à partir des visibilitées dans l'axe du gradient de vitesse a permis de détecter de la rotation Képlérienne dans seulement 2 objets : L1527 et L1448-C à des échelles  $\lesssim 100$  et  $\sim 120$  au respectivement.

Ces résultats sont complémentaires de l'étude précédente sur l'émission continue des poussières. En effet, pour 2 mêmes objets l'émission continue des poussières peut être modélisée par l'ajout d'une composante disque au modèle d'enveloppe de type Plummer. Bien que l'existence d'un disque dans L1527 soit étudiée depuis plusieurs années ([Tobin et al. 2012b](#); [Yen et al. 2013](#); [Ohashi et al. 2014](#); [Aso et al. 2017](#)), c'est la première fois qu'on a des indices d'un candidat disque autour de la proto-étoile L1448-C. Pour les 2 sources de l'échantillon IRAS4B et SerpS-MM4 dont l'émission continue des poussières peut également être modélisée par l'ajout d'une composante disque au modèle d'enveloppe de type Plummer, on ne détecte pas de rotation Képlérienne aux petites échelles ( $r < 2''$ ). L'analyse de la cinématique à toutes les échelles de l'enveloppe, faite dans cette thèse, peut permettre de comprendre l'origine de ces résultats inattendus. De plus, des gradients de vitesse organisés quasiment perpendiculaires à l'axe de rotation (i.e. axe des jets) en accord avec de la rotation ont été détectés aux petites échelles dans une grande partie des sources de l'échantillon. Caractériser cette rotation des plus grandes aux plus petites échelles est primordial pour comprendre les mécanismes de formation et les propriétés des disques Képlériens.

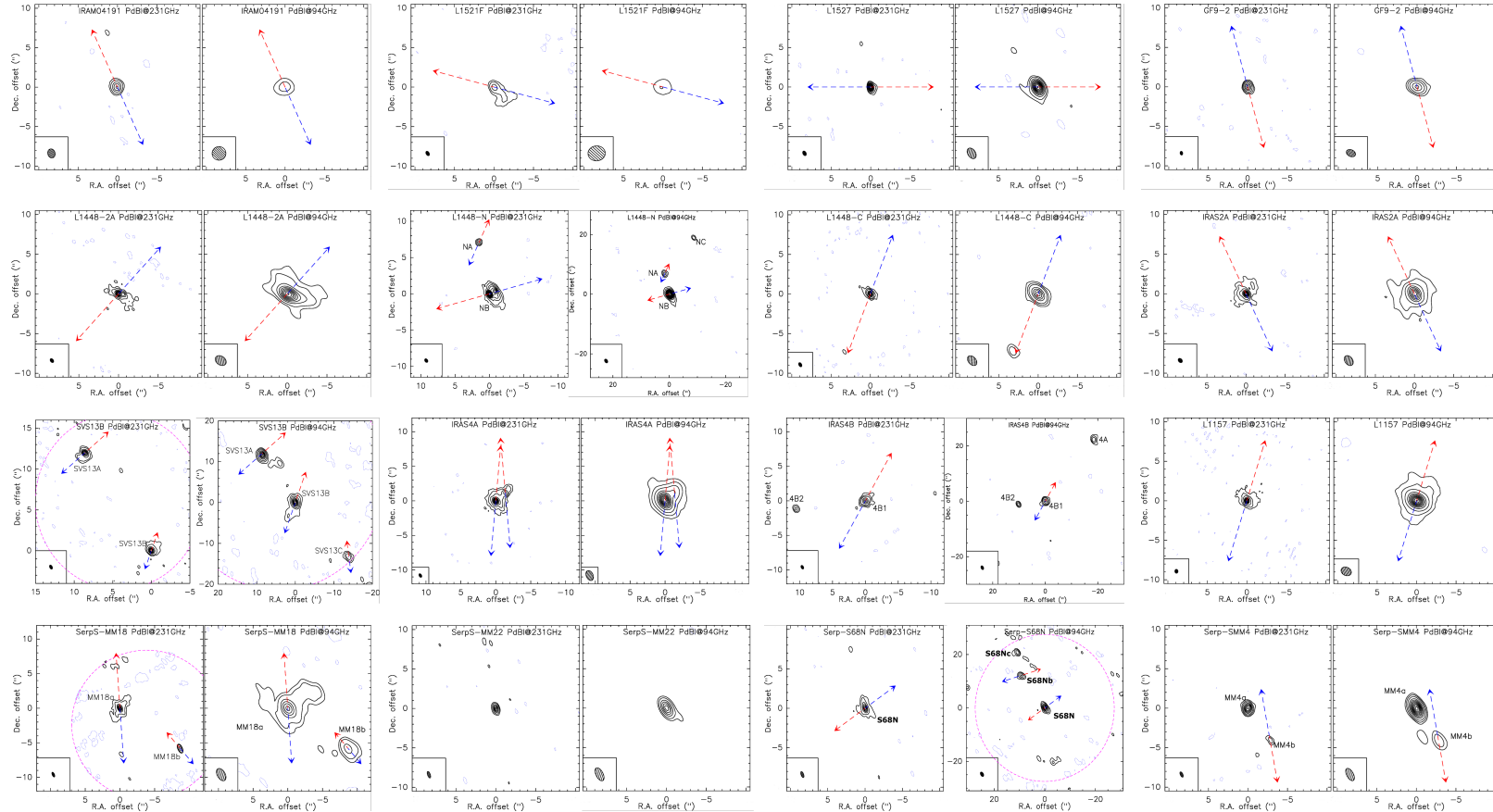


FIGURE 3.4 – Emission continue des poussières à 1.3 (à gauche) et 3 mm (à droite) issue des données PdBI du programme CALYPSO pour chacune des 16 proto-étoiles de Classe 0 de l'échantillon. Les flèches en pointillés rouge et bleu représentent la direction des jets décalés, respectivement, vers le rouge et le bleu déterminée par Podio+CALYPSO (en préparation; voir table 3.1). Crédit : [Maury et al. \(2019\)](#)



### 3.4.4 Direction des jets/flots dans les proto-étoiles de l'échantillon

L'étude de Podio+CALYPSO (en préparation) s'inscrit dans le groupe de travail "Jets et flots moléculaires" (voir section 3.1). Le but est de contraindre la structure et la cinématique des flots et des jets moléculaires dans l'échantillon CALYPSO à partir des données PdBI des traceurs moléculaires  $^{13}\text{CO}$  (2–1),  $\text{SiO}$  (5–4) et  $^{12}\text{CO}$  (2–1).

Cette étude permet de déterminer la direction de jets pour tous les objets de l'échantillon CALYPSO en analysant la cinématique des traceurs des cavités et des jets (voir table 3.1 et figure 3.4).

Cette étude est très importante pour mes travaux de thèse car, comme le suggère l'étude de [Anderl et al. \(2016\)](#), les maxima d'intensité de l'émission des traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  de la cinématique des enveloppes semblent être perpendiculaires à la direction des jets/flots. Contraindre cette direction à petite échelle à partir des données CALYPSO permet d'analyser la cinématique des enveloppes en minimisant la contamination par celle des jets/flots.

## 3.5 Etude de la rotation et du moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires

### 3.5.1 Principe de l'étude

Des précédents travaux réalisés par le consortium, on remarque que l'échantillon de proto-étoiles CALYPSO est très divers, avec des objets plus ou moins jeunes, plus ou moins distants (voir table 3.1), seuls ou fragmentés ([Maury et al. 2019](#); voir figure 3.4), arborant ou non un disque (Maret+CALYPSO, en préparation), exhibant ou non des gradients de vitesse à petits rayons ( $r < 2''$ ; Maret+CALYPSO, en préparation) et des jets de toute orientation dans le plan du ciel (Podio+CALYPSO, en préparation; voir table 3.1 et figure 3.4). Une telle diversité dans la statistique peut permettre de répondre à des questions fondamentales liées à la formation des étoiles et notamment l'identification des mécanismes responsables de la fragmentation et de la formation des disques pendant la phase d'accrétion principale qu'est la phase proto-stellaire. Ces questions étant principalement liées au problème du moment cinétique, il est donc essentiel de comprendre la distribution du moment dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0. Etudier la cinématique des enveloppes afin d'établir leurs distributions de moment cinétique a été l'objectif de mon travail pendant les trois ans de ma thèse.

En effet, à partir des quelques mesures précédentes de moment cinétique moyen, des valeurs constantes proches de  $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  sont attendues dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 ([Ohashi et al. 1997b](#)). L'échantillon CALYPSO va donc permettre dans un premier temps de quantifier le contenu moyen en moment cinétique des proto-étoiles de Classe 0 et de peupler le diagramme de la figure 2.18, où très peu de mesures existent actuellement. Ces mesures de valeur moyenne peuvent permettre de mieux contraindre la tendance observée et de donner des indications sur les origines du moment cinétique. Dans un deuxième temps, pour comprendre à quelles échelles les transferts de moment cinétique se déroulent et contraindre les mécanismes physiques qui en sont responsables, il faut identifier et mesurer la rotation aux différentes échelles à l'intérieur de l'enveloppe proto-stellaire. L'étude de la distribution radiale du moment cinétique à l'intérieur d'un échantillon d'enveloppes proto-stellaires de Classe 0 peut permettre d'identifier un rayon systématique à partir duquel on observerait, par exemple, une diminution du moment cinétique permettant de privilégier un scénario de redistribution du moment cinétique.

Pour établir des distributions radiales de moment cinétique, il faut tout d'abord identifier les mouvements associés à la rotation de l'enveloppe. Des travaux précédents du consortium CALYPSO, on note qu'une déplétion de  $\text{N}_2\text{H}^+$ , qui est chimiquement détruit par le  $\text{C}^{18}\text{O}$ , a été détectée dans les objets

de l'échantillon (voir section 3.4.1). Pour étudier de façon robuste la cinématique à toutes les échelles de l'enveloppe, il nous faut utiliser de façon complémentaire ces deux traceurs. L'information à grande échelle étant filtrée par l'interféromètre, il sera nécessaire d'utiliser les données 30m. Pour minimiser la contamination par l'effondrement de l'enveloppe ou les jets/flots bipolaires, qui peuvent contaminer le gradient et être interprétés de manière incorrecte comme de la rotation, les variations de vitesse centroïde seront analysées dans le plan équatorial supposé perpendiculaire à l'axe des jets/flots (Podio+CALYPSO, en préparation; voir section 3.4.4).

### 3.5.2 Réduction des données PdBI et 30m

Pour l'étude de la rotation et du moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires avec CALYPSO, on ne considère que les 12 sources dont la distance est inférieure à 400 pc (voir table 3.1), c'est-à-dire : IRAM04191, L1521F, L1527, GF9-2, L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B, IRAS4A, IRAS4B et L1157.

L'observation des transitions moléculaires avec les deux configurations A et C du PdBI permet de maximiser l'échantillonnage du plan (u,v) aux grandes et petites lignes de base par synthèse multi-configuration. Elle offre en outre le meilleur compromis entre résolution spatiale et qualité finale de l'image, compte-tenu du temps d'intégration limité. La calibration des données PdBI a été effectuée par A. Maury à l'aide du programme CLIC qui fait partie du logiciel GILDAS<sup>1</sup>. L'émission continue des poussières a été construite en utilisant les canaux de vitesse sans raies d'émission des spectres obtenus avec le corrélateur WideX. Les données des transitions moléculaires ont été auto-calibrées en phase par rapport à l'émission continue des poussières pour toutes les sources avec un flux au pic en émission continue des poussières  $F_{\text{pic}} > 100$  mJy à 1.3 mm (i.e. L1527, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B, IRAS4A, IRAS4B et L1157; Maury et al. 2019). Les données calibrées selon la méthode standard ont été utilisées pour les sources les plus faibles en émission continue des poussières (ie. IRAM04191, L1521F, GF9-2, et L1448-2A). Les observations à 1.3 mm ont été ré-échantillonnées à une résolution spectrale de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  (Maret+CALYPSO, en préparation).

La molécule de  $\text{C}^{18}\text{O}$  étant détectée aux petites échelles spatiales dans les données PdBI de CALYPSO (voir figure 3.3 et section 3.4.1), les cartes d'émission pour cette étude ont été produites à partir des visibilités sans l'émission continue des poussières, en utilisant une pondération robuste pour les sources les plus brillantes en émission continue des poussières afin de maximiser la résolution angulaire. La molécule de  $\text{N}_2\text{H}^+$  formant un anneau autour de l'émission centrale de  $\text{C}^{18}\text{O}$  (voir figure 3.3 et section 3.4.1), les cartes d'émission ont été produites à partir des visibilités sans l'émission continue des poussières et en utilisant une pondération naturelle pour toutes les sources. La déconvolution a été effectuée en utilisant l'algorithme de Hogbom dans le programme GILDAS/MAPPING (voir chapitre 2, section 2.4.2).

Les données 30m ont été réduites par A. Maury à l'aide des programmes GILDAS/MIRA et CLASS en suivant les étapes standards de signalisation des mauvais canaux de vitesse, de la calibration de la température, de la soustraction de la ligne de base et de la fusion des spectres individuels pour produire des cartes régulièrement échantillonnées.

---

1. <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

## Chapitre 4

# Méthodes utilisées pour identifier les mouvements de rotation

---

<b>4.1</b>	<b>Combinaison des données PdBI et 30m du programme CALYPSO</b>	<b>78</b>
<b>4.2</b>	<b>Cartes d'intensité intégrée</b>	<b>81</b>
<b>4.3</b>	<b>Cartes de vitesse centroïde</b>	<b>83</b>
4.3.1	Construction des cartes de vitesse	83
4.3.2	Ajustement par un modèle de gradient de vitesse linéaire	84
<b>4.4</b>	<b>Calcul de la densité de colonne</b>	<b>87</b>
4.4.1	Températures d'excitation	88
4.4.2	Opacité des transitions moléculaires	91
4.4.3	Cartes et profils de densité de colonne	92
<b>4.5</b>	<b>Analyse de la cinématique</b>	<b>93</b>
4.5.1	Analyse des données combinées et 30m dans le plan image	94
4.5.2	Analyse des données PdBI dans le plan (u,v)	95
4.5.3	Construction des diagrammes position-vitesse	98
4.5.4	Détermination de la vitesse systémique et de la position centrale de l'enveloppe	103
4.5.5	Ajustement par des modèles de loi de puissance pour caractériser les mouvements de rotation	105

---

Dans ce chapitre, je détaille les méthodes et les hypothèses utilisées pour identifier les mouvements de rotation aux différentes échelles des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 à partir des observations du programme CALYPSO. Dans un premier temps, j'explique en détails les différents tests et étapes pour combiner les données PdBI et 30m afin d'obtenir un ensemble de données avec une grande dynamique spatiale et une bonne résolution spatiale. Les données PdBI, 30m et combinées ont permis de créer les cartes d'intensité et les cartes de vitesse centroïde de l'émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  recouvrant différentes échelles de l'enveloppe. J'explique ensuite comment j'ai ajusté les cartes de vitesse par un modèle de gradient de vitesse linéaire qui permet de donner une indication sur l'origine de ces gradients (effondrement, éjection ou rotation). Je présente également l'approche choisie pour calculer la densité de colonne des différents traceurs afin de déterminer le rayon de transition entre ces molécules. L'information donnée par les deux traceurs et les différents ensembles de données a permis d'étudier la cinématique à toutes les échelles des enveloppes proto-stellaires. J'explique dans la dernière partie de ce chapitre les règles de construction des diagrammes position-vitesse qui montrent la variation de la vitesse de rotation pour toutes les sources de CALYPSO. Ces diagrammes m'ont permis d'identifier des mouvements de rotation dans 11 sources sur les 12 étudiées de l'échantillon CALYPSO.

## 4.1 Combinaison des données PdBI et 30m du programme CALYPSO

Les données PdBI sont sensibles à l'émission compacte de la partie interne et filtrent une grande partie de l'émission étendue des enveloppes proto-stellaires CALYPSO. En effet, les échelles maximales tracées par les données PdBI du programme CALYPSO sont respectivement de  $\sim 7$  et  $16''$  à 1.3 et 3 mm. Les données 30m quant à elle contiennent l'information à toutes les échelles de l'enveloppe, mais la résolution spatiale ne permet pas de résoudre l'enveloppe intérieure. Pour contraindre la cinématique à toutes les échelles pertinentes des enveloppes proto-stellaires de Classe 0, des données à haute résolution angulaire qui récupèrent l'émission étendue sont nécessaires. Les données PdBI et 30m du programme CALYPSO ont été combinées (ci-après PdBI+30m) pour chaque traceur en utilisant la méthode des pseudo-visibilités décrite dans le chapitre 2, section 2.5.

Les données PdBI et 30m ont d'abord dû être recentrées sur la même fréquence (219560.35 GHz pour le  $C^{18}O$  et 93173.80 GHz pour  $N_2H^+$ ) et sur la même position centrale de projection des visibilités, c'est-à-dire la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée avec le PdBI par Maury et al. (2019) (voir chapitre 3, table 3.1 et section 3.4.2). Les données PdBI et 30m n'ayant pas la même résolution spectrale pour un traceur donné, elles ont également dû être ajustées sur le même axe de vitesses. La résolution spectrale des données combinées est limitée par la résolution spectrale du 30m à 1.3 mm pour le  $C^{18}O$  ( $0.27 \text{ km s}^{-1}$ ) et la résolution spectrale PdBI à 3 mm pour le  $N_2H^+$  ( $0.13 \text{ km s}^{-1}$ ) (voir chapitre 3, section 3.3).

L'attribution d'un poids relatif aux pseudo-visibilités passe par l'attribution d'un facteur de poids dans la tâche UV\_SHORT. La première étape de l'algorithme consiste à vérifier la cohérence entre les données PdBI et 30m. Pendant cette première étape de la combinaison, un facteur d'étalonnage calculé automatiquement est attribué par défaut comme poids des pseudo-visibilités. Choisir un facteur de poids consiste à choisir un facteur multiplicatif à appliquer aux pseudo-visibilités 30m en plus du facteur d'étalonnage. J'ai effectué plusieurs tests pour déterminer le facteur de poids le plus cohérent en étudiant notamment son impact sur le flux intégré, le niveau de bruit et la résolution spatiale de la carte PdBI+30m. Les résultats sont montrés sur la figure 4.1.

On remarque que l'amplitude des visibilités dans les données combinées n'est pas influencée par l'attribution d'un facteur de poids aux pseudo-visibilités. La pondération influence cependant les valeurs des incertitudes sur les visibilités, ce qui impacte directement le flux intégré dans la carte combinée finale (voir table 4.1). Pour que les pseudo-visibilités soient correctement prises en compte dans la reconstruction de l'image afin de récupérer l'émission étendue, leurs poids doivent être ajustés à ceux des visibilités PdBI au niveau des lignes de base communes. D'après la figure 4.1, sans prendre en compte le niveau de bruit et la résolution spatiale de la carte combinée, le facteur de poids idéal serait de 15.

La table 4.1 montre l'influence du facteur de poids appliqué aux pseudo-visibilités sur le bruit et la résolution spatiale dans la carte combinée finale. Lors de la reconstruction de la carte, on constate que le processus de combinaison dégrade la résolution angulaire des données PdBI initiales lorsqu'on augmente le poids des pseudo-visibilités. On note également que le bruit dans la carte finale augmente. On remarque enfin qu'on retrouve une très grande partie du flux des données 30m, et ce dès le plus petit facteur de poids donné aux pseudo-visibilités. Pour un facteur de poids idéal de 15 où les poids relatifs des pseudo-visibilités sont parfaitement raccordés à ceux des visibilités PdBI, on note que le bruit dans la carte combinée finale a beaucoup augmenté par rapport au bruit des données PdBI initiales. Un facteur de poids de 15 ne permet de récupérer que  $\sim 20\%$  de flux supplémentaire en augmentant le bruit de  $\sim 40\%$  comparé à un facteur de poids de 1.

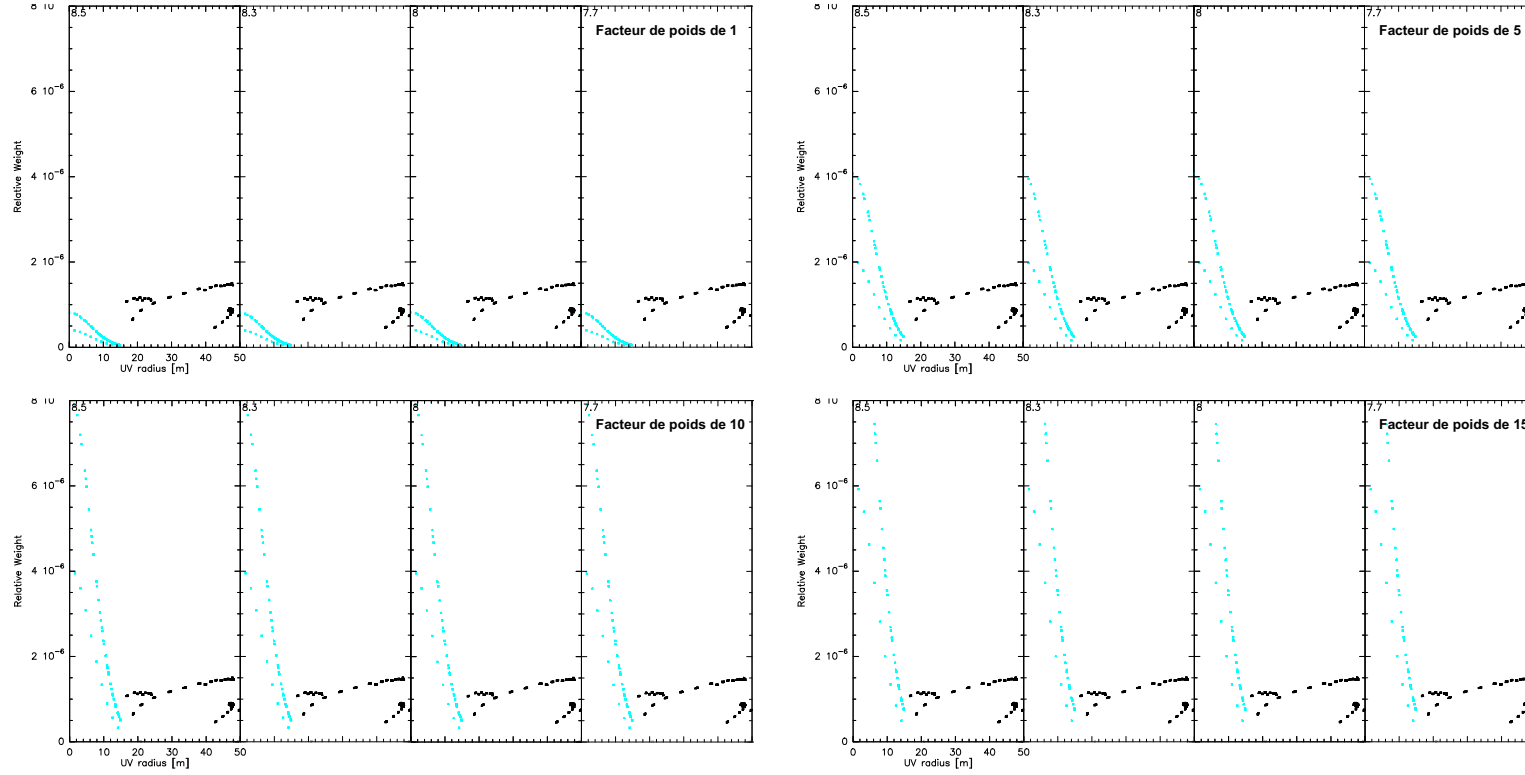


FIGURE 4.1 – Comparaison du poids relatif des pseudo-visibilités (en bleu) avec les visibilités PdBI après l’attribution de différents facteurs de poids dans la tâche UV\_SHORT pour différents canaux de vitesse des données combinées de la raie de  $C^{18}O$  pour la source SVS13-B du programme CALYPSO. Le facteur de poids indiqué en haut à droite des panneaux correspond au facteur multiplicatif appliqué aux pseudo-visibilités en plus du facteur d’étalonnage attribué par défaut lors de la vérification de la cohérence entre les données PdBI et 30m, un facteur de poids de 1 revient donc au facteur d’étalonnage.

Pour analyser la cinématique à plusieurs rayons dans l’enveloppe et déterminer les vitesses centroïdes à partir des données combinées du programme CALYPSO, conserver une haute résolution angulaire et un très bon rapport signal-à-bruit est essentiel.

TABLE 4.1 – Comparaison de la taille du lobe synthétique, du rms et du flux des données PdBI aux données combinées selon le facteur de poids donné aux pseudo-visibilités pour la raie de  $\text{N}_2\text{H}^+$  pour la source SVS13-B du programme CALYPSO

Donnée	Lobe synthétique <sup>1</sup> (" × " (PA))	Rms <sup>2</sup> (mJy beam <sup>-1</sup> km s <sup>-1</sup> )	Flux <sup>2</sup> (Jy)
PdBI	1.8 × 1.3 (38°)	6.9	13
PdBI+30m f=1	1.7 × 1.6 (73°)	7.4	261
PdBI+30m f=5	1.9 × 1.4 (40°)	8.1	276
PdBI+30m f=10	2.1 × 1.5 (45°)	9.2	307
PdBI+30m f=15	2.3 × 1.6 (47°)	10.7	310
30m	27.8 × 27.8 (0°)	495 *	312 *

**Notes.** [1] Taille du lobe synthétique de la carte d’émission construite en utilisant une pondération naturelle. [2] Rms et flux déterminés dans la taille du lobe primaire du PdBI à 3 mm (~50"). [\*] Rms et flux des données 30m déterminés dans le lobe synthétique à 3 mm (~60").

Afin de conserver une résolution spatiale <2" et un bruit <10 mJy beam<sup>-1</sup>, un facteur de poids de 5 a été appliqué aux pseudo-visibilités dans les données combinées  $\text{N}_2\text{H}^+$  pour toutes les sources CALYPSO. L’émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  étant localisée aux échelles extérieures de l’enveloppe proto-stellaire, les cartes combinées ont été construites en utilisant une pondération naturelle pour minimiser le niveau de bruit (voir chapitre 2, section 2.4.2).

Pour détailler la cinématique à partir des données combinées aux échelles où l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  est détectée dans les données PdBI seules, une grande résolution angulaire est nécessaire. La pondération robuste privilégiant les visibilités issues des longues lignes de base afin de maximiser la résolution spatiale, un poids plus important que pour les données  $\text{N}_2\text{H}^+$  est nécessaire pour que les pseudo-visibilités aux courtes lignes de base ne soient pas ignorées lors de la reconstruction de la carte combinée. Un facteur de poids inférieur à 15 doit également être choisi pour minimiser le bruit dans la carte finale car lors d’une pondération robuste, le bruit augmente un peu par rapport à celui obtenu avec une pondération naturelle. Un facteur de poids de 10 a donc été appliqué aux pseudo-visibilités dans les données combinées  $\text{C}^{18}\text{O}$  pour toutes les sources CALYPSO.

La déconvolution a été effectuée en utilisant l’algorithme Hogbom dans le programme MAPPING. Pour les deux traceurs et pour toutes les sources, la taille des pixels a été échantillonnée de façon à avoir deux pixels par lobe synthétique et non 10 comme proposé par défaut dans le logiciel MAPPING. Cette taille de pixel a été choisie pour éviter le sur-échantillonnage et avoir des pixels indépendants. En effet, la couverture du plan (u,v) des données PdBI et combinées étant discrète, et non continue, des interpolations entre les points (u,v) sont nécessaires lors des processus de cartographie et de nettoyage. Pour assurer un traitement homogène de l’ensemble des données, toutes les cartes qui sont présentées ci-après ont systématiquement été échantillonnées avec deux pixels par lobe synthétique.

On remarque sur la figure 4.2 que, pour les deux traceurs, la combinaison des données PdBI et 30m permet de récupérer une grande partie de l’émission étendue. Cependant, l’utilisation de ces cartes est limitée. Malgré le choix d’un facteur de poids qui maximise la prise en compte de l’émission étendue lors de la reconstruction de la carte, les données combinées ne fournissent qu’une information partielle

contrairement aux données 30m qui permettent de récupérer toute l'information sur l'émission de l'enveloppe. La résolution angulaire de ces dernières ne permet cependant pas de résoudre correctement les petites échelles spatiales à l'intérieur du lobe synthétique ( $\sim 12''$  à 1.3 mm et  $\sim 28''$  à 3 mm). L'information tirée des données combinées peut donc être utilisée aux échelles  $r < 6''$  à 1.3 mm et  $r < 14''$  à 3 mm mais à plus grand rayon les données 30m fournissent une information plus complète.

## 4.2 Cartes d'intensité intégrée

Les cartes d'intensité intégrée ont été créées en intégrant en vitesse les spectres de chaque pixel de la carte pour les deux traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) à partir des données PdBI, combinées et 30m pour toutes les sources de l'échantillon CALYPSO. Pour le  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1), chaque spectre a été intégré sur une gamme de vitesse de  $\pm 2.5 \text{ km s}^{-1}$  autour de la vitesse correspondant au maximum du spectre moyen. La raie  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) possède une structure hyperfine avec 7 composantes (voir figure 4.3 et table 4.5). J'ai intégré les spectres  $\text{N}_2\text{H}^+$  sur une gamme de vitesse de  $20 \text{ km s}^{-1}$  englobant les 7 composantes. La figure 4.2 montre comme exemple les cartes d'intensité intégrée obtenues pour la source L1448-C. Les cartes d'intensité des autres sources de l'échantillon CALYPSO sont fournies en annexe D.

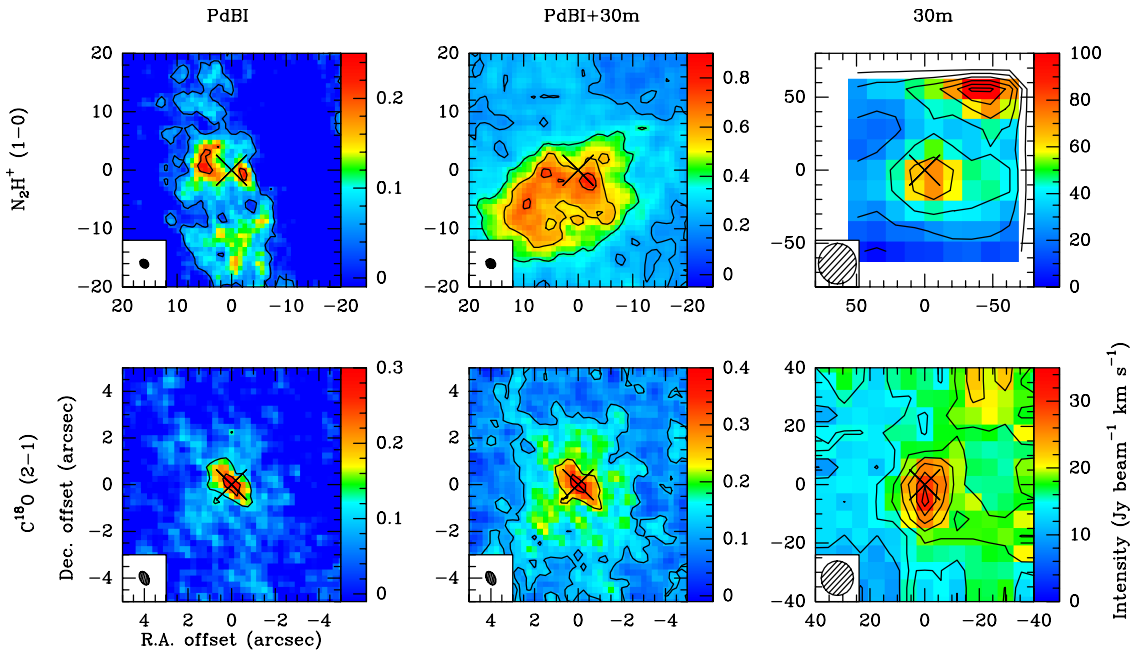


FIGURE 4.2 – Cartes d'intensité intégrée de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (en bas) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en haut) à partir des données PdBI (à gauche), combinées (au milieu) et 30m (à droite) pour la source L1448-C du programme CALYPSO. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par Maury et al. (2019). Les traits noirs représentent les contours d'intensité intégrée dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte et augmente par pas de 5 pour le  $\text{C}^{18}\text{O}$  et par pas de 20 pour le  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Les cartes ont été centrées sur le pic de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par Maury et al. (2019) (voir chapitre 3, table 3.1 et section 3.4.2). Pour trois sources de l'échantillon CALYPSO (IRAS4A, L1448-NB et L1448-2A), l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  des données PdBI n'est pas centrée sur la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm (voir annexe D).



Ces trois sources possèdent également des indices de systèmes binaires proches au sein d’une même enveloppe proto-stellaire (Maurý et al. 2019, voir chapitre 3, section 3.4.2). Pour ces trois sources seulement, les cartes ont été recentrées à la position du pic d’émission  $C^{18}O$  vu dans les données PdBI. Cette position correspond respectivement à la proto-étoile principale, secondaire et au milieu du système binaire pour les sources IRAS4A, L1448-NB et L1448-2A. Toutes les cartes construites dans le cadre de cette étude et présentées ci-après sont centrées de la même façon.

L’émission  $C^{18}O$  est détectée dans nos observations PdBI de façon robuste ( $>5\sigma$ ) pour la plupart des sources, à l’exception de L1521F, IRAM04191 et SVS13-B où la détection est relativement faible. Ceci peut s’expliquer par le fait que L1521F et IRAM04191 sont les sources dont les luminosités sont parmi les plus faibles de l’échantillon CALYPSO (voir chapitre 3, table 3.1) tandis que l’émission  $C^{18}O$  est dominée par la proto-étoile de Classe I SVS13-A formant un système binaire avec SVS13-B. Pour la plupart des sources de l’échantillon, la carte interférométrique obtenue avec le PdBI montre essentiellement des tailles d’émission compactes ( $r \leq 3''$ , voir table 4.2). L’émission  $C^{18}O$  à partir des données 30m semble montrer des structures complexes (voir annexe D), sauf pour les sources L1448-2A, L1448-C et IRAS4A où l’émission semble essentiellement provenir de l’enveloppe. En effet, dans l’hypothèse d’une géométrie sphérique, l’émission d’une enveloppe proto-stellaire est attendue compacte ( $r \lesssim 40''$ , i.e.  $\lesssim 10000$  au; voir chapitre 3, table 3.1) et se détachant de l’environnement dans laquelle elle est plongée.

L’émission combinée  $N_2H^+$  est détectée dans toutes les sources. Dans les 4 sources étudiées par Anderl et al. (2016), l’émission  $N_2H^+$  n’est pas détectée au pic de l’émission continue des poussières pour la plupart des sources, mais forme des anneaux d’émission autour de l’émission centrale  $C^{18}O$  (voir chapitre 3, section 3.4.1). A partir de la table 4.2, on remarque deux types de morphologies d’émission à partir des données PdBI : les émissions compactes ( $r < 7''$ ) ou allongées ( $r \geq 9''$ ). De la même manière que l’émission  $C^{18}O$ , l’émission  $N_2H^+$  à partir des données 30m semble montrer pour la plupart des sources des structures complexes de rayon  $r \gtrsim 40''$  sauf pour 5 sources (IRAM04191, L1521F, L1448-NB, L1448-C et L1157) où l’émission est cohérente avec l’émission compacte de l’enveloppe.

Les cartes d’intensité ont permis de déterminer les tailles d’émission moyenne des sources de l’échantillon CALYPSO dans les différents ensembles de données pour les deux traceurs (voir table 4.2). Deux méthodes sont possibles pour calculer la taille d’émission d’une source.

Etant donné que l’analyse de la cinématique des sources est effectuée le long du plan équatorial (voir section 4.5), la taille d’émission peut être déterminée par une coupe d’intensité dans l’axe du plan équatorial. Le profil d’intensité obtenu, en ne conservant que les pixels dont l’intensité est au minimum 5 fois supérieure au bruit dans la carte, est ajusté par une fonction gaussienne. En effet, le profil à une dimension d’une source peut facilement être ajusté par une gaussienne. La largeur à mi-hauteur, paramètre libre de l’ajustement, permet de déterminer la taille d’émission de la source le long du plan équatorial.

Une deuxième méthode est envisageable sachant que la plupart des sources présentent des asymétries dans leur émission. Cette méthode consiste à faire des moyennes circulaires à différents rayons autour du pic d’intensité de la source. L’intensité moyenne déterminée à différents rayons permet d’obtenir un profil d’intensité moyenne. Comme précédemment, seules les intensités moyennes au minimum 5 fois supérieures au bruit dans la carte sont estimées suffisamment robustes pour construire le profil. Faire une moyenne circulaire permet d’aplanir les asymétries de la source, le profil peut alors être ajusté par une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur permet de déterminer la taille moyenne d’émission de la source.

La taille d’émission des sources a été déterminée pour toutes les sources de l’échantillon CALYPSO dans tous les ensembles de données en utilisant ces deux méthodes. Les résultats obtenus étant différents mais équivalents, la valeur finale utilisée est la moyenne de ces deux mesures (voir table 4.2).



Pour les deux traceurs et pour toutes les sources de notre échantillon, l'émission est détectée au-dessus de  $5\sigma$  dans une région plus grande dans les données combinées que dans les données PdBI, et plus petite que dans les cartes 30m (voir table 4.2). Nos trois ensembles de données ne sont donc pas sensibles aux mêmes échelles et nous permettent de sonder les différentes échelles des 12 enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO : les données de 30m tracent l'enveloppe extérieure tandis que les données PdBI tracent la partie intérieure et les données combinées, les échelles intermédiaires.

TABLE 4.2 – Taille d'émission des sources de l'échantillon CALYPSO dans les données PdBI, combinées et 30m pour les deux transitions moléculaires  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ .

Sources	$C^{18}O$			$N_2H^+$		
	PdBI (")	PdBI+30m (")	30m (")	PdBI (")	PdBI+30m (")	30m (")
IRAM04191	–	2.5	41.5	4.7	19.6	32.2
L1521F	0.5	9.6	40.1	5.8	16.0	45.6
L1527	1.1	1.5	29.2	13.8	22.2	55.0
GF9-2	1.9	4.3	35.0	6.5	18.7	32.1
L1448-2A	1.4	3.5	35.0	13.1	21.4	34.6
L1448-NB	1.6	6.9	24.8	12.9	21.5	38.6
L1448-C	1.0	3.0	25.3	9.4	15.7	52.5
IRAS2A	1.7	4.5	36.8	14.0	23.0	40.4
SVS13-B	0.5	7.0	41.6	11.0	14.9	53.3
IRAS4A	2.6	4.3	21.8	10.0	23.1	49.7
IRAS4B	1.5	2.2	34.5	6.2	22.4	44.8
L1157	0.8	1.2	21.0	6.5	11.3	37.9

**Notes.** Rayons moyens de la région de chaque carte où l'émission intégrée est détectée  $> 5\sigma$ . Ces valeurs sont les moyennes de la largeur à mi-hauteur de l'émission  $> 5\sigma$  le long du plan équatorial et de la largeur à mi-hauteur de l'émission  $> 5\sigma$  déterminée par moyenne circulaire autour du pic d'émission.

## 4.3 Cartes de vitesse centroïde

### 4.3.1 Construction des cartes de vitesse

La rotation peut être identifiée à travers les motifs des gradients de vitesse centroïde (voir chapitre 2, section 2.6). Des cartes de vitesse centroïde en  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  ont donc été construites pour l'échantillon d'enveloppes proto-stellaires de Classe 0 de CALYPSO en ajustant les spectres des transitions par des modèles de profil de raie. Cette méthode permet de s'adapter à l'existence de multiples composantes en vitesse contrairement au calcul du premier moment du spectre. Par exemple, des observations avec le 30m de la raie  $N_2H^+$  ont permis de mettre en évidence deux composantes en vitesse dans IRAS4A. La composante dont la vitesse  $v > 7.30 \text{ km s}^{-1}$  serait due à une compression externe rapide à grandes échelles dans le nuage moléculaire NGC1333 (Belloche et al. 2006). Les sources IRAS4A et IRAS4B étant localisées dans ce même nuage, on peut s'attendre à ce que la cinématique de leur enveloppe proto-stellaire soit contaminée par cette compression. Afin d'avoir une méthodologie homogène, l'ajustement des spectres par une fonction est la méthode la plus adaptée pour les sources du programme CALYPSO.

J'ai produit les cartes de vitesse en réalisant une minimisation du modèle de profil de raie sur tous les spectres individuels (pixel par pixel) où l'intensité de la raie est détectée avec un rapport signal-à-bruit  $\geq 5\sigma$ . Un profil de raie gaussienne a été utilisé pour modéliser l'émission  $C^{18}O$  (voir figure 4.3), avec l'intensité maximale  $T_{\text{max}}$ , la largeur à mi-hauteur  $FWHM$  et la vitesse centroïde  $v_c$  comme paramètres

libres :

$$T_{\max} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (v - v_c)}{FWHM}\right)$$

La raie  $N_2H^+$ , quant-à-elle, arbore 7 composantes avec différentes intensités dues à la dégénérescence des niveaux d'énergie de la molécule. Si on suppose que l'émission des différentes transitions se fait dans des conditions similaires, c'est-à-dire que les composantes ne se superposent pas et ont la même largeur à mi-hauteur, elles peuvent être modélisées par une structure hyperfine (ci-après HFS). Cette fonction permet d'ajuster au mieux l'intensité du spectre, la largeur à mi-hauteur  $FWHM$ , la vitesse centroïde  $v_c$  et l'opacité totale  $\tau_{\text{tot}}$  (voir figure 4.3).

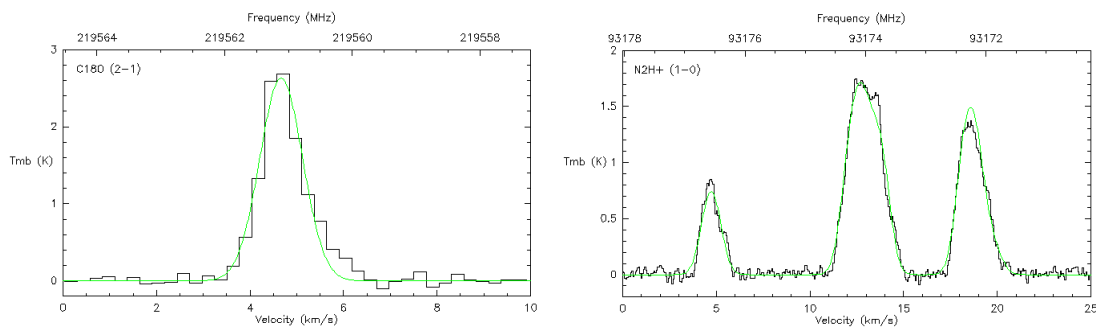


FIGURE 4.3 – Spectres moyens de la raie de  $C^{18}O$  (à gauche) et  $N_2H^+$  (à droite) à partir des données 30m pour la source L1448-C du programme CALYPSO. En vert sont représentés les ajustements des spectres respectivement par une gaussienne et une fonction hyperfine réalisés dans le programme CLASS.

J'ai réalisé les ajustements des spectres en utilisant la tâche METHOD GAUSS ou METHOD HFS dans le programme CLASS. Les cartes de vitesse centroïde ont été créées en minimisant les modèles de profils de raie dans chaque ensemble de données PdBI, combinées et 30m pour les émissions de  $C^{18}O$  et de  $N_2H^+$ . La figure 4.4 montre un exemple de cartes de vitesse centroïde obtenues pour la source L1448-C pour les données PdBI, combinées et 30m pour les deux traceurs. Les cartes de vitesse des autres sources de l'échantillon CALYPSO sont données en annexe D. Pour les sources IRAS4A et IRAS4B, les profils de raie, gaussienne pour l'émission  $C^{18}O$  et HFS pour l'émission  $N_2H^+$ , ont été ajustés par deux composantes en vitesse en fixant la vitesse de la deuxième composante à  $7.7 \text{ km s}^{-1}$ . Afin de minimiser la contamination de la cinématique de l'enveloppe proto-stellaire par la compression externe du nuage, seuls les paramètres d'ajustement de la première composante en vitesse ont été pris en compte pour construire les cartes de vitesse de ces sources.

Ces cartes de vitesse permettent de mettre en évidence des variations de vitesse centroïde avec la présence de gradients de vitesse prononcés, avec une composante en vitesse décalée vers le bleu et une composante en vitesse décalée vers le rouge de part et d'autre d'une composante à la vitesse systémique pour toutes les sources de l'échantillon. Un ajustement des gradients observés par un modèle de gradient de vitesse linéaire peut permettre d'avoir une indication sur leur origine (voir chapitre 2, section 2.6).

### 4.3.2 Ajustement par un modèle de gradient de vitesse linéaire

La cinématique globale des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 est une combinaison complexe de rotation, d'effondrement et d'éjection due aux flots bipolaires. Les vitesses observées sont projetées sur la ligne de visée et sont donc un mélange de ces différents mouvements de matière. Par conséquent, il n'est pas évident d'associer un gradient de vitesse à un processus physique sous-jacent qui le produirait. Afin

d'avoir des indications sur l'origine des gradients de vitesse, on peut ajuster un modèle de gradient de vitesse linéaire sur les cartes de vitesse centroïde des sources de l'échantillon CALYPSO (voir chapitre 2, section 2.6). Un ajustement par la méthode des moindres carrés de la fonction  $v_{\text{grad}} = v_0 + a\Delta\alpha + b\Delta\beta$  définie par Goodman et al. (1993) permet d'estimer la vitesse au repos, ou vitesse systémique, de la matière  $v_0$ , la direction et l'amplitude du gradient de vitesse moyen pour les différentes cartes de vitesse issues des données PdBI, combinées et 30m, pour chaque traceur pour les sources de l'échantillon CALYPSO (voir table 4.3).

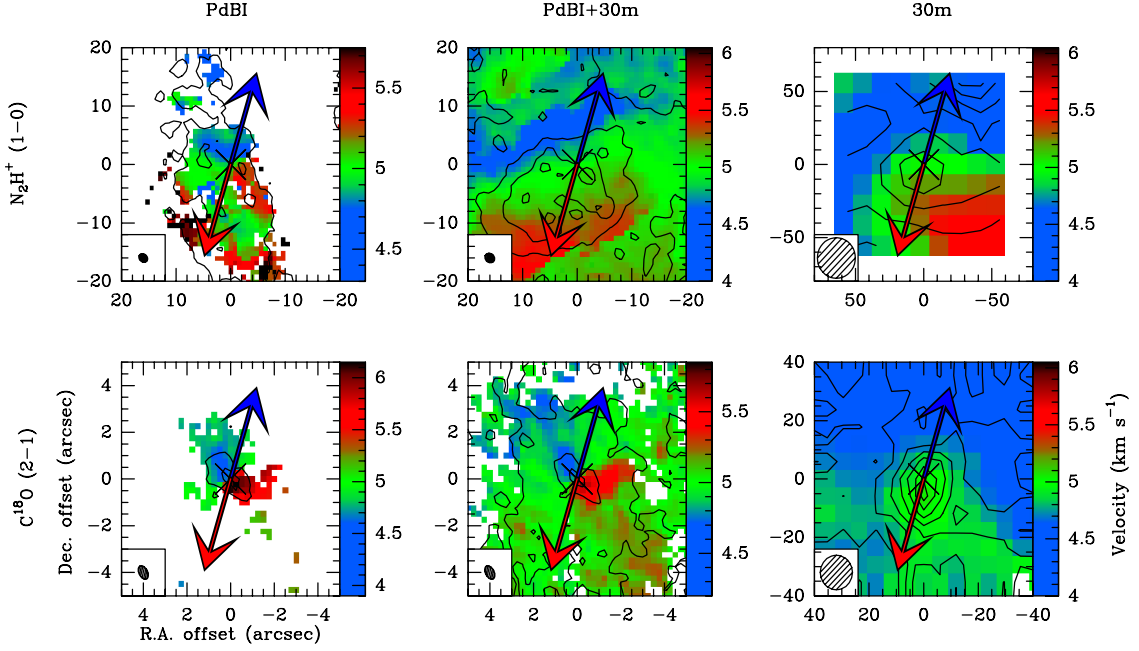


FIGURE 4.4 – Cartes de vitesses centroïdes de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (en bas) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en haut) à partir des données PdBI (à gauche), combinées (au milieu) et 30m (à droite) pour la source L1448-C du programme CALYPSO. Les flèches rouge et bleue représentent l'axe de jet/flot respectivement décalé vers le rouge et le bleu. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par Maury et al. (2019). Les traits noirs représentent les contours d'intensité intégrée dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte et augmente par pas de 5 pour le  $\text{C}^{18}\text{O}$  et par pas de 20 pour le  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Les gradients ont été estimés sur la taille des cartes en vitesse montrées dans la figure 4.4, c'est-à-dire  $5'' \times 5''$  pour les données PdBI et combinées de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (panneaux inférieurs à gauche et au centre),  $20'' \times 20''$  pour les données PdBI et combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  (panneaux supérieurs à gauche et au centre), et respectivement  $40'' \times 40''$  et  $80'' \times 80''$  pour les données 30m de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (panneaux à droite). Dans la table 4.3 sont indiqués les gradients de vitesse jugés significatifs, c'est-à-dire avec une amplitude  $G$  supérieure ou égale à 2 fois l'incertitude sur sa valeur. Aucun gradient de vitesse n'est observé pour les sources IRAM04191, L1521F et SVS13-B dans les données PdBI de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $r < 5''$ ) ainsi que dans les données 30m de ce même traceur pour les sources L1448-C et IRAS4B ( $r > 30''$ ).

TABLE 4.3 – Estimation de la vitesse systématique, la direction et l’amplitude du gradient de vitesse moyen à partir de l’ajustement d’un modèle de gradient de vitesse linéaire sur les cartes de vitesse centroïde  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  issues des données PdBI, combinées et 30m pour les sources de l’échantillon CALYPSO.

Source	Line	PdBI				PdBI+30m				30m			
		$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)	$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)	$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)
IRAM04191	$C^{18}O$ (2-1)	–	–	–	–	25 ± 2	6.62 ± 0.07	-42 ± 5	28	6 ± 1	6.59 ± 0.01	96 ± 1	14
	$N_2H^+$ (1-0)	11 ± 2	6.76 ± 0.05	109 ± 3	1	15 ± 1	6.64 ± 0.03	92 ± 1	18	3 ± 1	6.61 ± 0.01	124 ± 1 *	14
L1521F	$C^{18}O$ (2-1)	–	–	–	–	16 ± 1	6.57 ± 0.04	-82 ± 2	52	2 ± 1	6.49 ± 0.01	-8 ± 1	22
	$N_2H^+$ (1-0)	26 ± 2	6.67 ± 0.04	-76 ± 5	46	0.7 ± 0.1	6.48 ± 0.01	-49 ± 2	19	0.4 ± 0.1	6.47 ± 0.01	6 ± 2	36
L1527	$C^{18}O$ (2-1)	171 ± 5	5.91 ± 0.06	-9 ± 3	9	66 ± 1	5.84 ± 0.06	22 ± 2	22	2 ± 1	5.94 ± 0.01	113 ± 1	67
	$N_2H^+$ (1-0)	17 ± 1	5.87 ± 0.03	9 ± 6	9	3 ± 1	5.91 ± 0.02	26 ± 5	26	2 ± 1	5.91 ± 0.01	123 ± 4	57
GF9-2	$C^{18}O$ (2-1)	126 ± 17	-3.01 ± 0.06	-154 ± 4	64	17 ± 1	-2.83 ± 0.03	-133 ± 5	43	2 ± 1	-2.62 ± 0.01	102 ± 1	12
	$N_2H^+$ (1-0)	18 ± 3	-2.80 ± 0.01	-123 ± 8	33	1.4 ± 0.1	-2.56 ± 0.01	-9 ± 5	81	0.5 ± 0.1	-2.56 ± 0.01	40 ± 8	50
L1448-2A	$C^{18}O$ (2-1)	118 ± 3	4.06 ± 0.03	107 ± 2	69	13 ± 2	4.05 ± 0.04	81 ± 1	43	6 ± 1	4.12 ± 0.02	-14 ± 2	52
	$N_2H^+$ (1-0)	19 ± 1	4.09 ± 0.03	-89 ± 2	53	2 ± 1	4.10 ± 0.04	-177 ± 21	35	2 ± 1	4.16 ± 0.04	-8 ± 3	46
L1448-NB	$C^{18}O$ (2-1)	214 ± 1	4.71 ± 0.06	51 ± 1	41	75 ± 1	4.55 ± 0.05	50 ± 1	40	6 ± 1	4.45 ± 0.02	85 ± 4	75
	$N_2H^+$ (1-0)	108 ± 1	4.55 ± 0.02	74 ± 1	64	13 ± 1	4.57 ± 0.02	100 ± 1	90	4 ± 1	4.51 ± 0.01	97 ± 1	87
L1448-C	$C^{18}O$ (2-1)	218 ± 4	5.13 ± 0.05	-119 ± 2	12	62 ± 1	5.03 ± 0.05	-138 ± 1	31	–	–	–	–
	$N_2H^+$ (1-0)	15 ± 2	4.92 ± 0.03	-175 ± 4	68	13 ± 1	4.97 ± 0.03	-179 ± 1	72	7 ± 1	4.85 ± 0.01	-152 ± 1	45
IRAS2A	$C^{18}O$ (2-1)	150 ± 5	7.75 ± 0.08	101 ± 2	14	17 ± 1	7.63 ± 0.06	97 ± 3	18	3 ± 1	7.66 ± 0.01	-10 ± 1	55
	$N_2H^+$ (1-0)	11 ± 1	7.57 ± 0.04	-20 ± 6	45	4 ± 1	7.64 ± 0.03	20 ± 4	85	5 ± 1	7.61 ± 0.01	-5 ± 1	60
SVS13-B	$C^{18}O$ (2-1)	–	–	–	–	28 ± 4	8.19 ± 0.08	89 ± 10	12	7 ± 1	8.15 ± 0.02	-33 ± 1	70
	$N_2H^+$ (1-0)	16 ± 1	8.48 ± 0.03	74 ± 1	3	5 ± 1	8.31 ± 0.02	16 ± 4	61	7 ± 1	8.07 ± 0.02	-4 ± 1	81
IRAS4A	$C^{18}O$ (2-1)	105 ± 1	6.57 ± 0.04	-79 ± 1	11	18 ± 4	6.72 ± 0.06	-80 ± 17	10	1.2 ± 0.4	7.57 ± 0.04	8 ± 13	82
	$N_2H^+$ (1-0)	43 ± 1	6.85 ± 0.05	-69 ± 1	21	7 ± 1	6.90 ± 0.06	37 ± 2	53	3 ± 1	7.48 ± 0.02	51 ± 1	39
IRAS4B	$C^{18}O$ (2-1)	65 ± 1	6.84 ± 0.03	-89 ± 1	14	52 ± 5	6.89 ± 0.06	-83 ± 8	20	–	–	–	–
	$N_2H^+$ (1-0)	25 ± 2	6.94 ± 0.04	96 ± 6	19	3 ± 1	7.06 ± 0.05	-71 ± 14	32	3 ± 1	7.47 ± 0.02	51 ± 5	27
L1157	$C^{18}O$ (2-1)	104 ± 3	2.61 ± 0.06	13 ± 2	60	68 ± 2	2.63 ± 0.06	35 ± 2	38	2 ± 1	2.70 ± 0.15	-125 ± 8	18
	$N_2H^+$ (1-0)	51 ± 2	2.82 ± 0.04	35 ± 2	38	0.8 ± 0.4	2.69 ± 0.02	113 ± 65	40	1.0 ± 0.5	2.65 ± 0.04	-131 ± 35	24

**Notes.** [a] Angle vers les vitesses croissantes défini positif du Nord vers l’Est. [b] Valeur absolue, comprise entre 0° et 90°, de la différence d’angle entre le gradient moyen et le plan équatorial. Le plan équatorial est défini perpendiculairement à la direction des jets/flots déterminée par Podio+CALYPSO (en préparation ; voir table 3.1). [★] Pour la source IRAM04191, l’ajustement du modèle de gradient de vitesse linéaire sur la carte 30m de l’émission  $N_2H^+$  a été effectué en ne prenant pas en compte les pixels à la position de la proto-étoile de Classe I IRAS04191 qui se trouve dans le champ d’observation (voir annexe D).

A partir des données PdBI et combinées de l'émission  $C^{18}O$ , on remarque que 7 sources sur les 12 de l'échantillon montrent une différence d'angle entre le gradient moyen et le plan équatorial  $\Delta\Theta < 30^\circ$ , ce qui serait cohérent avec un gradient appartenant au plan équatorial et donc associable à la rotation de l'enveloppe. Seule 1 source (L1448-2A) montre un gradient avec  $\Delta\Theta > 60^\circ$ , indiquant que ces gradients sont préférentiellement associés à l'éjection ou à l'effondrement de la matière aux échelles de l'enveloppe  $r \sim 700$  au. Les 4 sources restantes (L1448-NB, L1521F, L1157, GF9-2) montrent des gradients complexes sans orientation claire à ces petites échelles en raison du mélange des mouvements multiples. Pour ces sources,  $\Delta\Theta$  est compris entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$ . Pour toutes les sources, on remarque une dispersion systématique de la direction du gradient de vitesse des échelles internes aux échelles externes de l'enveloppe (voir figure 5.6) : le gradient s'éloigne du plan équatorial à mesure que les échelles augmentent. A partir des données combinées de l'émission  $N_2H^+$ , seules 3 sources montrent un gradient proche de l'axe du plan équatorial avec  $\Delta\Theta < 30^\circ$  tandis que 4 sources montrent un gradient complexe et que 5 sources possèdent un  $\Delta\Theta > 60^\circ$ . Les figures 4.5 et 4.6 montrent respectivement l'évolution de  $\Theta$  et  $\Delta\Theta$  dans les différents ensembles de données de façon indépendante pour l'émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  pour chaque source de l'échantillon CALYPSO. Je discute dans le chapitre 5, section 5.3 si ce changement de direction du gradient de vitesse est dû aux différents traceurs moléculaires ou s'il est dû à un changement de mécanismes de l'enveloppe intérieure, dominée par la rotation, à l'enveloppe extérieure ( $r > 1600$  au), dominée par l'effondrement.

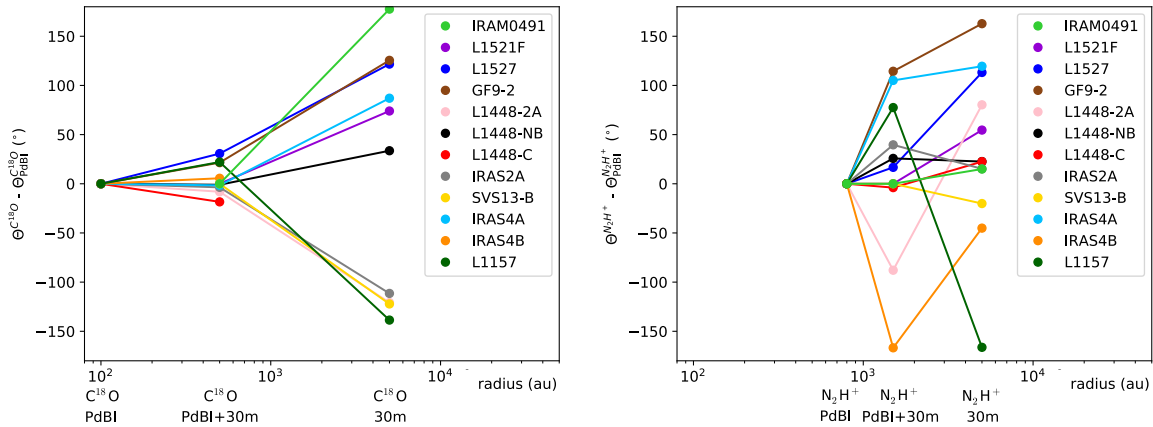


FIGURE 4.5 – Graphe montrant l'évolution de l'orientation  $\Theta$  du gradient de vitesse moyen dans les différents ensembles de données (PdBI, PdBI+30m et 30m) par rapport à l'orientation obtenue dans les données PdBI  $\Theta_{PdBI}$  dans l'émission  $C^{18}O$  (à gauche) et  $N_2H^+$  (à droite) pour chaque source de l'échantillon CALYPSO.

**Notes.** Les barres d'erreur de l'orientation  $\Theta$  du gradient de vitesse moyen sont données dans la table 4.3. Elles sont inférieures à  $10^\circ$  sauf pour 7 mesures de gradients sur les 67. Pour ces 7 mesures, les grandes barres d'erreur sont généralement dues à l'absence de gradient clair de part et d'autre de la position centrale de la source.

## 4.4 Calcul de la densité de colonne

Pour étudier la cinématique de manière robuste en utilisant les deux traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ , il est important de savoir de quels rayons dans l'enveloppe leur émission provient. Ceci est d'autant plus important pour les données combinées dans lesquelles les données PdBI et 30m, qui sont sensibles aux différentes échelles de l'enveloppe, ont été associées.

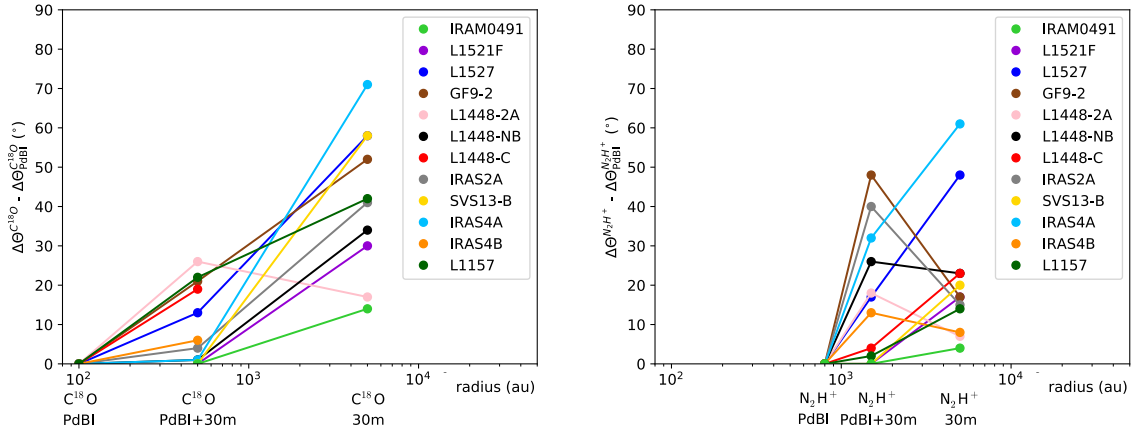


FIGURE 4.6 – Graphe montrant l’évolution dans les différents ensembles de données (PdBI, PdBI+30m et 30m) de la différence d’angle  $\Delta\Theta$  entre le gradient de vitesse moyen et le plan équatorial par rapport à la différence d’angle obtenue dans les données PdBI  $\Delta\Theta_{\text{PdBI}}$  dans l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (à gauche) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (à droite) pour chaque source de l’échantillon CALYPSO.

**Notes.** Pour déterminer les barres d’erreur de la différence d’angle  $\Delta\Theta$  entre le gradient de vitesse moyen et le plan équatorial il faut prendre en compte l’incertitude du plan équatorial liée à l’axe des jets/flots en plus des barres d’erreur sur  $\Theta$  (voir table 4.3). On peut estimer l’erreur sur l’axe des jets à environ  $10^\circ$ . Les erreurs sont donc majoritairement inférieures à  $20^\circ$ .

C’est pourquoi, j’ai construit des cartes de densité de colonne pour quantifier les échelles tracées par les émissions de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  et déterminer le rayon de transition entre ces deux molécules. La densité de colonne a été calculée à partir de l’équation définie dans Mangum & Shirley (2015) (voir chapitre 2, section 2.2) :

$$N = \frac{3k}{8\pi^3\mu^2B_0R_i} \left( T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k} \right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{\text{ex}}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}) - 1} \int \tau_\nu dv \quad (4.1)$$

où  $E_u$  est l’énergie du niveau supérieur,  $\mu$  est le moment dipolaire de la molécule,  $B_0$  la constante de rotation,  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann,  $R_i$  l’intensité relative de la transition,  $T_{\text{ex}}$  la température d’excitation et  $\tau_\nu$  l’opacité de la transition. Pour les deux transitions moléculaires  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ), les valeurs des paramètres sont listées dans la table 4.4. Les deux grandeurs à déterminer sont la température d’excitation et l’opacité de la transition.

#### 4.4.1 Températures d’excitation

Si on suppose le LTE (voir chapitre 2, section 2.2), alors on peut déterminer la température d’excitation à partir de la température du gaz à l’intérieur de la taille d’émission des données combinées pour les deux traceurs (voir table 4.2). Cette hypothèse est valable lorsque la densité est supérieure à la densité critique de la transition. Pour les transitions  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ), elles sont estimée respectivement à  $\sim 8.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  (Flower 2001) et  $\sim 2.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Daniel et al. 2005) à  $T \sim 10 \text{ K}$ . Belloche et al. (2002) ont estimé pour IRAM04191, une des sources avec une faible masse d’enveloppe de l’échantillon (voir table 3.1), une densité supérieure à  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  aux échelles  $r \lesssim 4000 \text{ au}$ . Par conséquent, le LTE est une bonne hypothèse pour les deux transitions étudiées ici.

Le profil de température des poussières dans l’enveloppe est une bonne approximation du profil de

TABLE 4.4 – Paramètres <sup>1</sup> utilisés pour déterminer la densité de colonne des transitions C<sup>18</sup>O (2–1) et N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1<sub>01</sub> – 0<sub>12</sub>) à partir de l’équation 2.18.

Paramètres <sup>1</sup>	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1 <sub>01</sub> – 0 <sub>12</sub> ) <sup>2</sup>	C <sup>18</sup> O (2–1)
$\nu$ (MHz)	93176.2595	219560.3541
$E_u$ (K)	4.47172	15.8058
$\mu$ (Debye)	3.40	0.11049
$B_0$ (MHz)	46586.87	54891.42
$R_i$	$\frac{3}{27}$	1

**Notes.** [1] Valeurs tirées de la base de données CDMS (Cologne Database For Molecular Spectroscopy ; Endres et al. 2016). [2] La densité de colonne de N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> a été déterminée sur la composante hyperfine isolée (1<sub>01</sub> – 0<sub>12</sub>).

température cinétique du gaz (Ceccarelli et al. 1996; Crimier et al. 2010). La température des poussières dans la région interne d’une enveloppe proto-stellaire est gouvernée par le rayonnement infrarouge provenant de la libération de l’énergie gravitationnelle de la matière qui s’accrète sur l’objet central. Ici, on ignore la contribution extérieure du champ de rayonnement interstellaire, qui contribue principalement à chauffer les couches extérieures de l’enveloppe. Suivant l’étude de Terebey et al. (1993), la distribution de température des poussières suit une loi de puissance due au chauffage central de l’enveloppe proto-stellaire qui dépend du rayon  $r$  à partir de l’objet stellaire central et de la luminosité de la source  $L_{\text{int}}$  (voir table 3.1). On peut déterminer les profils de température de poussières pour les sources CALYPSO (voir figure 4.7) comme suit :

$$T_{\text{pous}}(r) = 60 \times \left( \frac{r}{13400 \text{ au}} \right)^{-q} \left( \frac{L_{\text{int}}}{10^5 L_{\odot}} \right)^{q/2} \quad (4.2)$$

avec le paramètre  $q$  qui dépend des propriétés des poussières et est égal à 4 pour l’échantillon CALYPSO (Terebey et al. 1993; Maury et al. 2019). On note que pour la plupart des sources, on peut constater qu’à petit rayon ( $r \lesssim 1000$  au), la température du gaz, issue de la température des poussières, est bien supérieure à la température de 20–30 K à partir de laquelle le C<sup>18</sup>O est théoriquement sublimé des glaces. Calculer une moyenne de la température du gaz à l’intérieur de la taille d’émission du C<sup>18</sup>O observée dans les données combinées permet d’avoir une bonne estimation de la température d’excitation. Pour une valeur plus robuste, j’ai pondéré la température cinétique du gaz par la densité des poussières, c’est-à-dire la quantité de matière à chaque rayon, en utilisant le flux des données PdBI à 1.3 mm calculé par Maury et al. (2019). Les températures d’excitation des différentes sources de l’échantillon CALYPSO sont données dans la table 4.6. L’ajustement par une loi de puissance ( $T \propto r^{\gamma}$ ) permet d’étendre les profils de température de poussières déterminés par Maury et al. (2019) aux échelles tracées par la molécule de N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>. La même méthode d’estimation de la température d’excitation que décrite précédemment peut alors être utilisée pour le N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>. La température moyenne du gaz est pondérée par la densité des poussières en supposant un profil de masse volumique  $\rho \propto r^{-p}$  avec l’indice  $p$  égal aux valeurs déterminées à 3 mm par Maury et al. (2019).

Deux exceptions sont à noter pour les sources IRAM04191 et L1521F qui ont les luminosités les plus faibles de l’échantillon CALYPSO (voir table 3.1). Les profils de température des poussières de ces sources n’ont pas pu être déterminés à partir des données PdBI car ils sont dominés par le chauffage extérieur. Belloche et al. (2002) et Tokuda et al. (2014, 2016) ont estimé la température des poussières à ~10 K aux échelles ~2000 au. A partir de l’équation 4.2 and des valeurs de  $L_{\text{int}}$  estimées pour ces deux sources (0.05  $L_{\odot}$  pour IRAM04191, André et al. 2000, et 0.035  $L_{\odot}$  pour L1521F, Tokuda et al. 2016), on



peut déterminer une température moyenne d'excitation de 20 K pour la molécule de  $C^{18}O$  et 10 K pour celle de  $N_2H^+$  (voir table 4.6).

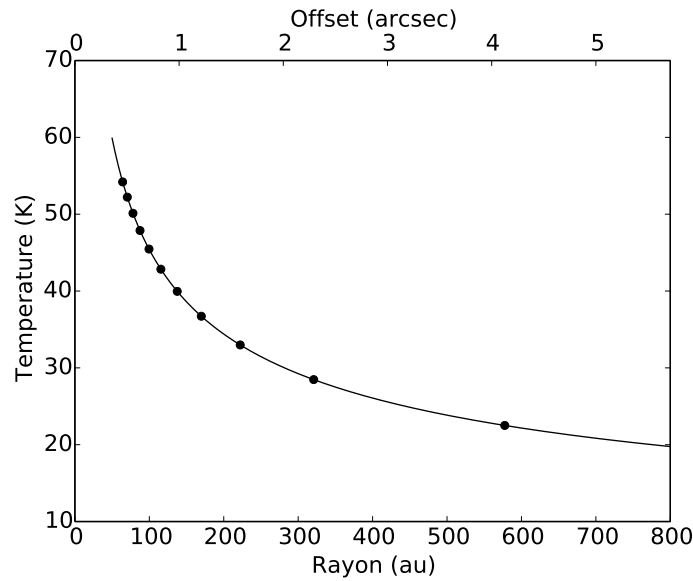


FIGURE 4.7 – Modèle du profil de température des poussières pour la source L1527. Crédit : [Maury et al. \(2019\)](#).

TABLE 4.5 – Fréquences et rapport d'intensités des 7 composantes hyperfines de la transition  $N_2H^+$  (1–0)

Composante	Transition	$\nu^1$ (MHz)	$\Delta\nu^2$ (MHz)	$R_i^3$
1 (isolée)	$J=1-0$ $F1=(0-1)$ $F=(1-2)$	93176.2595	0	$\frac{3}{27}$
2	$J=1-0$ $F1=(2-1)$ $F=(1-1)$	93173.9670	2.2925	$\frac{3}{27}$
3	$J=1-0$ $F1=(2-1)$ $F=(3-2)$	93173.7770	2.4825	$\frac{7}{27}$
4	$J=1-0$ $F1=(2-1)$ $F=(2-1)$	93173.4800	2.7795	$\frac{5}{27}$
5	$J=1-0$ $F1=(1-1)$ $F=(1-0)$	93172.0530	4.2065	$\frac{3}{27}$
6	$J=1-0$ $F1=(1-1)$ $F=(2-2)$	93171.9170	4.3425	$\frac{5}{27}$
7	$J=1-0$ $F1=(1-1)$ $F=(0-1)$	93171.6210	4.6385	$\frac{1}{27}$

**Notes.** [1] Valeurs tirées de la base de données [CDMS \(Endres et al. 2016\)](#). [2] Différence de fréquence entre les composantes hyperfines et la composante isolée de la transition  $N_2H^+$  (1–0). [3] Rapport normalisé des intensités des différentes composantes hyperfines de la transition  $N_2H^+$  (1–0).

Je précise qu'on n'utilise pas la température d'excitation déterminée par l'ajustement par une structure hyperfine pour la molécule  $N_2H^+$ . Pour la plupart des sources de l'échantillon CALYPSO, le spectre moyen issu des données combinées dans une région de  $14'' \times 14''$  ne respecte pas le rapport d'intensités attendu dans les conditions LTE qui provient des poids statistiques des niveaux de population des dégénérescences de la transition : 3,3,7,5,3,5,1 ([CDMS](#), voir table 4.5; [Endres et al. 2016](#)) la première composante étant la composante isolée ( $J=1-0$   $F1=(0-1)$   $F=(1-2)$  à 93176.2595 MHz). Cet effet peut être dû soit à un effet partiel de l'opacité de la raie, soit au fait que l'émission ne respecte pas les conditions LTE. Le code d'ajustement HFS interprète le rapport des raies comme un effet d'opacité.

De plus, malgré la bonne résolution spectrale des données combinées ( $0.13 \text{ km s}^{-1}$  à 3 mm), les composantes HFS ne sont pas toujours bien ajustées par la fonction car certaines composantes proches en fré-



quence (voir table 4.5) sont mélangées, c'est-à-dire qu'on ne peut pas les distinguer dans le spectre (voir figure 4.3). L'ajustement donne donc des valeurs très grandes pour  $\tau_{\text{tot}}$  équivalentes à celles qu'on peut obtenir avec une transition complètement opaque. Pour la composante isolée ( $1_{01} - 0_{12}$ ) par exemple, l'ajustement donne des valeurs  $\tau_{\nu} \gg 1$  alors qu'à partir de l'équation de transfert radiatif toutes les sources de l'échantillon ont des valeurs moyennes  $\tau_{\nu} \sim 0.07$  pour la molécule  $\text{N}_2\text{H}^+$  (voir table 4.6). L'ajustement HFS n'est donc pas une bonne solution pour déterminer l'opacité. Pour minimiser la propagation d'erreur sur la détermination de la densité de colonne, seule la composante hyperfine isolée ( $1_{01} - 0_{12}$ ) est considérée pour les calculs d'opacité (Caselli et al. 1995, 2002b).

#### 4.4.2 Opacité des transitions moléculaires

Les opacités des raies  $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $2-1$ ) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ) pour les sources de l'échantillon CALYPSO ont été déterminées en utilisant l'équation 2.17 définie au chapitre 2, section 2.2. En utilisant comme température de rayonnement la température maximale du spectre d'émission  $T_{\text{pic}}$ , l'opacité peut se déterminer comme ici :

$$\tau_{\nu} = \frac{T_{\text{pic}}}{J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{bg}})}$$

Ce calcul de l'opacité a été réalisé sur les spectres de chaque pixel pour les deux transitions à partir des données combinées. Pour ce calcul, les valeurs de température d'excitation explicitées ci-dessus et listées dans la table 4.6 ont été utilisées ainsi qu'une valeur standard de la température due au fond cosmique  $T_{\text{bg}} = 2.7 \text{ K}$  (Mather et al. 1994). Les spectres des transitions de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et de la composante hyperfine isolée de  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ) étant de forme gaussienne, la détermination de l'intensité maximale de chaque spectre est quasi-immédiate.

Il faut cependant faire attention aux unités des données combinées qui donnent l'intensité de la source reçue à travers la surface du lobe primaire de l'antenne (en  $\text{Jy beam}^{-1}$ ), contrairement aux données 30m qui donnent la température de rayonnement de la source (en K) obtenue avec le lobe primaire du télescope. Les spectres de chaque pixel des données combinées doivent être convertis en température de rayonnement pour déterminer leur température maximale  $T_{\text{pic}}$  (en K). Pour ce faire, de la même façon que l'équation 2.11 définie dans le chapitre 2, on peut définir une température de rayonnement à partir d'une intensité par élément de surface :

$$T_R^{\star} = \frac{c^2}{2 k \nu^2 \Omega} I_{\nu}^{\star} \quad (4.3)$$

avec  $\Omega$  l'angle solide du lobe primaire du télescope. Une fois l'image déconvoluée, le lobe primaire du télescope est remplacé par le lobe synthétique de l'image défini par les largeurs à mi-hauteur  $\Theta_{\text{max}}$  et  $\Theta_{\text{min}}$ . On a donc :

$$\Omega = \frac{\pi \Theta_{\text{max}} \Theta_{\text{min}}}{4 \ln(2)} \quad (4.4)$$

En remplaçant  $\Omega$  dans l'équation 4.3, on obtient :

$$T_R^{\star} = \frac{2 \ln(2) c^2}{\pi k \nu^2 \Theta_{\text{max}} \Theta_{\text{min}}} I_{\nu}^{\star} \quad (4.5)$$

Pour l'échantillon des sources CALYPSO, la table 4.6 indique le  $\tau_{\nu}$  moyen sur la taille des cartes (respectivement  $5'' \times 5''$  et  $20'' \times 20''$ ) pour les transitions  $\text{C}^{18}\text{O}$  ( $2-1$ ) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ). On remarque que les sources ont des  $\tau_{\nu}$  moyens  $< 0.4$  mais certains pixels présentent des valeurs d'opacité  $> 0.5$ . Dans ce dernier cas, l'hypothèse optiquement mince n'est plus vérifiée et un facteur de correction doit être appliqué pour calculer la densité de colonne (voir équation 2.22).

### 4.4.3 Cartes et profils de densité de colonne

J'ai calculé la densité de colonne à partir des spectres pixel à pixel en utilisant les équations 2.18 et 2.22, et les valeurs des paramètres listées dans la table 4.4 pour les deux transitions moléculaires  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Pour le calcul de la densité de colonne, deux régimes d'opacité ont été distingués selon la valeur de  $\tau_\nu$  de chaque spectre :

- un régime optiquement mince où  $\tau_\nu \leq 0.4$  : dans ce cas, la densité de colonne est déterminée par l'équation 2.18,
- un régime intermédiaire où  $\tau_\nu > 0.4$  : dans ce cas, un facteur de correction doit être appliqué et la densité est déterminée par l'équation 2.22.

En effet, lorsque  $\tau_\nu > 0.4$ , la densité de colonne déterminée dans l'hypothèse optiquement mince par l'équation 2.18 est sous-estimée de plus de 20%. Pour une valeur de  $\tau_\nu = 0.4$ , le facteur de correction est de :  $\frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} = 1.21$ .

TABLE 4.6 – Température d'excitation, densité de colonne moyenne  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  et opacité des transitions respectives (2–1) et (1–0) pour chacune des sources de l'échantillon CALYPSO, déterminées à partir des données combinées.

Source	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)			$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)		
	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{\text{moyen}}$ ( $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )	$\tau_{\text{moyen}}$	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{\text{moyen}}$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	$\tau_{\text{moyen}}$
IRAM04191	20	3.5	0.17	10	0.6	0.10
L1521F	20	3.6	0.22	10	1.5	0.33
L1527	37	5.4	0.13	19	0.7	0.05
GF9-2	43	4.2	0.09	21	1.2	0.05
L1448-2A	39	13.4	0.22	20	2.2	0.09
L1448-NB	33	17.2	0.37	19	3.3	0.16
L1448-C	61	20.3	0.18	26	2.1	0.06
IRAS2A	58	23.5	0.17	33	4.3	0.06
SVS13-B	40	13.4	0.17	24	3.9	0.10
IRAS4A	33	16.5	0.30	24	0.6 *	0.03 *
IRAS4B	39	9.5	0.14	25	0.4 *	0.03 *
L1157	38	8.1	0.19	25	2.2	0.05

**Notes.** [1] La densité de colonne moyenne de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  et l'opacité des transitions respectives (2–1) et (1–0) ont été calculées dans des régions respectives de  $5'' \times 5''$  et  $20'' \times 20''$  à partir des données combinées. La densité de colonne  $\text{N}_2\text{H}^+$  a été déterminée sur la composante hyperfine isolée ( $1_{01} - 0_{12}$ ). [★] Pour les sources IRAS4A et IRAS4B, les calculs ont été faits à partir des données PdBI pour l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

La figure 4.8 montre un exemple des cartes de densité de colonne obtenues pour la source L1448-C à partir des données combinées pour les deux traceurs. Les cartes de densité de colonne des autres sources de l'échantillon CALYPSO sont données en annexe E. Pour toutes les sources de l'échantillon CALYPSO, les maxima de densité coïncident avec les maxima d'intensité. Les valeurs moyennes de densité de colonne sur la taille des cartes (respectivement  $5'' \times 5''$  et  $20'' \times 20''$ ) pour l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  sont données pour chaque source dans la table 4.6.

On remarque que les valeurs moyennes que j'ai estimées pour la densité de colonne  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux échelles  $\sim 2000$  au à partir des données combinées sont du même ordre de grandeur que les valeurs calculées à  $\sim 5000$  au à partir d'observations 30m de plusieurs proto-étoiles de Classe 0 (dont les sources

L1527, L1448-2A, L1448-NB, L1448-C et L1157 présentes dans l'échantillon CALYPSO) par [Emprechtinger et al. \(2009\)](#). Concernant la densité de colonne  $\text{N}_2\text{H}^+$ , mes valeurs calculées à  $\sim 5000$  au sont légèrement inférieures (plus ou moins d'un ordre de grandeur) à celles déterminées aux même échelles dans cet article. Cette petite différence s'explique par le fait que mes travaux de thèse s'intéressent à du matériel à plus petites échelles dans l'enveloppe et donc du matériel plus dense. De plus, [Emprechtinger et al. \(2009\)](#) ont déterminé des températures d'excitation  $< 9$  K pour leurs sources alors que dans l'échantillon CALYPSO,  $T_{\text{ex}} > 10$  K.

A partir des cartes de densité de colonne issues des données combinées, des profils de densité de colonne de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  le long du plan équatorial ont été construits. Ils permettent de déterminer le rayon de transition  $R_{\text{trans}}$  entre les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (voir section 4.5.3, table 4.7 et figure 4.14).

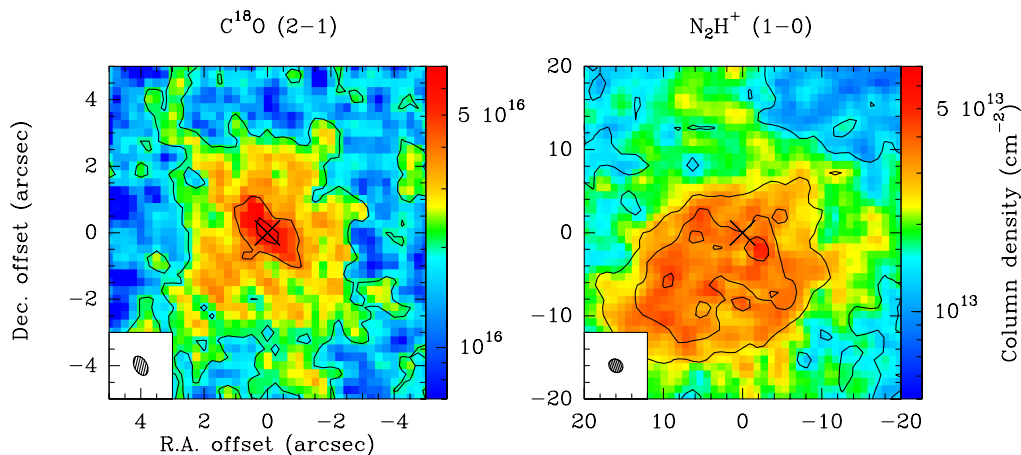


FIGURE 4.8 – Cartes de densité de colonne de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (à gauche) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (à droite) à partir des données combinées pour la source L1448-C du programme CALYPSO. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par [Maury et al. \(2019\)](#). Les traits noirs représentent les contours d'intensité intégrée dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte et augmente par pas de 5 pour le  $\text{C}^{18}\text{O}$  et par pas de 20 pour le  $\text{N}_2\text{H}^+$ . La carte de densité de colonne  $\text{N}_2\text{H}^+$  a été déterminée sur la composante hyperfine isolée ( $1_{01} - 0_{12}$ ) mais les contours représentent l'intensité intégrée des 7 composantes hyperfines de la transition.

## 4.5 Analyse de la cinématique

Pour sonder les mouvements de rotation et caractériser la distribution du moment angulaire à toutes les échelles étudiées par nos observations dans des enveloppes proto-stellaires de Classe 0, les profils position-vitesse ont été construits le long du plan équatorial défini comme l'axe perpendiculaire aux flots bipolaires passant par le pic de l'émission continue des poussières de 1.3 mm (voir chapitre 3, table 3.1). L'axe des jets/flots a été déterminé par Podio+CALYPSO (en préparation) à partir des données PdBI de CALYPSO (voir chapitre 3, section 3.4.4). Or l'axe des jets n'est pas systématiquement le même aux échelles tracées par les données PdBI ou 30m du fait de leur précession. Le choix de ce plan équatorial est donc une hypothèse forte mais il permet de maximiser la sensibilité aux mouvements de rotation et minimiser la contamination potentielle sur la ligne de visée par l'effondrement hors du plan équatorial (voir chapitre 2, section 2.6 et figure 2.16). En effet, [Yen et al. \(2013\)](#) ont simulé un diagramme position-vitesse à partir d'enveloppes modélisées avec seulement des mouvements d'effondrement, seulement des

mouvements de rotation ou les deux. Cette étude montre que l'axe perpendiculaire à la direction des jets/flots révèle les mouvements de rotation avec le moins de contamination par les phénomènes d'éjection et d'accrétion.

Pour étudier les variations de la vitesse centroïde issues de mouvements de rotation, j'ai construit des diagrammes position-vitesse ( $PV_{\text{rot}}$ , voir chapitre 2, section 2.6). Pour construire ce diagramme, les données combinées et 30m vont être analysées dans le plan image (section 4.5.1) alors que les données PdBI vont être analysées dans le plan (u,v) (section 4.5.2). Les points du diagramme déterminés par ces deux méthodes doivent ensuite être mis bout-à-bout afin de construire un diagramme  $PV_{\text{rot}}$  sur un large intervalle d'échelles (section 4.5.3). Pour ce faire, des critères doivent être respectés selon les échelles que tracent les ensembles de données et le traceur considéré.

#### 4.5.1 Analyse des données combinées et 30m dans le plan image

Les données 30m permettent de récupérer toute l'émission des enveloppes proto-stellaires mais du fait de la faible résolution spatiale, elles ne tracent que les parties externes de l'enveloppe. Les données combinées quant à elles permettent de récupérer l'émission étendue filtrée par l'interféromètre et non résolue par le 30m à l'intérieur du lobe du 30m. Les données combinées et 30m ont donc été analysées dans le plan image pour accéder aux échelles intermédiaires et extérieures de l'enveloppe (voir figure 4.13).

Dans un premier temps, le plan (u,v) des données combinées est tourné de sorte à aligner le plan équatorial avec l'axe des ordonnées lors de la reconstruction de l'image. Cette rotation permet d'identifier plus facilement les pixels appartenant à l'axe du plan équatorial, supposé perpendiculaire à l'axe des jets/flots, pour construire le diagramme position-vitesse. L'image est ensuite échantillonnée de façon à avoir deux pixels par lobe synthétique pour éviter le sur-échantillonnage, étant donné que la couverture du plan (u,v) des données PdBI et combinées est discrète, et par respect du critère de Nyquist afin d'avoir des points quasiment indépendants pour la construction du diagramme  $PV_{\text{rot}}$ .

Pour chaque spectre pixel à pixel avec un rapport signal-à-bruit supérieur ou égal à  $5\sigma$  et appartenant au plan équatorial, la vitesse centroïde a été déterminée par un ajustement gaussien pour l'émission  $C^{18}O$  et par un ajustement HFS pour l'émission  $N_2H^+$ . Ces ajustements de spectres permettent donc de déterminer pour une position (c'est-à-dire un pixel) donnée sur le plan équatorial, la vitesse centroïde du matériel qui émet.

Seules les mesures faisant partie d'un gradient de vitesse avec une composante en vitesse décalée vers le bleu et vers le rouge de part et d'autre de la vitesse systémique dans l'axe du plan équatorial, comme attendu pour des mouvements de rotation, sont prises en compte dans la construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$ .

Un autre critère est que les vitesses centroïdes soient déterminées avec une précision suffisante pour être distinguées de la vitesse systémique (définie à la section 4.5.4). Pour un ajustement gaussien, la vitesse centroïde ne peut pas être déterminée avec une précision supérieure à un tiers de la résolution spectrale  $\Delta v$ . Par conséquent, la vitesse déterminée à partir des spectres de  $C^{18}O$  doit respecter :  $v - v_{\text{sys}} \geq \frac{\Delta v}{3}$ . La structure hyperfine de la molécule de  $N_2H^+$  permet de déterminer de manière bien plus précise qu'à partir d'un ajustement gaussien du fait de l'ajustement des 7 composantes. On peut donc diviser la limite obtenue pour une fonction gaussienne par la racine carrée du nombre de composantes hyperfines. Cependant, une des composantes n'est jamais détectée avec un signal-à-bruit supérieur à  $3\sigma$  dans les spectres à cause d'un ratio d'intensité très faible (1/27ème) par rapport aux autres composantes (3,3,7,5,3,5,1 en débutant par la composante isolée  $J=1-0$   $F1=(0-1)$   $F=(1-2)$  à 93176.2595 MHz). C'est pourquoi, la précision pour les spectres  $N_2H^+$  est basée sur 6 composantes :  $v - v_{\text{sys}} \geq \frac{\Delta v}{3\sqrt{6}}$ . Ce critère estime donc quels points sont déterminés de manière suffisamment robuste à partir du plan image pour peupler les

diagrammes  $PV_{\text{rot}}$ . Les vitesses relatives minimum détectables par cette analyse sont de  $0.09 \text{ km s}^{-1}$  à partir de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et de  $0.02 \text{ km s}^{-1}$  à partir de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ . L'ajustement par une fonction gaussienne ou HFS permet de donner les erreurs sur la vitesse qui sont reportées sur les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$ . Les erreurs sur la position proviennent quant à elle de la taille des pixels, elle-même liée à la résolution spatiale de l'image.

Le rayon maximum où les données combinées peuvent être utilisées est le lobe du 30m ( $r < 6''$  à  $1.3 \text{ mm}$  et  $r < 14''$  à  $3 \text{ mm}$ ). Ce rayon minimum correspond également à la moitié du lobe primaire du PdBI ( $r_{\text{primaire}} < 11''$  à  $1.3 \text{ mm}$  et  $r_{\text{primaire}} < 25''$  à  $3 \text{ mm}$ ). Au-delà, les données 30m fournissent une information plus complète et devront donc être utilisées pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  à plus grande échelle. Le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  des données 30m est obtenu avec la même méthode que celle décrite ci-dessus pour les données combinées.

#### 4.5.2 Analyse des données PdBI dans le plan (u,v)

Les observations issues du PdBI fournissent la meilleure résolution spatiale disponible dans notre ensemble de données. A cause de la couverture limitée du plan (u,v), à l'intérieur de la taille d'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  de la source observée avec le PdBI (voir  $R_i$  dans la table 4.2 et figure 4.13), j'ai travaillé dans les visibilités pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  aux plus petites échelles de l'enveloppe.

##### Ajustement de modèle aux visibilités dans le plan (u,v)

L'analyse des données interférométriques PdBI est possible de deux manières différentes via l'analyse dans le plan image ou dans le plan (u,v).

L'analyse dans le plan image est le type d'analyse le plus courant, mais cette méthode implique des processus complexes d'imagerie et de déconvolution à partir des visibilités (voir chapitre 2, section 2.4.2) qui conduisent à la présence d'artefacts dans l'image finale. De plus, la couverture du plan (u,v) d'un interféromètre étant toujours limitée et l'émission diffuse étant filtrée, les résultats de l'analyse de l'image peuvent être biaisés aux échelles intermédiaires.

L'analyse dans le plan (u,v) est le mode d'analyse le plus précis car il évite les étapes d'imagerie et de déconvolution dans les données PdBI. Il consiste à ajuster des modèles simples de sources comme, par exemple, une source ponctuelle ou gaussienne elliptique aux visibilités dans le plan (u,v) à chaque canal de vitesse, afin de déterminer les propriétés de l'émission telles que la position centrale ou le flux (voir figures 4.9 et 4.10). Cette méthode est utilisée pour l'analyse de la cinématique des disques par Maret+CALYPSO (en préparation). L'ajustement par un modèle limite cependant l'utilisation de ce mode d'analyse aux objets simples même si, en pratique, la tâche UV\_FIT du logiciel MAPPING permet d'ajuster des combinaisons linéaires de modèles simples aux visibilités des sources. L'utilisation d'un modèle incorrect pouvant biaiser le résultat, la tâche UV\_FIT permet de soustraire le modèle aux visibilités originelles du plan (u,v) et de faire une vérification visuelle de l'image résiduelle (voir figure 4.11). La précision de cette méthode permet également, contrairement à l'analyse dans le plan image, d'analyser des sources non ou peu résolues, à faible rapport signal-à-bruit.

##### Application aux données PdBI de CALYPSO

L'utilisation d'un modèle incorrect pouvant biaiser le résultat, j'ai ajusté les visibilités de chaque source par plusieurs modèles : un modèle de source ponctuelle, une gaussienne circulaire et une gaussienne elliptique. L'analyse après soustraction des visibilités modélisées a montré que le modèle de

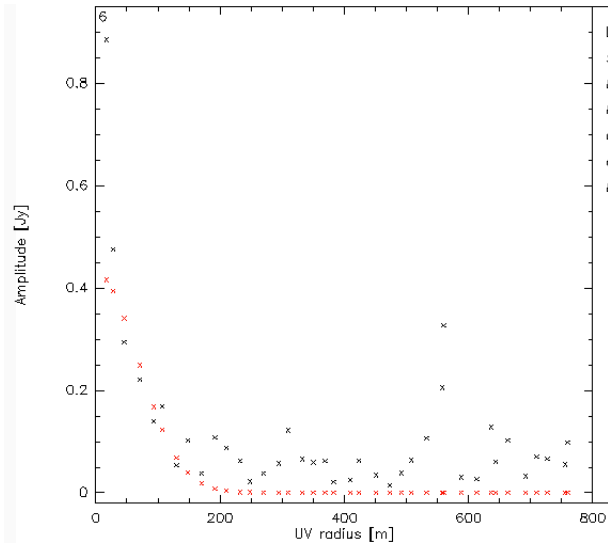


FIGURE 4.9 – Visibilités (en noir) issues des observations PdBI pour la source L1527 du programme CALYPSO avec superposition (en rouge) du modèle de gaussienne elliptique.

gaussienne elliptique donnait les images résiduelles les plus propres. Ce modèle a donc été choisi pour déterminer la position du pic d'émission dans chaque canal de vitesse (de largeur de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ ) pour les sources de l'échantillon CALYPSO.

Cette analyse dans le plan  $(u,v)$  a été réalisée pour toutes les sources, mais les résultats n'ont été reportés dans le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  que pour les sources montrant un gradient de vitesse dans au moins deux canaux de vitesse (voir annexe D). Dans une carte montrant l'émission des différents canaux de vitesse, les gradients de vitesse sont identifiés comme une variation de la position centrale de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  d'un côté de la position de l'émission continue des poussières à  $1.3 \text{ mm}$  (Maury et al. 2019; voir table 3.1) pour les vitesses décalées vers le rouge, à un autre côté pour les vitesses décalées vers le bleu par rapport à la vitesse systémique (voir figure 4.10). Les résultats des ajustements pour les sources ne montrant pas une telle organisation spatiale en vitesse sont considérés comme des limites supérieures en vitesse dans le diagramme. Pour les sources montrant un gradient de vitesse, seuls ont été considérées, les canaux de vitesse avec une émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  détectée de manière robuste dans le plan image, c'est-à-dire avec un rapport signal-à-bruit  $\geq 5\sigma$ , et une position centrale ajustée cohérente avec le plan équatorial, autrement dit avec un angle  $< |45^\circ|$  par rapport au plan équatorial.

Lorsque l'un des 3 critères précédents n'est pas respecté, le calcul de la position n'est pas considéré comme robuste et n'est pas pris en compte pour la construction du diagramme position-vitesse. Lorsqu'ils sont respectés, la position centrale ajustée est projetée sur le plan équatorial, supposé perpendiculaire à la direction du jet, pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  à petites échelles. Seuls les points à l'intérieur de la taille d'émission de la source (voir table 4.2) sont considérés robustes. Au-delà, l'intensité d'émission est  $< 5\sigma$  et l'information sur l'émission étendue manque à cause du filtrage de l'interféromètre. La figure 4.12 montre un exemple de diagramme  $PV_{\text{rot}}$  obtenu à partir de l'analyse dans le plan  $(u,v)$ . Les barres d'erreur verticales ( $0.1 \text{ km s}^{-1}$ ) représentent l'incertitude sur la vitesse due à la largeur du canal et les barres d'erreur horizontales sont dérivées des erreurs de position obtenues lors de la modélisation des visibilités.



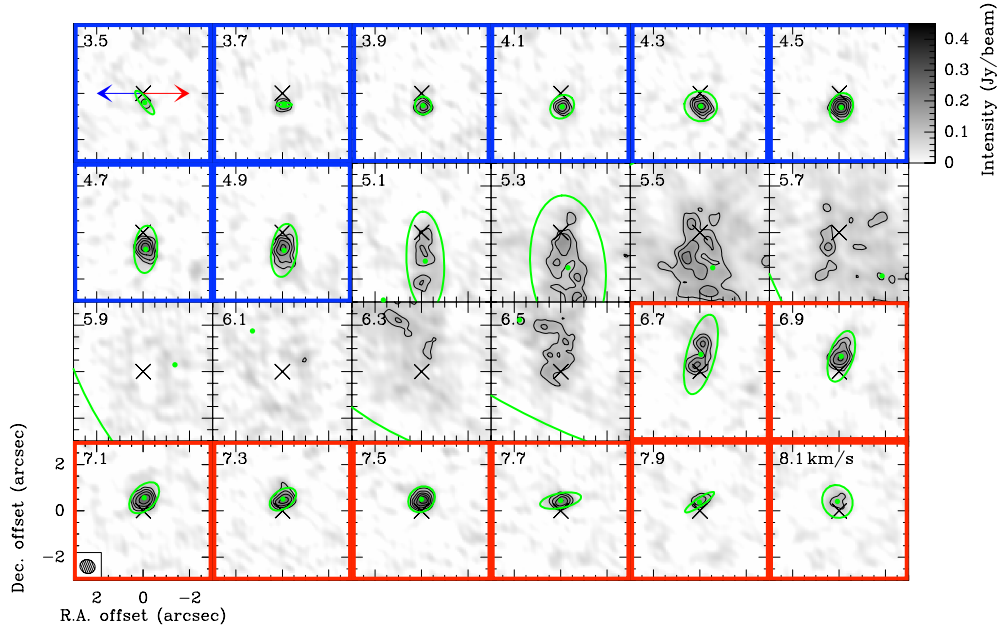


FIGURE 4.10 – Carte d’intensité de l’émission  $C^{18}O$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1527 du programme CALYPSO. Les lignes noires montrent les contours d’intensité intégrée à  $5\sigma$ ,  $7\sigma$  et ainsi de suite par pas de  $2\sigma$ . La croix noire représente la position de l’émission continue des poussières à 1.3 mm calculée par [Maury et al. \(2019\)](#). L’ellipse verte représente les paramètres du modèle de gaussienne elliptique qui ajuste au mieux les visibilités du plan (u,v). Encadrés en rouge et en bleu, les panneaux montrent les vitesses décalées vers le rouge et vers le bleu par rapport à la vitesse systémique pour lesquelles la position de l’émission permet la construction du diagramme position-vitesse de la figure 4.12. Les flèches bleue et rouge représentent la direction des jets/flots décalés respectivement vers le bleu et le rouge.

7 sources de l’échantillon montrent un gradient de vitesse aux petites échelles aligné avec le plan équatorial dans les cartes de canaux de vitesse de l’émission  $C^{18}O$  : L1527, GF9-2, L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A et SVS13-B (voir annexe D). Pour les sources IRAM04191 et L1521F, la faible émission  $C^{18}O$  détectée dans les données PdBI ne permet pas de contraindre le diagramme aux plus petites échelles de l’enveloppe ( $r < 60$  au). Pour les sources IRAS4A, IRAS4B et L1157, on observe une absence d’organisation spatiale en vitesse de l’émission  $C^{18}O$  le long du plan équatorial à  $r \lesssim 350$  au : l’émission dans les canaux de vitesse est dominée par les flots. Dans le cas de ces trois sources, l’analyse dans le plan (u,v) permet d’établir des limites supérieures sur la vitesse dans les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  (voir figure 4.14). Cependant, les cartes de vitesse PdBI présentent un faible gradient le long du plan équatorial, mais travailler avec les visibilités ne permet pas de le distinguer de l’émission de flots. Ainsi, pour ces trois sources, j’ai analysé les observations PdBI dans le plan de l’image tel que décrit dans la section 4.5.1 pour contraindre les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  aux échelles  $r < 600$  au.

L’émission  $N_2H^+$  faisant un anneau autour de l’émission centrale  $C^{18}O$  pour les 4 sources étudiées par [Anderl et al. \(2016\)](#), l’émission aux grandes échelles spatiales qui est filtrée par l’interféromètre est nécessaire pour étudier correctement la cinématique aux échelles intermédiaires en utilisant le  $N_2H^+$  comme traceur. Cette méthode de détermination de la position de l’émission par modélisation d’une gaussienne dans le plan (u,v) ne peut donc pas être utilisée pour les données de l’émission  $N_2H^+$ .

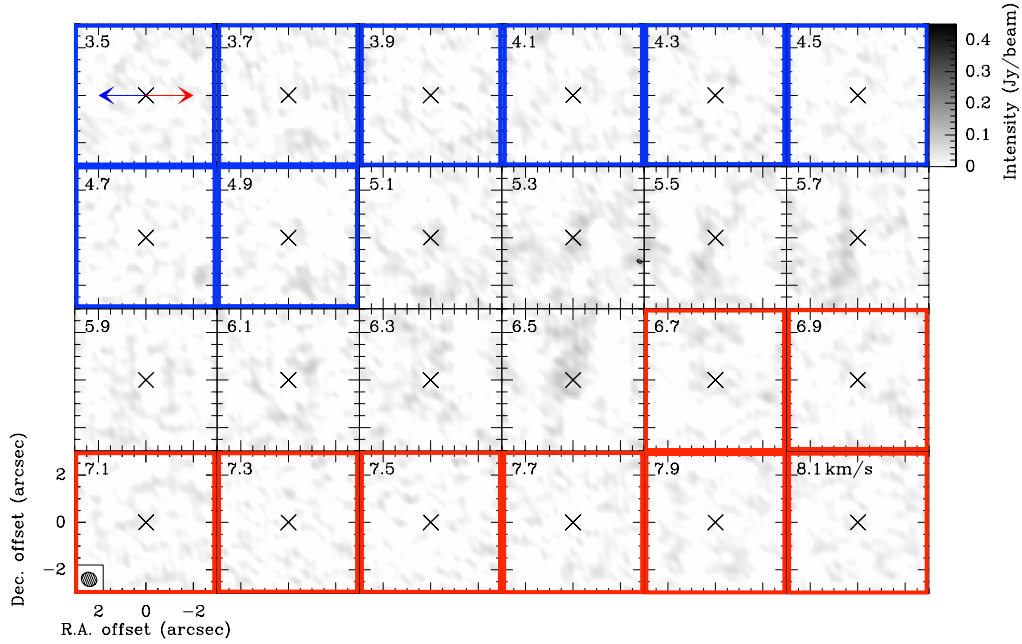


FIGURE 4.11 – Carte montrant l’intensité résiduelle de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à différents canaux de vitesse après soustraction des visibilités PdBI du modèle de gaussienne elliptique de la source L1527 issue des observations PdBI du programme CALYPSO. La croix noire représente la position de l’émission continue des poussières à 1.3 mm calculée par [Maury et al. \(2019\)](#). Encadrés en rouge et en bleu, les panneaux montrent les vitesses décalées vers le rouge et vers le bleu par rapport à la vitesse systémique pour lesquelles la position de l’émission permet la construction du diagramme position-vitesse de la figure 4.12. Les flèches bleue et rouge représentent la direction des jets/flots décalés respectivement vers le bleu et le rouge.

### 4.5.3 Construction des diagrammes position-vitesse

Les deux méthodes d’analyse décrites ci-dessus ont permis respectivement de déterminer la vitesse correspondante à une position donnée et la position de l’émission à une vitesse donnée. Les résultats de ces méthodes ont été mises bout-à-bout afin de construire un diagramme position-vitesse avec une grande plage dynamique pour étudier les mouvements de rotation des enveloppes proto-stellaires de l’échantillon CALYPSO.

#### Diagramme position-vitesse avec une grande plage dynamique pour étudier les mouvements de rotation

La molécule  $\text{N}_2\text{H}^+$  est abondante dans la partie extérieure et froide des enveloppes proto-stellaires, mais elle est chimiquement détruite lorsque la température  $T \gtrsim 20$  K car le CO désorbe de la glace des poussières ([Bergin et al. 2002](#); [Maret et al. 2002, 2007](#)). Ainsi, alors que la molécule de  $\text{N}_2\text{H}^+$  peut être utilisée pour sonder la cinématique de l’enveloppe à grande échelle, celle de  $\text{C}^{18}\text{O}$  peut permettre de contraindre les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  aux petites échelles où l’embryon d’étoile chauffe le gaz à des températures plus élevées. Pour construire des diagrammes position-vitesse le long du plan équatorial avec



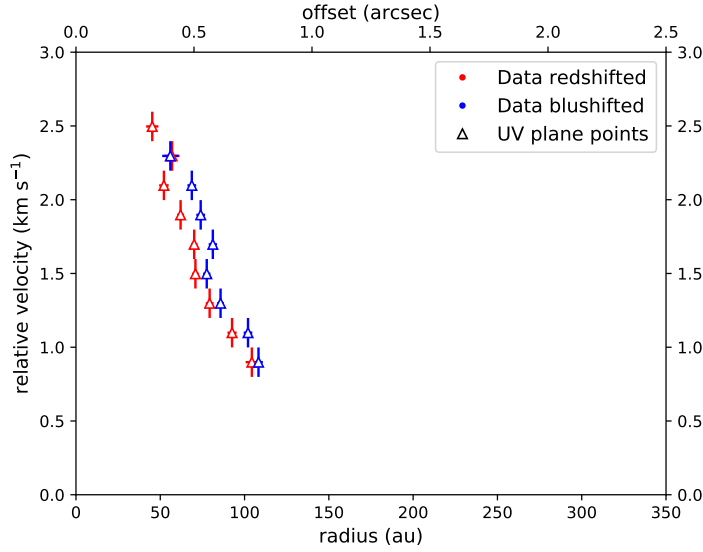


FIGURE 4.12 – Diagramme position-vitesse construit à partir de l’analyse de visibilités PdBI de l’émission  $C^{18}O$  de la source L1527 dont les canaux de vitesse modélisés par une gaussienne elliptique sont montrés en figure 4.10. Les points rouge et bleu montrent respectivement les vitesses décalées vers le rouge et vers le bleu par rapport à la vitesse systémique de cette source ( $5.8 \text{ km s}^{-1}$ , voir section 4.5.4, Aso et al. 2017). La vitesse a été corrigée de l’inclinaison de la source par rapport au plan du ciel ( $3^\circ$ ).

une large plage dynamique, il faut aussi prendre en compte les différents ensembles de données qui sont sensibles à des échelles différentes. Les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  des sources de l’échantillon CALYPSO ont donc été construits de la manière suivante (voir figure 4.13) :

- Les données les plus appropriées pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  aux plus petites échelles sont les données PdBI de l’émission  $C^{18}O$  en raison de leur résolution spatiale qui est meilleure que dans les données combinées et 30m. Dans ce cas, l’analyse a été réalisée dans le plan (u,v) comme décrite dans la section 4.5.2. La couverture (u,v) étant limitée et les processus d’imagerie et de déconvolution pouvant conduire à la présence d’artefacts dans l’image finale, l’analyse des visibilités permet de mesurer une position à une vitesse donnée de manière plus précise que dans le plan image. Des plus petites échelles résolues par les données PdBI ( $\sim 0.5''$ ) jusqu’à la taille d’émission des sources  $R_i$  (voir table 4.7 et figure 4.13), j’ai utilisé les données PdBI de l’émission  $C^{18}O$  pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  (voir le libellé " $C^{18}O$  PdBI" sur la figure 4.13). A des rayons plus grands, l’intensité d’émission ne sera pas détectée de manière robuste ( $< 5\sigma$ ) et l’information sur l’émission étendue manquera du fait du filtrage par l’interféromètre.

- Pour contraindre le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  à des rayons  $r > R_i$ , il faut utiliser les données combinées de l’émission  $C^{18}O$ . La combinaison des données PdBI et 30m permet, en effet, de récupérer une partie de l’émission étendue filtrée sans trop dégrader la résolution spatiale des données PdBI initiales. Pour récupérer cette information, l’analyse a été effectuée dans le plan image. Le rayon maximal  $R_{\text{max}}^{C^{18}O}$  en deçà duquel l’information peut être considérée robuste dans les données combinées est le rayon du lobe des données 30m ( $\sim 6''$  pour l’émission de  $C^{18}O$ ). En effet, ces données ne fournissent qu’une information partielle sur l’émission étendue contrairement aux données 30m qui permettent de récupérer toute l’information sur l’émission de l’enveloppe sans pour autant permettre de résoudre les échelles à l’intérieur du lobe. Cependant, la molécule de  $C^{18}O$  reste le meilleur traceur à ces échelles tant que son abondance ne diminue pas trop alors que celle de la molécule de  $N_2H^+$  augmente (voir figure 3 de Anderl et al. 2016).

Pour déterminer le rayon maximal en deçà duquel les données combinées de l'émission  $C^{18}O$  reste le meilleur traceur, j'ai calculé la densité de colonne  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  le long du plan équatorial à partir des cartes d'intensité intégrée combinées (voir section 4.4 et voir les points verts sur la figure 4.13). Selon la source considérée, le rayon de transition  $R_{trans}$  est défini selon un des critères suivants (voir table 4.7) :

- (i) le rayon à partir duquel la densité de colonne  $C^{18}O$  passe d'un profil lisse et décroissant à une dispersion bruitée,
- (ii) le rayon maximal où l'émission  $C^{18}O$  est détectée avec un rapport signal à bruit supérieur à 5 le long du plan équatorial,
- (iii) le rayon en dessous duquel le profil de densité de colonne  $N_2H^+$  devient plat car la molécule ne trace plus les parties internes de l'enveloppe,
- (iv) le rayon où le profil  $N_2H^+$  atteint son maximum en densité de colonne.

Pour la plupart des sources,  $R_{trans}$  est inférieur à  $R_{max}^{C^{18}O}$ . On utilise donc l'émission  $C^{18}O$  à partir des données combinées pour contraindre le diagramme  $PV_{rot}$  jusqu'au rayon  $R_{trans}$  (voir le libellé " $C^{18}O$  combined" sur la figure 4.13).

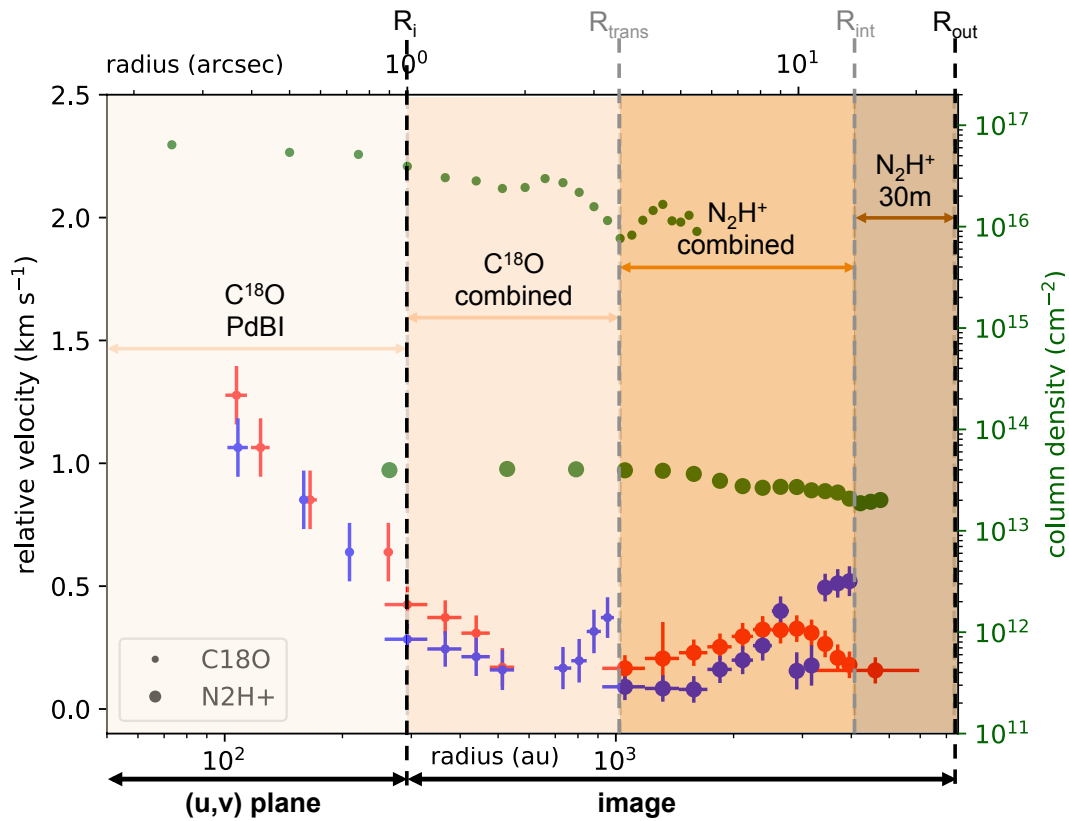


FIGURE 4.13 – Schéma résumant la construction des diagrammes  $PV_{rot}$  en prenant pour exemple celui de la source L1448-C (voir figure 4.14). Les rayons d'utilisation des différents traceurs et ensembles de données sont donnés dans la table 4.7. Les points verts montrent les profils de densité de colonne de  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  le long du plan équatorial, déterminés à partir des données combinées.

- A  $r > R_{trans}$ , l'émission  $N_2H^+$  trace mieux le gaz de l'enveloppe et devient donc le meilleur traceur pour contraindre la vitesse à ces échelles. Traçant la partie extérieure de l'enveloppe, la récupération de l'émission étendue  $N_2H^+$  avec une bonne résolution angulaire est nécessaire pour contraindre le dia-

gramme  $PV_{\text{rot}}$  à ces échelles. Etant donné que les données PdBI filtrent la majorité de l'émission  $N_2H^+$  provenant du matériel de l'enveloppe externe, les données combinées sont plus appropriées. Le rayon maximal  $R_{\text{max}}^{N_2H^+}$  en deçà duquel l'information peut être considérée robuste dans les données combinées est le rayon du lobe des données 30m ( $\sim 14''$  pour l'émission de  $N_2H^+$ ). Cependant, le profil de densité de colonne peut atteindre un minimum à un rayon  $R_{\text{trans}} < r < R_{\text{max}}^{N_2H^+}$  en raison de la sensibilité des données combinées. Dans ce cas, les données combinées ne sont plus le meilleur ensemble de données pour obtenir des informations sur la vitesse. On définit  $R_{\text{int}}$  le rayon maximal d'utilisation de l'émission  $N_2H^+$  à partir des données combinées (voir table 4.7 et le libellé " $N_2H^+$  combined" sur la figure 4.13).

- Les données combinées de l'émission  $N_2H^+$  ne fournissent qu'une information partielle sur l'émission étendue contrairement aux données 30m qui permettent de récupérer toute l'information sur l'émission de l'enveloppe sans pour autant permettre de résoudre les échelles à l'intérieur du lobe. Au delà de  $R_{\text{int}}$ , les données 30m de l'émission  $N_2H^+$  sont utilisées pour contraindre les échelles extérieures de l'enveloppe jusqu'à  $R_{\text{out}}$ , le rayon maximal des enveloppes proto-stellaires des sources CALYPSO (voir table 4.7 et le libellé " $N_2H^+$  30m" sur la figure 4.13). Ces rayons d'enveloppes sont tirés d'une étude de Motte & André (2001) où des profils d'intensité ont été construits par moyenne circulaire autour du pic d'émission pour un large échantillon de jeunes proto-étoiles à partir de données combinées de l'émission continue des poussières à 1.3 mm. Ces profils ont permis de déterminer le rayon extérieur des enveloppes pour plus de la moitié des sources de l'échantillon CALYPSO. Pour les autres sources ne faisant pas partie de l'étude de Motte & André (2001), l'étude de l'émission continue des poussières à 1.3 mm à partir des données PdBI de Maury et al. (2019), a permis d'estimer des rayons d'enveloppe (voir chapitre 3, section 3.4.2).

La transition entre les traceurs et les données PdBI, combinées et 30m permet donc de contraindre de façon continue les variations de vitesse le long du plan équatorial à toutes les échelles des enveloppes proto-stellaires entre 50 et 5000 au de manière homogène dans l'échantillon CALYPSO (voir figure 4.13). La figure 4.14 montre les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  construits pour chaque source. Le plan équatorial des sources n'étant pas parfaitement vu de profil, les vitesses reportées dans les diagrammes sont corrigées de l'inclinaison  $i$  du plan équatorial par rapport à la ligne de visée (voir table 3.1). Les estimations de  $i$  proviennent de la littérature et plus précisément de modèles géométriques reproduisant au mieux la cinématique du flux sortant observée en émission moléculaire, même si elles sont très incertaines car nous n'avons pas accès à la structure 3D de chaque source. Il faut noter que si l'angle d'inclinaison n'est pas correctement estimé, les points des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  seront tous translatés d'une même quantité, décalant la tendance globale observée mais sans la déformer. La vitesse systémique utilisée comme référence pour construire les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  est explicitée dans la section 4.5.4.

La méthode de construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  décrite ci-dessus correspond à un cas idéal où il y a détection continue d'un gradient de vitesse bleu-rouge le long du plan équatorial dans toutes les cartes de vitesse. En pratique, la direction des gradients de vitesse change d'un traceur à l'autre et d'un ensemble de données à l'autre pour un traceur donné selon les mouvements de matière dominant aux échelles de l'enveloppe auxquelles ils sont sensibles (voir table 4.3 et voir chapitre 5, section 5.3.3). Pour certaines sources, je n'ai pas pris en compte la cinématique à toutes les échelles pour peupler le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  pour plusieurs raisons :

- on considère uniquement les gradients significatifs ( $G > 2\sigma$ , voir table 4.3) avec deux composantes de vitesse décalées vers le bleu et le rouge observées de part et d'autre de la position de l'embryon stellaire qui est, quant à lui, à la vitesse systémique. Dans ce cas, par exemple, pour L1521F, je n'ai pris en compte que le gradient de vitesse observé dans l'émission  $C^{18}O$  des données 30m.
- on ne prend pas en compte les gradients de vitesse qui ne sont pas alignés avec le plan équatorial

( $\Delta\Theta > 60^\circ$ ). Par exemple, dans ce cas, on ne prend pas en compte les données combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  des sources L1448-NB, IRAS2A, SVS13-B et GF9-2 (voir table 4.3).

- on ne prend pas en compte les gradients de vitesse qui montre une inversion de leur direction entre les petites et les grandes échelles (voir chapitre 5, section 5.3.1), comme c'est observé par exemple dans les sources IRAM04191 et L1157 (voir table 4.3 et voir figure 5.6).

Les sources de notre échantillon montrent des comportements individuels spécifiques, c'est pourquoi j'ai suivi au plus près la méthode pour construire les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  décrite ci-dessus en l'adaptant au cas par cas.

TABLE 4.7 – Rayons d'utilisation des différents ensembles de données et des deux traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  permettant de construire un diagramme position-vitesse avec une grande plage dynamique pour toutes les sources de l'échantillon CALYPSO.

Source	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)				$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)			
	$R_i^a$		$R_{\text{trans}}^b$		$R_{\text{int}}^c$		$R_{\text{out}}^d$	
	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)
IRAM04191	–	–	5.6	780 (iv)	13.9	1950	100±11	14000±1540
L1521F *	0.5	70	5.9	820 –	–	–	32±3	4480±420
L1527	1.1	150	3.3	460 (ii)	13.9	1950	>121	>16940
GF9-2	1.9	380	5.1	1020 (i)	–	–	35±5	7000±1000
L1448-2A	1.4	410	4.2	1230 (iii)	13.9	4070	18±5	5270±1470
L1448-NB	1.6	470	5.9	1730 (iii)	13.9	4070	33±5	9670±1470
L1448-C	1.0	290	3.5	1230 (iii)	13.9	4070	25±2	7320±590
IRAS2A	1.6	470	5.1	1490 (i)	9	2640	34±6	9960±1760
SVS13-B	0.5	145	2.0	590 (i)	7	2050	7±3	2050±880
IRAS4A **	2.6	760	3.1	910 (i)	5.5	1610	5.9±1.0	1730± 290
IRAS4B **	1.5	440	2.1	615 (ii)	3.5	1030	11±2	3220±590
L1157	0.8	280	1.8	630 (ii)	13.9	4890	45±5	15840±1760

**Notes.** [a] Rayon de la taille d'émission des sources déterminé à partir des données PdBI de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (voir section 4.2). [b] Rayon de transition entre les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  déterminé à partir des profils de densité de colonne le long du plan équatorial (voir section 4.4).  $R_{\text{trans}}$  est défini suivant les critères (i), (ii), (iii) et (iv) explicités dans le texte. [c] Rayon intermédiaire entre les données combinées et 30m de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ . [d] Rayon de l'enveloppe proto-stellaire des sources de l'échantillon CALYPSO. Les références sont données dans la table 3.1. [\*] Pour la source L1521F, seules les données combinées et 30m de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  ont été utilisées pour construire le diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$ . Dans ce cas,  $R_i$  est le rayon intérieur en deçà duquel les données combinées peuvent être utilisées et  $R_{\text{trans}}$  est le rayon maximal où les données 30m peuvent être utilisées ( $=R_{\text{out}}$ ). [\*\*] Pour les sources IRAS4A and IRAS4B, les données PdBI de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  ont été utilisées. Dans ce cas,  $R_{\text{int}}$  est le rayon maximal en deçà duquel ces données peuvent être utilisées.

## Cas particuliers

Les exceptions les plus importantes sont les sources L1521F, IRAS4A, IRAS4B et L1157.

La source L1521F est l'une des sources de plus faible luminosité de l'échantillon CALYPSO. Seules les données 30m de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  montrent un gradient de vitesse le long du plan équatorial (voir table 4.3 et voir annexe D). Le diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  pour cette source n'a donc été construit qu'à partir de ces données en utilisant la méthode image. Les données combinées ne présentant pas de gradient de

vitesse clair ont été utilisées pour mettre des limites supérieures en vitesse dans le diagramme. Pour cette source,  $R_i$  est le rayon intérieur en deçà duquel les données combinées peuvent être utilisées et  $R_{\text{trans}}$  est le rayon maximal où les données 30m peuvent être utilisées ( $=R_{\text{out}}$ ). L'absence de gradients à petite échelle pourrait être due à la faible luminosité et donc à la basse température moyenne des poussières ( $T \sim 10$  K, Tokuda et al. 2014, 2016) qui n'est pas suffisante pour exciter les raies moléculaires à plus grande densité ( $E_{\text{upper}} = 15.8$  K pour la transition moléculaire  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1); CDMS). Les échelles extérieures de l'enveloppe quant à elles peuvent être chauffées par les rayons cosmiques.

L'analyse dans le plan (u,v) des sources IRAS4A, IRAS4B et L1157 ne permet de mettre qu'une limite supérieure en vitesse dans les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$ . Or sur les cartes de vitesse PdBI, on peut observer pour ces sources de faibles gradients dans le plan équatorial. Afin de contraindre la vitesse à petite échelle, la méthode d'analyse des données dans le plan image décrite ci-dessus pour les données combinées et 30m (voir section 4.5.1) a été appliquée pour ces sources aux données PdBI de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$ .

Les sources IRAS4A et IRAS4B sont localisées dans le nuage moléculaire NGC1333 où il a été mis en évidence qu'une composante en vitesse était liée à une compression externe rapide à grande échelle ( $v > 7.30$  km s $^{-1}$ , Belloche et al. 2006). Pour minimiser la contamination de la cinématique de l'enveloppe proto-stellaire par cette composante du nuage, les profils de raie, gaussienne pour l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et HFS pour l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ , ont été ajustés par deux composantes en vitesse en fixant la vitesse de la deuxième composante correspondant à la compression externe du nuage, à 7.7 km s $^{-1}$ . On constate également que les gradients de vitesse dans les cartes de l'émission étendue  $\text{N}_2\text{H}^+$  sont grandement contaminés par la dynamique externe à grande échelle (voir figures D.48 et D.51). Les données combinées et 30m de l'émission ne peuvent donc pas être utilisées pour construire de façon robuste le diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  aux échelles externes de l'enveloppe au delà de  $\sim 2000$  au. Cependant, les données interférométriques de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  filtrant l'émission étendue ont permis de contraindre la cinématique de l'enveloppe à grande échelle. C'est pourquoi, dans le cas de ces deux sources,  $R_{\text{int}}$  est le rayon maximal en deçà duquel les données PdBI de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  peuvent être utilisées.

#### 4.5.4 Détermination de la vitesse systémique et de la position centrale de l'enveloppe

La vitesse systémique est la vitesse de référence pour quantifier les variations de vitesse centroïde dans les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$ . Cette vitesse est définie comme la vitesse moyenne de l'objet au repos. En pratique, la vitesse systémique est estimée à partir d'une transition optiquement mince, dont le spectre contient l'émission de toute la matière de l'objet étudié se trouvant sur la ligne de visée. Elle s'obtient par la détermination de la vitesse centroïde de la raie grâce au calcul du premier moment du spectre ou à l'ajustement par une fonction gaussienne ou HFS sur le spectre observé (voir chapitre 2, section 2.6).

La modélisation des gradients par un modèle de gradient de vitesse linéaire permet de déterminer la vitesse systémique  $v_0$  dans les différents ensembles de données et traceurs. On remarque à partir des résultats dans la table 4.3 que  $v_0$  n'est pas la même selon le traceur ou l'ensemble de données considéré pour une source donnée. Elle dépend donc de la région de l'enveloppe proto-stellaire considérée car les données PdBI, combinées et 30m ne sont pas sensibles aux mêmes échelles (voir table 4.2) et les molécules de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  ne tracent pas les mêmes régions de l'enveloppe.

Dans un premier temps, les vitesses systémiques des enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO ont donc été déterminées à partir de l'ajustement par une fonction HFS du spectre moyen  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) issu des données 30m. Les spectres  $\text{N}_2\text{H}^+$  ne respectent pas le rapport des intensités du LTE mais l'ajustement HFS va interpréter ces différents niveaux d'intensité comme un effet de l'opacité en augmentant la valeur du paramètre libre de l'opacité totale. La détermination de la vitesse centroïde, i.e. de la vitesse systémique, avec une grande précision du fait des 7 composantes hyperfines du spectre de  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,

sera donc très peu influencée par les différents rapports d'intensité. La table 4.8 indique les vitesses systématiques que j'ai estimé. Elles s'avèrent cohérentes avec celles calculées dans de précédentes études (voir table 4.8). Les différences de quelques dixièmes de  $\text{km s}^{-1}$  avec la littérature peuvent s'expliquer par le fait que les valeurs de la littérature n'ont pas été déterminées avec le même traceur. En effet, comme vu dans mes travaux avec le  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ , différents traceurs ne tracent pas exactement le même matériel de l'enveloppe proto-stellaire (voir table 4.3). Il peut également y avoir des erreurs systématiques sur la fréquence au repos de la molécule ou sur l'étalonnage de l'axe spectral par exemple.

La molécule de  $\text{N}_2\text{H}^+$  trace les parties externes de l'enveloppe, donc les parties supposées plus calmes par rapport aux parties internes qui, quant à elles, peuvent être dominées par la rotation, l'effondrement ou l'éjection de matière. De plus, les données 30m permettent de récupérer la totalité de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  dans l'enveloppe proto-stellaire en comparaison des données PdBI ou combinées. Déterminer la vitesse systémique à partir des données 30m de la molécule  $\text{N}_2\text{H}^+$  pour toutes les sources de l'échantillon CALYPSO semble donc être une première estimation satisfaisante pour construire les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$ . D'un autre côté, la turbulence peut affecter la détermination de la vitesse systémique si les échelles extérieures de l'enveloppe sont turbulentes ou s'il y a une contamination par la turbulence sur la ligne de visée issue des échelles des nuages. On observe justement des gradients de vitesse dans les cartes 30m de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  du programme CALYPSO, ce qui peut décaler vers le rouge ou le bleu la vitesse centroïde déterminée par un ajustement gaussien ou HFS si le gradient est asymétrique. Le matériel tracé aux échelles 30m peut donc ne pas être au repos. Dans le cas d'une cinématique symétrique (effondrement et rotation) dans une enveloppe asymétrique, la vitesse systémique pourrait donc être plus précise aux échelles internes de l'enveloppe. L'ajustement HFS du spectre moyen de la raie  $\text{N}_2\text{H}^+$  permet donc de donner une valeur globale par défaut mais la vitesse systémique devra être adaptée pour récupérer les gradients les plus symétriques possible autour de la position centrale selon le traceur étudié, c'est-à-dire selon l'échelle tracée (voir section 4.5.3).

Si la vitesse systémique est correctement déterminée et que le gradient est axisymétrique, les points représentant les vitesses décalées vers le bleu et vers le rouge se chevaucheraient et seraient cohérents avec une seule courbe. En pratique, les gradients peuvent ne pas être symétriques par rapport à la position centrale de la source. Cette asymétrie peut provoquer des décalages en position entre l'émission décalée vers le bleu et l'émission décalée vers le rouge. Les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  ont donc été construits en maximisant le chevauchement des courbes montrant les vitesses décalées vers le bleu et vers le rouge pour produire le modèle le plus symétrique possible. Cette méthode a été réalisée de façon indépendante pour les points du diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  issus de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  afin de déterminer le meilleur couple  $(v_{\text{sys}}, r_{\text{orig}})$  adapté à chaque traceur, avec  $v_{\text{sys}}$  la vitesse systémique et  $r_{\text{orig}}$  la position centrale du gradient le long du plan équatorial.

Le meilleur couple  $(v_{\text{sys}}, r_{\text{orig}})$  a été déterminé à partir de l'ajustement par une loi de puissance, le meilleur chevauchement des points bleus et rouges permettant de réduire au mieux le  $\chi^2$  de l'ajustement (voir section suivante). J'ai exploré une plage de  $\pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$  autour de la vitesse systémique déterminée aux grandes échelles à partir des données 30m  $\text{N}_2\text{H}^+$  (voir table 4.8) et de  $\pm 0.2''$  autour de la position de l'émission continue des poussières (Maury et al. 2019; voir table 3.1). La table 4.9 indique le  $\chi^2$  réduit associé au meilleur couple de paramètres qui correspond au meilleur chevauchement des points bleu et rouge. Les positions centrales et les vitesses systématiques obtenues avec cette méthode se situent en moyenne entre  $< 0.2 \text{ km s}^{-1}$  et  $< 0.1''$  des premières estimations de ces valeurs en utilisant respectivement le spectre moyen  $\text{N}_2\text{H}^+$  et le pic du continuum des poussières (voir table 3.1). Cette méthode ne permet pas de déterminer de façon plus précise que  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  la valeur de la vitesse systémique étant donné les erreurs sur la vitesse des points peuplant les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$ . Cette erreur systématique de  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  a été propagée sur les points des diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  finaux (voir figure 4.14). Elle n'affecte donc pas



TABLE 4.8 – Valeurs des vitesses systématiques déterminées à partir d’un ajustement HFS du spectre moyen  $\text{N}_2\text{H}^+$  issu des données 30m pour les sources de l’échantillon CALYPSO comparées à la littérature.

Sources	$v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$v_{\text{sys}}^{\text{littérature}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
IRAM04191	$6.63 \pm 0.06$	$6.66^1$
L1521F	$6.47 \pm 0.01$	$6.45^2$
L1527	$5.89 \pm 0.01$	$5.90^2$
GF9-2	$-2.56 \pm 0.02$	$-2.60^3$
L1448-2A	$4.10 \pm 0.04$	$4.20^4$
L1448-NB	$4.47 \pm 0.02$	$4.70^5$
L1448-C	$4.73 \pm 0.03$	$5.00^4$
IRAS2A	$7.60 \pm 0.04$	$7.30^{6,7}$
SVS13-B	$8.02 \pm 0.02$	$8.40^8$
IRAS4A	$7.34 \pm 0.03^*$	$7.24^{9,10}$
IRAS4B	$7.20 \pm 0.06^*$	$7.00^{11}$
L1157	$2.65 \pm 0.03$	$2.65^{2,12}$

**Notes.** [★] L’ajustement du spectre moyen a été réalisé en fixant une deuxième composante en vitesse correspondant à la compression externe à  $7.7 \text{ km s}^{-1}$ .

**Références.** [1] Belloche et al. (2002); [2] Tobin et al. (2011); [3] Goodman et al. (1993); [4] Tobin et al. (2007); [5] Kwon et al. (2006); [6] Jørgensen & van Dishoeck (2010); [7] Codella et al. (2014b); [8] Chen et al. (2009); [9] Belloche et al. (2006); [10] Anderl et al. (2016); [11] Jørgensen & van Dishoeck (2010); [12] Bachiller & Pérez Gutiérrez (1997).

l’index des modèles en loi de puissance mais peut affecter l’erreur sur ce paramètre ainsi que la valeur du  $\chi^2$  réduit obtenu pour le meilleur ajustement (voir section suivante). Une fois le meilleur couple de paramètres déterminé pour chaque traceur de façon indépendante, les points du diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  issus de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  sont mis bout à bout afin de construire de façon homogène des diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  symétriques avec une grande plage dynamique pour les enveloppes proto-stellaires de l’échantillon CALYPSO.

#### 4.5.5 Ajustement par des modèles de loi de puissance pour caractériser les mouvements de rotation

En supposant que les enveloppes proto-stellaires sont axisymétriques autour de leur axe de rotation (supposé perpendiculaire au plan équatorial), les gradients de vitesse observés dans le plan équatorial et rapportés dans les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  sont donc principalement dus aux mouvements de rotation des enveloppes. Pour caractériser ces mouvements de rotation, j’ai ajusté les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  par un modèle de loi de puissance du type :  $v \propto r^\alpha$ . Cette méthode a été testée avec un modèle axisymétrique d’enveloppe en effondrement et en rotation par Yen et al. (2013). Tant que la rotation domine le champ de vitesse sur la ligne de visée, qui dépend de l’inclinaison et de l’aplatissement de l’enveloppe, Yen et al. (2013) ont obtenu des estimations solides des mouvements de rotation à l’œuvre dans les enveloppes.

Dans un premier temps, les diagrammes  $\text{PV}_{\text{rot}}$  ont été ajustés par un profil de loi de puissance en utilisant la méthode des moindres carrés en fixant l’indice  $\alpha = -1$  pour comparer à ce qui est théoriquement attendu pour une enveloppe en rotation et en effondrement à partir d’un cœur initial en rotation solide (Ulrich 1976; Cassen & Moosman 1981; Terebey et al. 1984; Basu 1998; voir chapitre 2, section 2.6). Les valeurs des  $\chi^2$  réduits associés aux meilleurs ajustements sur les points rouge et bleu sont données dans la table 4.10. Dans un second temps, j’ai laissé l’indice de la loi de puissance en paramètre libre afin



TABLE 4.9 – Valeurs de la vitesse systémique et de la position centrale donnant le meilleur chevauchement et  $\chi^2$  par ajustements indépendants par une loi de puissance des points C<sup>18</sup>O et N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>.

Source	Raie	$v_{\text{sys}}^a$ (km s <sup>-1</sup> )	Coordonnées $r_{\text{orig}}^b$		Loi de puissance $c$	
			R.A. [h :m :s] (J2000)	DEC [° :′ :″] (J2000)	$\eta$	$\chi^2$
IRAM04191	C <sup>18</sup> O	$u$	$u$	$u$	$-0.2 \pm 0.2$	0.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1521F	C <sup>18</sup> O	6.55 (+0.1)	$u$	$u$	$0.2 \pm 0.5$	0.1
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1527	C <sup>18</sup> O	5.8 (-0.1)	$u$	$u$	$-1.07 \pm 0.04$	1.5
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	$u$	$u$	$u$	$0.4 \pm 0.4$	0.7
GF9-2	C <sup>18</sup> O	-2.8 (-0.2)	20 :51 :29.836 (+0.2 ″)	60 :18 :38.44 (+0 ″)	$-0.8 \pm 0.1$	1.8
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1448-2A	C <sup>18</sup> O	4.0 (-0.1)	03 :25 :22.380 (+0.06 ″)	30 :45 :13.28 (+0.08 ″)	$-0.9 \pm 0.1$	1.4
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	$u$	$u$	$u$	–	–
L1448-NB	C <sup>18</sup> O	4.6 (+0.1)	03 :25 :36.316 (+0.01 ″)	30 :45 :15.10 (-0.05 ″)	$-0.94 \pm 0.04$	2.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1448-C	C <sup>18</sup> O	5.1 (+0.4)	$u$	$u$	$-1.0 \pm 0.1$	1.4
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	4.9 (+0.2)	$u$	$u$	$0.8 \pm 0.1$	3.0
IRAS2A	C <sup>18</sup> O	$u$	$u$	$u$	$-0.7 \pm 0.1$	0.2
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
SVS13-B	C <sup>18</sup> O	8.3 (+0.3)	$u$	$u$	$-0.9 \pm 0.3$	0.2
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
IRAS4A	C <sup>18</sup> O	6.6 (-0.7)	$u$	$u$	$0.2 \pm 0.2$	1.8
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	6.8 (-0.5)	$u$	$u$	$0.6 \pm 0.3$	0.7
IRAS4B	C <sup>18</sup> O	6.9 (-0.3)	$u$	$u$	$-0.3 \pm 0.4$	0.5
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	7.0 (-0.2)	$u$	$u$	$-2.0 \pm 2.2$	0.1
L1157	C <sup>18</sup> O	$u$	$u$	$u$	$0.1 \pm 0.3$	0.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–

**Notes.** [a,b] Valeurs de  $v_{\text{sys}}$  et coordonnées de  $r_{\text{orig}}$  quand elles sont respectivement différentes de  $v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  (voir table 4.8) et des coordonnées de l'émission continue des poussières à 1.3 mm (voir table 3.1). Les valeurs entre parenthèses indiquent respectivement le décalage en vitesse en km s<sup>-1</sup> par rapport à la valeur  $v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  et le décalage en position en arc seconde par rapport à la position de l'émission continue des poussières. Le symbole  $u$  signifie "unchanged" (inchangé en anglais), c'est-à-dire que  $v_{\text{sys}} = v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  et les coordonnées de  $r_{\text{orig}}$  sont égales aux coordonnées de l'émission continue des poussières à 1.3 mm. [c] Indice de l'ajustement par une loi de puissance ( $v \propto r^\eta$ ) sur les points rouge et bleu et la valeur réduite de  $\chi^2$  associée à ce modèle. Les tirets signifient qu'aucun ajustement n'a été fait parce que le traceur n'est pas utilisé pour contraindre le diagramme PV<sub>rot</sub> de cette source.

de déterminer quel indice décrit au mieux les variations de vitesse observées : l'indice et le  $\chi^2$  associé aux meilleurs ajustements par la loi de puissance  $v \propto r^\alpha$  sur les points rouge et bleu sont donnés dans la table 4.10. La figure 4.14 montre les diagrammes PV<sub>rot</sub> de chaque source de l'échantillon CALYPSO ajustés par les lois de puissance.

Pour chaque ajustement, le  $\chi^2$  réduit à été calculé de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{ddl} \frac{\sum_{i=1}^n \omega_i (d_i - m_i)^2}{\sum_{i=1}^n \omega_i}$$

avec  $d$  les données,  $m$  le modèle,  $\omega$  le poids des données et  $ddl$  le nombre de degrés de libertés.  $ddl$  est égal au nombre de paramètres libres dans le modèle soustrait au nombre de données à ajuster ; il est

reporté pour chaque source dans la table 4.10. Le poids  $\omega$  est lié aux erreurs des données. Les erreurs en vitesse ou position n'étant pas les mêmes selon la méthode utilisée pour construire le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  à une échelle donnée, elles doivent cependant être prises en compte de la même façon. En effet, la méthode d'analyse dans le plan (u,v) donne des erreurs plus importantes en vitesse, dues à la largeur des canaux de vitesse, tandis que la méthode d'analyse dans le plan image donne des erreurs plus importantes sur la position, dues à la taille des pixels qui est liée à la résolution spatiale des données. Une régression linéaire, ne prenant en compte que les écarts entre le modèle et les données selon l'axe des ordonnées ne suffit donc pas. Pour ajuster le mieux possible notre diagramme  $PV_{\text{rot}}$ , une régression orthogonale, qui prend en compte la distance séparant le modèle et les données selon les axes des abscisses et des ordonnées est nécessaire. L'ajustement a été fait en utilisant le programme Orthogonal Distance Regression (ODR) du logiciel Python SciPy qui utilise l'algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt.

TABLE 4.10 – Paramètres des meilleurs ajustements des diagrammes position-vitesse pour les sources de l'échantillon CALYPSO.

Source	Loi de puissance $\alpha=-1$ <sup>a</sup>		Loi de puissance <sup>b</sup>		
	Ddl	$\chi^2$	Ddl	$\alpha$	$\chi^2$
IRAM04191 *	9	1.1	8	-0.3 ±0.2	0.3
L1521F	6	1.0	5	0.2 ±0.5	0.1
L1527	58	1.9	57	-1.13 ± 0.03	1.6
GF9-2 *	10	2.0	9	-0.8 ±0.1	1.8
L1448-2A *	8	1.3	7	-0.9 ±0.1	1.4
L1448-NB	34	2.3	33	-0.94 ±0.04	2.3
L1448-C	43	10.5	42	-0.38 ±0.03	6.4
IRAS2A	13	0.9	12	-0.7 ±0.1	0.2
SVS13-B *	7	0.2	6	-0.9 ±0.3	0.2
IRAS4A *	18	20.4	17	0.8±0.1	1.5
IRAS4B *	12	0.6	11	-0.6 ±0.3	0.5
L1157 *	10	1.2	9	0.1 ±0.3	0.3

**Notes.** [a] Nombre de degrés de liberté utilisé pour le modèle et  $\chi^2$  réduit associé au meilleur ajustement par une loi de puissance avec un indice fixe  $\nu \propto r^{-1}$ . [b] Nombre de degrés de liberté utilisé pour le modèle, indice de l'ajustement par une loi de puissance  $\nu \propto r^\alpha$  et  $\chi^2$  réduit associé au meilleur ajustement. [★] Sources pour lesquelles la cinématique est seulement contrainte aux échelles  $r < 1600$  au.

On remarque que les indices des lois de puissance des sources de l'échantillon CALYPSO sont compris entre :  $-1.1 \leq \alpha \leq 0.8$ . Cinq sources (L1527, GF9-2, L1448-2A, IRAS2A et SVS13-B) montrent des vitesses de rotation variant comme une loi de puissance avec un indice proche de -1, ce qui est cohérent avec l'indice attendu pour une enveloppe proto-stellaire en effondrement et en rotation. Les  $\chi^2$  réduits sont proches de 1.5 pour ces sources, excepté pour IRAS2A et SVS13-B qui en ont des meilleurs ( $\sim 0.2$ ). Les deux sources L1521F et L1157 montrent un indice de loi de puissance proche de 0 avec des  $\chi^2$  réduits très faibles ( $\leq 0.3$ , voir table 4.10). Ces profils plats de diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  ( $v_{\text{rot}} \sim \text{constant}$ ) suggèrent une enveloppe en rotation différentielle avec une vitesse angulaire  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r} \propto r^{-1}$ . Pour deux autres sources (IRAM04191 et IRAS4B), les indices du meilleur ajustement sont compatibles avec -0.5, ce qui pourrait suggérer de la rotation Képlérienne aux échelles  $r < 1000$  au. Cependant, les  $\chi^2$  réduits sont aussi satisfaisants ( $\sim 1$ ) quand on fixe l'indice de la loi de puissance à  $\alpha=-1$  (voir table 4.10). De plus, aucune rotation Képlérienne n'est détectée aux échelles  $r < 500$  au à partir des travaux de Maret+CALYPSO (en préparation ; voir chapitre 3, section 3.4.3). Ainsi, pour ces deux sources, l'hypothèse d'une rotation

Képlérienne aux échelles  $r < 1000$  au est peu probable.

La variation des vitesses de rotation le long du plan équatorial entre 50 et 5000 au dans L1448-NB et L1448-C ne peut pas être reproduite de manière satisfaisante par un modèle de loi de puissance ( $\chi^2 > 2$ , voir table 4.10). Cependant, si on considère les points aux échelles  $r < 400$  au pour L1448-NB et  $r < 1500$  au pour L1448-C, on obtient respectivement des indices de loi de puissance de  $-0.9 \pm 0.2$  avec un bon  $\chi^2$  réduit de 0.4 et  $-1.0 \pm 0.1$  avec un bon  $\chi^2$  réduit de 1.2, comme attendu pour une enveloppe en effondrement et en rotation.

L'ajustement du diagramme  $PV_{\text{rot}}$  de la source IRAS4A par une loi de puissance donne un indice positif de 0.8 (voir table 4.10). Cela pourrait être une indication de rotation solide de l'enveloppe. En effet, pour un corps en rotation solide avec conservation du moment cinétique, on a  $v_{\text{rot}} \propto r$  et une vitesse angulaire  $\Omega = \text{constante}$  (voir chapitre 2, section 2.6 et figure 2.17). Cependant, on remarque que les vitesses relatives diminuent de  $\sim 2000$  au à  $\sim 600$  au puis réaugmentent aux petites échelles (voir figure 4.14). Le gradient de vitesse n'est donc pas uniforme sur l'ensemble des échelles tracées par le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  comme attendu pour un corps en rotation solide.

On remarque aussi que les points aux échelles  $r < 600$  au sont compatibles avec une enveloppe en effondrement et en rotation (voir figure 4.14). Lorsqu'on n'ajuste que les points en deçà de  $r < 600$  au, on obtient effectivement un indice de loi de puissance de  $-1.3 \pm 0.6$  avec un bon  $\chi^2$  réduit de 0.6. On note cependant un creux dans l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux échelles  $r < 350$  au qui pourrait être dû à l'opacité (voir figures D.46 et E.9). L'information sur les vitesses aux petites échelles peut donc être altérée.

De plus, la cinématique observée aux échelles  $\geq 1000$  au est analogue à celle observée dans la structure filamentaire dans laquelle la source est enfouie (voir figure 5.18, Belloche et al. 2006).

A l'heure actuelle, aucune observation n'a permis d'identifier d'enveloppe proto-stellaire en rotation solide. Les modèles numériques favorisent les mouvements de rotation différentielle de l'enveloppe (Basu 1998). En effet, à partir d'un corps initialement en rotation solide, l'effondrement avec conservation du moment cinétique mène à une rotation différentielle de l'enveloppe (voir chapitre 2, section 2.6). L'hypothèse d'une rotation solide de l'enveloppe pour la source IRAS4A est donc peu probable.

Pour les sources IRAM04191, IRAS2A et L1157, le  $\chi^2$  réduit est aussi bon lorsque les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  de ces sources sont ajustés par un modèle de loi de puissance avec l'indice fixé à  $\alpha = -1$  (voir table 4.10). Dans ces travaux, je détermine la position et la vitesse en utilisant quatre méthodes différentes et indépendantes et je ne prends pas en compte les barres d'erreur dues à la connexion entre les différents traceurs et ensembles de données. Les barres d'erreurs des indices reportées dans la table 4.10 peuvent donc être sous-estimées. D'un autre côté, bien que j'ai déterminé la vitesse systémique en maximisant le chevauchement des points bleu et rouge, cette méthode ne permet pas de déterminer la vitesse systémique avec une meilleure précision que  $0.05 \text{ km s}^{-1}$ . Cette erreur systématique, qui a été ajoutée aux erreurs de vitesses précédentes dans les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  pour prendre en compte l'erreur sur la vitesse systémique, peut être surestimée et donc mener à une sous-estimation des  $\chi^2$  réduits. Pour ces trois sources, les données CALYPSO permettent seulement d'estimer un intervalle sur les indices de loi de puissance entre -1 et la valeur  $\alpha$  indiquée dans la cinquième colonne de la table 4.10. De plus, malgré le choix du plan équatorial, les vitesses de rotation peuvent être contaminées par l'effondrement aux petites échelles à cause de la géométrie des enveloppes.

Pour conclure, les mouvements organisés indiqués dans les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  et ajustés par une loi de puissance avec un indice  $\alpha$  variant de -2 à 0 sont cohérents avec des mouvements de rotation différentielle de l'enveloppe ( $\Omega \propto r^{-\epsilon}$ , avec  $3 < \epsilon < -1$  ici). Des mouvements de rotation ont été identifiés dans toutes les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO excepté IRAS4A.

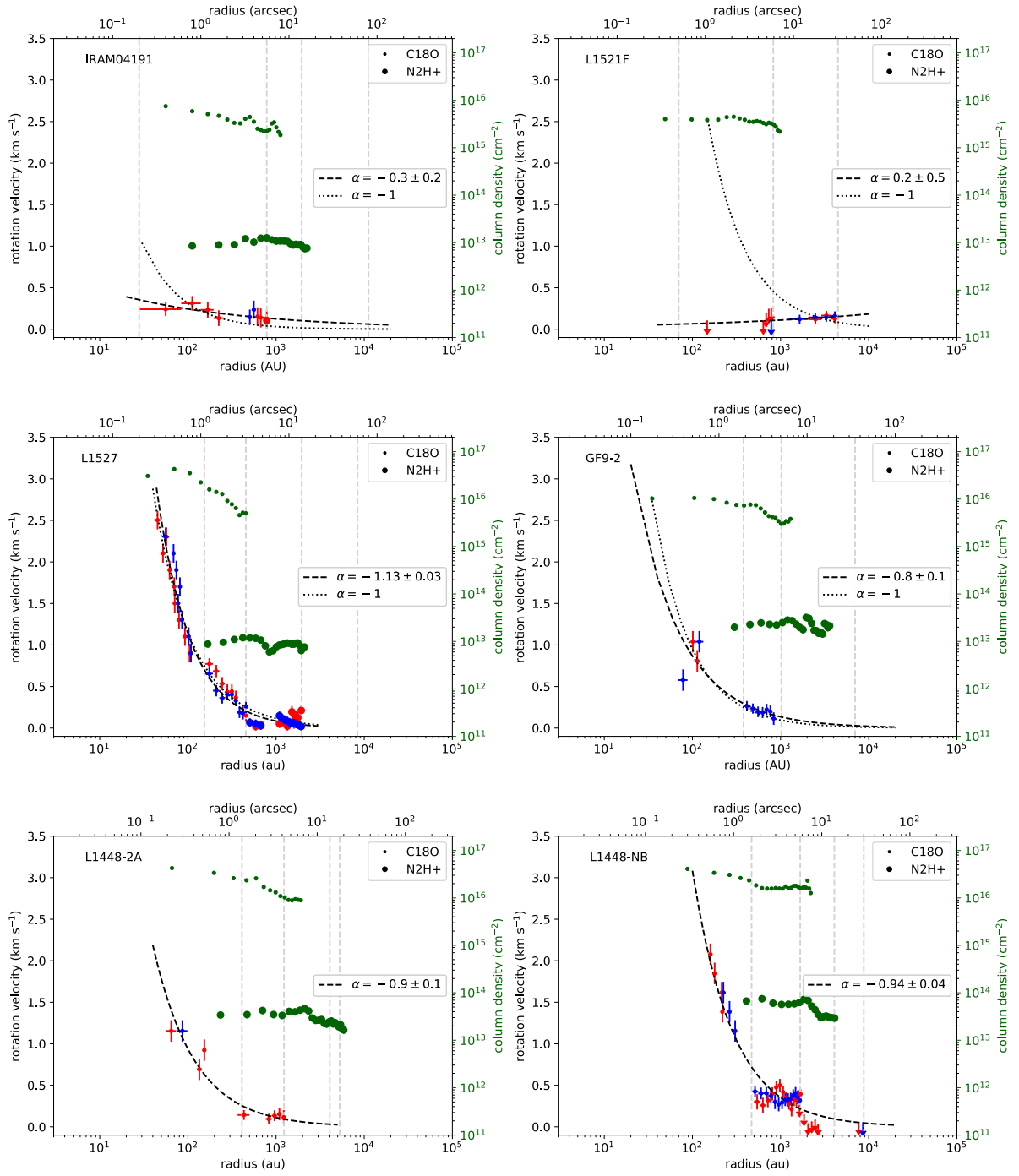


FIGURE 4.14 – Diagramme position-vitesse des mouvements de rotation le long du plan équatorial des sources de l'échantillon CALYPSO. Les points rouges et bleus représentent les vitesses respectivement décalées vers le rouge et le bleu. Les flèches montrent les limites supérieures de  $v_{\text{rot}}$  déterminée à partir des cartes de vitesse où la distribution spatiale en vitesse n'est pas organisée comme attendu pour les mouvements de rotation. Les gros points représentent les points issus de l'analyse de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  tandis que les petits points représentent ceux issus de l'analyse de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Les points verts représentent les profils de densité de colonne des traceurs déterminés le long du plan équatorial. La courbe en tirets montre le meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance ( $v \propto r^\alpha$ ) en laissant l'indice  $\alpha$  en paramètre libre tandis que celle en pointillés montre la loi de puissance avec un indice fixe  $\alpha = -1$ . Les lignes verticales en tirets montrent les rayons de transition entre les différents ensembles de données (PdBI, combinées, 30m) et les deux traceurs comme indiqué dans la table 4.10.

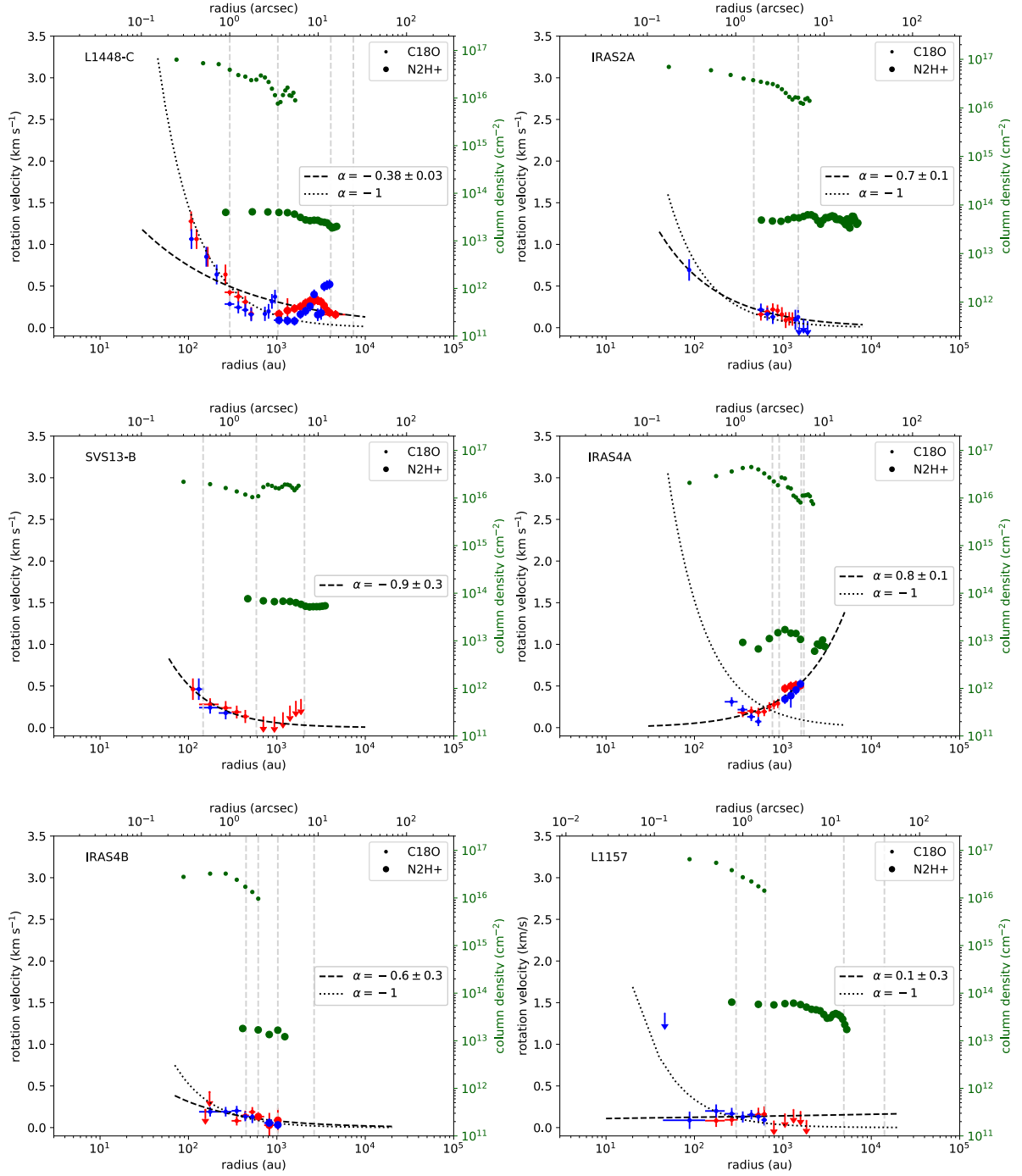


FIGURE 4.14 – Suite de la figure 4.14.

## Chapitre 5

# Résultats et interprétations

---

<b>5.1</b>	<b>Distribution radiale du moment cinétique dans l'échantillon CALYPSO</b>	<b>112</b>
<b>5.2</b>	<b>Cinématique des enveloppes à <math>r &lt; 1600</math> au</b>	<b>117</b>
5.2.1	Moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0	118
5.2.2	Conservation du moment cinétique	119
5.2.3	Redistribution du moment cinétique par freinage magnétique	121
<b>5.3</b>	<b>Changement de mécanismes dominant la cinématique aux grandes échelles de l'enveloppe</b>	<b>125</b>
5.3.1	Enveloppes proto-stellaires en contre-rotation	126
5.3.2	Transition entre effondrement et rotation dans les enveloppes proto-stellaires	133
5.3.3	Origine des gradients de vitesse à grandes échelles dans les enveloppes proto-stellaires	135

---

Je détaille dans ce chapitre les principaux résultats de mes travaux de thèse. Cette étude des mouvements de rotation m'a permis de mesurer et d'établir, pour la première fois, des distributions radiales du moment cinétique spécifique dans un échantillon de 11 enveloppes proto-stellaires. Deux régimes distincts ont ainsi été mis en exergue : un profil constant compatible à petites échelles ( $< 1600$  au) et un profil où  $j$  augmente avec le rayon aux grandes échelles ( $1600-5000$  au). Ces profils à petites échelles ( $< 1600$  au) montrent que la matière participant directement à la formation de l'étoile possède un moment cinétique spécifique ( $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ) de seulement  $\sim 3$  ordres de grandeur plus élevé que les étoiles T-Tauri, premiers objets stellaires observables. Je discute dans une première partie la validité de l'hypothèse de conservation du moment cinétique lorsque le profil est constant, puis j'explore l'hypothèse de la présence d'un mécanisme qui redistribue le moment cinétique des petites aux grandes échelles tel que le freinage magnétique. Je m'intéresse à plusieurs scénarios pour interpréter le changement de régime dans les profils de moment cinétique aux échelles  $> 1600$  au : la présence d'une empreinte des conditions initiales de la phase pré-stellaire aux grandes échelles de l'enveloppe, un changement de mécanismes dominant la cinématique aux grandes échelles de l'enveloppe (transition entre effondrement et rotation, contre-rotation) et l'influence de la dynamique des filaments interstellaires (turbulence, effondrement, chocs).

## 5.1 Distribution radiale du moment cinétique dans l'échantillon CALYPSO

A partir des diagrammes position-vitesse construits qui semblent en accord avec des mouvements organisés de rotation différentielle de l'enveloppe, c'est-à-dire qui sont ajustés par une loi de puissance  $v \propto r^\alpha$  avec un indice  $\alpha$  variant de -2 à 0, on peut déterminer la distribution radiale du moment cinétique dans l'enveloppe. En effet, si on considère que la vitesse observée, intégrée sur la ligne de visée et corrigée de l'inclinaison du plan équatorial par rapport à la ligne de visée (voir table 3.1) ne trace que la rotation de l'enveloppe, le moment cinétique spécifique se calcule de la manière suivante :  $j = v \times r$  (voir chapitre 2, section 2.6). J'ai donc construit cette distribution pour 11 sources, toutes les sources de l'échantillon initial de 12 proto-étoiles exceptée IRAS4A. C'est la première fois que de tels profils de moment cinétique à différents rayons au sein d'une enveloppe proto-stellaire sont déterminés pour un échantillon important de proto-étoiles de Classe 0.

La figure 5.1 montre comme exemple la distribution du moment cinétique spécifique en fonction du rayon pour la source L1448-C. Les distributions radiales du moment cinétique spécifique des autres sources de l'échantillon sont données en annexe D.

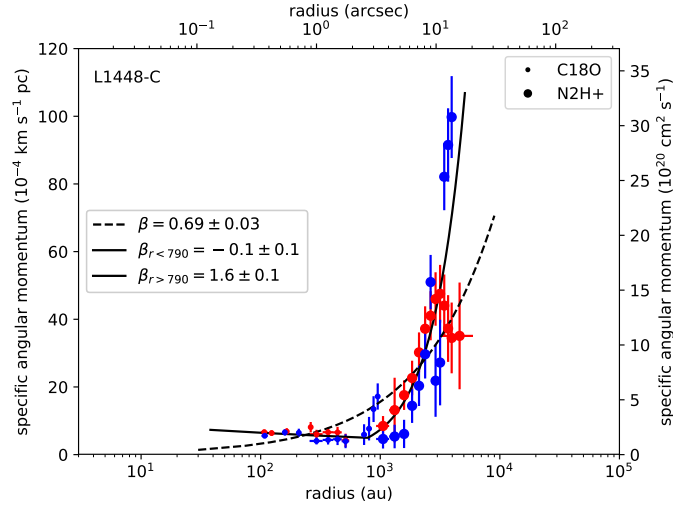


FIGURE 5.1 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-C. Les points rouges et bleus représentent les vitesses respectivement décalées vers le rouge et le bleu. Les gros points représentent les points issus de l'analyse de l'émission  $N_2H^+$  tandis que les petits points représentent ceux issus de l'analyse de l'émission  $C^{18}O$ . La courbe en tirets montre le meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance ( $j \propto r^\alpha$ ) en laissant l'indice  $\alpha$  en paramètre libre tandis que la courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.

On remarque que les profils de moment cinétique des sources CALYPSO semblent montrer deux régimes distincts : un profil constant aux petites échelles ( $\leq 1600$  au) et un profil où le moment augmente avec le rayon (voir figure 5.1). Pour mettre en évidence et interpréter ces différents régimes (profil constant puis tendance croissante aux rayons extérieurs de l'enveloppe), j'ai ajusté la distribution de moment cinétique de chaque source par une loi de puissance simple et une loi de puissance cassée, c'est-à-dire une loi de puissance à deux indices différents ( $\beta_1$  et  $\beta_2$ ) avec un rayon de rupture  $r_{\text{break}}$  (voir figure 5.1) :

$$\left( \frac{r}{r_{\text{break}}} \right)^{\beta_1} \quad \text{lorsque } r < r_{\text{break}}$$

$$\left( \frac{r}{r_{\text{break}}} \right)^{\beta_2} \quad \text{lorsque } r > r_{\text{break}}$$



Comme pour les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$ , pour ajuster le mieux possible les profils de moment cinétique, une régression orthogonale en utilisant la méthode des moindres carrés a été réalisée en laissant les indices des lois de puissance comme paramètres libres (voir chapitre 4, section 4.5.3).

Les indices et les  $\chi^2$  réduits des meilleurs ajustements sont indiqués dans la table 5.1. Pour les ajustements par une loi de puissance cassée, seuls les résultats significatifs, c'est-à-dire avec un  $\chi^2$  réduit meilleur qu'avec une loi de puissance simple, ou présentant deux indices  $\beta_1$  et  $\beta_2$  différents avec une valeur de rayon de rupture  $r_{\text{break}}$  auquel le profil est réellement sensible, ont été conservés.

TABLE 5.1 – Paramètres des meilleurs ajustements de la distribution de moment cinétique pour les sources de l'échantillon CALYPSO.

Sources	Loi de puissance		Loi de puissance cassée			
	$\beta^1$	$\chi^2^2$	$\beta_{r < r_{\text{break}}}^3$	$r_{\text{break}}$ (au)	$\beta_{r > r_{\text{break}}}^3$	$\chi^2^2$
IRAM04191 *	$0.7 \pm 0.2$	0.2	—	—	—	—
L1521F	$1.2 \pm 0.6$	0.1	—	—	—	—
L1527	$-0.13 \pm 0.03$	1.6	—	—	—	—
GF9-2 *	$0.3 \pm 0.1$	1.6	—	—	—	—
L1448-2A *	$0.1 \pm 0.1$	1.4	—	—	—	—
L1448-NB	$0.07 \pm 0.04$	2.4	$-0.3 \pm 0.1$	$630 \pm 80$	$0.9 \pm 0.2$	0.8
L1448-C	$0.69 \pm 0.03$	5.5	$-0.1 \pm 0.1$	$790 \pm 100$	$1.6 \pm 0.1$	2
IRAS2A	$0.3 \pm 0.1$	0.2	—	—	—	—
SVS13-B *	$0.1 \pm 0.3$	0.2	—	—	—	—
IRAS4B *	$0.4 \pm 0.3$	0.5	—	—	—	—
L1157 *	$1.1 \pm 0.4$	0.2	—	—	—	—
Profil médian	$1.0 \pm 0.2$		$0.4 \pm 0.3$	$1300 \pm 280$	$2.0 \pm 0.3$	

**Notes.** [1] Indice du meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance  $v \propto r^\beta$  sur les points rouges et bleu. [2]  $\chi^2$  réduit associé au meilleur ajustement. [3] Indices du meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance cassée de part et d'autre du rayon de rupture  $r_{\text{break}}$ . [★] Sources pour lesquelles la distribution de moment cinétique spécifique est seulement contrainte aux échelles  $r < 1600$  au. La dernière ligne indique l'indice du meilleur ajustement du profil médian de moment cinétique de toutes les sources. Chaque distribution individuelle de  $j$  a été rééchantillonnée par pas de 100 au et normalisée à partir de la valeur de  $j$  à 600 au.

Les résultats des ajustements par une loi de puissance simple peuvent être classés en trois types : les profils relativement constants avec un indice  $\beta < 0.2$  comme pour les sources L1527, L1448-2A, L1448-NB et SVS13-B ; les profils intermédiaires avec un indice  $0.2 < \beta < 0.5$  comme pour les sources GF9-2, IRAS2A et IRAS4B ; et les profils croissants avec un indice  $\beta > 0.5$  comme pour la source IRAM04191, L1521F, L1448-C et L1157.

Les  $\chi^2$  réduits des ajustements par une loi de puissance simple pour les sources L1448-NB et L1448-C sont très élevés ( $> 3$ ). Le modèle ne reproduit pas bien la distribution observée pour ces deux sources, c'est pourquoi j'ai réalisé un ajustement par une loi de puissance cassée qui permet d'obtenir de meilleurs  $\chi^2$  réduits (respectivement  $\sim 1$  et 2). L'ajustement par une loi de puissance cassée permet également de mettre en évidence la présence de deux régimes distincts dans le profil de L1448-C : un profil constant aux rayons  $r < 790$  au et un profil croissant avec un indice  $\beta \sim 1.6$  au delà. De la même manière, pour L1448-NB, cet ajustement permet de mettre en évidence un profil relativement constant aux rayons  $r \sim 630$  au et un profil croissant avec un indice  $\beta \sim 0.9$  au delà.

On peut également noter que la distribution de moment cinétique des sources IRAM04191, GF9-2, L1448-2A, SVS13-B, IRAS4B et L1157 n'est contrainte qu'aux rayons  $<1600$  au. Or ces distributions possèdent des profils relativement constants ou intermédiaires avec un indice de loi de puissance simple  $\beta < 0.5$  et ne peuvent pas être ajustés de manière robuste par une loi de puissance cassée.

On remarque cependant que la source L1157 présente un profil croissant de moment cinétique aux échelles  $<500$  au avec un indice  $\alpha \sim 1$ . Il en est de même pour IRAM04191, aux échelles  $<800$  au avec un indice  $\alpha \sim 0.7$ .

Pour les autres sources, nous avons également identifié aux échelles  $r < 1300$  au un profil plat de moment cinétique spécifique avec  $\beta < 0.5$  (L1527, GF9-2, L1448-2A, IRAS2A, SVS13-B et IRAS4B) alors que le profil spécifique de moment cinétique aux échelles  $r > 1300$  au montre une pente plus forte avec  $\beta \sim 1$  (L1521-F). À partir du profil médian, on remarque que la plupart des sources de l'échantillon sont mieux reproduites par un modèle de loi de puissance cassé avec un rayon de rupture ( $1300 \pm 280$ ) au et un profil croissant à plus grand rayon dans l'enveloppe ( $\beta \gtrsim 1$ ) qu'un modèle simple. Le rayon  $r \sim 1300$  au apparaît donc comme un rayon critique qui délimiterait deux régimes de moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires : le moment cinétique diminuerait jusqu'aux rayons  $\sim 1300$  au et tendrait ensuite à devenir constant (voir la figure 5.2).

Les profils de moment cinétique spécifique  $j$  des 11 sources ont été tracés sur la figure de Belloche (2013) montrant la distribution du moment cinétique spécifique selon les différents stades d'évolution stellaire (voir figure 5.2) pour comparer avec les valeurs de moment cinétique obtenues dans la littérature dans des cœurs denses, des proto-étoiles de Classe 0, de Classe I et de Classe II. Les points du diagramme représentant les proto-étoiles de Classe 0 ou I sont des valeurs moyennes du moment cinétique dans l'enveloppe proto-stellaire (Ohashi et al. 1997b; Chen et al. 2007). C'est donc la première fois que ce diagramme peut être peuplé avec des données à différents rayons à l'intérieur d'un même objet pour un échantillon important de proto-étoiles de Classe 0. Les valeurs trouvées dans l'échantillon CALYPSO sont en accord avec les valeurs des précédentes études dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 ou I (voir figure 5.2).

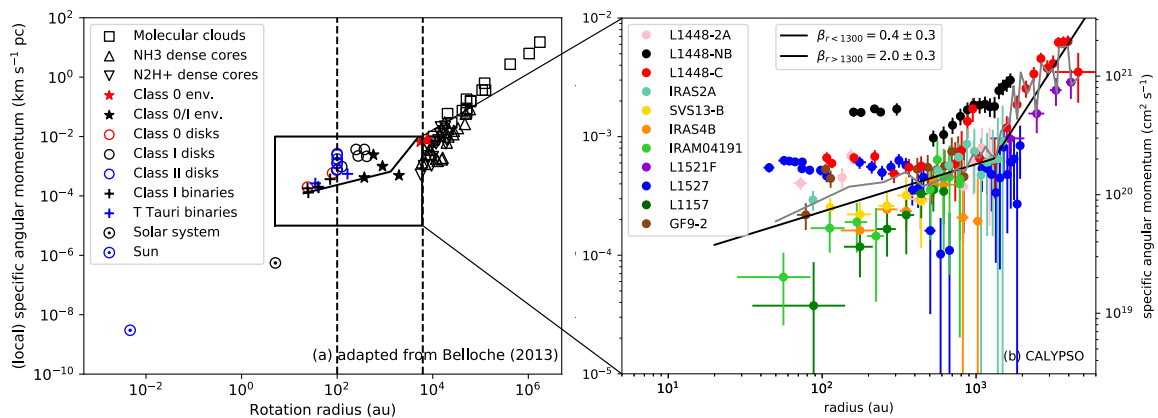


FIGURE 5.2 – Gauche : Variation du moment cinétique spécifique en fonction du rayon pour différents objets caractéristiques des différentes étapes de la formation stellaire. Crédit : Figure 8 de la revue de Belloche (2013). Droite : Superposition des distributions radiales du moment cinétique des sources de l'échantillon CALYPSO.

A partir des études précédentes, [Belloche \(2013\)](#) distinguait trois stades dans la distribution du moment cinétique spécifique selon l'évolution des sources (voir figure 2.18) :

- le stade pré-stellaire où le moment cinétique suit la relation de puissance :  $j \propto r^{1.6}$ ,
- le stade proto-stellaire où le moment cinétique est constant ( $\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ),
- le stade disque et binaires où le moment cinétique suit la relation :  $j \propto r^{0.5}$ .

Pour le stade proto-stellaire, on s'attendrait donc à un profil constant cohérent avec une conservation du moment cinétique comme prédit par les modèles hydrodynamiques. Les profils de moment cinétique observés au delà de  $\sim 1300$  au dans l'échantillon de proto-étoiles CALYPSO ne peuvent donc pas être expliqués par les modèles non-magnétisés.

On remarque que les valeurs de moment cinétique spécifique dans les parties internes des enveloppes ( $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ,  $< 1300$  au) sont légèrement inférieures mais compatibles avec les estimations faites par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) et [Chen et al. \(2007\)](#) pour 4 objets de Classe 0 ou I à ces échelles ( $j \sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $r < 5000$  au). Les valeurs CALYPSO sont aussi cohérentes avec les études de [Yen et al. \(2015b\)](#) et [Yen et al. \(2015a\)](#) qui ont trouvé des valeurs entre  $5 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  et  $5 \times 10^{-5} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles internes de l'enveloppe ( $r < 1500$  au). [Yen et al. \(2015a\)](#) ont déterminé un moment cinétique spécifique de  $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  à  $r \sim 100$  au pour L1527 et L1448-C. De plus, les valeurs qu'on obtient pour L1157 sont similaires à leur limite supérieure estimée à  $5 \times 10^{-5} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  dans l'enveloppe interne ( $r < 100$  au) de L1157.

TABLE 5.2 – Même table que précédemment pour la distribution du moment cinétique spécifique apparent  $|j_{\text{app}}|$  le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO, en considérant tous les gradients de vitesse observés à toutes les échelles d'enveloppe, y compris les gradients inversés ou décalés aux échelles  $r \gtrsim 1600$  au (voir figure 5.6) qui ont été exclus de la construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  dans la figure 4.14, et dans la table 5.1 pour l'analyse des mouvements de rotation.

Sources	Loi de puissance		Loi de puissance cassée			
	$\beta_{\text{app}}$	$\chi^2$	$\beta_{\text{app}, r < r_{\text{break}}}$	$r_{\text{app}, \text{break}}$ (au)	$\beta_{\text{app}, r > r_{\text{break}}}$	$\chi^2$
IRAM04191 **	$0.8 \pm 0.1$	0.5	–	–	–	–
L1521F	$1.2 \pm 0.6$	0.1	–	–	–	–
L1527 **	$-0.12 \pm 0.03$	1.8	$-0.14 \pm 0.03$	$1320 \pm 260$	$1.3 \pm 0.2$	1.6
GF9-2 **	$0.5 \pm 0.1$	2.3	$0.3 \pm 0.1$	$980 \pm 370$	$1.2 \pm 0.3$	1.0
L1448-2A **	$0.3 \pm 0.1$	1.3	$0.1 \pm 0.1$	$1380 \pm 400$	$1.6 \pm 0.5$	0.6
L1448-NB	$0.02 \pm 0.04$	2.3	–	–	–	–
L1448-C	$0.69 \pm 0.03$	5.5	$-0.1 \pm 0.1$	$790 \pm 100$	$1.6 \pm 0.1$	2.0
IRAS2A **	$1.4 \pm 0.1$	6.2	$0.3 \pm 0.1$	$2180 \pm 110$	$28.4 \pm 22.2$	2.5
SVS13-B	$1.0 \pm 0.1$	1.5	$0.1 \pm 0.3$	$640 \pm 190$	$2.2 \pm 0.5$	0.2
IRAS4A	$1.9 \pm 0.1$	0.9	$-0.3 \pm 0.7$	$470 \pm 60$	$2.1 \pm 0.2$	0.4
IRAS4B	$1.5 \pm 0.1$	4.0	–	–	–	–
L1157 **	$0.8 \pm 0.1$	0.4	–	–	–	–
Profil médian	$0.9 \pm 0.1$		$0.3 \pm 0.3$	$1570 \pm 300$	$1.6 \pm 0.2$	

**Notes.** [★★] Sources pour lesquelles la distribution de moment cinétique spécifique apparent devient négative aux échelles extérieures de l'enveloppe (voir section 5.3.1).

Pour déterminer si le rayon  $r \sim 1300$  au est un rayon critique entre deux tendances du moment cinétique spécifique pour chaque source dû à des mouvements de rotation, j'ai construit la distribution radiale du moment cinétique spécifique apparent  $|j_{\text{app}}|$  en considérant les gradients observés à toutes les échelles

d'enveloppe, y compris les gradients inversés et ceux décalés aux échelles  $r \gtrsim 1300$  au (voir figure 5.6) observées à grandes échelles qui ont été exclus de la construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  de la figure 4.14 car ils ne correspondent pas à des mouvements organisés de rotation. J'ai tracé tous les profils de moment cinétique spécifique apparent obtenus pour le sous-échantillon CALYPSO dans la figure 5.3. J'ai également pris en compte le moment cinétique spécifique apparent de IRAS4A qui a été identifié comme la seule source sans mouvement de rotation dans notre échantillon (voir chapitre 4, section 4.5). Comme pour les profils  $j$ , j'ai effectué un ajustement des profils  $|j_{\text{app}}|(r)$  individuels pour chaque source. Les indices et les  $\chi^2$  réduits des meilleurs ajustements sont reportés dans la table 5.2.

J'ai créé le profil médian  $|j_{\text{app}}|(r)$  du sous-échantillon CALYPSO en rééchantillonnant le profil individuel de chaque source par pas de 100 au, puis en le normalisant par la valeur à 600 au. Ensuite, j'ai retenu la valeur médiane des profils individuels à chaque pas de rayon. Le profil médian est représenté en gris sur la figure 5.3. A partir d'un ajustement de loi de puissance cassé, on obtient un profil relativement plat ( $j_{\text{app}} \propto r^{0.3 \pm 0.3}$ ) aux rayons inférieurs à  $1570 \pm 300$  au et un profil croissant ( $j_{\text{app}} \propto r^{1.6 \pm 0.2}$ ) aux échelles extérieures de l'enveloppe. Le rayon  $r \sim 1600$  au semble donc être un rayon critique qui délimite deux régimes de moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires : le moment cinétique spécifique diminue jusqu'à  $\sim 1600$  au puis tend à devenir constant à petites échelles.

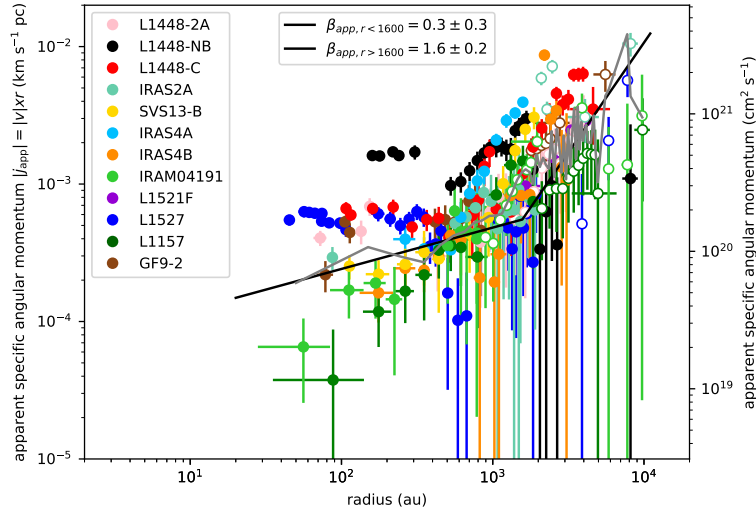


FIGURE 5.3 – Distribution radiale du moment cinétique spécifique apparent  $|j_{\text{app}}| = |v| \times r$  le long du plan équatorial pour les sources CALYPSO, en considérant tous les gradients de vitesse observés à toutes les échelles de l'enveloppe, y compris les gradients inversés et décalés aux échelles  $r \gtrsim 1600$  au (voir figure 5.6) qui ont été exclus dans la construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  de la figure 4.14 et dans le panneau (b) de la figure 5.2 pour l'analyse des mouvements de rotation. Les cercles vides indiquent le moment cinétique spécifique apparent négatif des gradients de vitesse inversés le long du plan équatorial aux échelles extérieures des enveloppes ( $r > 1600$  au ; voir section 5.3.1). La courbe grise montre le profil médian  $|j_{\text{app}}|$  et la ligne noire pleine montre le meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance cassé.

Les valeurs de moment cinétique à grands rayons des sources CALYPSO semblent correspondre à la tendance du régime pré-stellaire où  $j \propto r^{1.6}$ . A partir de la tendance observée dans les sources de l'échantillon CALYPSO, on peut conclure à un indice moyen de loi de puissance  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6}$  aux échelles  $> 1600$  au (voir figures 5.2 et 5.3 et table 5.2). Mes travaux de thèse permettent de résoudre pour la pre-

mière fois le rayon de rupture entre ces deux régimes ( $j$  constant et  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6}$ ) aux alentours de  $\sim 1600$  au au lieu de  $\sim 10^4$  au (voir figure 5.2).

Le changement de comportement de  $j_{\text{app}}$  au-dessus du rayon de rupture pourrait être dû à un changement de traceur pour étudier la cinématique de l’enveloppe externe. Cependant, il n’y a aucune cohérence systématique entre  $r_{\text{app,break}}$  et le rayon de transition  $R_{\text{trans}}$  entre les deux traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Même si pour SVS13-B,  $R_{\text{trans}}$  se trouve dans les barres d’erreur  $r_{\text{app,break}}$ , pour trois sources (L1448-NB, L1448-C et IRAS4A) il n’y a pas de cohérence entre ces deux rayons et pour IRAS4B, on n’observe pas de changement de régime pour  $j_{\text{app}}$  à  $r \sim 1600$  au (voir tables 4.7, 5.1 et 5.2). De plus, pour L1521F, seule l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  montre un gradient de vitesse nous permettant de contraindre la cinématique aux échelles  $r > 1600$  au (voir figure D.8) et on retrouve la même tendance de  $j_{\text{app}}$  ( $\beta_{\text{app}} \sim 1.2$ ) que dans toute autre source où j’utilise  $\text{N}_2\text{H}^+$  pour contraindre la partie extérieure de l’enveloppe.

Les autres sources (IRAM04191, L1527, GF9-2, L1448-2A, IRAS2A et L1157) montrent une valeur négative du moment cinétique apparent aux échelles extérieures de l’enveloppe due à une inversion des gradients de vitesse (voir figure 5.3, table 5.2 et section 5.3.1). Pour deux de ces sources (GF9-2 et L1448-2A), le rayon où le gradient s’inverse le long du plan équatorial, donnant une valeur négative de  $j_{\text{app}}$  par rapport aux échelles internes de l’enveloppe, est similaire à  $R_{\text{trans}}$  et  $r_{\text{app,break}}$ . Pour deux sources (IRAM04191 et IRAS2A),  $R_{\text{trans}}$  correspond au rayon où le gradient s’inverse le long du plan équatorial mais pas avec  $r_{\text{app,break}}$ . Pour les deux dernières sources (L1527 et L1157), les trois rayons sont différents les uns des autres.

Les différents comportements individuels de l’échantillon CALYPSO permettent de conclure sur le fait que les enveloppes proto-stellaires sont caractérisées par deux régimes de moment cinétique et que cela ne résulte pas de l’utilisation de deux traceurs différents.

Une étude précédente de [Yen et al. \(2015b\)](#) a mis en évidence dans la proto-étoile de Classe 0 B335 un profil croissant de moment cinétique aux échelles  $> 1600$  au et un profil constant  $\sim 4 \times 10^{-5} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles internes (voir figure 7 de [Yen et al. 2015b](#)). Une des interprétations qu’ils proposent pour expliquer ces profils est la propagation de l’effondrement intérieur-extérieur ([Shu 1977](#)). En effet, quand on calcule le rayon de propagation de l’effondrement dans le cas d’un effondrement intérieur-extérieur ([Shu 1977](#)) pour un demi-temps de vie d’enveloppe proto-étoile de Classe 0 ( $\sim 5 \times 10^5$  ans) à la vitesse du son ( $\sim 200 \text{ m s}^{-1}$ ), on obtient un rayon  $\sim 2000$  au. Au-delà de ce rayon, l’enveloppe conserverait donc les conditions initiales, ce qui pourrait expliquer l’augmentation du moment cinétique avec le rayon qu’on observe aux échelles  $r > 1600$  au, cohérente avec le stade pré-stellaire. Dans ce cas, le rayon de rupture entre le profil constant et croissant du moment cinétique pourrait être une indication de l’âge de la proto-étoile. Des profils de densité des sources permettraient de quantifier précisément ce rayon mais seules des données interférométriques qui filtrent les échelles  $> 500$  au ou des données 30m par exemple qui ne permettent pas de résoudre les échelles  $< 3000$  au sont disponibles pour établir ce type de profil.

Cette diminution de la distribution du moment cinétique jusqu’aux rayons  $\sim 1600$  au suggérerait donc soit l’empreinte des conditions initiales de la phase pré-stellaire aux grandes échelles de l’enveloppe ou un changement de mécanismes dominants entre les grandes échelles (turbulence et effondrement des filaments) et les petites échelles (rotation et effondrement de l’enveloppe) provoquant une surestimation de moment cinétique à grands rayons. Ces hypothèses sont discutées dans les sections suivantes pour interpréter ce changement de régime.

## 5.2 Cinématique des enveloppes à $r < 1600$ au

Dans cette section, je me concentre sur les profils  $j(r)$  relativement constants observé dans les enveloppes internes aux échelles  $r \leq 1600$  au (voir figure 5.2).

### 5.2.1 Moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0

Le problème du moment cinétique a été mis en évidence quand il a été constaté qu'il y avait un écart de 4 à 6 ordres de grandeur entre le moment cinétique des cœurs pré-stellaires et des étoiles T-Tauri : à partir de la présence de gradients de vitesse ( $0.3\text{--}4\text{ km s}^{-1}\text{ pc}^{-1}$ ) dans des observations  $\text{NH}_3$ , [Goodman et al. \(1993\)](#) ont déterminé des valeurs de moment cinétique de l'ordre de  $2 \times 10^{-3}$  à  $10^{-1}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}$  pour un échantillon de 40 cœurs tandis que [Bouvier et al. \(1993\)](#) ont déterminé le moment cinétique moyen à partir des périodes de rotation des étoiles T-Tauri à  $2 \times 10^{-7}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}^{-1}$  ( $6 \times 10^{16}\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$ ). La construction de profils de moment cinétique permet donc de quantifier l'ampleur du problème du moment cinétique notamment en déterminant le moment cinétique de la matière participant directement (à  $r < 1600\text{ au}$ ) à la formation de l'étoile lors de la phase Classe 0.

Les estimations moyennes faites pour quelques objets suggéraient un profil constant aux échelles  $r < 5000\text{ au}$  et une valeur moyenne de moment cinétique  $\sim 10^{-3}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}$  ([Ohashi et al. 1997b](#); [Chen et al. 2007](#)). L'échelle  $r < 5000\text{ au}$  apparaissait donc comme l'échelle à partir de laquelle l'effondrement est dynamique avec conservation du moment cinétique ([Ohashi et al. 1997b](#)). On remarque donc que les valeurs de moment cinétique observées dans les enveloppes de l'échantillon CALYPSO ( $\sim 5 \times 10^{-4}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}$  en moyenne à  $r < 1600\text{ au}$ ) sont légèrement inférieures mais compatibles avec ces estimations moyennes. Cependant, les profils apparaissent constants aux échelles  $r < 1600\text{ au}$ , c'est-à-dire à beaucoup plus petites échelles qu'estimées auparavant par [Ohashi et al. \(1997b\)](#) dans 4 proto-étoiles de Classe 0 ou I.

Les estimations CALYPSO sont en accord avec une étude récente de [Yen et al. \(2015a\)](#) qui trouvent des valeurs moyennes de moment cinétique de  $\sim 2 \times 10^{-4}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}$  aux échelles  $r \sim 1500\text{ au}$  pour un échantillon de 7 proto-étoiles de Classe 0. Ils ont estimé ces valeurs de moment cinétique en construisant un modèle simple d'enveloppe en rotation et en effondrement et en le comparant avec des observations SMA de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$ . A partir de leurs résultats, ils suggèrent également une conservation du moment cinétique aux échelles  $r < 1500\text{ au}$ .

A partir des valeurs de moment cinétique aux échelles  $r \leq 1600\text{ au}$  (voir table 5.3) on peut donc quantifier le moment cinétique à redistribuer pendant la phase d'accrétion principale ( $\leq 10^5\text{ ans}$ , [Evans et al. 2009](#); [Maury et al. 2011](#)) pour former une étoile comme notre Soleil. On constate que la matière participant à la formation de l'étoile possède un moment cinétique spécifique qui est 4 à 5 ordres de grandeur plus élevé que le moment cinétique typique de notre Soleil mais seulement plus élevé de  $\sim 3$  ordres de grandeur que celui des premiers objets stellaires observables : les étoiles T-Tauri. L'étoile T-Tauri entourée d'un disque proto-planétaire voit ensuite son moment cinétique diminuer jusqu'à atteindre une valeur équivalente à celui observé dans notre Soleil. [Gallet & Bouvier \(2013\)](#) ont notamment développé des modèles paramétriques, en les comparant aux observations, pour identifier les mécanismes responsables du ralentissement de la période de rotation des étoiles T-Tauri. Ces modèles permettent d'améliorer la compréhension de la redistribution du moment cinétique à partir d'un système étoile+disque pour atteindre des valeurs semblables à celles de notre système Solaire.

Les étapes encore incomprises restent donc le passage d'un corps pré-stellaire à un système étoile+disque et les mécanismes de redistribution associés. Historiquement estimé à partir des valeurs obtenus dans des cœurs denses par [Goodman et al. \(1993\)](#); [Caselli et al. \(2002a\)](#); [Tatematsu et al. \(2016\)](#), le problème du moment cinétique est surestimé. Nos estimations de moment cinétique aux rayons  $r < 1600\text{ au}$  dans les enveloppes proto-stellaires permettent donc de quantifier pour la première fois l'ampleur du problème du moment cinétique à 3 ordres de grandeur. Des observations ont permis d'estimer le moment cinétique spécifique des disques proto-planétaires entourant les étoiles T-Tauri à  $1\text{--}6 \times 10^{-3}\text{ km s}^{-1}\text{ pc}$  ([Simon et al. 2000](#); [Kurtovic et al. 2018](#); [Pérez et al. 2018](#)), c'est-à-dire  $\sim 1$  ordre de grandeur plus grand que le moment cinétique observé dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO. La formation



des disques apparait comme une bonne solution au problème du moment cinétique : le disque permet de stocker et d'évacuer le moment cinétique de la matière par frottements visqueux (Lynden-Bell & Pringle 1974; Hartmann et al. 1998) ou grâce aux vents de disque (Blandford & Payne 1982; Pelletier & Pudritz 1992; Pudritz et al. 2007) avant qu'elle soit accrétée par l'objet stellaire central (voir chapitre 1, section 1.3). Cette solution n'est que partielle car il reste à expliquer  $\sim 1$  ordre de grandeur de différence. Le freinage magnétique pourrait également être une autre partie de la solution, car c'est l'explication privilégiée à la rareté de grands disques ( $r \geq 100$  au) pourtant prédits par les modèles hydrodynamiques, en permettant de redistribuer une partie du moment cinétique de l'enveloppe (voir chapitre 1, section 1.3). J'explore cette hypothèse à partir des données sur le champ magnétique sur une partie de l'échantillon de proto-étoiles CALYPSO dans la section 5.2.3.

## 5.2.2 Conservation du moment cinétique

Les profils relativement constants à  $r < 1600$  au peuvent être interprétés comme une conservation du moment cinétique. En effet, lors de l'effondrement d'un noyau initialement en rotation solide ou en rotation différentielle, les particules conservent leur moment cinétique spécifique pendant l'accrétion sur l'embryon stellaire (Cassen & Moosman 1981; Terebey et al. 1984; Goodwin et al. 2004). Dans ce cas, puisque chaque particule à différents rayons a le même moment cinétique spécifique, un profil plat  $j(r) = \text{constant}$  observé nécessite une distribution initialement uniforme du moment cinétique. Cela n'est pas en accord avec la forte augmentation du moment cinétique spécifique observée aux grandes échelles  $r > 1600$  au. Dans cette section, on ne s'intéressera qu'aux 8 sources dont l'indice de l'ajustement par une loi de puissance simple est  $\alpha < 0.5$ , c'est-à-dire les sources L1527, GF9-2, L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B et IRAS4B aux échelles internes de l'enveloppe ( $r < 1600$  au, voir table 5.1). Il faut cependant rester prudent dans l'interprétation de l'évolution temporelle de ces profils car il s'agit de la distribution du moment cinétique dans l'enveloppe à un moment donné et non du suivi du moment d'une seule particule pendant le processus d'effondrement.

Si on interprète ces profils comme une conservation du moment cinétique du matériel en effondrement alors on peut déterminer le rayon du disque qu'on devrait observer. On estime le rayon centrifuge qui serait obtenu lorsque la masse actuellement observée à  $\sim 100$  au se sera effondrée, basé sur la valeur moyenne du moment cinétique spécifique observé aujourd'hui  $\langle j_{100 \text{ au}} \rangle$  de la manière suivante :

$$R_{\text{cent}} = \frac{\langle j_{100 \text{ au}} \rangle^2}{G M_{100 \text{ au}}}$$

La limite inférieure de la masse contenue dans 100 au  $M_{100 \text{ au}}$  est la masse de l'enveloppe  $M_{100 \text{ au}}^{\text{dust}}$  estimée à partir du flux PdBI de l'émission des poussières à 1.3 mm (Maury et al. 2019), en supposant une émission optique mince, une température des poussières à 100 au calculée avec l'équation 4.2 et corrigée par la distance de la source. Cette estimation de masse ne comprend pas la masse de l'objet stellaire central  $M_{\star}$  puisque la masse de l'embryon est inconnue pour la plupart des sources de notre échantillon. Le seul objet de l'échantillon CALYPSO pour lequel des modèles de cinématique du modèle képlérien ont permis de contraindre la masse de l'objet stellaire de Classe 0/I est L1527 et elle est estimée à  $\sim 0.2 M_{\odot}$  (Tobin et al. 2012b; Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017). On estime la limite supérieure à  $M_{100 \text{ au}} = M_{\star} + M_{100 \text{ au}}^{\text{dust}}$  en supposant  $M_{\star} = 0.2 M_{\odot}$  pour chaque source dans notre échantillon. L'intervalle de valeurs pour  $M_{100 \text{ au}}$  est indiqué dans la troisième colonne de la table 5.3. L'intervalle des rayons centrifuges correspondant à  $M_{100 \text{ au}}$  est indiqué pour chaque source dans la quatrième colonne de la table 5.3. Il faut noter que si la valeur de  $M_{\star}$  d'une source est inférieure à celle de L1527, la valeur du rayon centrifuge calculée est sous-estimée.

Pour toutes les sources de notre échantillon, les limites supérieures de  $R_{\text{cent}}$  sont supérieures à 150 au et systématiquement supérieures aux rayons des candidats disques  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  indiqués dans la cinquième co-



lonne de la table 5.3 (Maury et al. 2019). Ceci est dû à une sous-estimation de la masse de l’enveloppe à 100 au qui ne prend pas en compte la masse de l’embryon stellaire dans ce cas. Cela concorde avec le fait que Maret+CALYPSO (en préparation, voir chapitre 3, section 3.4.3) ne détectent une rotation képlérienne que dans deux proto-étoiles de notre échantillon (L1527 et L1448-C, aux rayons  $r \lesssim 200$  au) à partir des données CALYPSO.

TABLE 5.3 – Intervalle de rayons centrifuges à 100 au dans l’hypothèse d’une conservation du moment cinétique.

Source	$\langle j_{100 \text{ au}} \rangle^1$ ( $10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ )	$M_{100 \text{ au}}^2$ ( $M_\odot$ )	$R_{\text{cent}}^3$ (au)	$R_{\text{disk}}^{\text{dust } 4}$ (au)
L1527	$5.6 \pm 0.1$	$0.001 - 0.2$	70–1060	$54 \pm 10$
GF9-2	$3.9 \pm 0.3$	$0.002 - 0.2$	40–3080	$36 \pm 9$
L1448-2A	$4.5 \pm 0.2$	$0.005 - 0.2$	50–1810	$< 50$
L1448-NB	$16.0 \pm 0.4$	$0.042 - 0.2$	500–2920	$< 50$
L1448-C	$6.0 \pm 0.2$	$0.025 - 0.2$	70–690	$41 \pm 15$
IRAS2A	$3.8 \pm 0.4$	$0.020 - 0.2$	30–330	$\lesssim 65$
SVS13-B	$2.5 \pm 0.2$	$0.019 - 0.2$	10–160	$\lesssim 75$
IRAS4B	$2.5 \pm 0.3$	$0.003 - 0.2$	10–840	$155 \pm 30$

**Notes.** [1] Valeur moyenne pondérée du moment cinétique aux petites échelles de l’enveloppe ( $50 < r \leq 1600$  au). [2] Intervalle de masse d’objet à 100 au, les masses minimale et maximale sont définies dans le texte ci-dessus. [3] Rayon centrifuge estimé à partir des profils de moment cinétique plat dans à l’intérieur de l’enveloppe ( $r < 100$  au) à partir de  $M_{100 \text{ au}}$  et en supposant une conservation du moment cinétique. [4] Rayons des candidats disques estimés à partir de l’analyse des observations PdBI de l’émission continue des poussières à 1.3 et 3 mm issues du programme CALYPSO (Maury et al. 2019).

En comparant les limites inférieures de  $R_{\text{cent}}$  avec les rayons des candidats disques, nous constatons une bonne concordance pour la plupart des sources de notre échantillon, sauf pour L1448-NB. Nous trouvons un rayon centrifuge trop grand ( $\sim 500$  au) comparé à la taille du disque observé ( $< 50$  au), calculé en considérant seulement la proto-étoile principale L1448-NB1 du système binaire. Puisque dans cette étude, nous nous intéressons à la cinématique de l’ensemble du système, il faut considérer toute la structure de l’émission continue des poussières et non seulement celle de la proto-étoile principale. En considérant NB1 et NB2, Maury et al. (2019) résolvent une structure circonbinaire avec un rayon de  $(320 \pm 90)$  au centré au milieu des deux composantes. Compte tenu des incertitudes, cette dernière valeur est cohérente avec la limite inférieure du rayon centrifuge estimé. La nature de cette structure entourant le système multiple n’est pas claire à l’heure actuelle. À ces échelles, Tobin et al. (2016b) ont observé une structure en spirale entourant le système multiple et l’ont interprété comme un disque circonbinaire gravitationnellement instable. Maury et al. (2019) ont suggéré que cette composante est due aux mouvements orbitaux et aux bras de marée entre les compagnons. De plus, Maret+CALYPSO (en préparation) ne détectent aucune rotation Képlérienne aux rayons  $r < 170$  au. Par conséquent, le moment cinétique mesuré à petites échelles pourrait tracer la rotation de l’enveloppe, mais aussi être contaminé par des instabilités gravitationnelles dues aux mouvements orbitaux ou à un disque fragmenté entourant le système. Étant donné les grandes incertitudes sur les rayons de disques, il y a un bon accord entre les rayons centrifuges et  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  pour L1527 et L1448-C. De plus, le rayon ( $50$  au en L1527, Maury et al. 2019) ne correspond pas nécessairement exactement au rayon centrifuge qui a été détecté pour la première fois dans la zone L1527 lors d’observations de l’émission de SO à  $100 \pm 20$  au (Sakai et al. 2014b). Pour cette source, l’estimation de  $R_{\text{cent}}$  ( $\sim 70$  au) est cohérente avec les études cinématiques précédentes qui détectent un candidat de disque proto-planétaire avec un rayon de  $50\text{--}90$  au (Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017; Maret+CALYPSO, en préparation).

L'hypothèse d'un effondrement avec conservation du moment cinétique à  $r < 100$  au est donc plausible pour la plupart des sources de l'échantillon CALYPSO. La formation d'un disque semble être une solution possible au problème du moment cinétique pour redistribuer les trois ordres de grandeur de  $j$  mesurés à partir des observations entre les enveloppes de Classe 0 et les étoiles T-Tauri. Cependant, il reste un écart  $\sim 1$  ordre de grandeur à expliquer pour raccorder les échelles internes de l'enveloppe avec le moment cinétique des étoiles T-Tauri. On remarque que L1448-NB, dans lequel [Tobin et al. \(2016b\)](#) revendiquent la détection d'un candidat disque, montre la valeur maximale de moment cinétique à  $r < 1600$  au de l'échantillon CALYPSO, cohérente avec le moment cinétique observé dans les disques de Classe II. Plusieurs explications sont alors possibles pour expliquer cet ordre de grandeur de différence :

- les observations CALYPSO pourraient permettre de détecter le moment cinétique le long du plan équatorial dû à la rotation pure dans les disques ou dans les enveloppes intérieures mais seulement dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 les plus évoluées. Dans les sources plus jeunes, nos observations pourraient ne pas retracer les enveloppes internes et disques en rotation pure mais pourraient être contaminées par des mouvements d'effondrement par exemple. Dans ce cas, la valeur moyenne de  $j$  dans l'enveloppe interne serait inférieure dans les proto-étoiles de Classe 0 les plus jeunes par rapport aux plus évoluées. Cette valeur moyenne augmenterait ensuite avec le temps pour atteindre la valeur contenue dans les étoiles T-Tauri. Dans ce scénario, L1448-NB serait l'un des objets les plus évolués de l'échantillon. Cependant, la proto-étoile L1527 de Classe 0/I, qui est l'objet le plus évolué de l'échantillon CALYPSO, a un moment cinétique spécifique  $\sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  aux échelles internes de l'enveloppe (voir table 5.3). De même, L1448-C a un moment cinétique  $\sim 1$  ordre de grandeur inférieur aux valeurs observées dans les disques de Classe II tandis que Maret+CALYPSO (en préparation ; voir chapitre 3, section 3.4.3) suggèrent la présence d'un disque képlérien aux petites échelles.

- une partie du moment cinétique hérité par les disques T-Tauri ne provient pas de la matière en rotation contenue dans l'enveloppe interne accrétée pendant la phase de Classe 0. Pendant la phase de Classe I, la masse accrétée pourrait provenir de régions plus éloignées de l'enveloppe ( $r > 1600$  au) avec un moment cinétique spécifique éventuellement supérieur.

- les disques peuvent se dilater avec le temps en raison du transfert du moment cinétique de leurs régions internes vers leurs régions externes. De grandes valeurs de  $j$  peuvent être portées par de faibles masses au rayon extérieur du disque, mais le moment cinétique spécifique ne contient pas d'informations sur la masse.

- le moment cinétique spécifique des disques proto-planétaires peut être biaisé vers des valeurs élevées provenant de disques historiques qui sont grands et massifs. Avec ALMA, une nouvelle population de petits disques T-Tauri avec des rayons de  $\sim 10$  au ([Piétu et al. 2014](#)) pourrait révéler des valeurs  $j$  plus proches des valeurs détectées dans les enveloppes proto-stellaires internes. En théorie, pour une rotation Képlérienne et une masse stellaire entre  $0.1-1 M_{\odot}$  ([Piétu et al. 2014](#)), on obtient un moment cinétique spécifique entre  $10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  et  $10^{-5} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ , valeurs qui sont similaires à celles obtenues dans les échelles internes des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 de l'échantillon CALYPSO. Cependant, à ce jour, aucune observation résolue de ces petits disques de Classe II ne nous permet d'estimer leur moment cinétique spécifique.

### 5.2.3 Redistribution du moment cinétique par freinage magnétique

Les profils de moment cinétique aux échelles  $r < 1600$  au ne sont pas réellement constants mais montrent une dépendance avec les rayons échantillonnés : la plupart des indices sont positifs (voir table

5.1) alors que si les écarts étaient dus uniquement au bruit des observations, la distribution serait centrée sur zéro.

Cette tendance pourrait être due à la conservation des propriétés de rotation initiale du cœur mais l'indice des profils aux échelles  $r < 1600$  au ne correspond pas à ceux observés aux échelles  $r > 1600$  au qui sont susceptibles de conserver une empreinte des conditions initiales. Il semble donc peu probable que ça soit le cas dans nos observations.

Cette tendance pourrait en fait suggérer la présence d'un mécanisme de redistribution du moment vers l'extérieur permettant de réduire d'un facteur  $\sim 3$  le moment cinétique entre 1600 et 100 au. En effet, les simulations numériques prédisent et soulignent le rôle important du champ magnétique et notamment du freinage magnétique qui pourrait dominer la rotation aux petites échelles dans les enveloppes proto-stellaires, empêchant ainsi la formation d'un disque Képlérien (Galli et al. 2006; Hennebelle & Fromang 2008; Mellon & Li 2008; Duffin & Pudritz 2009; Seifried et al. 2012; Santos-Lima et al. 2012; voir chapitre 1, section 1.3). Joos et al. (2012) ont notamment estimé à partir de simulations MHD à 3D des moments cinétiques de l'ordre de  $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  ( $10^{-4} - 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ). Les valeurs obtenues pour l'échantillon CALYPSO sont légèrement supérieures mais compatibles avec les résultats de ces simulations. Joos et al. (2012) ont également montré que le freinage magnétique aux échelles  $r \sim 500$  au est moins efficace d'un facteur 2 à 5 lorsque le champ magnétique n'est pas aligné avec l'axe de rotation de l'enveloppe proto-stellaire. C'est pourquoi l'observation de la polarisation des poussières qui fournit des informations sur la structure du champ magnétique dans les enveloppes proto-stellaires de Classe 0 est essentielle pour contraindre ce phénomène en complément de l'étude de la cinématique.

Un étude récente de Galametz et al. (2018) à partir d'observations SMA de polarisation des poussières à 0.87 mm permet de mettre des contraintes observationnelles sur la présence de champ magnétique dans 7 sources de l'échantillon CALYPSO (L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, SVS13-B, IRAS4A, IRAS4B et L1157). Les observations permettent notamment de détecter du champ magnétique à l'échelle de l'enveloppe de façon robuste ( $> 3\sigma$ ) au maximum de l'émission continue des poussières des enveloppes, sauf pour les sources L1448-2A et L1448-C où la polarisation n'est détectée qu'aux échelles 700–1600 au (voir figure 5.4). La source L1448-2A montre également des indices de champ magnétique avec une morphologie de sablier même si la non-détection dans le quadrant nord ne permet pas de détecter le motif de façon complète (voir figure 5.4). Bien que la résolution spatiale des observations SMA de Galametz et al. (2018) ne permet pas de résoudre, de précédentes observations CARMA et SMA ont respectivement mis en évidence cette morphologie en sablier dans la source L1157 aux échelles de 550 au (Stephens et al. 2013) et dans la source IRAS4A (Girart et al. 2006). La morphologie en sablier des lignes de champ magnétique serait due à l'effondrement du cœur qui tendrait à concentrer les lignes de champ aux petites échelles. A ces échelles, la force du champ magnétique serait donc renforcée redistribuant ainsi vers l'extérieur le moment cinétique du matériel en effondrement provenant des couches externes de l'enveloppe.

L'efficacité de redistribution du moment cinétique dépendrait fortement de l'alignement entre l'axe du champ magnétique et l'axe de rotation du cœur (Ciardi & Hennebelle 2010; Joos et al. 2012; voir chapitre 1, section 1.3). Galametz et al. (2018) suggèrent également une corrélation observationnelle entre le désalignement du champ magnétique avec l'axe de rotation (c'est-à-dire l'axe des jets/flots) et la présence de clairs gradients de vitesse dans le plan équatorial interprétés comme des mouvements de rotation de l'enveloppe. En effet, le freinage magnétique pour les sources présentant un alignement entre le champ magnétique et l'axe de rotation serait très efficace et aurait pour conséquence l'absence de gradients de vitesse de rotation le long du plan équatorial de l'enveloppe. Galametz et al. (2018) mettent en évidence un grand désalignement entre la direction du champ magnétique et l'axe des jets/flots pour les sources L1448-NB, IRAS4A et IRAS4B tandis que les sources L1448-C, SVS13-B et L1157 montrent un bon alignement entre champ magnétique et axe de rotation. On peut vérifier cette possible corrélation

à partir des données CALYPSO :

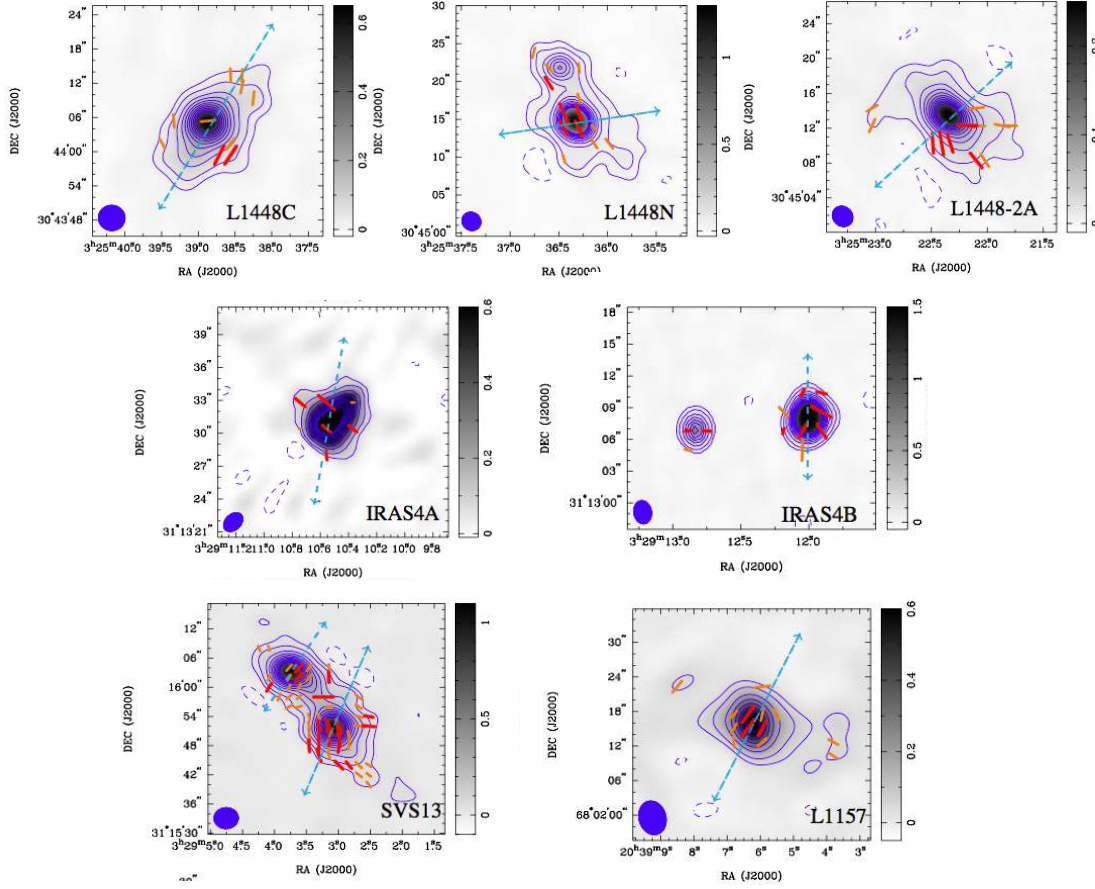


FIGURE 5.4 – Cartes de l’émission continue des poussières en  $\text{mJy beam}^{-1}$  à partir des observations SMA à  $850\ \mu\text{m}$  pour les sources de l’échantillon CALYPSO. Les contours bleus représentent les contours d’intensité intégrée à  $[-3, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100]\ \sigma$ . Les ellipses dans les coins gauches représentent le lobe synthétique des observations SMA. La flèche bleue indique l’axe des jets/flots. L’orientation du champ magnétique B est indiquée par les barres rouges pour les détections  $>3\sigma$  et en orange pour les détections  $>2\sigma$ . Crédit : Adapté de la Figure 2 de [Galametz et al. \(2018\)](#)

- La direction du champ magnétique n’est pas alignée avec l’axe de rotation pour la source L1448-NB avec une différence d’angle de  $>45^\circ$  par rapport à l’axe des jets/flots. On observe un large gradient de vitesse ( $v - v_{\text{sys}} > 0.4\ \text{km s}^{-1}$ ) dans le plan équatorial aux échelles  $r \sim 1600\ \text{au}$  (voir figure D.29). Le diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  qui en résulte est compatible avec une enveloppe en rotation et en effondrement (voir table 4.10).

La source IRAS4B présente également un désalignement entre l’axe de rotation et le champ magnétique ( $\Delta\theta \sim 60^\circ$ , [Galametz et al. 2018](#)). Bien qu’en accord avec des mouvements de rotation de l’enveloppe, on ne détecte qu’un faible gradient de vitesse aligné avec le plan équatorial ( $v - v_{\text{sys}} \sim 0.1\ \text{km s}^{-1}$ , voir figure D.53) aux échelles  $r \sim 1600\ \text{au}$ .

De la même façon, le champ magnétique n’est pas aligné avec la direction nord-sud du jet/flot aux petites échelles pour la source IRAS4A ([Girart et al. 2006](#); [Galametz et al. 2018](#)). On observe un large gradient de vitesse ( $v - v_{\text{sys}} \sim 0.5\ \text{km s}^{-1}$ , voir figure D.49) dans le plan équatorial aux échelles  $r \sim 1600\ \text{au}$ . Cependant, ces gradients ne sont pas compatibles avec des mouvements de rotation d’enveloppe. En effet, l’ajustement du diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  est compatible avec une enveloppe en rotation solide (voir table

4.10) mais cette hypothèse n'est pas probable car le gradient de vitesse n'est pas uniforme sur l'ensemble des échelles tracées par le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  comme attendu pour un corps en rotation solide, et la cinématique observée aux échelles  $\geq 1600$  au est analogue à celle observée dans la structure filamentaire dans laquelle la source est enfouie (voir figure 5.18, Belloche et al. 2006).

- Le champ magnétique des sources SVS13-B et L1157 apparaît aligné avec l'axe des jets/flots. A partir des données combinées de CALYPSO pour l'émission  $C^{18}O$ , on ne détecte qu'un faible gradient de vitesse ( $v - v_{\text{sys}} \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , voir figure D.44) aux échelles  $r \sim 400$  au de l'enveloppe SVS13-B. Pour la source L1157, à partir des données combinées de l'émission  $C^{18}O$ , on remarque que la cinématique est dominée par l'éjection avec un clair gradient de vitesse le long de l'axe de jets/flots malgré la détection d'un faible gradient le long du plan équatorial aux alentours de  $\sim 500$  au ( $v - v_{\text{sys}} \lesssim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ , voir figure D.58).

Le champ magnétique détecté dans l'enveloppe proto-stellaire L1448-C ( $\sim 1600$  au) est aligné avec l'axe du jet/flot (Galametz et al. 2018). Or au delà de  $1600$  au ( $\sim 4''$ ), on détecte un faible gradient de vitesse associé au plan équatorial dans les données combinées de l'émission  $N_2H^+$  mais la cinématique est dominée par les jets/flots ou par la cinématique du filament (voir figure 4.4 et voir 5.3.3). Des observations ALMA à  $870 \mu\text{m}$  ont confirmé qu'aux échelles  $\sim 200\text{--}300$  au, le champ magnétique était aligné avec l'axe de rotation (Cox et al. 2018). Or à ces échelles, les données CALYPSO permettent de détecter un fort gradient de vitesse aligné avec l'axe du plan équatorial ( $v - v_{\text{sys}} > 0.4 \text{ km s}^{-1}$ , voir figure 4.14).

- La détection partielle d'un champ magnétique avec une morphologie en sablier pour la source L1448-2A par Galametz et al. (2018) ne permet pas de déterminer de façon robuste l'orientation du champ magnétique. Cependant, de récentes observations de polarisation des poussières avec ALMA par Kwon et al. (2018) ont confirmé la morphologie en sablier et montrent que le champ magnétique est aligné avec l'axe du flot bipolaire. On observe un faible gradient de vitesse aligné avec le plan équatorial compatible avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $v - v_{\text{sys}} \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ , voir figure D.24).

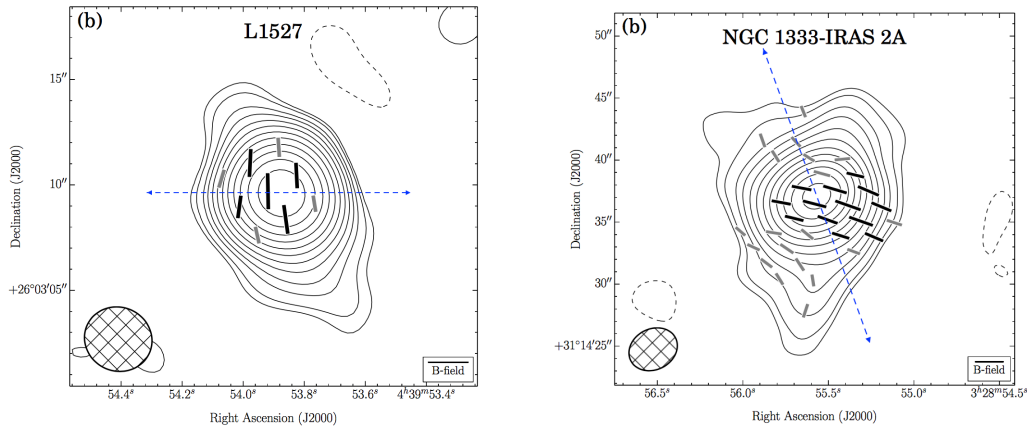


FIGURE 5.5 – Cartes de l'émission continue des poussières à partir des observations CARMA à  $1.3 \text{ mm}$  du programme TADPOL pour les sources de l'échantillon CALYPSO. Les contours noirs représentent les contours d'intensité intégrée à  $[-3, 2, 3, 5, 7, 10, 14, 20, 28, 40, 56, 79, 111, 155, 217] \sigma$ . Les ellipses dans les coins gauches représentent le lobe synthétique des observations CARMA. La flèche bleue indique l'axe des jets/flots. L'orientation du champ magnétique  $B$  est indiqué par les barres noires pour les détections  $> 3.5\sigma$  et en grises pour les détections  $> 2\sigma$ . Crédit : Adapté de Hull et al. (2014)

- Les sources L1527 et IRAS2A de l'échantillon CALYPSO présentent quant à elles un champ ma-



gnétique non aligné avec l’axe du jet (Hull et al. 2014; Segura-Cox et al. 2015, voir figure 5.5). Pour la source L1527, le champ magnétique suit la direction du clair gradient de vitesse traçant de la rotation Képlérienne aux échelles  $\sim 60$  au (Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017). Pour la source IRAS2A, la direction du champ magnétique est alignée avec les gradients de vitesse observés à partir des données PdBI et combinées de CALYPSO pour l’émission  $C^{18}O$  qui sont compatibles avec des mouvements de rotation d’après le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  qui en résulte (voir figures D.37 et D.39).

En conclusion, on trouve un lien observationnel entre la présence de forts gradients de vitesse dans le plan équatorial et le non alignement du champ magnétique et de l’axe de rotation de l’enveloppe. On dénote cependant 2 exceptions parmi les 9 enveloppes proto-stellaires étudiées dans cette section : L1448-C et IRAS4B.

Les sources L1448-2A et L1157 qui montrent un champ magnétique avec une morphologie en sablier et aligné avec l’axe de rotation sont de très bonnes candidates au freinage magnétique. Cette hypothèse pourrait notamment expliquer la présence de très faibles gradients de vitesse de rotation observés le long du plan équatorial dans ces deux sources (voir figures D.24 et D.58). La source SVS13-B serait également une bonne candidate au freinage magnétique : cela pourrait expliquer le profil de moment cinétique constant observé aux échelles  $< 1600$  au, même si le champ magnétique ne présente pas de morphologie en sablier (voir figure 5.4). Pour la source L1448-C, on observe un clair gradient de vitesse le long du plan équatorial aux échelles  $\sim 1600$  au malgré l’alignement entre le champ magnétique et l’axe de rotation. Le freinage magnétique n’est donc pas une hypothèse plausible pour cette source. Cependant, le rayon centrifuge déterminé dans l’hypothèse d’une conservation du moment cinétique est trop grand par rapport à la taille de disque observé par Maury et al. (2019) (voir section 5.2.2 et table 5.3). Deux hypothèses sont donc possibles pour expliquer ce type de profil de moment cinétique : soit la source est très jeune, soit il existe d’autres mécanismes pour redistribuer le moment des petites aux grandes échelles.

### 5.3 Changement de mécanismes dominant la cinématique aux grandes échelles de l’enveloppe

Un ajustement en utilisant la méthodes des moindres carrés de la carte de vitesse centroïde est généralement utilisé pour permettre de donner une indication sur l’origine du gradient de vitesse. Dans l’hypothèse d’un effondrement à symétrie sphérique d’un cœur initialement en rotation solide ou différentielle, un gradient dans la direction de l’axe du jets/flots pourrait indiquer que les mouvements sont associés à l’éjection de matière ou à l’effondrement tandis qu’un gradient dans la direction perpendiculaire aux jets/flots serait dû à la rotation dans l’enveloppe. Or la table 4.3 répertoriant l’orientation des gradients de vitesse pour l’émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  pour les différents ensembles de données et pour toutes les sources de l’échantillon CALYPSO, montre des résultats complexes avec notamment une évolution de l’orientation des gradients de vitesse entre les petites et grandes échelles de l’enveloppe. La figure 5.6 montre l’évolution de l’orientation  $\Theta$  du gradient de vitesse moyen dans les différents ensembles de données utilisés pour construire les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  et les profils de moment cinétique pour chaque source CALYPSO. On remarque une claire évolution croissante de la valeur de  $\Theta$  pour la plupart des sources de l’échantillon CALYPSO. Cet éloignement progressif de la direction des gradients de vitesse du plan équatorial de l’enveloppe peut être dû à des changements de mécanismes dominants entre les grandes et petites échelles.

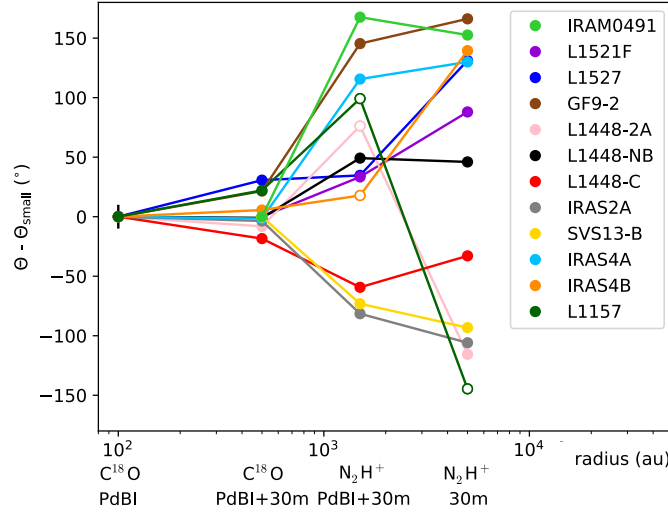


FIGURE 5.6 – Graphe montrant l'évolution dans les différents ensembles de données utilisés pour construire les diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  et les profils de moment cinétique ( $\text{C}^{18}\text{O}$  PdBI,  $\text{C}^{18}\text{O}$  PdBI+30m,  $\text{N}_2\text{H}^+$  PdBI+30m et  $\text{N}_2\text{H}^+$  30m) de l'orientation  $\Theta$  du gradient de vitesse moyen normalisée par la valeur à petites échelles pour chaque source de l'échantillon CALYPSO.

**Notes.** Les barres d'erreur de l'orientation  $\Theta$  du gradient de vitesse moyen sont données dans la table 4.3. Elles sont inférieures à  $10^\circ$  sauf pour 7 mesures de gradients sur les 67. Pour ces 7 mesures, les grandes barres d'erreur sont généralement dues à l'absence de gradient clair de part et d'autre de la position centrale de la source.

### 5.3.1 Enveloppes proto-stellaires en contre-rotation

Plusieurs sources de l'échantillon montrent une nette inversion de la direction du gradient entre les petites  $<1600$  au et grandes échelles, c'est-à-dire entre les échelles tracées par l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données PdBI et combinées et les échelles tracées par l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  à partir des données combinées et 30m (voir table 4.3 et voir figure 5.6). Ces inversions de gradient, notamment pour les sources IRAM04191, L1527, L1448-2A, IRAS4B et L1157, n'ont pas été prises en compte dans la construction des diagrammes  $PV_{\text{rot}}$  pour caractériser la rotation. En effet, une enveloppe dont le sens de rotation externe n'est pas le même que celui en son centre nécessite une modélisation plus complexe qu'un simple ajustement par une loi de puissance ( $v \propto r^\alpha$ ).

En dehors de l'échantillon CALYPSO, de nombreuses proto-étoiles ont déjà arboré ce type de désalignement entre les gradients de vitesse aux différentes échelles. Harsono et al. (2014) ont comparé les gradients de vitesse obtenus à partir d'observations PdBI ( $r \sim 100$  au) pour un échantillon de proto-étoiles de Classe I avec les gradients observés par Goodman et al. (1993) et Caselli et al. (2002a) ( $r \sim 10000$  au) et ont remarqué des désalignements systématiques de  $90$  à  $230^\circ$ . Brinch et al. (2007) avaient aussi constaté une différence de  $30^\circ$  entre les gradients de vitesse du disque Képlérien et de l'enveloppe en rotation dans la proto-étoile de Classe I L1489. Une autre étude très récente de Takakuwa et al. (2018) a mis en évidence dans une proto-étoile de Classe I (IRAS 04169+2702) à partir d'observations du SMA une inversion de la direction du gradient de vitesse entre les échelles  $r \lesssim 100$  au et  $r \sim 400$  au.

Cette inversion de rotation a également été observé dans des objets plus jeunes tel que L1527. En effet, Tobin et al. (2011) ont remarqué un champ de vitesse complexe où le gradient de vitesse aux petites



échelles ( $r \sim 1000$  au) est dans la direction opposée à celui aux grandes échelles ( $r \sim 8000$  au) tracées par l'émission  $\text{NH}_3$  de l'étude de [Goodman et al. \(1993\)](#).

Ces désalignements voire inversions de gradients sont donc régulièrement observés autour des proto-étoiles et généralement interprétés comme étant de la contre-rotation, la source arborant une enveloppe interne et une enveloppe externe qui tournent en sens inverse.

La résistivité à l'effondrement due au champ magnétique peut devenir si importante que le sens de rotation de l'enveloppe interne peut être inversé par effet Hall ([Li et al. 2011](#); [Braiding & Wardle 2012b](#); [Tsukamoto et al. 2017](#); voir figure 5.7 et voir chapitre 1, section 1.3). Dans la section 5.2.3, les sources de l'échantillon CALYPSO apparaissent magnétisées. L'interprétation de contre-rotation pourrait donc être compatible avec les désalignements progressifs des gradients de vitesse dans les sources CALYPSO, notamment pour les sources IRAM04191, L1527, L1448-2A, IRAS4B et L1157. Le cas de ces sources va être discuté en détails ci-après.

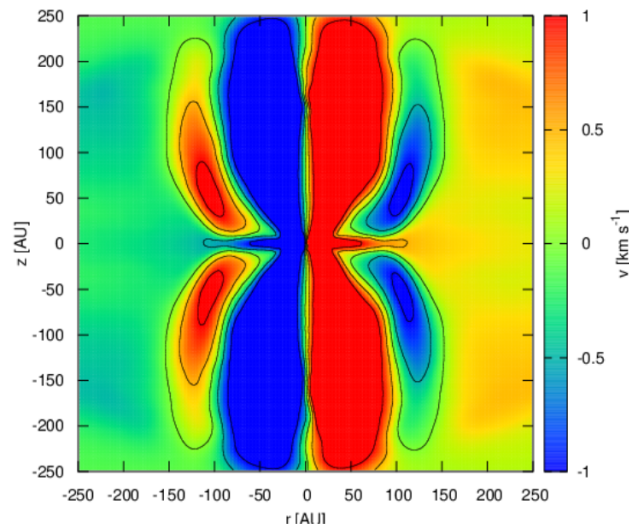


FIGURE 5.7 – Exemple d'enveloppe interne et externe en contre-rotation obtenu à partir de simulation MHD 3D comprenant l'effet Hall. Coupe de la vitesse de rotation du modèle présentant un angle de  $180^\circ$  entre le champ magnétique et le moment cinétique initial. Crédit : Adaptée de la figure 10 de [Tsukamoto et al. \(2017\)](#)

## IRAM04191

Pour la source IRAM04191, l'orientation du gradient de vitesse moyen est de  $-83^\circ$  aux petites échelles (données combinées  $\text{C}^{18}\text{O}$ ,  $r \sim 300$  au) alors que son angle est de  $96^\circ$  aux plus grandes échelles (données combinées  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $r \sim 2000$  au). Le diagramme  $\text{PV}_{\text{rot}}$  est cohérent avec des mouvements de rotation de l'enveloppe aux échelles  $< 1000$  au ( $\alpha \sim 0.3$ , voir table 4.10, voir figure D.4). On observe donc une inversion totale du gradient de vitesse qui serait en accord avec de la contre-rotation. Cependant, aux petites échelles, on observe un lobe rouge très net mais le lobe bleu du gradient semble plus diffus et excentré par rapport à la position centrale de la source (voir figure 5.8).

De récentes observations ALMA (projet 2016.1.01284.S, PI : A. Maury) ont confirmé l'inversion du gradient de vitesse aux échelles  $\sim 50\text{--}100$  au (voir figure 5.9). Les émissions  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) et SO (6<sub>5</sub>–5<sub>4</sub>) tracent un gradient de vitesse perpendiculaire à l'axe des jets/flots selon un axe nord-ouest sud-est, c'est-

à-dire de direction opposée à celui observé à partir des données 30m de CALYPSO. Ces observations renforcent l'hypothèse d'une enveloppe en contre-rotation par rapport à un disque de rayon  $r \lesssim 50$  au se formant dans IRAM04191.

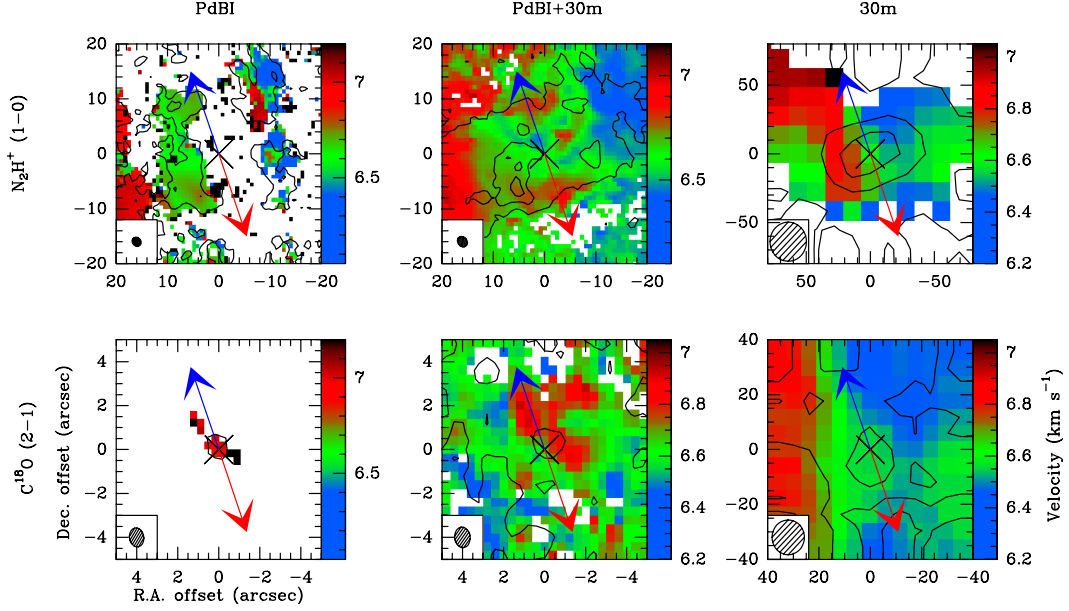


FIGURE 5.8 – Cartes de vitesse centroïde de l'émission  $C^{18}O$  (en bas) et  $N_2H^+$  (en haut) à partir des données PdBI (à gauche), combinées (au milieu) et 30m (à droite) pour la source IRAM04191 du programme CALYPSO. Les flèches rouge et bleue représentent l'axe du jet/flot respectivement décalé vers le rouge et le bleu. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par [Maury et al. \(2019\)](#). Les traits noirs représentent les contours d'intensité intégrée de chaque traceur dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte.

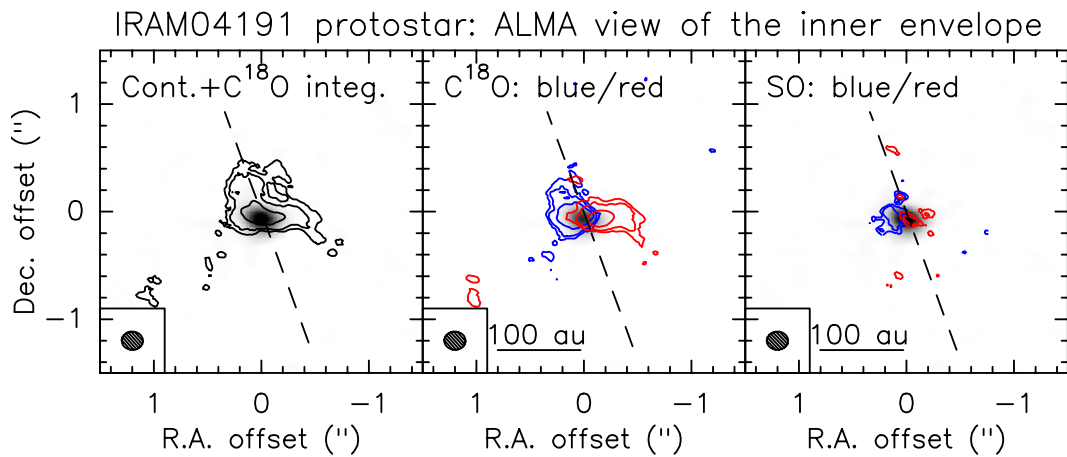


FIGURE 5.9 – Cartes de l'émission  $C^{18}O$  (2–1) et  $SO$  (6<sub>5</sub>–5<sub>4</sub>) issues d'observations ALMA montrant la cinématique aux échelles  $\sim 100$  au de la source IRAM04191 (projet 2016.1.01284.S, PI : A. Maury). La ligne en tirets représente l'axe des jets/flots. Crédit : A. Maury

C'est pourquoi une proposition d'observation ALMA a été écrite pour le cycle 6 pour identifier et contraindre la cinématique de la région de l'enveloppe (50–1000 au) où se produit l'inversion de rotation (voir annexe G). La proposition d'observation avait aussi pour but de contraindre le champ magnétique dans cette source à travers l'observation de la polarisation, jusqu'à présent jamais observée, pour tester les modèles de formation de disque en contre-rotation par effet Hall (Li et al. 2011; Braiding & Wardle 2012b; Tsukamoto et al. 2017). Cette demande n'a pas été acceptée par le TAC qui a émis une réserve sur la détection robuste ( $>3\sigma$ ) de la polarisation sachant que IRAM04191 est une source de faible luminosité ( $0.1 L_{\odot}$ ). De plus, la polarisation est encore un mode expérimental sur ALMA. La demande sera probablement resoumise pour le Cycle 7.

## L1527

En accord avec l'étude de Tobin et al. (2011), on observe effectivement un désalignement de  $\sim 100^\circ$  entre les gradients observés aux échelles  $r \sim 300$  au et  $r \sim 2500$  au (respectivement  $\sim 2''$  et  $\sim 20''$ , voir figure 5.10 et table 4.3). Goodman et al. (1993) trouvent, aux échelles de  $r \sim 8500$  au, un gradient de vitesse avec un angle de  $\sim 180^\circ$ , c'est-à-dire en inversion totale avec celui observé à 300 au. On observe donc un décalage progressif des gradients des grandes aux petites échelles. Si ces gradients sont supposés tracer les mouvements de rotation de l'enveloppe alors ils sont en accord avec un effet de contre-rotation aux échelles  $\sim 1000$  au.

Cependant, l'intensité intégrée de l'émission  $N_2H^+$  à partir des données 30m semble tracer une structure filamentaire plus grande que la taille d'enveloppe ( $r > 8500$  au, Motte & André 2001, voir table 4.7) et alignée sur l'axe nord-sud. L'intensité intégrée de l'émission  $C^{18}O$ , quant à elle, semble tracer l'enveloppe à l'intérieur d'une structure filamentaire d'axe est-ouest et de taille  $r > 5000$  au (voir figure 5.10). Le gradient observé entre 2000–8500 au dans le plan équatorial, interprété comme une inversion de gradient, est en réalité une contamination due à un gradient nord-ouest - sud-est aux grandes échelles ( $\Theta \sim 123^\circ$ , voir table 4.3).

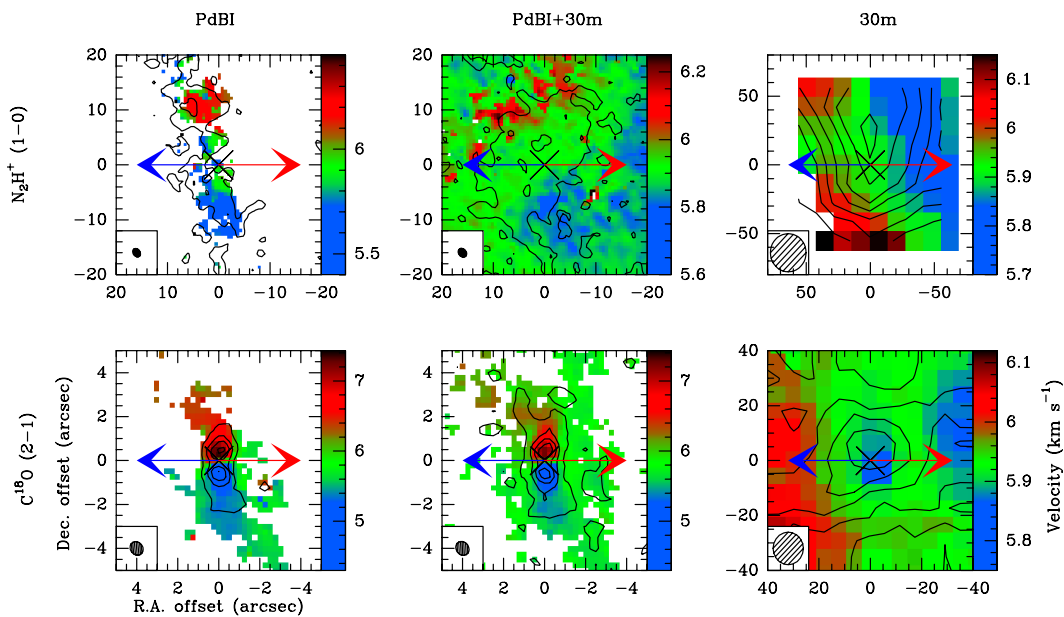


FIGURE 5.10 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1527. Voir la légende de la figure 5.8.

## L1448-2A

La source L1448-2A montre aux échelles  $<1000$  au ( $\sim 4''$ ) un gradient selon l'axe est-ouest, les vitesses décalées vers le rouge dominant à l'est (voir figure 5.11). Le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  qui résulte de ce gradient est cohérent avec des mouvements de rotation de l'enveloppe aux échelles  $<1000$  au ( $\alpha \sim 0.9$ , voir table 4.10, voir figure D.24). Aux grandes échelles ( $r \sim 2000$  au  $\sim 8''$ ), le gradient apparaît inversé, l'émission décalée vers le bleu dominant au sud-est. Cette inversion du gradient de vitesse entre les grandes et petites échelles semble indiquer une enveloppe en contre-rotation.

Cependant, les gradients de vitesse dans les données PdBI et combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  ne sont pas symétriques par rapport à la position centrale de la source (voir figure D.22). Cette asymétrie peut être une conséquence de l'interaction du système binaire distant de 170 au qui compose L1448-2A. Les gradients observés à  $r \sim 2000$  au ne sont donc pas cohérents avec la rotation de l'enveloppe.

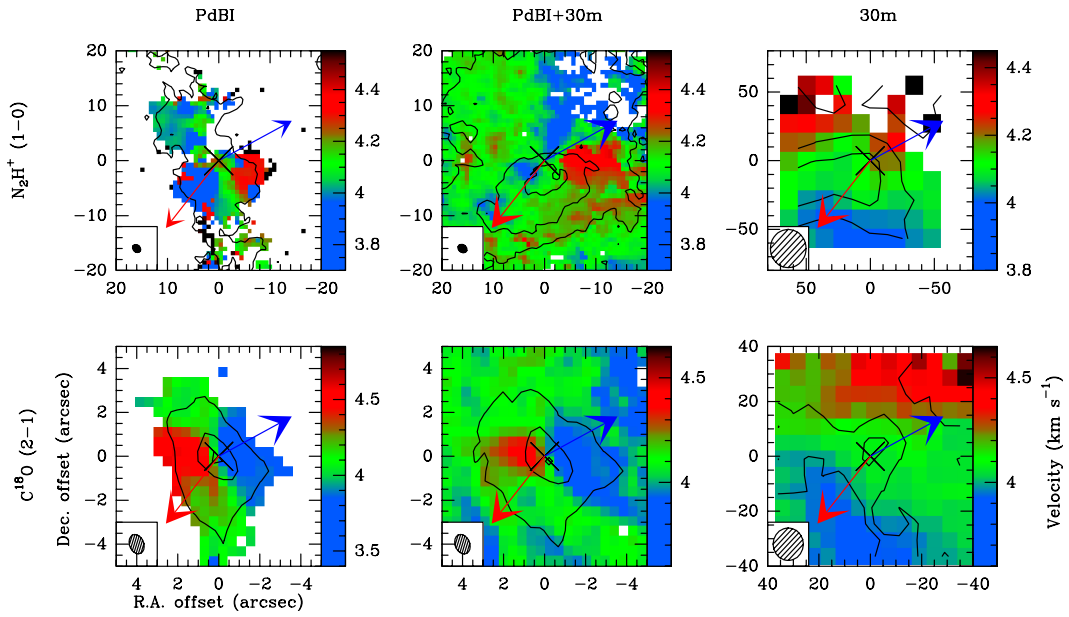


FIGURE 5.11 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1448-2A. Voir la légende de la figure 5.8.

## IRAS4B

Dans la source IRAS4B, le gradient observé aux échelles  $<1000$  au est aligné selon l'axe est-ouest avec les émissions décalées vers le rouge dominant à l'ouest (voir figure D.51). Les données PdBI de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  montrent une superposition de deux gradients. Le premier est en accord avec celui de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  avec l'émission décalée vers le rouge dominant à l'ouest. Le deuxième est de direction opposée avec l'émission décalée vers le rouge dominant à l'est. On retrouve ce deuxième gradient dans les données 30m de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  aux échelles  $>1000$  au (voir figure 5.12). Cette inversion de gradient peut mettre en évidence la contre-rotation de l'enveloppe.

Cependant, le gradient de vitesse dans les données combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  est très déstructuré et ne trace vraisemblablement pas la rotation de l'enveloppe. IRAS4B étant au voisinage de IRAS4A, la cinématique de la source est possiblement contaminée par la compression externe du nuage (Belloche et al. 2006). En effet, la carte d'intensité intégrée  $\text{N}_2\text{H}^+$  ne trace pas l'enveloppe proto-stellaire mais une structure filamentaire dans lesquelles les sources IRAS4A et IRAS4B se situent (voir figure D.50).

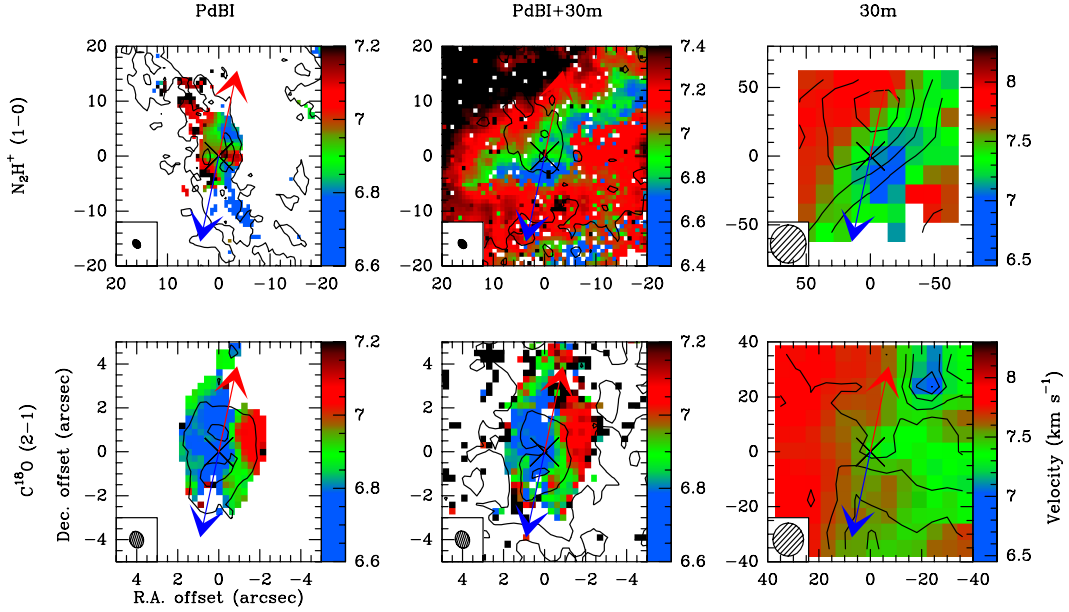


FIGURE 5.12 – Cartes de vitesse centroïde de la source IRAS4B. Voir la légende de la figure 5.8.

## L1157

Pour la source L1157, on remarque à partir des données PdBI et combinées de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  un faible gradient de vitesse le long de l'axe est-ouest aux échelles  $r \sim 500$  au ( $\sim 1.5''$ ), les vitesses décalées vers le rouge dominant à l'est et les vitesses décalées vers le bleu dominant à l'ouest (voir figure 5.13). Cependant, aux grandes échelles  $r \sim 3500\text{--}15000$  au dans les données combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ , le gradient observé est aligné selon un axe est-ouest avec les vitesses décalées vers le bleu dominant vers l'est. Cette inversion du gradient de vitesse entre les grandes et petites échelles semble indiquer une enveloppe en contre-rotation.

Le gradient observé dans les données 30m de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  est similaire à celui observé dans l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données 30m ( $\Theta \sim -130^\circ$ , voir table 4.3). L'intensité intégrée  $\text{N}_2\text{H}^+$  semble tracer l'enveloppe proto-stellaire car l'émission pic à la position de l'émission continue des poussières du PdBI. Cependant, l'intensité intégrée  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux échelles  $r > 2500$  semble tracer l'émission filamentaire environnant la source (voir figure 5.13). Le gradient aux grandes échelles  $r \sim 3500\text{--}15000$  au est donc susceptible de tracer la cinématique du filament et non la rotation dans l'enveloppe.

Le gradient observé dans les données combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $r < 2500$  au) est largement dominé par la cinématique des jets/flots et la présence d'émission décalée vers le rouge dans tout le cadran nord suggère que le gradient trace les cavités du flot rouge (voir figure 5.13).

Tobin et al. (2011) trouvent également un renversement du gradient entre les observations PdBI et 30m de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ , avec une émission décalée vers le rouge dominant à l'est de la proto-étoile aux petites échelles. A grandes échelles, le champ de vitesse complexe et l'intensité intégrée avec une structure filamentaire les poussent à suggérer que les gradients ne tracent pas que la rotation de l'enveloppe. Ils concluent également que le gradient dans leurs données PdBI semble dû à l'interaction avec le jet/flot et trace la paroi de la cavité.

Pour cette source, les gradients de vitesse ne semblent pas tracer de la contre-rotation mais plutôt les structures cinématiques de deux objets distincts : l'enveloppe proto-stellaire et le filament dans lequel

elle est enfouie.

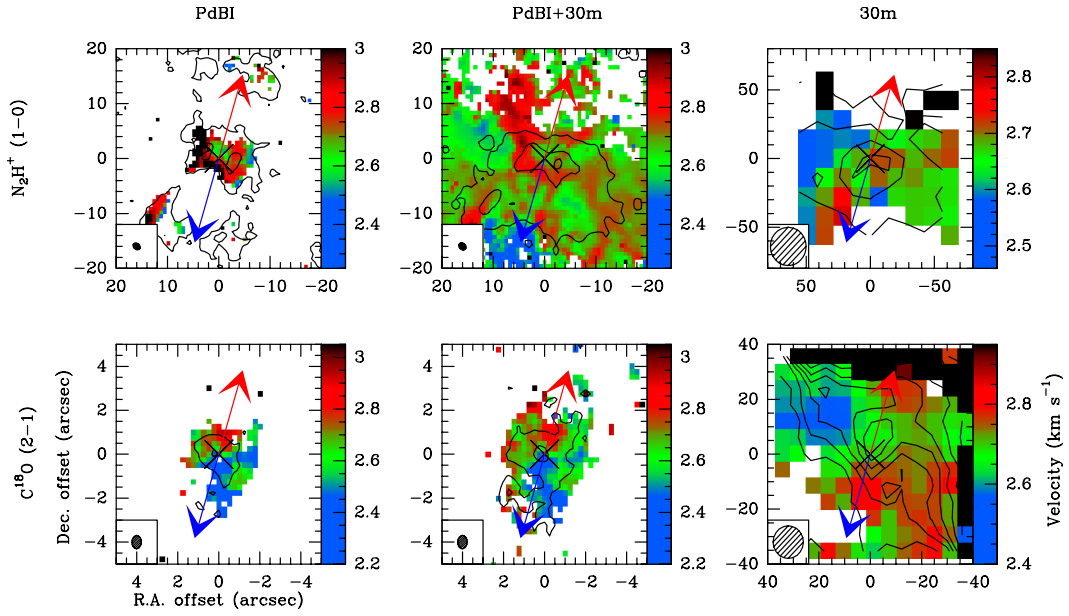


FIGURE 5.13 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1157. Voir la légende de la figure 5.8.

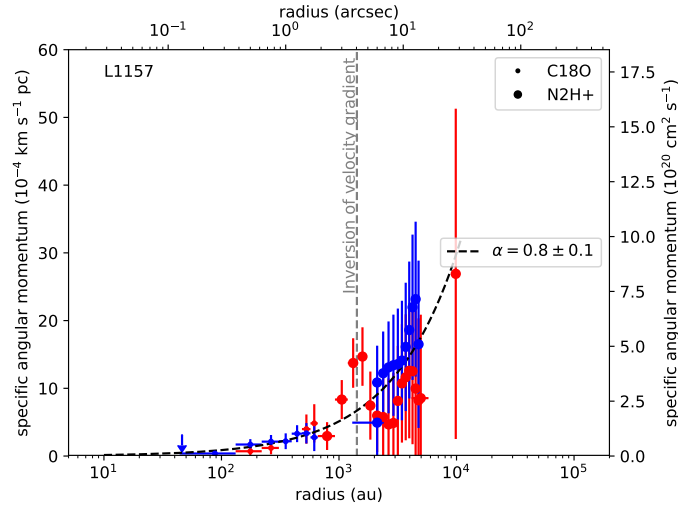


FIGURE 5.14 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1157 avec les points dus à l'inversion du gradient. Les points rouges et bleus représentent les vitesses respectivement décalées vers le rouge et le bleu. Les points pleins représentent les points issus de l'analyse de l'émission  $N_2H^+$  tandis que les points représentent ceux issus de l'analyse de l'émission  $C^{18}O$ .

De plus, j'ai construit le profil de moment cinétique de la source en prenant en compte les gradients aux grandes échelles ( $r > 1500$  au) dont la direction est inversée par rapport aux gradients observés à petites échelles (voir figure 5.14). On remarque une continuité des points à l'échelle de l'inversion du gradient ( $r \sim 1500$  au), ce qui confirme que l'enveloppe n'a pas une couche interne en contre-rotation par



rapport à la couche externe. En effet, dans le cas d’une contre-rotation, on devrait observer une discontinuité brutale entre les vitesses relatives des gradients des deux couches.

En conclusion, les inversions de gradients observées dans plusieurs sources de l’échantillon CALYPSO ne peuvent pas être interprétées comme étant de la contre-rotation de l’enveloppe pour la plupart d’entre elles. En effet, l’analyse de l’intensité intégrée aux grandes échelles montre des structures filamenteuses qui suggèrent que les gradients de vitesse ne tracent pas la rotation de l’enveloppe à ces échelles. IRAM04191 est la seule enveloppe proto-stellaire dont l’enveloppe semble en contre-rotation par rapport au disque à  $\sim 100$  au (voir figure 5.9), mais l’absence de contrainte observationnelle sur le champ magnétique ne permet pas de tester le modèle de formation de disque en contre-rotation par effet Hall comme proposé par Li et al. (2011); Braiding & Wardle (2012b); Tsukamoto et al. (2017). De plus, les modèles MHD avec effet Hall développés par Tsukamoto et al. (2017) montrent une fine couche de l’enveloppe interne au niveau du rayon extérieur du disque ( $r \sim 50$ -200 au) en contre rotation par rapport au disque et à l’enveloppe externe (voir figure 5.7). Ces modèles ne peuvent donc pas expliquer les inversions de rotation dans les différentes couches de l’enveloppe aux échelles  $r > 500$  au ou encore un disque en contre-rotation par rapport à l’enveloppe.

Historiquement, les gradients de vitesse observés à  $r > 3000$  au ont été utilisés pour quantifier l’amplitude du problème du moment cinétique. Cependant, interprété incorrectement comme des mouvements de rotation purs dans l’enveloppe, les mesures du moment cinétique qui en résulteraient et les rayons attendus des disques seraient considérablement surestimés. Des études récentes sur le moment cinétique des cœurs proto-stellaires à partir de simulations hydrodynamiques de formation d’étoiles remettent en question le modèle standard de formation d’étoiles à partir d’un noyau initialement en rotation solide qui s’effondre (Kuznetsova et al. 2019; Verliat et al. en préparation). Dans ces simulations, ils montrent que le moment cinétique des noyaux proto-stellaires n’est pas directement lié à la rotation initiale du nuage, et que les disques képlériens peuvent être formés à partir d’une simple perturbation non uniforme de la distribution initiale de densité. Dans ce scénario, le moment cinétique observé dans les noyaux proto-stellaires peut ne pas avoir été hérité des conditions initiales mais avoir été généré pendant l’effondrement.

### 5.3.2 Transition entre effondrement et rotation dans les enveloppes proto-stellaires

Ohashi et al. (1997a) ont détecté à partir d’observations du 45m Nobeyama de l’émission  $C^{18}O$  une structure étendue le long de l’axe nord-sud perpendiculaire à l’axe des jets/flots dans l’enveloppe proto-stellaire L1527. Le champ de vitesse de cette structure peut s’expliquer par la combinaison des mouvements d’effondrement à ceux de rotation. Ohashi et al. (1997a) ont estimé des vitesses d’effondrement  $\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$  bien supérieures aux vitesses de rotation ( $\sim 0.05 \text{ km s}^{-1}$ ) aux échelles  $r \sim 2000$  au de l’embryon stellaire de masse  $\sim 0.1 M_{\odot}$ . Aux échelles  $\sim 2000$  au, l’enveloppe proto-stellaire n’est donc pas rotationnellement supportée mais sa dynamique est dominée par l’effondrement. Or depuis, de nombreuses études ont montré que L1527 abrite un candidat disque proto-stellaire de rayon  $r \sim 70$  au (Tobin et al. 2012b; Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017). L1527 est donc le parfait exemple de la transition entre effondrement et rotation entre les grandes et petites échelles.

Les mouvements d’effondrement dominent donc les grandes échelles des enveloppes proto-stellaires ( $v_{\text{eff}} > v_{\text{rot}}$ ). Ces mouvements se manifestent généralement par des gradients de vitesse proches des pôles de l’enveloppe et de l’axe des jets/flots. En effet, pour des sources vues de profil, la composante de vitesse due à la rotation est perpendiculaire à la ligne de visée (voir figure 2.16). Aux petites échelles, les mouvements de rotation étant dominants ( $v_{\text{rot}} \gg v_{\text{eff}}$ ), les gradients de vitesse sont dans la direction du plan équatorial de l’enveloppe. En passant des grandes aux petites échelles, on observera donc une évolution de la direction du gradient qui, depuis l’axe des jets, se rapprochera progressivement du plan



équatorial de la source (voir figure 5.15).

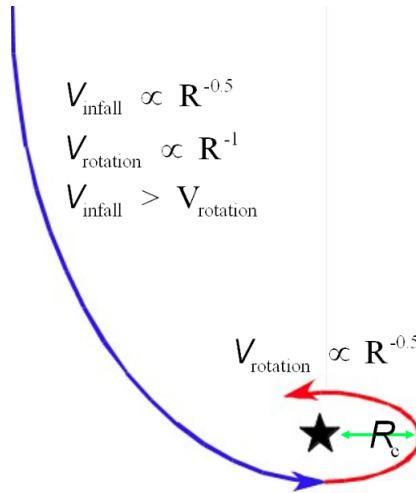


FIGURE 5.15 – Schéma de la transition entre mouvements d’effondrement et de rotation des grandes aux petites échelles dans une enveloppe proto-stellaire. Le rayon  $R_c$  représente le rayon centrifuge autour de l’embryon stellaire. Crédit : N. Ohashi

Cette hypothèse peut notamment expliquer le fait qu’on observe pour les sources L1527, L1448-NB et SVS13-B des gradients alignés avec l’axe du jet/flot aux échelles  $>3000$  au et des gradients alignés avec le plan équatorial aux petites échelles (voir annexe D). Malheureusement, il existe actuellement peu de contraintes sur les vitesses d’effondrement des sources de l’échantillon CALYPSO aux échelles  $r > 1600$  au. C’est pourquoi, caractériser les vitesses d’effondrement aux différentes échelles des enveloppes est primordiale pour bien interpréter la cinématique observée (voir chapitre 6 et annexe H).

Il n’existe des estimations de vitesse d’effondrement que pour la source IRAM04191. A partir d’observations d’émission de raies moléculaires optiquement mince et épaisse couplées à des modèles de transfert radiatif, Belloche et al. (2002) estiment des vitesses d’effondrement à  $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$  aux échelles  $r \sim 1000$  au. Ces vitesses sont similaires aux vitesses de rotation estimées dans le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  aux mêmes échelles (voir figure D.4). A  $r \sim 10000$  au Belloche et al. (2002) estiment une vitesse d’effondrement plus faible  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ . Dans le cœur dense L1544, Tafalla et al. (1998) suggèrent également une vitesse d’effondrement de  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  aux échelles  $>3000$  au. Le décalage de vitesse, par rapport à la vitesse systémique supposée pour chaque source, trouvé le long du plan équatorial à  $>1000$  au avec les observations CALYPSO est indiqué dans la table 5.4. Pour la plupart des sources, les décalages de vitesse sont de l’ordre de  $\lesssim 0.3 \text{ km s}^{-1}$  à des échelles de 1600 au (voir table 5.4), similaires aux vitesses d’effondrement trouvées dans IRAM04191 et L1544, sauf pour IRAS4A qui a une vitesse  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$  à  $r \sim 1000$  au. Ce dernier résultat est cohérent avec celui de Belloche et al. (2006) à  $\sim 2000$  au qui ont suggéré un effondrement rapide déclenché par une compression externe à partir du nuage dans lequel la source est intégrée. Ainsi, pour toutes les sources de notre échantillon, le désalignement du gradient de vitesse pourrait être dû à un changement de mécanisme dominant les vitesses projetées sur la ligne de visée. Cela suggère soit des vitesses de rotation beaucoup plus petites que les vitesses d’effondrement, soit une géométrie non axisymétrique de la cinématique de l’enveloppe aux échelles extérieures.

TABLE 5.4 – Valeur du décalage en vitesse, par rapport à la vitesse systémique supposée pour chaque source, à 100, 1000 et 10000 au le long du plan équatorial à partir des cartes de vitesse et en tenant compte de tous les gradients observés, même ceux qui ne correspondent pas à des mouvements de rotation.

Source	$v_{100 \text{ au}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_{1000 \text{ au}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_{10000 \text{ au}}$ (km s <sup>-1</sup> )
IRAM04191	0.3	0.1	0.1
L1521F	0.1	0.2	0.2
L1527	1.1	0.1	0.2
GF9-2	1.0	0.2	0.2
L1448-2A	0.7	0.1	1.1
L1448-NB	2.1	0.3	0.02
L1448-C	1.3	0.1	0.2
IRAS2A	0.7	0.1	0.3
SVS13-B	0.5	0.1	0.2
IRAS4A	–	0.4	0.9
IRAS4B	–	0.1	0.5
L1157	0.1	0.2	0.1

### 5.3.3 Origine des gradients de vitesse à grandes échelles dans les enveloppes proto-stellaires

Pour la plupart des sources, les hypothèses d’enveloppe en contre-rotation ou de transition entre mouvements d’effondrement et de rotation des grandes aux petites échelles ne permettent pas d’expliquer la différence d’orientation entre les gradients de vitesse observés aux petites et grandes échelles (voir figure 5.6). La question de l’origine des gradients aux grandes échelles se pose donc. Pour comprendre de façon statistique l’origine de ces gradients, j’ai tracé plusieurs corrélations notamment pour comparer l’orientation des gradients avec l’axe des jets/flots et la direction des structures filamenteuses en densité dans lesquels se trouvent les sources.

#### Comparaison des gradients de vitesse entre les deux traceurs

Les émissions C<sup>18</sup>O et N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> ne tracent pas les mêmes échelles au sein de l’enveloppe. En effet, la molécule N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> est abondante dans la partie extérieure et froide, mais elle est chimiquement détruite lorsque la température T > 20 K car le CO désorbe de la glace des poussières (Bergin et al. 2002; Maret et al. 2002, 2007). Ainsi, alors que la molécule de N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> permet de sonder l’enveloppe aux grandes échelles (~800-5000 au), celle de C<sup>18</sup>O permet d’accéder à l’information aux petites échelles (~70-800 au). La table 4.3 et la figure 5.6 montrent une évolution croissante quasi-systématique de la différence d’angle entre le gradient moyen et le plan équatorial obtenue dans l’émission C<sup>18</sup>O par rapport à l’émission N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>. J’ai réalisé une comparaison de l’orientation des gradients moyens obtenus avec les deux traceurs pour chaque ensemble de données de façon indépendante afin de mettre en évidence une évolution de la cinématique dans les différentes parties de l’enveloppe.

La figure 5.16 montre les corrélations entre l’orientation des gradients de vitesse moyens issus des deux traceurs pour chaque ensemble de données. On ne trouve pas de relation lorsque l’on compare l’angle du gradient de vitesse moyen obtenu à partir des données PdBI C<sup>18</sup>O ( $\Theta_{\text{PdBI,C}^{18}\text{O}}$ ) avec celui obtenu à partir du N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> ( $\Theta_{\text{PdBI,N}_2\text{H}^+}$ ) : le facteur de corrélation est égal à 0.35. On ne trouve pas non plus de corrélation lorsqu’on compare l’orientation des gradients de ces deux traceurs obtenus à partir des données combinées. Ces absences de corrélations entre les traceurs pour les données PdBI et combinées suggèrent qu’il peut exister un changement de cinématique entre les échelles tracées par l’émission C<sup>18</sup>O et celles tracées par l’émission N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>.

En revanche, les données 30m montrent une corrélation robuste entre la cinématique  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  avec un facteur de corrélation proche de 1. Cela indique que les émissions  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  du 30m tracent les mêmes échelles, c'est-à-dire soit les plus externes de l'enveloppe, soit les structures filamentaires dans lesquelles sont plongées les sources. En effet, des phénomènes extérieurs comme des rayons cosmiques ou le champ de radiation d'une étoile proche pourraient chauffer les bordures extérieures de l'enveloppe où le CO désorberait des manteaux de glaces. Dans ce cas, la cinématique à ces échelles serait dominée par les mêmes mécanismes.

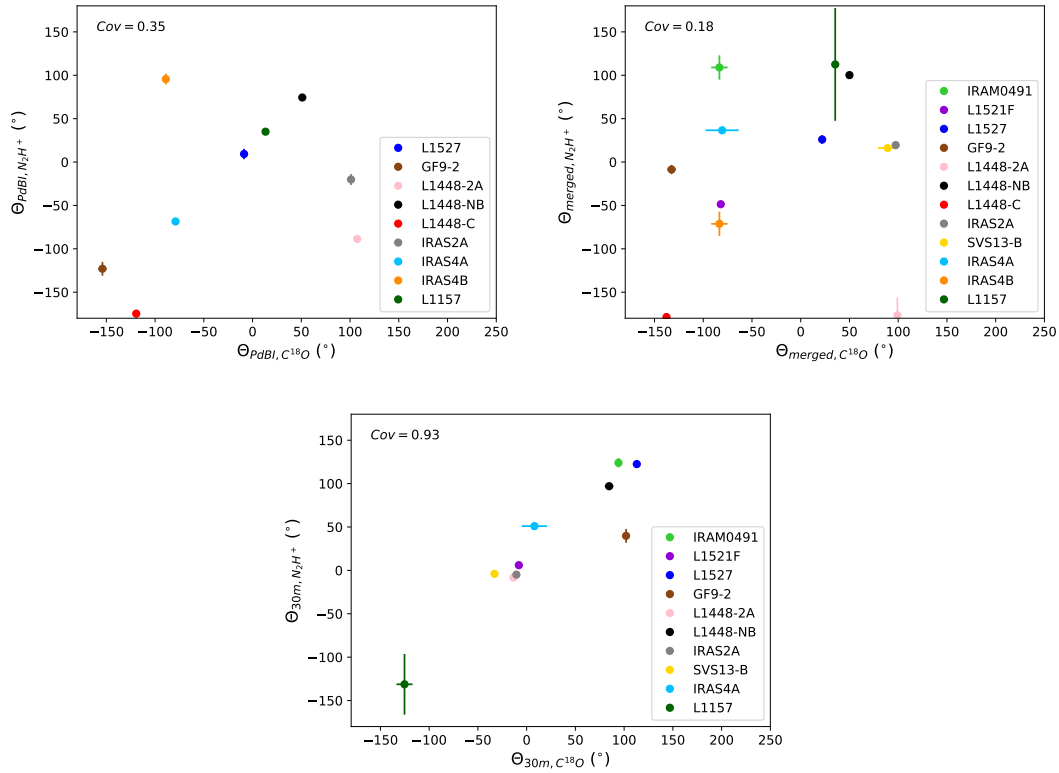


FIGURE 5.16 – Corrélation entre l'orientation des gradients de vitesse moyens issus des traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  pour chaque ensemble de données (PdBI, combinées et 30m) des sources CALYPSO. Le facteur de corrélation est donné par Cov et est compris entre -1 (parfaite anti-corrélation) et 1 (parfaite corrélation).

### Comparaison des gradients de vitesse entre les différents ensembles de données

Pour un traceur donné, les ensembles de données ne sont pas sensibles aux mêmes échelles de l'enveloppe. Comprendre la modification de la cinématique lorsqu'on ne considère que les échelles compactes ou étendues peut permettre d'identifier les mécanismes dominants dans les différentes parties de l'enveloppe. C'est pourquoi, j'ai réalisé une comparaison statistique de l'orientation des gradients moyens obtenus pour un même traceur dans chaque ensemble de données pour les sources de l'échantillon.

La figure 5.17 montre les corrélations entre l'orientation des gradients de vitesse moyens issus des différents ensembles de données. Lorsque l'on compare l'angle du gradient de vitesse moyen  $\Theta_{PdBI}$  obtenu à partir des données PdBI avec celui obtenu à partir des données combinées ( $\Theta_{merged}$ ) pour l'émission  $C^{18}O$ , on trouve une relation robuste avec un facteur de corrélation proche de 1. Pour l'émission  $N_2H^+$ , on trouve aussi une bonne corrélation avec un facteur de 0.64. Pour les deux traceurs confondus,

on trouve un fort facteur de corrélation total de 0.79 (voir figure 5.17). Cette corrélation entre l'orientation des gradients de vitesse dans les données PdBI et combinées indique que l'émission étendue récupérée lors du processus de combinaison (voir figure 4.2) possède la même cinématique que l'émission PdBI qui trace les échelles de l'enveloppe aux rayons  $r < 2000$  au. Il est à noter que lors du processus de combinaison des données PdBI et 30m, un poids plus important est attribué aux visibilités PdBI qu'aux pseudo-visibilité 30m malgré l'attribution d'un facteur de poids à ces dernières (voir chapitre 2, section 2.5 et chapitre 4, section 4.1), ce qui peut biaiser la corrélation. Le fait que l'orientation des gradients de vitesse moyens ne soit pas identique à celle observée dans les données PdBI montre que l'émission étendue récupérée domine la cinématique dans les données combinées (voir table 4.3).

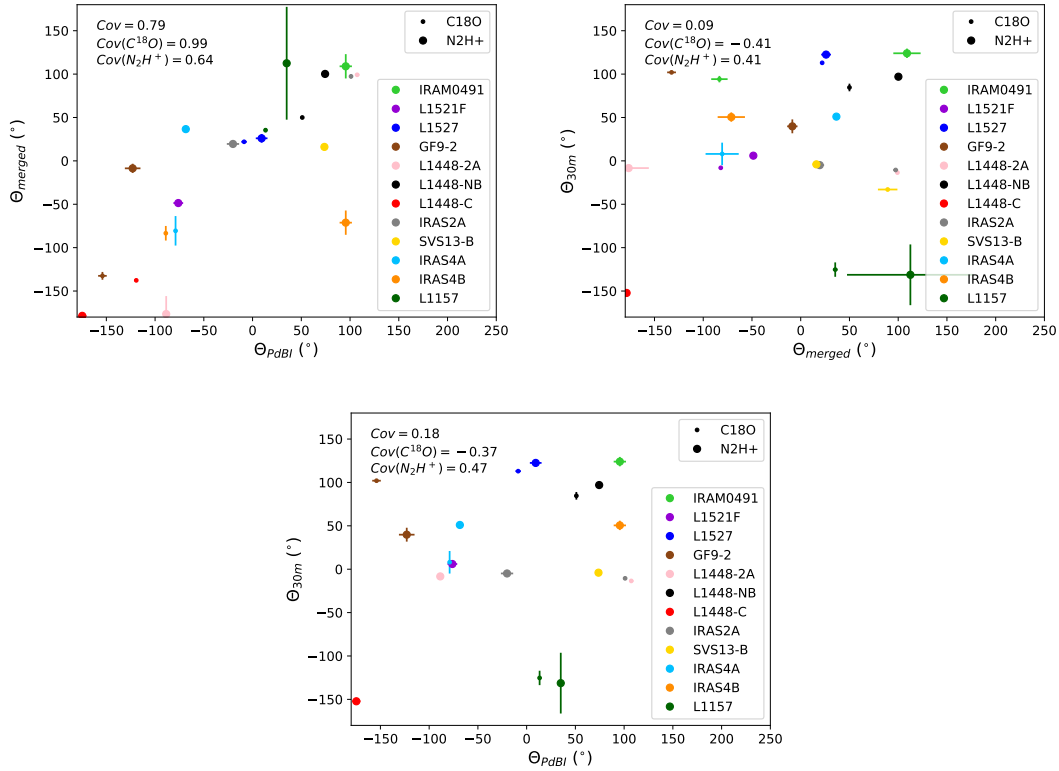


FIGURE 5.17 – Corrélation entre l'orientation des gradients de vitesse moyens issus des données PdBI, combinées et 30m pour les deux traceurs ( $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ ) des sources CALYPSO. Les valeurs issues de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  sont représentées par des ronds pleins tandis que celles issues de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  par des points. Le facteur de corrélation pour les données  $\text{C}^{18}\text{O}$  seules est donné par  $\text{Cov}(\text{C}^{18}\text{O})$ , pour les données  $\text{N}_2\text{H}^+$  seules par  $\text{Cov}(\text{N}_2\text{H}^+)$  tandis que le facteur de corrélation total pour les deux traceurs confondus est donné par  $\text{Cov}$ . Ces facteurs sont compris entre -1 (parfaite anti-corrélation) et 1 (parfaite corrélation).

En comparant l'orientation des gradients de vitesse obtenus dans les données combinées ( $\Theta_{\text{merged}}$ ) et 30m ( $\Theta_{30m}$ ), on s'attendrait également à trouver un bon facteur de corrélation. En effet, les données combinées permettent d'avoir accès à l'information qui n'est pas résolue à l'intérieur du lobe du 30m tandis que les données 30m permettent de contraindre les échelles externes de l'enveloppe ( $r > 3000$  au). Or les facteurs de corrélation obtenus sont inférieurs à  $|0.5|$  pour les deux traceurs. Pour les deux traceurs confondus, on ne trouve aucune relation avec un facteur de corrélation proche de 0 (voir figure 5.17). On trouve la même absence de corrélation lorsque l'on compare directement  $\Theta_{\text{PdBI}}$  et  $\Theta_{30m}$ . Les échelles

externes de l'enveloppe aux rayons  $r > 3000$  au semblent donc ne pas avoir la même cinématique que les échelles plus internes.

Cette absence de lien statistique entre les gradients aux échelles externes et plus internes de l'enveloppe pose la question de l'origine des gradients observés à grandes échelles. Ces absences de corrélations suggèrent un changement de mécanismes dominants : les gradients à grandes échelles ne seraient pas liés à la rotation et l'effondrement de l'enveloppe mais plutôt aux propriétés de la turbulence interstellaire ou aux mouvements de structures plus grandes telles que l'effondrement des filaments dans lesquelles les enveloppes sont enfouies.

### Comparaison des gradients de vitesse avec l'orientation des filaments

L'absence de corrélation entre les gradients observés à partir des données 30m et ceux observés à partir des données PdBI et combinées suggère un changement de mécanismes dominants entre les échelles internes et externes de l'enveloppe. La cinématique aux grandes échelles ( $r > 3000$  au) pourrait être contaminée ou dominée par l'effondrement des filaments dans lesquels les enveloppes sont enfouies.

D'autre part, les observations *Herschel* ont montré que la plupart des cœurs pré-stellaires et proto-étoiles de type solaire se forment dans des filaments (André et al. 2014 ; voir chapitre 1, section 1.2). En effet, les cartes de densité des colonnes du programme Herschel Gould Belt Survey (<http://gouldbelt-herschel.cea.fr/archives> ; André et al. 2010) révèlent que les proto-étoiles CALYPSO sont enfouies ou se trouvent à proximité immédiate de structures filamentaires de densité  $N_{H_2} > 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (voir figure 5.18). Les structures filamentaires locales ont été mises en évidence grâce au programme FilFinder du logiciel Python (Koch & Rosolowsky 2015) qui utilise une technique de seuil adaptatif. Les cartes de densité de colonne ont été lissées à la moitié de la taille des largeurs de filament attendues afin d'éliminer les effets des cœurs. Puis le squelette de structures filamentaires locales est obtenu en fixant un seuil de densité de colonne supérieure à  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  dans une région de  $3' \times 3'$  autour de la proto-étoile. Ce squelette est modélisé en vert sur la figures 5.18. Dans la suite, ces structures seront appelés structures filamentaires ou filaments mais il ne s'agit pas de filaments tels que défini par Arzoumanian et al. (2011, 2018). En effet, l'extraction de filaments tel que ceux de l'étude Arzoumanian et al. (2011, 2018) nécessite des critères supplémentaires, notamment en terme de contraste qui évite la contamination par la cavité des flots par exemple.

La cinématique aux grandes échelles des enveloppes proto-stellaires pourrait donc être contaminée ou dominée par la cinématique des filaments. Kirk et al. (2013) ont étudié le champ de vitesse de la région Serpens-South dans le nuage moléculaire Aquila et ont montré une cinématique complexe avec un effondrement longitudinal le long du filament principal, des contractions radiales, et des flux d'accrétion du nuage vers le filament principal (voir figure 5.19). L'effondrement longitudinal du filament, tel qu'observé dans la région Serpens-Main par Dhabal et al. (2018), pourrait être responsable des gradients observés aux grandes échelles dans les enveloppes proto-stellaires CALYPSO. Plusieurs études ont également mis en évidence des gradients de vitesse transverses qui suggèrent que le matériel pourrait s'accumuler le long de stries perpendiculaires au filament principal (Palmeirim et al. 2013; Dhabal et al. 2018; Arzoumanian et al. 2018; Shimajiri et al. 2019). Pour déterminer si l'effondrement longitudinal du filament peut être à l'origine des gradients à grandes échelles observés dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO, j'ai comparé l'orientation des gradients moyens observés dans les cartes 30m avec la direction de la structure filamentaire environnante. La comparaison a aussi été faite pour les gradients observés dans les cartes combinées et PdBI comme comparaison témoin.

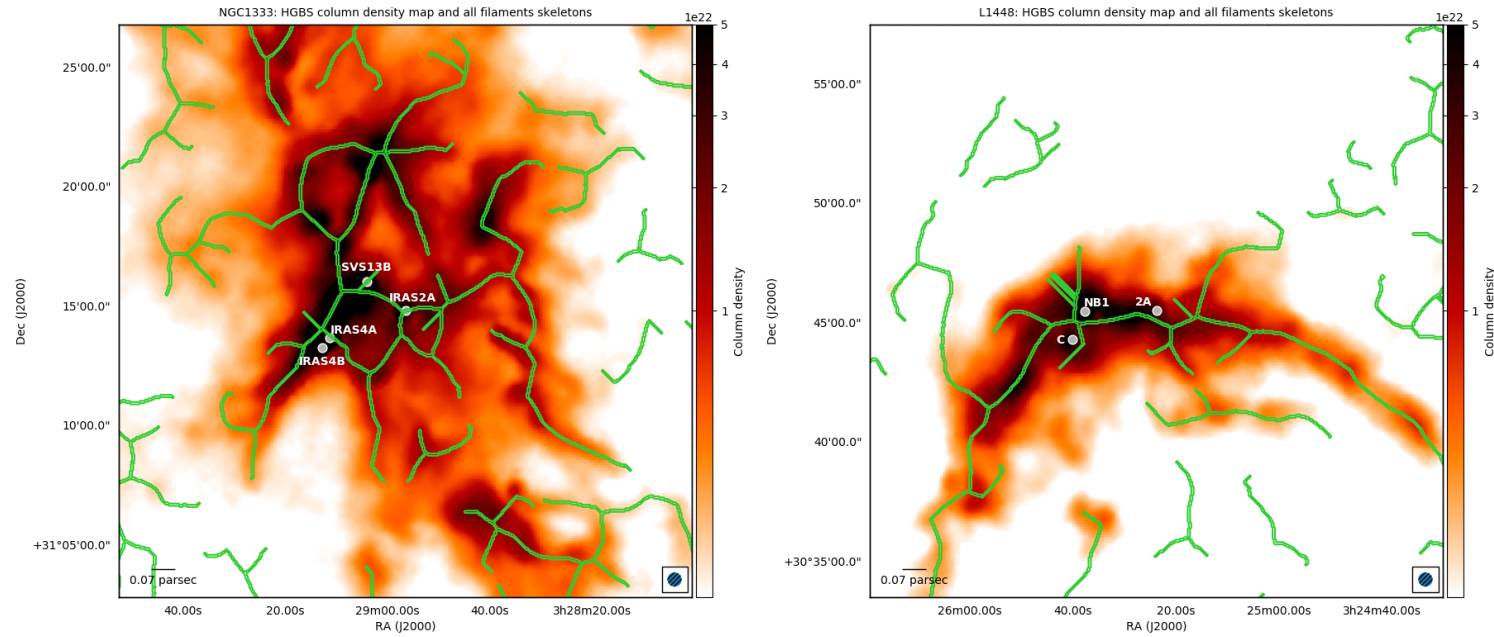


FIGURE 5.18 – Cartes de la densité de colonne du programme Herschel Gould Belt Survey de la région NGC1333 (à gauche) et L1448 (à droite). Les points représentent les proto-étoiles de l'échantillon CALYPSO qui sont dans ces régions. Les filaments extraits par FilFinder avec un seuil de densité de  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  dans une région de  $3' \times 3'$  autour de la proto-étoile sont modélisés en vert. Crédit : [Herschel Gould Belt Survey](#)

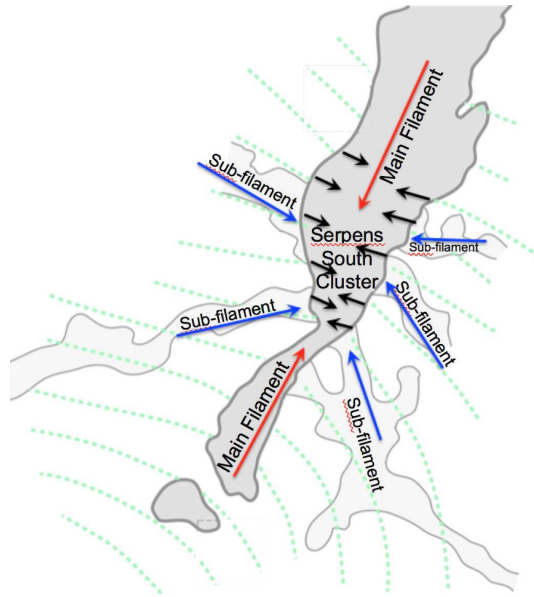


FIGURE 5.19 – Schéma du champ de vitesse typique à l'intérieur et autour d'un filament (ici Serpens-South dans le complexe moléculaire Aquila) contraint à partir d'observations (Kirk et al. 2013). Les flèches rouges représentent l'effondrement longitudinal du filament principal, les flèches noires indiquent les mouvements de contractions radiales et les flèches bleues représentent l'accrétion à partir du nuage au travers de sous-filaments. Les pointillés verts représentent les lignes de champ magnétique. Crédit : Figure 9 de André et al. (2014)

La direction des filaments ( $PA_{\text{filament}}$ ) a été déterminée à partir de l'extraction des filaments par Fil-Finder dans les cartes de densité de colonne du programme Herschel Gould Belt Survey. La figure 5.20 montre le résultat de la corrélation entre  $PA_{\text{filament}}$  et l'orientation des gradients obtenus pour chaque ensemble de données pour les deux traceurs. Aux échelles de l'enveloppe tracées avec les données PdBI et combinées, on ne trouve pas de corrélation entre la cinématique de l'enveloppe à  $r < 3000$  au et l'orientation des filaments. Cette absence de corrélation est attendue car aux échelles internes de l'enveloppe, la cinématique est dominée par la rotation et l'effondrement de l'enveloppe. Aux grandes échelles tracées pour les données 30m, on trouve un facteur total de corrélation  $\sim -0.5$ . Il n'y a donc pas de corrélation entre la direction des filaments et l'orientation des gradients aux rayons  $r > 3000$  au de l'enveloppe. L'absence de corrélation ne permet cependant pas d'exclure de manière définitive l'influence de la dynamique du filament sur la cinématique de l'enveloppe aux grandes échelles. En effet, comme le montre la figure 5.19, la dynamique dans un filament est très complexe et selon l'emplacement de la source dans ou autour du filament, la contraction radiale peut dominer sur l'effondrement longitudinal ou la source peut se situer à coté d'un sous-filament.

### Cinématique des filaments

Pour répondre à la question de l'origine des gradients de vitesse aux grandes échelles des enveloppes proto-stellaires, il est nécessaire de connecter la cinématique à l'échelle du filament avec celle des enveloppes. Dans cette partie, on ne se concentrera que sur la région NGC1333 et donc les sources IRAS2A, SVS13-B, IRAS4A et IRAS4B où plusieurs traceurs ( $NH_3$  et  $^{13}CO$ ) permettent de sonder les différents régimes en densité de 0.3 pc à 50 au.

Le programme GAS (Green Bank Ammonia Survey, PI : R. Friesen) réalise actuellement des cartes de vitesse de plusieurs régions filamentaires à partir d'observations de l'émission  $NH_3$  (Friesen et al.



2017). A partir de la carte de vitesse de la région NGC1333 tirée de leur archive ([https://dataverse.harvard.edu/dataverse/GAS\\_Project](https://dataverse.harvard.edu/dataverse/GAS_Project)), on remarque que les structures filamentaires dans lesquelles sont enfouies les sources IRAS2A, SVS13-B, IRAS4A et IRAS4B sont localisées à la convergence de gradients de vitesse grandes échelles. En effet, on remarque qu'à l'intérieur du réseau de structures filamentaires réunissant ces sources, les vitesses sont décalées vers le bleu alors qu'à l'extérieur elles sont décalées vers le rouge (voir figure 5.21).

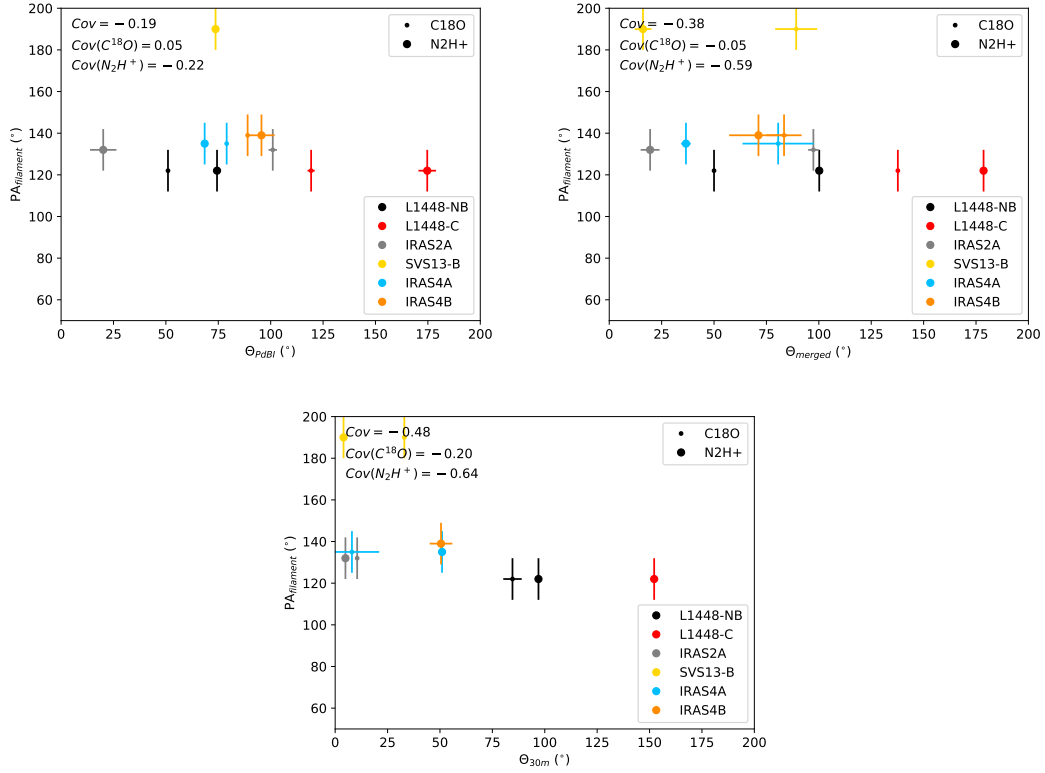


FIGURE 5.20 – Corrélation entre la direction des filaments ( $PA_{\text{filament}}$ ) et l'orientation des gradients de vitesse moyens issus des données PdBI, combinées et 30m pour les deux traceurs ( $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ ) des sources CALYPSO. Les valeurs issues de l'émission  $N_2H^+$  sont représentées par des ronds pleins tandis que celles issues de l'émission  $C^{18}O$  par des points. Le facteur de corrélation pour les données  $C^{18}O$  seules est donné par  $Cov(C^{18}O)$ , pour les données  $N_2H^+$  seules par  $Cov(N_2H^+)$  tandis que le facteur de corrélation total pour les deux traceurs confondus est donné par  $Cov$ . Ces facteurs sont compris entre -1 (parfaite anti-corrélation) et 1 (parfaite corrélation).

Lorsque l'on zoome sur les sources CALYPSO présentes dans la région NGC1333, on remarque un très bon accord entre les gradients locaux des filaments et les gradients observés à partir des données 30m de l'émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  du programme CALYPSO (voir les figures 5.22, 5.23 et 5.24).

De plus, l'émission  $C^{18}O$  et/ou  $N_2H^+$  aux échelles 30m ( $>20''$ ) montre des structures plus complexes que celles attendues pour une enveloppe proto-stellaire (voir annexe D et chapitre 4, section 4.2). Ces structures sont en fait en accord avec les filaments extraits grâce au programme FilFinder. Pour la source IRAS2A, l'intensité intégrée  $N_2H^+$  semble dessiner l'intersection des deux structures filamentaires proches desquelles la proto-étoile est située (voir figures 5.23 et D.36). L'intensité intégrée  $C^{18}O$  trace également une partie de la structure filamentaire environnante mais de façon moins claire qu'en

$\text{N}_2\text{H}^+$ . Pour la proto-étoile SVS13-B, l'intensité intégrée  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  dessine également de manière très nette une structure filamentaire entourant la source (voir figures 5.22 et D.41). Pour les sources IRAS4A et IRAS4B, les cartes d'intensité intégrée  $\text{N}_2\text{H}^+$  tracent le même filament qui est parallèle à l'axe les reliant entre elles (voir figures 5.24, D.46 et D.50).

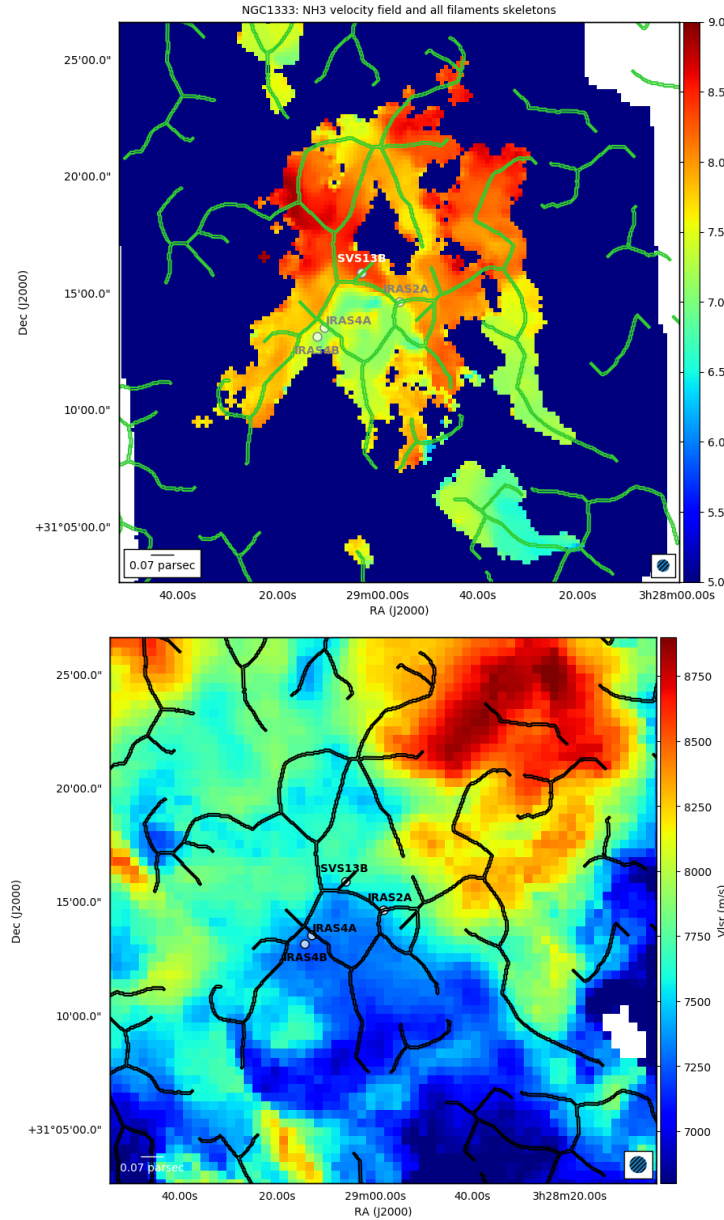


FIGURE 5.21 – Haut : Carte de vitesse centroïde (en  $\text{km s}^{-1}$ ) déterminée à partir d’observations de l’émission  $\text{NH}_3$  de la région NGC1333 du programme GAS. Crédit : [programme GAS](#) (PI : R. Friesen). Bas : Carte de vitesse centroïde déterminée à partir d’observations de l’émission  $^{13}\text{CO}$  de la région NGC1333 du programme COMPLETE. Crédit : [programme COMPLETE](#) (PI : N.A. Ridge). Les lignes vertes ou noires représentent les structures filamentaires extraites à partir des cartes de densité de colonne du programme Herschel Gould Belt Survey (voir figure 5.18). Les points représentent les proto-étoiles de l’échantillon CALYPSO qui sont dans cette région.

Le programme COMPLETE (COordinated Molecular Probe Line Extinction Thermal Emission Survey of Star Forming Regions, PI : N.A. Ridge) réalise également des cartes de vitesse à partir d'observations de l'émission  $^{13}\text{CO}$ . En superposant les structures filamenteaires extraites par FilFinder dans la région NGC1333 à la carte de vitesse tirée de leur archive (<https://dataverse.harvard.edu/dataverse/complete>), on ne remarque pas de gradients de vitesse aussi clairs que dans l'émission  $\text{NH}_3$  (voir figure 5.21). On remarque cependant une tendance similaire : à l'intérieur du réseau de structures les vitesses sont inférieures par rapport à celles à l'extérieurs. Il faut noter que l'émission  $^{13}\text{CO}$  n'est pas un aussi bon traceur de gaz dense et froid que le  $\text{NH}_3$  car il est notamment susceptible d'être contaminé par les flots bipolaires des sources. De plus, la résolution spatiale de la carte du programme COMPLETE est moins bonne avec un lobe synthétique de  $\sim 46''$  comparé à  $\sim 32''$  pour la carte du programme GAS.

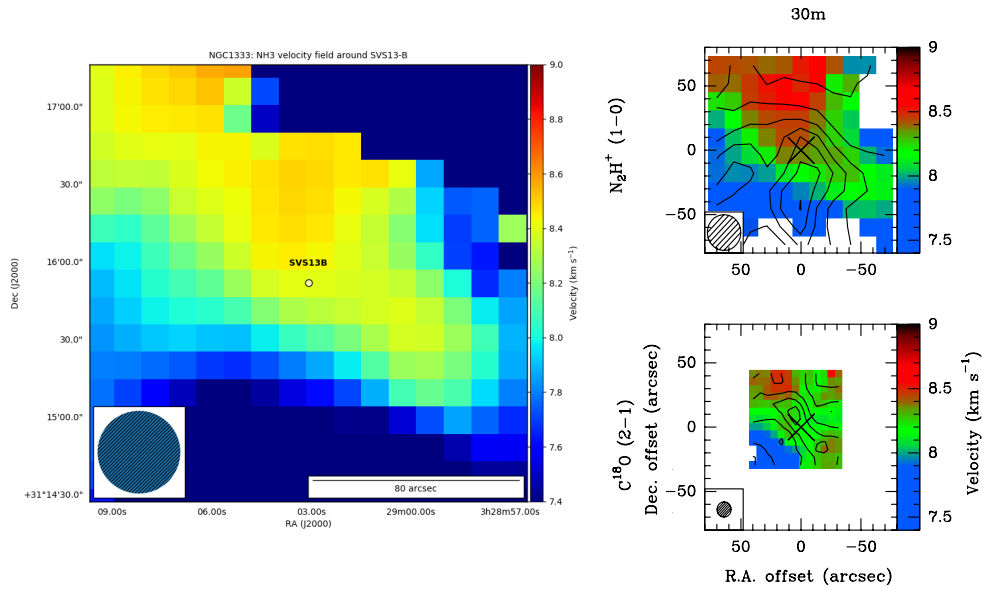


FIGURE 5.22 – Comparaison des gradients de vitesse observés dans la source SVS13-B. Gauche : zoom dans la carte de vitesse centroïde déterminée à partir d'observations de l'émission  $\text{NH}_3$  de la région NGC1333 du programme GAS. Crédit : [programme GAS](#) (PI : R. Friesen). Droite : cartes de vitesse centroïde de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (en bas) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en haut) à partir des données 30m du programme CALYPSO.

Au vu des résultats pour les sources de la région NGC1333, l'intensité intégrée  $\text{C}^{18}\text{O}$  et/ou  $\text{N}_2\text{H}^+$  à partir des données 30m des sources de L1448 peut donner de premiers éléments de réponses sur l'origine des gradients observés dans ces données.

La carte de la distribution de gaz dense autour de la source L1448-2A montre une structure allongée d'est en ouest, similaire à la structure filamenteaire observée dans la carte de densité de colonne d'Herschel (voir figures 5.11 et 5.18). L'intensité intégrée  $\text{N}_2\text{H}^+$  de la source L1448-C montre une structure en coude qui ressemble également à la structure filamenteaire observée dans la carte de densité de colonne d'Herschel (voir figures 4.2 et 5.18). On peut donc dire en première approximation que, pour ces deux sources, les gradients observés aux échelles  $r > 3000$  au ont une grande probabilité d'être contaminés voire dominés par la cinématique des grandes échelles.

Les émissions  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$  de la source L1448-NB quant à elles ne semblent pas tracer les structures filamenteaires environnantes suggérant que la cinématique aux échelles  $r > 3000$  au n'est pas dominée par

des mouvements aux grandes échelles (voir figures D.26 et 5.18).

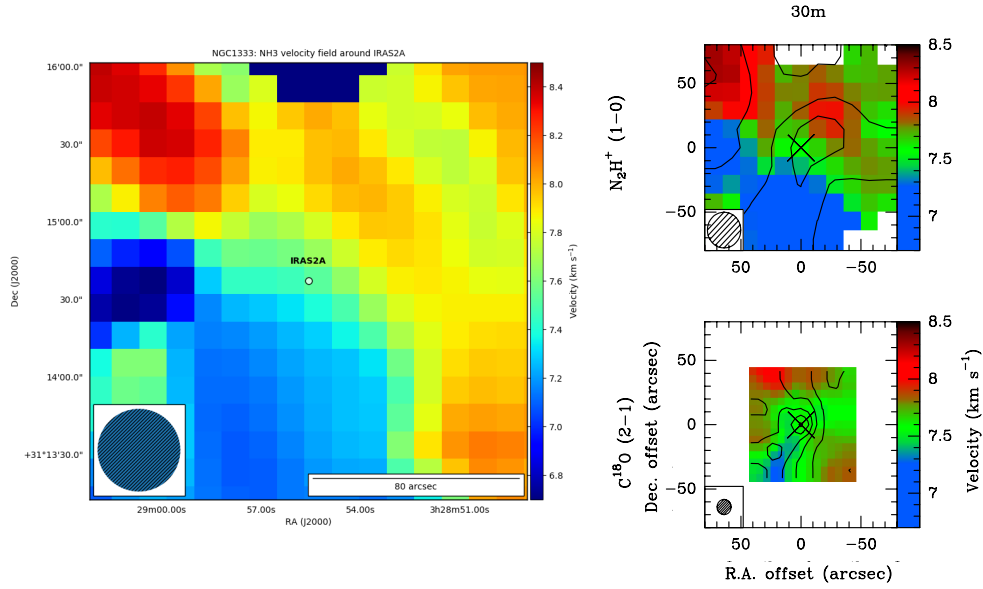


FIGURE 5.23 – Comparaison des gradients de vitesse observés dans la source IRAS2A. Voir la légende de la figure 5.22.

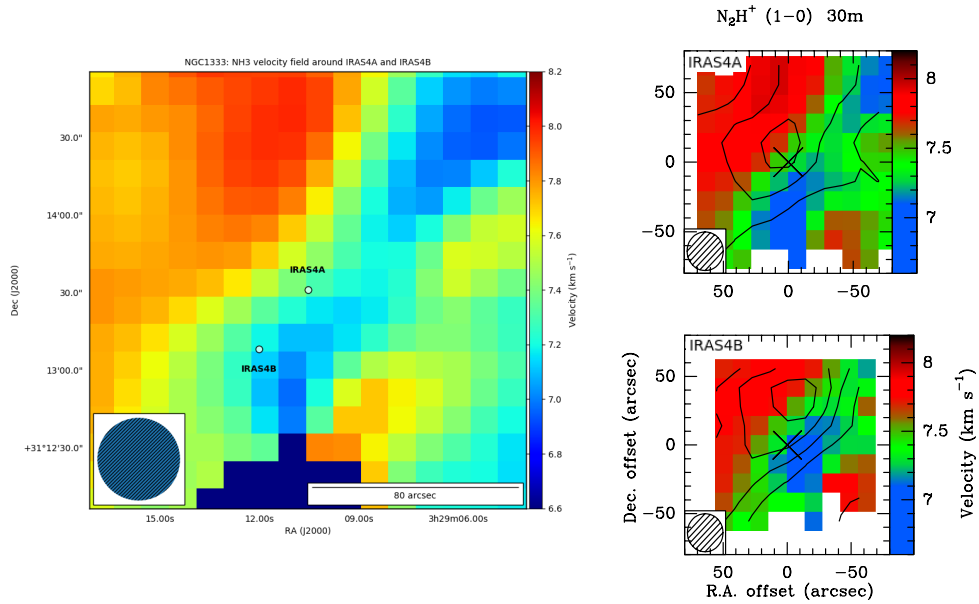


FIGURE 5.24 – Comparaison des gradients de vitesse observés dans les sources IRAS4A et IRAS4B. Gauche : zoom dans la carte de vitesse centroïde déterminée à partir d’observations de l’émission  $\text{NH}_3$  de la région NGC1333 du programme GAS. Crédit : [programme GAS](#) (PI : R. Friesen). Droite : cartes de vitesse centroïde de l’émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  à partir des données 30m du programme CALYPSO.

## Contamination par les mouvements formant le cœur ou par les mouvements turbulents aux échelles du nuage ?

Pour résumer, on trouve que la cinématique détectée aux grandes échelles  $>1000$  au des enveloppes est qualitativement comparable à la cinématique observée à l'échelle des filaments pour les sources de la région NGC1333. L'orientation analogue des gradients de vitesse suggère que la dynamique aux grandes échelles peut contaminer voire dominer la cinématique observée dans les parties externes des enveloppes ( $>1000$  au). La présence des structures filamentaires dans les cartes d'intensité intégrée aux grandes échelles peut donner un premier indice sur cette contamination possible. Connecter la cinématique à l'échelle des filaments avec celle des enveloppes proto-stellaires est essentielle pour contraindre et interpréter de façon robuste les mouvements de rotation et le moment cinétique des enveloppes.

Le régime croissant du moment cinétique qu'on observe aux échelles  $\sim 1600$ - $5000$  au dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon était historiquement interprété comme de la rotation solide. Or l'étude sur l'échantillon CALYPSO a mis en évidence une évolution croissante de la différence d'angle  $\Delta\Theta$  entre le gradient de vitesse moyen et le plan équatorial pour la plupart des sources de l'échantillon (voir figure 5.6). On ne trouve pas non plus de corrélation entre les gradients de vitesse observés aux échelles  $\sim 2000$  au à partir des données combinées en émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  (voir figure 5.16). Ces analyses suggèrent donc que les gradients de vitesse observés ne sont pas dus à des mouvements de rotation solide des enveloppes à ces échelles mais sont contaminés voire dominés par la dynamique à l'échelle des filaments.

Palmeirim et al. (2013) ont estimé la vitesse d'effondrement à  $0.5$ – $1$  km s $^{-1}$  à  $r \sim 0.4$  pc dans la région filamentaire B211/L1495. Dans les cartes de vitesse CALYPSO à  $10000$  au le long du plan équatorial, les vitesses typiques sont de l'ordre de  $<0.3$  km s $^{-1}$  dans la plupart des sources (voir table 5.4) sauf dans L1448-2A, IRAS4A et IRAS4B. Ces trois sources présentent en effet des vitesses de  $0.5$ – $1$  km s $^{-1}$  similaires aux vitesses d'effondrement estimées aux échelles filamentaires. Dans ces cas, les mouvements du filament hôte pourraient dominer la cinématique dans les enveloppes proto-stellaires externes ( $r > 1600$  au).

Toutes les sources du sous-échantillon CALYPSO (sauf L1448-NB) montrent une forte augmentation du moment cinétique spécifique aux rayons  $\sim 1600$ – $10000$  au, avec une tendance moyenne  $j_{app} \propto r^{1.6 \pm 0.2}$  (voir figure 5.3 et table 5.2). Cette tendance est similaire à celle observée dans les noyaux et agrégats pré-stellaires aux échelles  $>10000$  au (voir figures 5.2 et 5.3). En effet, Goodman et al. (1993), Caselli et al. (2002a) et Tatematsu et al. (2016) ont montré une tendance entre la taille des noyaux pré-stellaires et leur moment cinétique moyen observé à des échelles de l'ordre de  $0.1$  pc : la distribution  $j(r)$  suit une loi en  $r^{1.2-1.7}$ . A partir de la dépendance de  $j$  avec le rayon du noyau et la largeur des raies, Tatematsu et al. (2016) suggèrent que des mouvements non thermiques (turbulence) sont liés à l'origine du moment cinétique observé dans ces noyaux à  $0.1$  pc.

L'absence de corrélation entre la direction des filaments et l'orientation des gradients aux rayons  $r > 3000$  au de l'enveloppe suggère aussi que d'autres mécanismes que la cinématique des filaments est à l'origine du régime croissant du moment cinétique aux échelles  $\sim 1000$ - $100000$  au, comme la turbulence. Burkert & Bodenheimer (2000) ont étudié des modèles numériques de nuages moléculaires turbulents avec des profils de densité à symétrie sphérique piqués au centre et des champs de vitesse gaussiens et aléatoires. Plusieurs propriétés du champ de vitesse ont été testées avec différentes valeurs de dispersion de vitesse  $\sigma \propto \lambda^q$  ( $0 \leq q \leq 0.5$ ) pour correspondre aux observations de Goodman et al. (1993). Les cœurs de taille typique de  $0.1$  pc et de masse  $0.5 M_\odot$  ont révélé des gradients de vitesse qui peuvent être interprétés comme de la rotation et un moment cinétique spécifique de  $j \sim 3 \times 10^{-3}$  km s $^{-1}$  pc ( $10^{21}$  cm $^2$  s $^{-1}$ ) suivant une loi en  $j \propto r^{1.5}$ . Ceci est en bon accord avec les valeurs observées à  $0.1$  pc de la

littérature ([Goodman et al. 1993](#); [Caselli et al. 2002a](#); [Tatematsu et al. 2016](#)). Les observations CALYPSO montrant une tendance  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6}$  aux échelles  $\sim 1600$ -5000 au pourraient être soit une signature de la cascade turbulente de l'ISM aux grandes échelles se propageant avec des propriétés subsoniques à 1600 au, soit une gravoturbulence induite par des mouvements d'effondrement aux grandes échelles entre filaments et cœurs ([Kirk et al. 2013](#)).

## Chapitre 6

# Conclusions & Perspectives

---

<b>6.1</b>	<b>Conclusions</b>	<b>148</b>
<b>6.2</b>	<b>Perspectives</b>	<b>150</b>
6.2.1	Caractériser la vitesse d'effondrement des enveloppes proto-stellaires de Classe 0	150
6.2.2	Comprendre l'origine et les propriétés du moment cinétique avec des modèles MHD de formation de proto-étoiles	155

---

Je présente dans ce chapitre les conclusions principales de mes travaux de thèse et j'expose les perspectives qu'elles ouvrent. Je me concentre notamment sur la caractérisation de la vitesse d'effondrement des enveloppes proto-stellaires, sur la compréhension de l'origine du moment cinétique à partir de modèles MHD de formation de proto-étoiles et de la validité de l'interprétation des gradients de vitesse à partir d'observations synthétiques de modèles d'effondrement proto-stellaire.



## 6.1 Conclusions

L’objectif de ces travaux de thèse était d’étudier la cinématique des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 afin d’établir leurs distributions de moment cinétique et ainsi mieux comprendre les phénomènes physiques à l’œuvre lors de la formation des étoiles de type solaire. Pour cela, j’ai utilisé des observations de raies moléculaires à haute résolution angulaire ( $0.5''$ , i.e.  $\sim 100$  au) de l’Interféromètre du Plateau de Bure et du télescope de 30m de l’IRAM issues du large programme CALYPSO pour un échantillon de 12 proto-étoiles de Classe 0 à une distance  $d < 400$  pc. Grâce à l’analyse combinée de l’émission des raies moléculaires  $C^{18}O$  (2–1) et  $N_2H^+$  (1–0) et à la grande dynamique spatiale des observations, j’ai pu sonder la cinématique de ces 12 enveloppes proto-stellaires sur une grande gamme d’échelles ( $\sim 100$ – $10000$  au).

La présence de gradients de vitesse et la création de diagrammes position-vitesse le long du plan équatorial des enveloppes, où la vitesse de rotation domine la projection des vitesses sur la ligne de visée, a permis de mettre en évidence et de quantifier des mouvements de rotation différentielle dans 11 enveloppes proto-stellaires de l’échantillon. La seule exception est IRAS4A : les mouvements reportés dans le diagramme  $PV_{\text{rot}}$  et modélisés par une fonction de loi de puissance sont compatibles avec une rotation du corps solide, mais le gradient de vitesse n’est pas uniforme dans l’enveloppe interne à  $r < 2000$  au comme attendu dans ce cas.

Cette analyse a permis de mesurer le contenu en moment cinétique dû à la rotation des enveloppes et d’établir, pour la première fois, de manière homogène dans un grand échantillon de 11 proto-étoiles de type solaire des distributions radiales de moment cinétique spécifique  $j$ . Deux régimes distincts de  $j$  ont ainsi été mis en exergue : un profil relativement constant à petites échelles ( $< 1600$  au) et un profil où le moment cinétique augmente avec le rayon aux grandes échelles ( $1600$ – $10000$  au) suivant une tendance moyenne  $j \propto r^{1.6}$ .

Les valeurs de moment cinétique spécifique dans les parties internes des enveloppes étudiées ( $< 1600$  au) sont de l’ordre de  $5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ . Ces valeurs sont légèrement inférieures mais compatibles avec les estimations faites pour quelques objets dans la littérature à ces échelles. Elles permettent ainsi de quantifier le moment cinétique à redistribuer pendant la phase d’accrétion principale ( $\lesssim 10^5$  ans) pour former une étoile comme notre Soleil : la matière participant directement à la formation de l’étoile possède un moment cinétique spécifique qui est  $\sim 3$  ordres de grandeur plus élevés que celui des étoiles T-Tauri ( $2 \times 10^{-7} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ). Mes travaux permettent donc de quantifier l’ampleur du problème du moment cinétique, mais les mécanismes permettant de redistribuer ou d’évacuer le moment cinétique des couches internes de l’enveloppe durant la phase d’accrétion principale restent cependant à identifier : la formation de disques circumstellaires et le freinage magnétique apparaissent pour être des solutions privilégiées. Ces profils relativement constants sont généralement interprétés comme une conservation du moment cinétique du matériel en effondrement. Les valeurs constantes de  $j$  à  $50$ – $1600$  au ont permis de déterminer de bonnes estimations du rayon centrifuge dans les proto-étoiles de Classe 0 de l’échantillon CALYPSO. Ces estimations sont proches des rayons de disque estimés à partir de l’émission continue des poussières par [Maury et al. \(2019\)](#). Cela suggère que le moment cinétique spécifique est conservé pendant l’accrétion sur l’embryon stellaire, ce qui entraîne la formation d’un disque.

Les profils de moment cinétique montrent en réalité une légère pente aux échelles  $r < 1600$  au suggérant la présence d’un mécanisme redistribuant un facteur 3 du moment cinétique entre  $1600$  et  $100$  au tel que le freinage magnétique. Des études de polarisation des poussières aux échelles de l’enveloppe permettent de mettre des contraintes observationnelles sur la présence de champ magnétique dans la plupart des sources de l’échantillon CALYPSO. On trouve notamment un lien observationnel entre la présence de forts gradients de vitesse de rotation dans le plan équatorial et le désalignement entre le champ magné-

tique et l'axe de rotation de l'enveloppe. Les modèles numériques ayant montré une meilleure efficacité du freinage magnétique aux échelles  $r \lesssim 500$  au lorsque le champ magnétique est aligné avec l'axe de rotation, on peut identifier plusieurs bons candidats au freinage magnétique dans notre échantillon : les sources L1448-2A, SVS13-B, et L1157, qui montrent un alignement du champ magnétique et de l'axe de rotation ainsi que de faibles gradients de vitesse de rotation dans le plan équatorial.

Mes travaux de thèse permettent de résoudre pour la première fois le rayon de transition  $r \sim 1600$  au au lieu de  $\sim 10^4$  au entre les deux régimes de moment cinétique observés dans les enveloppes proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO. Ce rayon de  $\sim 1600$  au correspond à l'ordre de grandeur du rayon de propagation de l'effondrement dans le cas d'un effondrement intérieur-extérieur pour un demi-temps de vie d'enveloppe proto-étoile de Classe 0 ( $\sim 5 \times 10^4$  ans) à la vitesse du son ( $\sim 200 \text{ m s}^{-1}$ ). Dans ce scénario, il est donc possible que la cinématique de l'enveloppe aux grands rayons soit une empreinte des conditions initiales de la phase pré-stellaire où  $j \propto r^{1.6}$  dans les couches extérieures encore peu affectées par l'effondrement. Dans ce cas, le rayon de rupture entre le profil relativement constant et croissant du moment cinétique pourrait être une indication de l'âge de la proto-étoile et le moment cinétique aux grandes échelles pourrait être interprété comme le moment cinétique initial de l'enveloppe.

Lorsqu'on s'éloigne de l'embryon stellaire, on observe un éloignement progressif de la direction des gradients de vitesse du plan équatorial de l'enveloppe dans l'ensemble de notre échantillon. Cette variation suggère un changement de mécanismes dominants entre les grandes et petites échelles. Plusieurs scénarios sont discutés dans le manuscrit :

- La contre-rotation.

Plusieurs sources de l'échantillon montrent une nette inversion de la direction du gradient entre les petites  $< 1600$  au et grandes échelles. Les modèles MHD avec effet Hall ne peuvent expliquer que la formation d'une fine couche d'enveloppe aux échelles  $\sim 100$  au en contre-rotation par rapport à l'enveloppe extérieure et le disque, mais ne peuvent pas expliquer les inversions de rotation à plus grandes échelles. La source IRAM04191 est la seule source de notre échantillon pour laquelle l'hypothèse d'une enveloppe en contre-rotation par rapport à un disque se formant au rayon  $r \lesssim 50$  au est possible. Or, historiquement, les gradients de vitesse observés à  $r > 3000$  au sont interprétés comme dus à des mouvements de rotation et utilisés pour quantifier l'amplitude du problème du moment cinétique. Par conséquent, si ces gradients sont interprétés à tort comme de la rotation solide des enveloppes proto-stellaires, le problème du moment cinétique lors de la formation des étoiles et les rayons de disque attendus est globalement surestimé d'au moins un ordre de grandeur.

- Une transition entre les mouvements d'effondrement et la rotation dans les enveloppes proto-stellaires.

En passant des grandes aux petites échelles, on observe pour les sources L1448-NB, SVS13-B et IRAS4B une évolution de la direction du gradient qui, depuis l'axe des jets, se rapproche progressivement du plan équatorial de la source. Cette hypothèse de transition pourrait donc expliquer l'évolution de la direction des gradients de vitesse dans ces trois sources. Malheureusement, il existe actuellement peu de contraintes sur les vitesses d'effondrement des sources de l'échantillon CALYPSO aux échelles  $r > 1600$  au.

- L'influence de la dynamique des structures filamenteuses du milieu interstellaire dans lesquelles sont enfouies les proto-étoiles.

On trouve que la cinématique détectée aux grandes échelles  $> 3000$  au des enveloppes est qualitativement analogue à la cinématique observée à l'échelle des filaments pour les sources de la région NGC1333. Cette cohérence d'orientation des gradients de vitesse suggère que la dynamique à grande échelle peut contaminer voire dominer la cinématique observée dans les parties externes des enveloppes ( $> 1000$  au). Les cœurs formés dans des modèles de nuages moléculaires turbulents présentent un moment cinétique spécifique moyen  $j \propto r^{1.5}$  cohérent avec la tendance observée dans les enveloppes proto-stellaires de

CALYPSO aux échelles  $\sim 1600\text{-}10000$  au ( $j \propto r^{1.6}$ ) et celui observé dans les cœurs pré-stellaires aux échelles  $> 10000$  au ( $j \propto r^{1.6}$ ). De plus, nous ne trouvons aucune indication robuste que les enveloppes tournent à des vitesses typiques supérieures à la vitesse du son à des échelles de  $r > 1600$  au. Ceci suggère que l'origine du moment cinétique dans les enveloppes proto-stellaires externes pourrait être la gravoturbulence induite par des mouvements d'effondrement à grande échelle à l'interface entre les filaments et les cœurs denses, ou la dissipation de la cascade turbulente ISM à grande échelle se propageant avec des vitesses subsoniques aux échelles de l'enveloppe  $\sim 1600$  au.

## 6.2 Perspectives

### 6.2.1 Caractériser la vitesse d'effondrement des enveloppes proto-stellaires de Classe 0

La transition entre les mouvements d'effondrement et la rotation dans les enveloppes proto-stellaires est un scénario envisageable pour expliquer l'évolution de la direction des gradients de vitesse qu'on observe dans les sources de l'échantillon CALYPSO. Peu de contraintes existent actuellement sur les vitesses d'effondrement dans les enveloppes de Classe 0. Quantifier les gradients de vitesse dus aux mouvements d'effondrement est essentielle pour avoir une vue globale des champs de vitesse des enveloppes. Etablir le taux d'accrétion permet également d'établir des contraintes sur l'âge et/ou la masse des objets ainsi que sur le déroulement de l'effondrement dans l'espace (Tsamis et al. 2008; Loughnane et al. 2018). Les modèles MHD de formation proto-stellaire prédisent des variations de la vitesse d'effondrement suivant le rapport énergie gravitationnelle sur énergie magnétique. Obtenir des mesures des vitesses d'effondrement peut permettre de contraindre en partie le mécanisme de freinage magnétique dans nos sources.

#### Observations de l'effondrement

Une enveloppe proto-stellaire en effondrement, avec par exemple une vitesse radiale  $v \propto r^{-1/2}$  pour un effondrement purement gravitationnel, présente généralement, pour un traceur optiquement épais, un profil spectral asymétrique avec un pic de vitesses décalées vers bleu ( $v < v_{\text{sys}}$ ) plus intense que le pic de vitesses décalées vers le rouge ( $v > v_{\text{sys}}$ ) par rapport à la vitesse systémique  $v_{\text{sys}}$  (voir figure 6.2). L'asymétrie du profil peut s'expliquer à partir des notions simples de transfert radiatif. Le creux central d'auto-absorption du profil spectral s'explique par le fait que la molécule optiquement épaisse est absorbée à la vitesse  $v_{\text{sys}}$  en traversant l'enveloppe externe (voir figure 6.1, Snell & Loren (1977); Masunaga & Inutsuka (1999); Evans (1999)). Le gradient de vitesse de l'effondrement augmentant aux petits rayons, le matériel aux grands rayons émet des photons à des vitesses proches de la vitesse systémique tandis que les vitesses d'effondrement les plus rapides du centre de l'enveloppe créent des ailes de raie, qui se confondent généralement avec celles créées par les flots bipolaires. Le pic bleu du spectre, qui provient de l'arrière du nuage qui s'effondre vers l'observateur, est toujours plus fort que la partie rouge du profil qui provient de l'avant du nuage qui s'éloigne de l'observateur. En effet, pour une distribution de densité et de température augmentant progressivement vers le centre de l'enveloppe, la température d'excitation augmente aux petits rayons : les populations des niveaux d'énergie des molécules sont plus grandes, leur rayonnement sera donc plus intense par rapport au rayonnement des couches extérieures (voir figure 6.1). Le rayonnement émis au point B<sub>1</sub>, traversant plus d'enveloppe, est obscurci par celui émis en B<sub>2</sub> qui est très intense. Le rayonnement du point R<sub>2</sub> étant obscurci par celui du point R<sub>1</sub>, le pic rouge apparaît donc plus faible que le pic bleu sur le profil spectral.

L'interprétation de l'effondrement de l'enveloppe avec un profil spectral asymétrique bleu n'est pas unique et peut être produit de diverses façons. La résolution spatiale des observations ou l'orientation de la composante en vitesse de l'effondrement par rapport à la ligne de visée peut également influencer l'aspect du profil (Smith et al. 2013). Pour qu'une enveloppe soit candidate à l'effondrement, l'intensité de

l'absorption et l'asymétrie du spectre du traceur optiquement épais doivent culminer lorsque les vitesses sont intégrées le long de la ligne de visée sur la position centrale de la source. Le profil doit s'atténuer progressivement lorsque les vitesses sont intégrées le long de la ligne de visée à des rayons plus éloignés dans l'enveloppe. De plus, l'observation d'un traceur optiquement mince doit révéler un profil spectral gaussien avec un maximum d'émission centré sur la vitesse systémique  $v_{\text{sys}}$ , vitesse du creux central d'auto-absorption pour le traceur optiquement épais. L'observation d'un traceur optiquement mince est donc très important car s'il présente également un profil asymétrique bleu, l'interprétation de l'effondrement de l'enveloppe n'est plus valable : le profil pourrait alors être causé par différentes composantes en vitesse le long de la ligne de visée, comme des flots d'accrétion provenant du filament par exemple, ou par une absorption venant d'une composante en avant-plan.

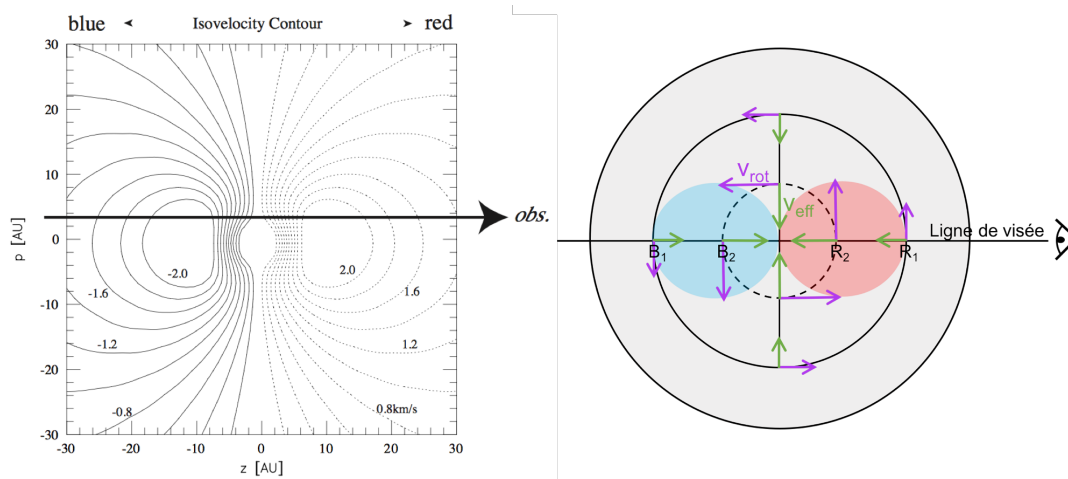


FIGURE 6.1 – Gauche : Courbes d'isovitesse de la vitesse projetée sur la la ligne de visée à l'intérieur de la plage de 30 au dans une enveloppe proto-stellaire. Les lignes pleines correspondent aux composantes de vitesses décalées vers le bleu et les lignes pointillées aux vitesses décalées vers le rouge. L'intervalle de vitesse entre les isocontours est de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ . Crédit : Figure 3 de [Masunaga & Inutsuka \(2000\)](#). Droite : Schéma d'une coupe vue de haut d'une enveloppe proto-stellaire en effondrement de l'intérieur vers l'extérieur. Les flèches violettes représentent les vecteurs de vitesse de rotation tandis que les flèches vertes représentent la vitesse d'effondrement. Les régions les plus proches du centre de l'enveloppe ont une température d'excitation plus élevée que les régions extérieures, mais le rayonnement émis au point R1 obscurcit celui émis en R2 bien que plus brillant tandis que le rayonnement émis au point B2 traverse moins d'enveloppe que le point B1. Crédit : adapté de la Figure 6 de [Evans \(1999\)](#).

### Programme d'observations IRAM

Une proposition d'observation avec le 30m de l'IRAM (PI : A. Maury ; voir annexe [H](#)) a été soumise en 2016 pour caractériser les mouvements d'effondrement dans un échantillon de 9 proto-étoiles de Classe 0 du programme CALYPSO à une distance  $d < 300 \text{ pc}$  : L1521F, L1527, GF9-2, L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, L1157, SerpS-MM18 et SerpS-MM22. Parmi elles, les 7 premières sources font parties de l'échantillon analysé pendant mes travaux de thèse pour lequel j'ai pu contraindre la distribution du moment cinétique, tandis que la distribution en densité et la taille des disques proto-stellaires ont été étudiées par [Maury et al. \(2019\)](#). J'ai mené ces observations entre décembre 2016 et mars 2017 en utilisant le 30m en mode pointé pour intégrer le signal à différentes positions le long des plans équatoriaux des enveloppes proto-stellaires.

Les molécules de CS et  $\text{C}^{34}\text{S}$  ont été observées comme traceurs de l'effondrement respectivement opti-

quement épais et mince pour sonder des densités élevées de matière (Belloche et al. 2002). A 1.3 mm, la transition (5–4) de ces deux traceurs permet d’accéder aux échelles  $\sim 1500$ – $3000$  au des enveloppes proto-stellaires, à 2 mm, la transition (2–3) permet de sonder les échelles intermédiaires tandis qu’à 3 mm, la transition (2–1) permet de tracer les parties les plus froides et extérieures de l’enveloppe. Le récepteur hétérodyne EMIR a donc été utilisé dans les deux fenêtres atmosphériques E230 (1.3 mm) – E090 (3 mm) ou E150 (2 mm) – E090 (3 mm) en combinant les spectromètres FTS200, FTS50 et VESPA (voir chapitre 2, section 2.3.2).

A 1.3 et 2 mm, le FTS50 fournit une résolution spectrale de 50 kHz (ou respectivement 0.06 et 0.1 km s<sup>-1</sup>) pour les deux traceurs. VESPA a été utilisé en parallèle du FTS pour les transitions CS pour produire des observations à une résolution spectrale de respectivement 0.05 et 0.08 km s<sup>-1</sup>. A 3 mm, le VESPA a produit des observations à haute résolution spectrale à 20 kHz (ou 0.06 km s<sup>-1</sup>) pour la transition CS (2–1). Le FTS200 fournit une résolution spectrale de 200 kHz (ou 0.6 km s<sup>-1</sup>) pour la transition C<sup>34</sup>S (2–1).

TABLE 6.1 – Temps d’intégration en minutes selon les longueurs d’onde et les positions le long du plan équatorial pour les sources de l’échantillon CALYPSO observées avec le 30m dans le cadre de la caractérisation de la vitesse d’effondrement.

Sources	off 0''			off 10''	off -10''	off 20''	off -20''
	1 mm	2 mm	3 mm	2 + 3 mm	2 + 3 mm	2 + 3 mm	2 + 3 mm
L1521F	–	77	77	–	–	–	–
L1527	–	72	72	–	–	–	–
GF9-2	56	56	112	56	42	–	–
L1448-2A	21	42	63	35	28	–	–
L1448-NB	–	42	42	14	14	–	–
L1448-C	–	35	35	42	35	–	–
L1157	56	56	112	49	49	–	–
SerpS-MM18	56	56	112	42	35	63	56
SerpS-MM22	56	56	112	42	42	21	14

Le but des observations est de pointer la position centrale, donnée par la position de l’émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par Maury et al. (2019) (voir chapitre 3, table 3.1 et section 3.4.2), ainsi que les positions décalées de  $\pm 10''$  ( $\sim 1500$  au) et  $\pm 20''$  ( $\sim 3000$  au) dans le nuage du Taureau à 140 pc) le long du plan équatorial pour chacune des 9 sources. Le plan équatorial est défini pour ces observations perpendiculairement aux jets/flots bipolaires déterminés par Podio+CALYPSO (en préparation; voir 3, section 3.4.4). Le plan d’observation initial privilégiait les observations à 1.3 et 3 mm en parallèle mais, étant donné les mauvaises conditions météorologiques lors des sessions d’observations, la majorité des observations ont été effectuées à 2 et 3 mm (voir tables 6.1, I.1 et ??). Le temps d’intégration nécessaire afin d’obtenir un signal-à-bruit  $> 5\sigma$  pour les spectres de la transition C<sup>34</sup>S, la transition de CS étant environ 5 fois plus brillante, a aussi limité le nombre de sources observées à toutes les positions (voir table 6.1).

Les spectres obtenus aux différentes positions le long du plan équatorial contiennent l’information de toutes les vitesses projetées le long de la ligne de visée. Pour obtenir des spectres non contaminés par l’émission du milieu derrière la source observée, chaque pointage à une position le long du plan équatorial est systématiquement accompagné d’un pointage à une position de référence, non loin de la source, qui ne contient que l’intensité du milieu contaminant. Le spectre de référence est ensuite soustrait aux spectres à la position de la source après chaque pointage. Le spectre final pour une source donnée à une position donnée est la moyenne pondérée par le bruit des spectres individuels soustrait du milieu contaminant. Pour la source L1527, aucune position de référence sans émission en CS ou C<sup>34</sup>S n’a été

trouvée pour appliquer la même méthode que pour les autres sources. On a donc adopté une méthode de frequency switch pour obtenir des spectres pour L1527. Les données n'ont pas pu être obtenues avec le spectromètre VESPA car la fenêtre spectrale ne le permettait pas.

Les résolutions spectrales ont été choisies afin de déterminer la vitesse systémique avec une grande précision à partir de la transition optiquement mince et de modéliser de façon détaillée les profils spectraux asymétriques de la transition optiquement fine à partir de modèles de transfert radiatif à 1D, à l'instar de la méthode réalisée dans IRAM04191 par [Belloche et al. \(2002\)](#).

Pour la position centrale, les raies de CS et  $C^{34}S$  sont détectées à 2 et 3 mm à plus de  $5\sigma$  avec un rms  $\leq 25$  mK (voir table I.1). Néanmoins, le peu de temps d'intégration disponible à 1 mm n'a pas permis de détecter de manière robuste ( $>5\sigma$ ) les raies de  $C^{34}S$  pour 4 sources sur les 5 observées. Pour les positions à  $\pm 10''$  et  $\pm 20''$  par rapport à la position centrale le long du plan équatorial, les raies CS et  $C^{34}S$  sont également détectées à plus de  $5\sigma$  à 2 et 3 mm avec un rms  $\leq 42$  mK (voir tables I.1 et ??).

L'analyse de ces données devra être conduite de manière plus précise et approfondie mais une première analyse visuelle permet de mettre en évidence quelques résultats intéressants :

- On remarque des profils asymétriques en bleu pour le traceur optiquement épais CS, comme attendu d'une signature d'effondrement, pour les sources SerpS-MM22, L1157, GF9-2, L1448-C et L1521F en différentes longueurs d'onde et différentes positions le long du plan équatorial.

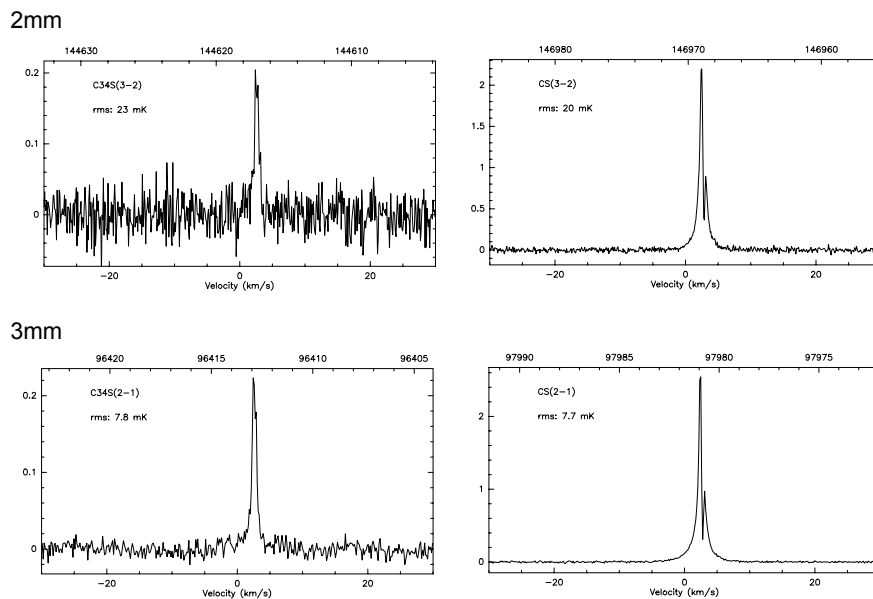


FIGURE 6.2 – Spectres de vitesse des raies  $C^{34}S$  (à gauche) et CS (à droite) à 2 et 3 mm (respectivement en haut et en bas) obtenus pour la position centrale de la source L1157 de l'échantillon CALYPSO.

- La source L1448-NB est l'unique source à ne pas présenter de profil asymétrique ni de creux d'absorption à aucune position le long du plan équatorial dans aucune des transitions moléculaires observées. Ce comportement singulier devra être expliqué et modélisé en détail en prenant en compte les autres contraintes disponibles dans la littérature pour cette source. [Terebey & Padgett \(1997\)](#) ont notamment détecté un profil asymétrique décalé vers le rouge en  $^{13}CO$  aux échelles  $\sim 500$  au interprété comme de l'effondrement. Les spectres de l'émission de molécules comme l'eau obtenus avec

HIFI/Herschel sont parfois auto-absorbés avec une dominance vers le rouge. Cette signature est plutôt typique de flots bipolaires que de l'effondrement. De plus, cette source montre un grand gradient de vitesse de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  détectée en  $\text{C}^{18}\text{O}$  avec une orientation de  $50^\circ$  aux échelles  $\lesssim 1000$  au qui a été interprété comme de la rotation (Yen et al. (2015b), Gaudel et al., en préparation ; voir table 4.3 et figures D.27 et D.29).

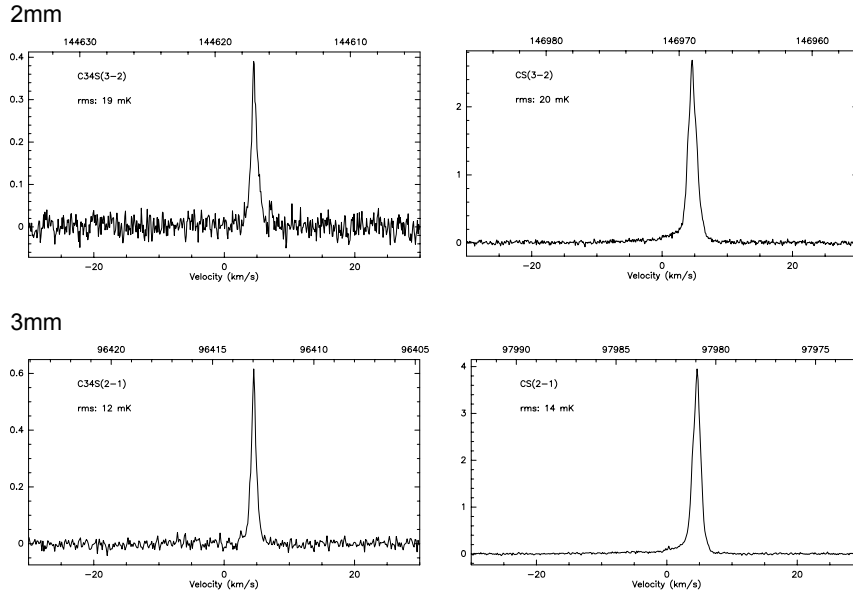


FIGURE 6.3 – Même figure que la figure 6.2 pour la source L1448-NB de l'échantillon CALYPSO.

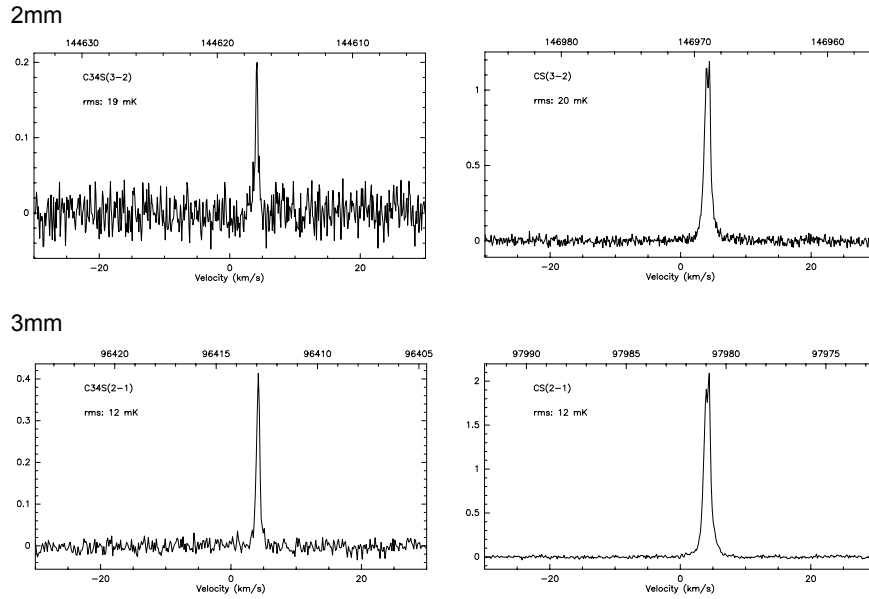


FIGURE 6.4 – Même figure que la figure 6.2 pour la source L1448-2A de l'échantillon CALYPSO.



- Un autre cas remarquable est celui de L1448-2A où l'asymétrie est très faible mais semble être plutôt décalée vers le rouge que vers le bleu (voir figure 6.4), signature possible de flots bipolaires.

- Pour le traceur optiquement mince  $C^{34}S$ , le spectre présente également un profil asymétrique bleu pour les sources SerpS-MM22, L1157, L1448-2A et L1448-C pour plusieurs positions et plusieurs longueurs d'onde (voir figure 6.5). Lors de l'analyse des données, il faudra donc s'assurer que l'émission de la molécule de  $C^{34}S$  est bien optiquement mince ou si on est en présence de plusieurs composantes en vitesses. La résolution spectrale permet notamment de mettre en évidence plusieurs composantes en vitesses et des ailes de raies dans les spectres de la molécule de CS des sources L1527, SerpS-MM18 et SerpS-MM22 suggérant une possible superposition de plusieurs échelles en effondrement (voir figure 6.5). Une comparaison de la vitesse des pics d'émission avec la vitesse des structures filamenteaires abritant ces proto-étoiles sera nécessaire pour ces sources.

Dans tous les cas, une modélisation des spectres par des modèles de transfert radiatif à 1D est nécessaire pour contraindre l'origine des profils observés.

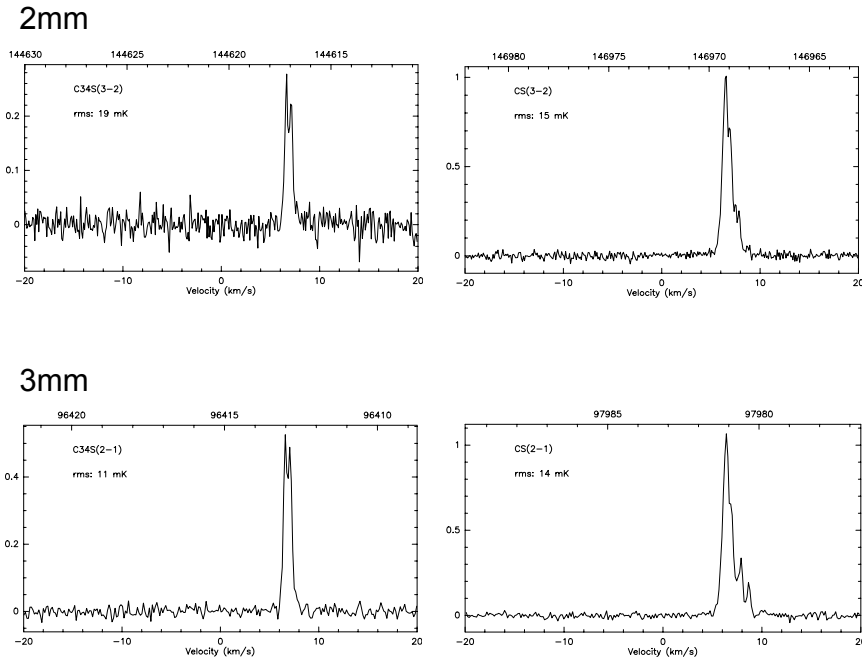


FIGURE 6.5 – Même figure que la figure 6.2 à  $-10''$  de la position centrale pour la source SerpS-MM22 de l'échantillon CALYPSO.

## 6.2.2 Comprendre l'origine et les propriétés du moment cinétique avec des modèles MHD de formation de proto-étoiles

Lorsqu'on s'éloigne de l'embryon stellaire, on observe une tendance des gradients de vitesse dans l'ensemble de notre échantillon : un éloignement progressif de la direction des gradients du plan équatorial de l'enveloppe (voir figure 5.6). On observe également une décorrélation de la cinématique dominante entre les grandes ( $>1000$  au) et petites échelles (voir figure 5.17). L'exemple le plus extrême serait celui de la source IRAM04191 où nos observations montrent que l'enveloppe semblent être en contre-rotation par rapport à un disque se formant au rayon  $r \lesssim 50$  au.

Cette absence de lien statistique entre les gradients aux échelles externes et internes de l'enveloppe pose

non seulement la question de l'origine des gradients observés à grandes échelles mais questionne également la vision actuelle de la formation des disques et de systèmes multiples par conservation du moment cinétique du matériel en effondrement à partir de la rotation initiale des cœurs pré-stellaires.

### Rôle de la rotation initiale dans différents modèles d'effondrement proto-stellaire

Dans le cadre de son stage de M2 puis de sa thèse commencée à l'automne 2018 avec Patrick Hennebelle, Antoine Verliat a commencé une étude sur l'influence du contenu initial en moment cinétique du cœur pré-stellaire sur le point de s'effondrer dans des simulations MHD de formation de proto-étoiles. Les premiers résultats préliminaires semblent montrer que les conditions initiales sur la rotation des cœurs ne modifient pas les propriétés des disques formés. Une simple asymétrie du champ de densité ou de vitesses permet de "créer" du moment cinétique dans les couches internes de l'enveloppe par effondrement gravitationnel asymétrique (voir figure 6.6).

Cette étude, directement inspirée des résultats observationnels de mes travaux de thèse dans l'échantillon de proto-étoiles CALYPSO, pourrait proposer un éclairage nouveau sur la nature de la dispersion de gradients observée aux différentes échelles des enveloppes proto-stellaires. Elle pourrait également mieux contraindre les mécanismes physiques responsables de la formation des disques proto-stellaires, et en comparaison avec les observations, proposer de nouvelles solutions au problème du moment cinétique.

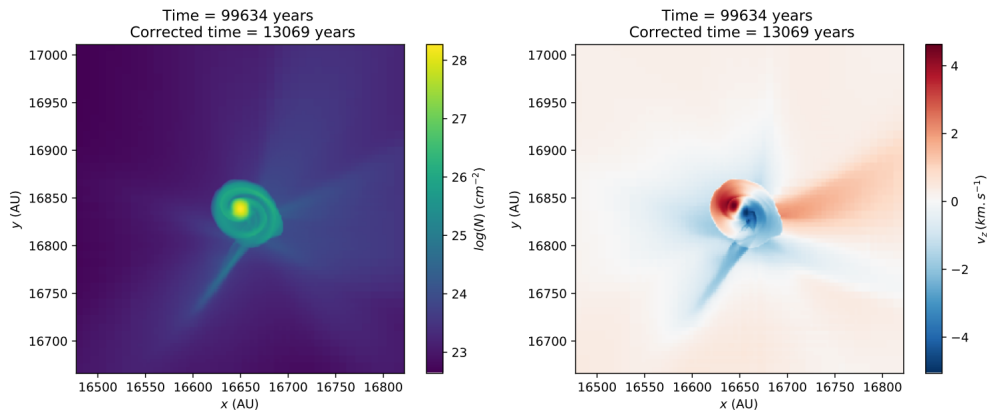


FIGURE 6.6 – Cartes de densité colonne (à gauche) et de vitesse projetée sur la ligne de visée (à droite), suivant l'axe  $z$  de la boîte, obtenues en incluant un niveau initial de perturbation aléatoire de 50% en densité dans une simulation MHD de formation de proto-étoiles utilisant le code RAMSES. Crédit : Verliat et al., en préparation.

### Validité de l'interprétation des gradients de vitesse à partir d'observations synthétiques de modèles d'effondrement proto-stellaire

Mes travaux de thèse sur l'études du moment cinétique ont permis de faire un lien entre la cinématique observée dans les enveloppes proto-stellaires et leur contenu en moment cinétique. Lorsque la variation de vitesse des gradients cohérents spatialement le long du plan équatorial suit une loi de puissance avec un indice négatif compris entre  $[0,1,2]$ , j'ai identifié ces gradients comme étant issus de mouvements de rotation de l'enveloppe, conformément aux anciennes études dans la littérature.

Cette hypothèse est valable dans le cas d'un effondrement à symétrie sphérique d'un cœur initialement en rotation solide ou différentielle. Cependant, de nombreux mécanismes (gravité, turbulence, effondrement asymétrique) peuvent produire des gradients de vitesse similaires à ceux attendus pour la rotation. De

plus, les conditions de projection du champ de vitesse sont approximatives dû au manque de contraintes sur l'orientation de la source ou à des mouvements asymétriques par rapport au plan équatorial par exemple. La validité de cette hypothèse, largement utilisée dans la littérature, doit donc être confirmée par l'utilisation d'observations synthétiques.

A partir des caractéristiques connues d'un champ de vitesse 3D, on peut étudier sa projection en 2D en utilisant les mêmes méthodes d'analyse que pour les observations et ainsi vérifier que l'on peut robustement les récupérer. [Zhang et al. \(2018\)](#) ont mené ce type d'étude en analysant des observations synthétiques de cœurs observés en émission  $\text{NH}_3$ . Leurs résultats suggèrent qu'aux échelles  $>1000$  au, l'analyse des gradients de vitesses dans les cartes de l'émission de  $\text{NH}_3$  permet d'estimer de manière fidèle le contenu en moment cinétique des cœurs. Néanmoins, la plupart des observations menées pour déterminer le moment cinétique des cœurs proto-stellaires aux échelles  $<1000$  au utilisent les molécules de  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ , comme c'est le cas dans mes travaux de thèse. En collaboration avec Valeska Valdivia, nous avons donc commencé à introduire du transfert radiatif dans des simulations hydrodynamique et MHD afin de produire des cubes synthétiques de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ , afin de vérifier quels mécanismes physiques dominant la cinématique à l'origine des gradients détectés aux différentes échelles des enveloppes proto-stellaires en effondrement.



## **Annexe A**

# **Proposition d'observation IRAM pour le programme CALYPSO**

**PROPOSAL FOR INTERFEROMETER**

Deadline: 18 Mar 2010 Period: 01 Jun 2010 — 30 Nov 2010

**For IRAM use**

Registration N°:

Date:

**TITLE**

**Class 0 protostars with PdBI: Solving the angular momentum problem?**

**CATEGORY:** 3mm: ☒ 2mm: ☐ 1.3mm: ☒ time filler: ☐ special: ☐ Large Program: ☒

**Scientific type:** *Extragalactic:* continuum ☐ CO lines ☐ other ☐ *Solar system:* continuum ☐ lines ☐ other ☐

*Galactic:* continuum ☒ lines ☒ circumstel. env. ☐ young stel. obj. ☒ cloud struct. ☐ chem. ☐ other ☐

**Observing type:** mapping ☒ mosaic ☐ size measure ☐ snapshot ☐ detection ☐ other ☐

**ABSTRACT**

Despite some progress in the past two decades, the physics of the youngest protostars (Class 0 objects) remains poorly understood. The mere existence of accretion disks and protobinaries at the Class 0 stage is highly controversial. Likewise, the launching mechanism of protostellar jets and their net contribution to mass and angular momentum extraction during protostar formation is strongly debated. The complex velocity and density structure shaping the inner protostellar environment is also a great puzzle to star formation models. Solving these issues, which all have a strong bearing on the long-standing “angular momentum problem” of star formation, is of paramount importance. To this aim, we propose a comprehensive, systematic study of the nearest low-luminosity Class 0 objects with the A & C arrays of PdBI. This concerted observational effort will be supported by a parallel MHD simulation effort in the context of the european project ASTRONET.

Is this a resubmission of a previous proposal ? no ☒ yes ☐ – proposal number(s): .....

Is this a continuation of (a) previous proposal(s) ? no ☒ yes ☐ – proposal number(s): .....

**Configurations:** C ☒ D ☐ Any ☐ 30M short spacings ☒ WideX ☒

**Frequencies** 3mm: 94 GHz 2mm: 1.3mm: 217 GHz, 230 GHz

**Confidential information:** None

**List of Objects** (give most common names)  
with equatorial coordinates in J2000 (accurate  
to 2'') and LSR velocities

Source	$\alpha_{J2000}$	$\delta_{J2000}$	$V_{LSR}/z_{Radio}$
L1448-2A	03:25:22.4	+30:45:12.2	+4.2
L1448-N(B)	03:25:36.3	+30:45:14.9	+4.7
L1448-C	03:25:38.9	+30:44:05.4	+5.7
N1333-2A	03:28:55.6	+31:14:37.1	+7.3
SVS-13B	03:29:03.7	+31:15:52.0	+8.4
N1333-4A	03:29:10.5	+31:13:31.6	+7.2
N1333-4B	03:29:12.0	+31:13:08.1	+7.0
IRAM04191	04:21:56.9	+15:29:46.1	+6.7
L1521-F	04:28:39.0	+26:51:35.6	+6.5
L1527	04:39:53.9	+26:03:10.0	+7.0
Serp-S68N	18:29:57.1	+01:13:15	+8.4
Serp-SMM4	18:29:57.1	+01:13:15	+8.5
Aqu-MMS1	18:30:03.9	-02:03:12.9	+7.4
Aqu-OS2a	18:31:10.6	-02:05:45.9	+5.1
L1157-MM	20:39:06.3	+68:02:15.8	+2.8
GF9-2	20:51:30.1	+60:18:39	-2.5
L1172	21:02:21.5	+67:54:13.8	+2.7

( for additional sources which do not fit here  
use the \extendedsourcelist macro )

**Principal Investigator:**

**Philippe André**

CEA Saclay – Service d'Astrophysique  
Orme des Merisiers – Bât. 709

F-91191 Gif-sur-Yvette (FRANCE)

Tel: 01 69 08 92 65 Fax: 01 69 08 65 77

Email: pandre@cea.fr

**Other Investigators** (name, institution):

*Group coordinators in boldface:* **A. Maury** (ESO – Germany); L. Testi (ESO – Germany); R. Launhardt (MPIA – Germany); **C. Codella** (INAF – Italy); S. Cabrit (LERMA – France); F. Gueth (IRAM – France); B. Lefloch (LAOG – France); **S. Maret** (LAOG – France); S. Bottinelli (CESR – France); A. Bacmann (LAOG – France); A. Belloche (MPIR – Germany); S. Bontemps (LAB – France); **P. Hennebelle** (ENS – France); R. Klessen (Heidelberg – Germany); C. Dullemond (MPIA – Germany);  
**who will reduce data:** **F. Gueth**; A. Maury; A. Bacmann

# IRAM Plateau de Bure Interferometer: Proposal Technical Summary

Please fill one sheet per frequency setup

- **Category and Project type:** 1.3-mm 3-mm continuum lines mapping
- **Source position and velocity:**  
See Front Page of the proposal
- **For all projects (detection, mapping, mosaic, and snapshot):**
  - *Configuration required:* C D Any
  - *No. of tracks requested:* 3 A-conf 5 C-conf
  - *Observing time requested:*  $1.6 \times \text{on-source time} = 80\text{h}$
  - *Sensitivity:* Resolution on-source time  $1\sigma$ -sensitivity  
 $^{12}\text{CO}(2-1) : 2\text{MHz}$  5 hrs 5 mJy
- **For Mosaic projects:**
  - *offset positions:*
- **Size of largest structure (in arcseconds):** up to  $15''$
- **Continuum part:**
  - *Expected continuum flux:* up to several 100s mJy
  - *Expected continuum source size:* a few  $''$
  - *Preferred observing frequency (pure continuum projects):*
- **For line projects:** (add sketch of frequency setup, e.g. as separate .eps file in your .tar archive)
  - *Expected width of spectral line (to zero power)* 100 km/s
  - *Line rest frequencies:* 230.538 GHz
  - *Expected source size in each line:* a few  $''$
  - *Expected line strength:*  $> 100\text{ mJy/b}$
- **Receiver and correlator setup:**
  - *Receiver configuration (fill in empty columns) :*

	<i>line name</i>	<i>Freq. (GHz)</i>	<i>band</i>	<i>IF1 (MHz)</i>
LINE	$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.538	LSB	6500
  - *Correlator input (specify 2 out of the following: Q1, Q2, Q3, Q4):*  
 Narrow correlator input 1: Q3  
 Narrow correlator input 2: Q3
  - *Correlator configuration (fill in empty columns) :*

	<i>width</i>	<i>freq.</i>	<i>Correlator input</i>	<i>Mode</i>
SPECTRAL 1	20	600	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 2	80	600	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 3	320	400	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 4	320	800	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 5	20	600	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 6	80	600	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 7	320	400	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 8	320	800	/NARROW 2	/BAND



# IRAM Plateau de Bure Interferometer: Proposal Technical Summary

Please fill one sheet per frequency setup

- **Category and Project type:** 1.3-mm 3-mm continuum lines mapping

- **Source position and velocity:**

See Front Page of the proposal

- **For all projects (detection, mapping, mosaic, and snapshot):**

- *Configuration required:* C D Any
- *No. of tracks requested:* 5 A-conf; 5 C-conf
- *Observing time requested:*  $1.6 \times \text{on-source time} = 100\text{h}$
- *Sensitivity:* Resolution on-source time  $1\sigma$ -sensitivity  
SiO(5-4) : 2 MHz 5 hrs 8 mJy

- **For Mosaic projects:**

- *offset positions:*

- **Size of largest structure (in arcseconds):** up to 15''

- **Continuum part:**

- *Expected continuum flux:* up to several 100s mJy
- *Expected continuum source size:* a few ''
- *Preferred observing frequency (pure continuum projects):*

- **For line projects:** (add sketch of frequency setup, e.g. as separate .eps file in your .tar archive)

- *Expected width of spectral line (to zero power)* 100 km/s for SiO, less for the other lines
- *Line rest frequencies:* 219.560 GHz and 215.596 GHz
- *Expected source size in each line:* a few ''
- *Expected line strength:* >100 mJy/b

- **Receiver and correlator setup:**

- *Receiver configuration (fill in empty columns) :*

	<i>line name</i>	<i>Freq. (GHz)</i>	<i>band</i>	<i>IF1 (MHz)</i>
LINE	C <sup>18</sup> O(2-1) / SiO(5-4)	217.8	LSB	6500

- *Correlator input (specify 2 out of the following: Q1, Q2, Q3, Q4):*

Narrow correlator input 1: Q1

Narrow correlator input 2: Q4

- *Correlator configuration (fill in empty columns) :*

	<i>width</i>	<i>freq.</i>	<i>Correlator input</i>	<i>Mode</i>
SPECTRAL 1	40	250	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 2	40	640	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 3	320	450	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 4	320	850	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 5	40	545	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 6	80	705	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 7	320	350	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 8	320	920	/NARROW 2	/BAND

# IRAM Plateau de Bure Interferometer: Proposal Technical Summary

Please fill one sheet per frequency setup

- **Category and Project type:** 1.3-mm 3-mm continuum lines mapping

- **Source position and velocity:**

See Front Page of the proposal

- **For all projects (detection, mapping, mosaic, and snapshot):**

- *Configuration required:* C D Any
- *No. of tracks requested:* 5 A-conf 5 C-conf
- *Observing time requested:*  $1.6 \times \text{on-source time} = 100\text{h}$
- *Sensitivity:* Resolution on-source time  $1\sigma$ -sensitivity  
N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0) : 0.08 MHz 5 hrs 13 mJy

- **For Mosaic projects:**

- *offset positions:*

- **Size of largest structure (in arcseconds):** up to 15''

- **Continuum part:**

- *Expected continuum flux:* up to several 100s mJy
- *Expected continuum source size:* a few ''
- *Preferred observing frequency (pure continuum projects):*

- **For line projects:** (add sketch of frequency setup, e.g. as separate .eps file in your .tar archive)

- *Expected width of spectral line (to zero power)* < 10 km/s
- *Line rest frequencies:* 93.176 GHz
- *Expected source size in each line:* a few ''
- *Expected line strength:*  $\sim 50\text{--}100$  mJy/b

- **Receiver and correlator setup:**

- *Receiver configuration (fill in empty columns) :*

	<i>line name</i>	<i>Freq. (GHz)</i>	<i>band</i>	<i>IF1 (MHz)</i>
LINE	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	93.2	LSB	6500

- *Correlator input (specify 2 out of the following: Q1, Q2, Q3, Q4):*

Narrow correlator input 1: Q1

Narrow correlator input 2: Q3

- *Correlator configuration (fill in empty columns) :*

	<i>width</i>	<i>freq.</i>	<i>Correlator input</i>	<i>Mode</i>
SPECTRAL 1	20	1030	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 2	80	400	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 3	320	590	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 4	320	870	/NARROW 1	/BAND
SPECTRAL 5	20	600	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 6	320	300	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 7	320	600	/NARROW 2	/BAND
SPECTRAL 8	320	900	/NARROW 2	/BAND

# Class 0 protostars with PdBI: Solving the angular momentum problem?

## 1. Background: Solar-type protostar formation and Class 0 objects

Understanding the first steps of the formation of protostars and protoplanetary disks is a major unsolved problem of modern astrophysics. Observationally, the key to constraining protostar formation models lies in high-resolution studies of the *youngest* protostars. Class 0 objects, originally discovered at mm wavelengths with the 30m telescope, are believed to be such very young accreting protostars (André et al. 1993). Because they are observed only  $t \lesssim 3 \times 10^4$  yr after their formation, while most of their mass is still in the form of a dense core/envelope ( $M_{env} \gg M_\star$ ), Class 0 protostars are likely to retain detailed information on the initial conditions and detailed physics of the collapse phase (see review by André et al. 2000).

Despite some progress in the past two decades, the physics of Class 0 protostars is still surprisingly poorly understood. This is due to the paucity of sub-arcsecond (sub)mm observations, required to probe their innermost (100 AU) regions. Several basic questions thus remain largely open, such as the mere existence of accretion disks and multiple systems at the Class 0 stage, the launching mechanism of protostellar jets and their net contribution to mass and angular momentum extraction, or the structure of the velocity field in Class 0 envelopes (e.g. relative importance of inflow, rotation, outflow). These three issues, detailed in §2, §3, §4 below, are intimately linked and closely tied to the “angular momentum problem” in star formation. Ultimately, solving this problem is fundamental 1) to determine the efficiency of the accretion/ejection engine and how the prestellar core mass function is transformed into the stellar initial mass function (IMF), 2) to shed light on the formation of protoplanetary disks around stars like our own.

The presently unmatched sensitivity of PdBI now offers a unique opportunity to make joint progress on these issues and gain direct insight into the physics of protostar formation, thanks to very high-resolution (0.3'', ie.  $\lesssim 100$  AU) studies of the nearest Class 0 sources. We thus propose a large PdBI program on a **carefully selected sample of 17 nearby low-luminosity Class 0 objects** (§ 5 below). The concerted observational effort we propose (cf. § 2, § 3, § 4) will greatly benefit from a comparable MHD simulation and radiative transfer effort undertaken in the framework of a european-funded ASTRONET project (§ 6).

## 2. Formation of accretion disks and multiple systems during protostellar collapse

While the presence of accretion disks and the high occurrence of binary systems is well documented in more evolved Class I objects and T Tauri stars (e.g. Watson et al. 2007a, Duchêne et al. 2007), the manner in which these disks and systems develop during the collapse of individual prestellar cores is highly debated (e.g. Goodwin et al. 2007 for a review). At the simplest level, disks and proto-binaries are a natural outcome of the conservation of angular momentum during rotating gravitational collapse. Pure hydrodynamic collapse simulations do show that large ( $\gtrsim 100$  AU) disk-like accretion structures quickly develop (e.g. Goodwin et al. 2004, Fromang et al. 2006). These large disk-like structures are highly susceptible to spiral instabilities which fragment them into multiple systems with  $N \sim 2-4$  components at radii  $\leq 150$  AU in the equatorial plane. **According to hydrodynamic collapse models, large accretion disks and multiple systems should thus already be present** by the end of the first collapse phase (e.g. Goodwin et al. 2007), which roughly corresponds to the beginning of the Class 0 phase. **Magnetic fields significantly alter the picture, however.** Recent MHD simulations indicate that even the presence of a moderate magnetic field strongly modifies angular momentum transport during collapse and **partly suppresses core fragmentation and disk formation at the Class 0 stage** (Price & Bate 2007, Hennebelle & Fromang 2008). An unstable pseudo-disk may still develop as magnetic fields in the core deflect infalling material toward the central equatorial plane (Hennebelle & Ciardi 2009). Likewise, binary star formation is still possible but either requires strong initial perturbations (e.g. Hennebelle & Teyssier 2008) or must occur on smaller scales (a few AU) during the second collapse phase, after the dissociation of  $H_2$  (e.g. Machida et al. 2008a).

**Observationally, little is known about the properties of Class 0 objects on scales  $< 150$  AU.** In a moderate ( $\sim 1-3'' \gtrsim 200$  AU) angular resolution survey with the SMA (PROSAC), Jørgensen et al. (2007, 2009) detected excess (unresolved) dust continuum emission toward several Class 0 sources compared to the predictions of simple protostellar envelope models (e.g. Terebey et al. 1993), which they interpreted as rotationally-supported accretion disks. However, the corresponding SMA line observations did not resolve any clear rotation patterns on these  $1-3''$  scales, so that MHD pseudo-disks (ie. dominated by infall; cf. Brinch et al. 2009) cannot be ruled out. Higher resolution *line* observations in disk/envelope tracers are necessary to establish the nature of the compact millimeter emission (see §4).

As for binarity, recent mm continuum studies have revealed a conflict with the predictions of pure hydrodynamic collapse models: combining their subarcsecond 1.3mm PdBI study of 5 close-by Class 0 objects with the 2.7mm BIMA results of Looney et al. (2000), Maury et al. (2010) argued that there was

no clear-cut evidence of *any close multiple system* in the separation range  $150 < a < 550$  AU among a combined sample of 14 Class 0 protostars. For comparison, near-IR studies of Class I objects yield a binary fraction of  $\sim 20\%$  in the same separation range (e.g. Connelley et al. 2008). This is intriguing and suggests that the binary fraction may *increase* from the Class 0 to the Class I stage in this separation range, although the process by which this could occur is still unknown. Comparison with synthetic 1.3mm images also shows that MHD simulations of protostar formation (e.g. Hennebelle & Teyssier 2008) agree better with the PdBI observations than purely hydrodynamic models, as the latter produce multiple components embedded in large-scale disk-like structures, which are not seen (cf. Fig. 2).

However, the combined sample of Maury et al. (2010) and Looney et al. (2000) is still inhomogeneous in terms of sensitivity, wavelength, spatial resolution. Another serious concern is the **nature of the detected secondary 1.3mm components**, which are aligned with the jet axis in several sources (cf. Fig. 1a,b), so that it is unclear if they are outflow-generated features or close companions. In order to set stronger constraints on disk/protobinary formation, we thus propose here to 1) secure a statistical sample of 17 Class 0 objects imaged in the 1.3mm continuum at the *same* highest possible resolution ( $0.3'' = 50$  AU in Taurus), *and* 2) to clarify the nature of any detected 1.3mm disk-like structures and secondary components by observing the *same* Class 0 objects in the 3mm dust continuum (to constrain spectral index by comparing C-array 1.3mm and A-array 3mm data in the uv-plane; cf. Kwon et al. 2009), and in molecular lines tracing outflow shocks (cf. § 3) and the kinematics of the inner envelope/“disk” (cf. § 4).

### 3. The role of Class 0 jets and outflows in angular momentum extraction

Observations over the last decades suggest that *slow CO bipolar outflows* at  $V \leq 10$  km/s are ubiquitous among protostars, and especially powerful in the youngest Class 0 sources (Bontemps et al. 1996). In addition, much more collimated, fast *molecular jets* at  $V > 50$  km/s have been recently identified in SiO, H<sub>2</sub>O masers, and CO in a few Class 0 sources (e.g. HH 212: Codella et al. 2007; L1448-C: see Fig. 1). Yet, the role of jets and flows in star and disk formation is still ill-constrained observationally.

In contrast, theoretical insight on this issue has greatly improved over the past few years, thanks to the development of MHD numerical simulations of 3D collapse, eg. by our team (cf. § 6). The simulations reveal that the outflow process could be an unavoidable outcome of rotating, magnetized collapse, and could remove a significant fraction of mass and angular momentum from the inner regions within 50 AU (e.g. Hennebelle & Fromang 2008). They further predict an intriguing double ejection structure, with a slow conical outflow launched from the inner regions of the pseudo-disk, and a faster narrow jet from the protostellar core, the presence and speed of each component depending on initial angular momentum (e.g. Machida et al. 2008b). Jet precession due to disk warping is also expected if B is not aligned with the rotation axis (Ciardi & Hennebelle, in prep.), or if the central source is a binary (Terquem et al. 1999). However, none of these important theoretical predictions has been tested observationally so far: Only 3 Class 0 jets/outflows within 300 pc have been observed at  $< 1''$  resolution: HH211 (Lee et al. 2009, Gueth et al. in prep.), IRAS 04166 (Tafalla et al. in prep.), L1448-C (Maury et al. 2010; cf. Fig. 1a), and parallel high-resolution studies of the envelope/pseudo-disk kinematics are lacking.

Our proposed large PdBI program will remedy this situation by providing the **first sub-arcsecond statistical study of inner jet/flow properties in low-luminosity Class0 sources** in combination with studies of the envelope/disk/binary structure (cf. § 2 and § 4). Together with our parallel modelling efforts (see § 6), this will allow key progress on fundamental pending questions:

- **What is the fraction of mass and angular momentum extracted by jets and outflows during protostar formation ?** Do we observe a detailed correlation of ejection properties (collimation, speed, degree of precession, possible rotation signatures) with envelope rotation, inner disk mass/size, binarity ? Does it fit theoretical predictions ? This study will be conducted using CO(2-1) (generic outflow tracer) and SiO(5-4), a selective tracer of high-speed jets and shocks (Codella et al. 2007).

- **Could the slow conical CO outflows trace centrifugal ejection from the inner disk** as predicted by MHD simulations, instead of ambient cavities swept-up by the central jet or a wide-angle wind, as believed up to now ? How would this affect the disk structure ? Note that the ‘MHD disk wind’ interpretation has gained recent interest after a PdBI map of the older Class I object HH 30 (Pety et al. 2006) revealing a conical CO outflow emanating directly from the inner disk within 50 AU. We will test this for the first time in Class 0 sources, by a statistical study on comparable small scales in CO(2-1).

### 4. Kinematics and structure of the inner protostellar environment

Constraining the properties of inner Class 0 envelopes/disks is crucial for a least two reasons. First, the chemical content constrains the composition of the gas that will eventually form planets. Second, the

3D morphology and velocity field, in particular **the degree of flattening and the scale of transition from infall to rotation**, offer a critical clue to the angular momentum removal during collapse and to the role of magnetic braking in this process (e.g. Basu & Mouschovias 1994, Hennebelle & Ciardi 2009).

On large scales, *Spitzer* and single-dish mm maps of some Class 0 sources show evidence of flattened, disk-like structures extending roughly perpendicular to the flows over  $\geq 10,000$  AU (Belloche et al. 2002; Tobin et al. 2010). However, CS and  $\text{N}_2\text{H}^+$  line observations indicate that these large structures are slowly infalling envelopes rather than centrifugal disks. Fast rotation (and rapid infall) motions are confined to much smaller envelope scales  $< 2000\text{AU} \simeq 5\text{--}10''$  (Belloche et al. 2002; Chiang et al. 2010). Studies at  $1\text{--}5''$  resolution were performed with the SMA (PROSAC: Jørgensen et al 2007,2009; IRAS2A: Brinch et al 2009) and with PdBI (IRAM 04191: Belloche et al. 2004; L 1157: Gueth et al. 1997; Beltrán et al. 2004). But they reveal strong perturbations by the outflow in most species, except in  $\text{C}^{18}\text{O}(2\text{--}1)$  and  $\text{HC}_3\text{N}$ . Furthermore, **virtually nothing is known on the kinematics of the key  $< 150\text{--}300$  AU =  $1''$  scales** of the models (cf. Fig. 2), except in one source (NGC1333-IRAS4B; Jørgensen & van Dishoek 2010).

Our proposed large PdBI program will remedy this unsatisfactory situation by conducting the **first homogenous statistical study of envelope/disk structure and kinematics down to  $50\text{--}100$  AU scales in low-luminosity Class 0 objects**, providing a strong, long-lasting database to constrain collapse models. To this aim, we will exploit the highly stratified chemical abundances in Class 0 envelopes (cf. Fig. 3c), **using specific (optically thin) tracers of each region**:  $\text{C}^{18}\text{O}$  is frozen-out in the cold outer envelope, but becomes abundant in the inner regions where  $T_d \gtrsim 30$  K, thanks to evaporation of CO ices (cf. Jørgensen 2004). In contrast,  $\text{N}_2\text{H}^+$  traces only outer regions with  $T_d \lesssim 30$  K because it is chemically destroyed by CO. Thus,  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  will probe respectively the velocity field inside and outside about 300 AU (cf. predicted PdBI maps in Fig. 3d,e).

The innermost 20-50AUs where  $T_d \gtrsim 100$  K may be probed by the evaporation of water ices, releasing  $\text{H}_2\text{O}$  vapor and organic molecules such as  $\text{H}_2\text{CO}$  and  $\text{CH}_3\text{OH}$  formed on icy grain surfaces. Indeed, the abundances of complex species are seen to increase dramatically in the innermost envelopes of solar-type Class 0 objects – referred to as *hot-corinos* (Ceccarelli et al. 2000; Schöier et al. 2002; Maret et al. 2004, 2005; Bottinelli et al. 2004a,b). However, **the nature of “hot corinos” is still debated**: the PROSAC study suggests an extended contribution from mechanical erosion of ice mantles in outflow-driven shocks (Jørgensen et al. 2009). An accretion shock at the surface of a disk has also been invoked to explain the high-energy water lines detected by *Spitzer* toward NGC 1333-IRAS 4B (Watson et al. 2007b). Our proposed high resolution sensitive observations of 1mm  $\text{CH}_3\text{OH}$  lines with PdBI will clarify this issue by detecting the compact hot corino if present (Fig. 3f), comparing in detail the morphology/kinematics of  $\text{CH}_3\text{OH}$  emission to the outflow cavity walls (in CO) and strong shocks (in SiO, see § 3), and searching for rotation signatures expected for an accretion shock onto the disk.

## 5. Proposed observations and need for a PdBI large program

The three issues described in § 2, § 3, § 4 above are all interconnected, and require a coherent, uniform approach to observe a representative sample at the same angular resolution in various complementary tracers. We thus propose **a homogeneous survey of essentially all nearby Class 0 protostars observable with PdBI** in three frequency setups and two configurations, that **will provide a long-lasting, uniform database to constrain theoretical models of star, disk, and jet formation**.

Sample and need for PdBI data: Our sample (Table 1) consists of *all but one* (B335 is too isolated for track-sharing) bona-fide Class 0 objects presently known at  $d < 300$  pc and observable from PdBI with a  $\leq 0.5''$  resolution at 1.3 mm in the A array (i.e.,  $\delta > -5^\circ$ ). The proposed observations will thus probe physical scales from  $\sim 50\text{--}150$  AU up to a few thousand AU. While 1mm and/or 3mm observations with other interferometers already exist for a few of our sources and lines (e.g. Jørgensen et al. 2007, 2009), the resolution and sensitivity are insufficient given our scientific objectives. In particular, **sub-arcsecond resolution is mandatory to address the questions raised in § 2, § 3, § 4** above: the inner centrifugally-supported disk is expected to be small at the Class 0 stage (typically less than 50 AU), and a linear resolution  $\sim 50\text{--}150$  AU or better is required to probe protobinaries on scales typical of more evolved pre-main sequence binaries; protostellar jets and conical outflow cavities are very narrow near their base (width  $\simeq 50$  AU) so studying their kinematics, collimation, and mass-flux requires  $50\text{--}150$  AU resolution at most; the sizes of hot corinos with  $T_d > 100$  K are also expected to be very small (less than  $50$  AU =  $0.3''$ ) in low-luminosity protostars. The **high sensitivity of PdBI is needed** to probe protobinaries with small mass ratios, detect the highest velocities in the jets (where most of the power is, but emission is faint), and detect line emission in the compact hot corino/disk. Assuming typical weather conditions, our proposed PdBI observations will be  $\sim 3$  times more sensitive than the observations carried out by

Jørgensen et al. (2007) with the SMA: as an illustration, the PROSAC study did not detect the SiO/CO jet in L1448 in a  $1''$  beam but it is well apparent in A-config CO PdBI maps (e.g. Fig. 1 and Maury et al. 2010). Compact hot corinos in the targeted Class 0 sources will also be detectable in CH<sub>3</sub>OH if present (see Fig. 3f).

### Three Frequency Setups:

Our three frequency setups have been optimized to address simultaneously all of our scientific goals:

- Setup S1 (230 GHz): <sup>12</sup>CO(2–1): generic outflow cavity tracer
- Setup S2 (217 GHz): C<sup>18</sup>O(2–1): inner envelope at  $T_d > 30$  K; SiO(5–4): jets and shocks; e-CH<sub>3</sub>OH(5–4): hot corino; Bonus line: SO(5–4) (jet and/or envelope)
- Setup S3 (94 GHz): N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0): outer envelope at  $T_d < 30$  K; Bonus line: CH<sub>3</sub>OH(2–1)

In all three cases, the dust continuum (1.3mm or 2.7mm) emission will also be measured for binarity and disk studies. The availability of WIDEX will increase the continuum sensitivity and allow the serendipitous observation (at low spectral resolution) of several other lines (eg. H<sub>2</sub>CO and CH<sub>3</sub>OH(5-4) lines in S2).

### Two Configurations:

Using track-sharing mode, only 5 tracks are needed to observe all 17 sources, with no more than 4 sources per track (Table 1), which has proven to give good results at PdBI. We propose to observe each setup in both the **A and C configurations**, which will provide a good sampling of the  $u$ - $v$  plane and offer a good compromise between resolution, final image quality, and scheduling constraints. 9 of our sources (of which 6 have been grouped in Tracks 4 and 5) have already been observed by us with the A array in Setup S1 (projects R068 and T05F). Therefore, the total number of tracks needed by the present project will be: **13 tracks in A configuration** ( $3 \times S1 + 5 \times S2 + 5 \times S3$ ) and **15 tracks in C configuration** ( $5 \times S1 + 5 \times S2 + 5 \times S3$ ) (with typically 10h per track). We will spread the C-array observations over the summers 2010 (setups S1/S2/S3 for tracks 4 and 5) and 2011 (setups S1/S2/S3 for tracks 1,2,3) and the A-array observations over the winter semesters 2010 (setup S1 for tracks 1,2,3; setups S2/S3 for tracks 4 and 5) and 2011 (setups S2/S3 for tracks 1,2,3). Such a schedule will allow to quickly obtain complete datasets (and therefore scientific results) for the 6 sources in Tracks 4 and 5. We also request **zero-spacing data** for all setups as CO(2-1), C<sup>18</sup>O(2–1), and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0) have extended emission on scales  $> 5''$  (large scale flow and dense core/filament) that will make deconvolution inaccurate if not included in the  $u - v$  plane.

## 6. Consortium structure and management

Our Consortium has the combined expertise and resources required to process the proposed observations and produce high-quality science publications that will become a useful legacy product for the astronomical community. The consortium is organized in three working groups associated to the three main topics discussed in § 2, § 3 and §4, and a fourth transverse working group specialized in numerical simulations and modelling (+ a specific transverse group for data reduction). Work will be distributed as follows :

**WG1: Protostellar disks and multiple systems (A. Maury, R. Launhardt, L. Testi, Ph. André).** This group will focus on the 1.3mm and 2.7mm continuum PdBI data to map the inner structure of dusty Class 0 envelopes, search for compact disks and secondary components on scales  $< 100$  AU, and clarify their nature thanks to the molecular line observations analysed by WG2, WG3.

**WG2: Molecular jets and outflows (C. Codella, B. Lefloch, F. Gueth, S. Cabrit).** This working group will focus on the <sup>12</sup>CO and SiO data to trace the structure and kinematics of the molecular outflows and jets, respectively, and correlate them with envelope/disk properties to clarify the mechanisms responsible for protostellar ejection.

**WG3: Envelope structure, kinematics, and chemistry (S. Maret, S. Bottinelli, A. Bacmann, A. Belloche).** This working group will analyse and model line emission from C<sup>18</sup>O, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, and CH<sub>3</sub>OH to unveil the 3D structure, kinematics, and angular momentum of protostellar envelopes from large to small scales, and to probe the heating process and the origin of hot corinos.

**WG4: Numerical simulations and radiative transfer (P. Hennebelle, R. Klessen, C. Dullemond, B. Commerçon).** This working group will carry out a dedicated modeling program, using a chain of three state-of-the art, complementary codes to interpret the PdBI data. 3D MHD numerical simulations of collapsing cores will be carried out using the RAMSES code (eg. Hennebelle & Ciardi 2009, see Fig. 2) and then coupled to a chemical model (S. Maret; see Fig. 3) to post-process chemical abundances. The RADMC 3D radiative code (C. Dullemond) will then be used to compute the lines and dust continuum. Finally, these will be processed with the PdBI simulator to produce synthetic observations comparable to the observed maps. Such a modeling work lies at the very heart of the european-funded ASTRONET project “STAR FORMAT” (PI: P. Hennebelle) in which this working group is deeply involved. All models and reduced datacubes will be put on a public website at the end of the project.

## References

- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars & Planets IV*, p. 59
- Basu, S., Mouschovias, T. 1994, *ApJ*, 432, 720
- Bate, M.R. 2000, *MNRAS*, 314, 33
- Bate, M. 2009, *MNRAS*, 392, 1363
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927
- Belloche, A., André, P. 2004, *A&A*, 419, 35
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bottinelli S. et al. 2004a, *ApJ*, 615, 354
- Bottinelli S. et al. 2004b, *ApJ*, 617, 69
- Brinch, C., Jørgensen, J., Hogerheijde, M. 2009, *A&A*, 502, 199
- Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F. et al. 2007, *A&A*, 468, 29
- Cabrit, S. 2009, in *Protostellar Jets in Context*, p. 247
- Ceccarelli et al. 2000, *A&A*, 357, 9
- Chiang, H-F. et al. 2010, *ApJ*, 709, 470
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F. et al. 2007, *A&A*, 462, 53
- Connelley, M., Reipurth, B., Tokunaga, A. 2008, *AJ*, 135, 2526
- Duchêne, G. et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, p.379
- Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *A&A*, 457, 371
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., Lucas, R. 1992 *A&A*, 265, 49
- Goodwin S., et al. 2004, *A&A*, 414, 633
- Goodwin, S.P., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2007, in *Protostars & Planets V*, p. 133
- Hennebelle, P. & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 477, 25
- Hennebelle, P. & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
- Hennebelle, P. & Ciardi, A. 2009, *A&A*, 506, L29
- Jørgensen, J.K. 2004, 424, 589
- Jørgensen, J.K. et al. 2007, *ApJ*, 659, 479
- Jørgensen, J.K. et al. 2009, *ApJ*, 507, 861
- Jørgensen, J.K., & van Dishoeck, E.F. 2010, *ApJL*, 710, L72
- Kwon, W. et al. 2009, *ApJ*, 696, 841
- Lee, C.-F. et al 2008, *ApJ*, 685, 1026
- Lee, C.-F. et al 2009, *ApJ*, 699, 1584
- Looney, L.W., Mundy, L.G., & Welch, W.J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Looney, L.W., Tobin, J., Kwon, W. 2007, *ApJ*, 670, L131
- Machida, M.N. et al. 2008a, *ApJ*, 677, 327
- Machida, M.N. et al. 2008b, *ApJ*, 676, 1088
- Maret, S. et al. 2004, *A&A*, 416, 577
- Maret, S. et al. 2005, *A&A*, 442, 527
- Maury, A.J., André, Ph., Hennebelle, P. et al. 2010, *A&A* in press (arXiv1001.3691M)
- Pety et al. 2006, *A&A*, 458, 841
- Price, D.J., & Bate, M.R. 2007, *MNRAS*, 377, 77
- Schöier, F.L. et al. 2002, *A&A*, 390, 1001
- Shu, F. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Terebey, S., Chandler, C. J., André, P. 1993, *ApJ*, 414, 759
- Terquem et al. 1999, *ApJ*, 512, L131
- Tobin, J. et al. 2010, *ApJ* 712,1010
- Watson, A. M. et al. 2007a, in *Protostars and Planets V*, p.523
- Watson, D. et al. 2007b, *Nature*, 448, 1026



Table 1 : Youngest Class 0 sources reachable from PdBI, with  $d < 300$  pc

Object	Class	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	Dist. (pc)	$L_{bol}$ ( $L_{\odot}$ )	$M_{env}$ ( $M_{\odot}$ )	PdB 1mm obs (1)	PdB 3mm obs (1)
<b>TRACK 1</b>								
Aqu-MMS1 <sup>(2)</sup>	0	18:30:03.9	-02:03:12.9	260	5	3	-	-
Aqu-OS2a <sup>(2)</sup>	0	18:31:10.63	-02:05:45.92	260	2	1.5	-	-
Serp-S68N	0	18:29:47.8	+01:16:46	260	4.4	1.1	-	-
Serp-SMM4	0	18:29:57.1	+01:13:15	260	9	3	-	-
<b>TRACK 2</b>								
L1172	0	21:02:21.54	+67:54:13.8	290	1.8	0.7	-	-
GF9-2	0	20:51:30.1	+60:18:39	200	0.3	0.5	T05F	-
L1157	0	20:39:06.26	+68:02:15.8	250	11	0.5	-	-
<b>TRACK 3</b>								
L1527	0	04:39:53.90	+26:03:10.0	140	1.6	0.8-1.7	R068	-
N1333-IRS4B	0	03:29:11.98	+31:13:08.10	220	17	3.1	T05F	-
N1333-IRS4A <sup>(3)</sup>	0	03:29:10.47	+31:13:31.63	220	14	7	A:c,H <sub>2</sub> CO	A:c,CH <sub>3</sub> CN
SVS13-B	0	03:29:03.7	+31:15:52.02	220	5.6	2.7	C,D:c, <sup>13</sup> CO	C,D:c,N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>
<b>TRACK 4</b>								
IRAM04191	0	04:21:56.91	+15:29:46.1	140	0.1	0.5-1.5	R068	-
N1333-IRS2A	0	03:28:55.58	+31:14:37.1	220	10	1.7	R068	-
L1448-N(B)	0	03:25:36.34	+30:45:14.94	220	7	0.7-1.5	T05F C,D:c, <sup>13</sup> CO	C,D:c,N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>
<b>TRACK 5</b>								
L1448-IRS2A	0	03:25:22.42	+30:45:12.2	220	5	0.9	T05F	C,D:c
L1448-C	0	03:25:38.87	+30:44:05.4	220	5	1.6	R068	C,D:c
L1521-F	0	04:28:38.99	+26:51:35.6	140	0.1	0.7-4	R068	-

<sup>(1)</sup> Previous observations of the source with PdBI. Observations older than 2006 are not included (old receivers, old A configuration). The PdBI configurations used are indicated in capital letters. c indicates continuum, followed by the lines observed simultaneously. In case the source was observed by us with the PdBI A-array at 1.3 mm (continuum + <sup>12</sup>CO) projects R068 or T05F are indicated.

<sup>(2)</sup> Class 0 sources recently discovered by our MAMBO mapping of the Aquila Rift/Serpens South proto-cluster (Maury et al. in prep.). For *Spitzer* observations of this protocluster, see Gutermuth et al. (2008).

<sup>(3)</sup> Source observed with the A array of PdBI in 2005. It presents a double peak in both the 1 mm and 3 mm continuum emission. The nature of the secondary source remains unclear, however, and additional molecular line observations are needed to solve this issue (Bottinelli et al., in prep).

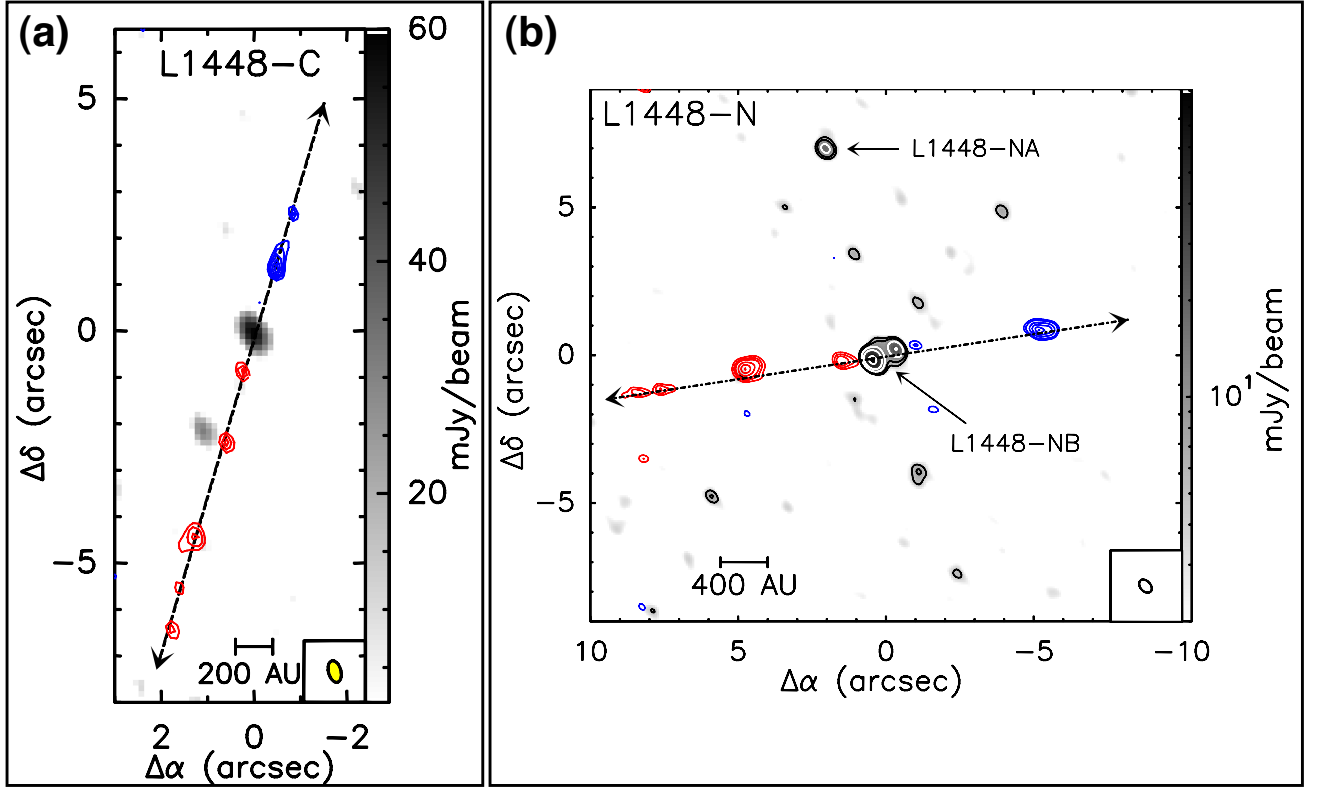


Figure 1: PdBI A-array maps in 1.3 mm continuum (greyscale) and high-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  (blue and red contours) toward the Class 0 sources L1448-C (Maury et al. 2010; Project R068) and L1448-N (Project T05F). The CO jet axis is indicated as a double arrow. Note in each case the secondary continuum peaks found close to the jet axis, whose nature (shocks ? companion ?) is yet unclear. **(a) L1448-C:** The HPBW is  $0.48'' \times 0.27''$  and the 1.3mm continuum rms  $\sim 0.93$  mJy/beam. High-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  emission is integrated from  $-60$  to  $-40$  km.s $^{-1}$  (blue) and from  $+50$  to  $+80$  km.s $^{-1}$  (red), with contour levels at  $3\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $10\sigma$ . **(b) L1448-N:** The HPBW is  $0.51'' \times 0.37''$  and the 1.3mm continuum rms  $\sim 1.5$  mJy/beam. High-velocity  $^{12}\text{CO}(2-1)$  is integrated from  $-40$  to  $-20$  km.s $^{-1}$  (blue) and from  $+20$  to  $+40$  km.s $^{-1}$  (red); same contours as in (a).

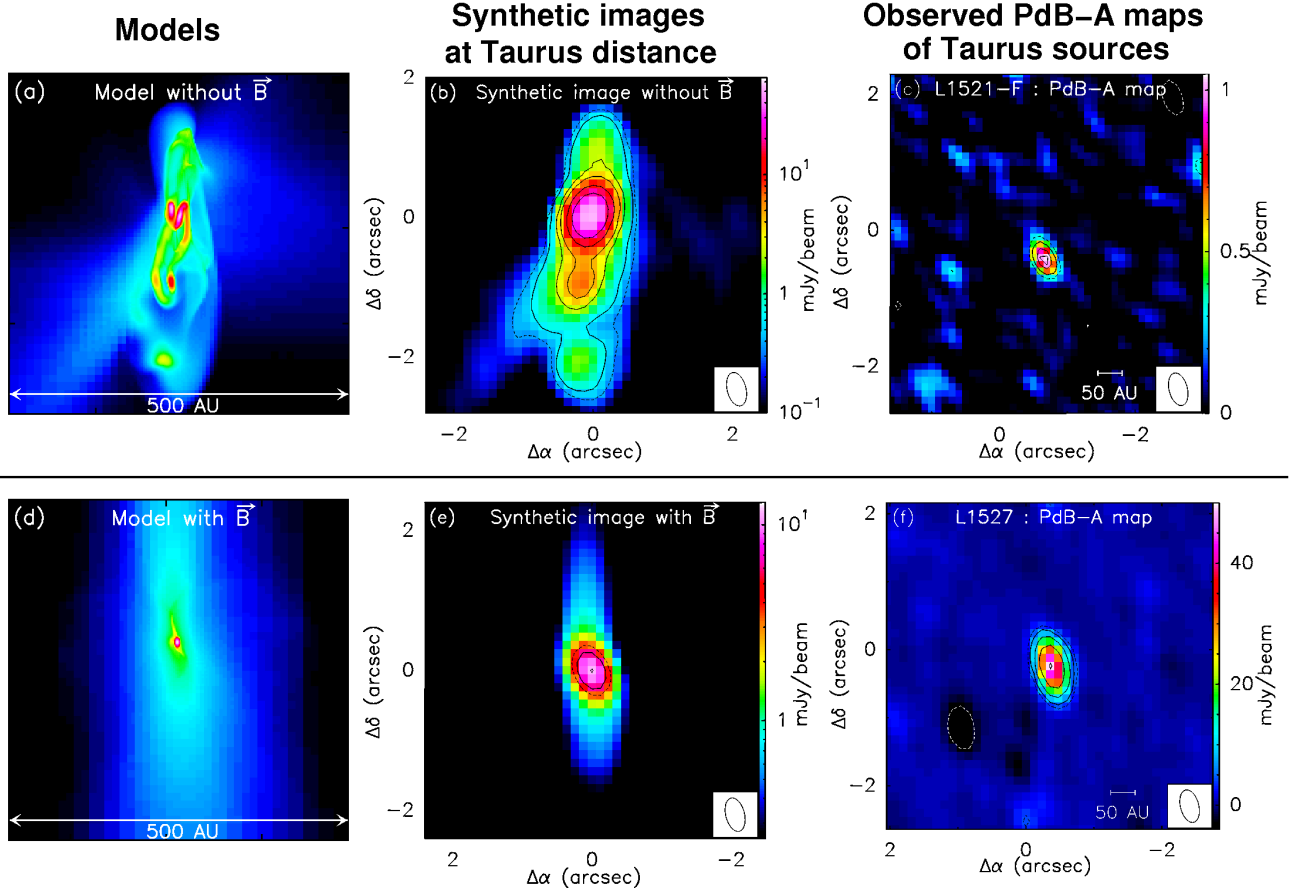


Figure 2: Comparison between column density images in collapse simulations (left column), corresponding synthetic 1.3 mm dust continuum PdBI images (middle column), and actual 1.3 mm PdBI images (right column) observed in A-array toward two Class 0 protostars in Taurus (adapted from Maury, André, Hennebelle et al. 2010 astro-ph/1001.3691). The synthetic images were built assuming the Taurus declination and distance, and **the first two synthetic contours in b), e) mark the  $3\sigma$  (dashed) and  $5\sigma$  (bold) levels achieved in the PdBI observations (c, f – Project R068)**, thus allowing direct comparison between models and observations. The model in the top row (a) is a typical *hydrodynamic* collapse simulation with no magnetic field by Hennebelle & Fromang (2008). It predicts a large-scale structure and multiple dust peaks (b) that are not observed (c,f). The model in the bottom row (d) is a typical *MHD simulation* by Hennebelle & Teyssier (2008). The initial value of the magnetic field is 1/2 of the critical field strength required to prevent collapse. The predicted compact emission (e) is in better agreement with the PdBI observations (c, f).

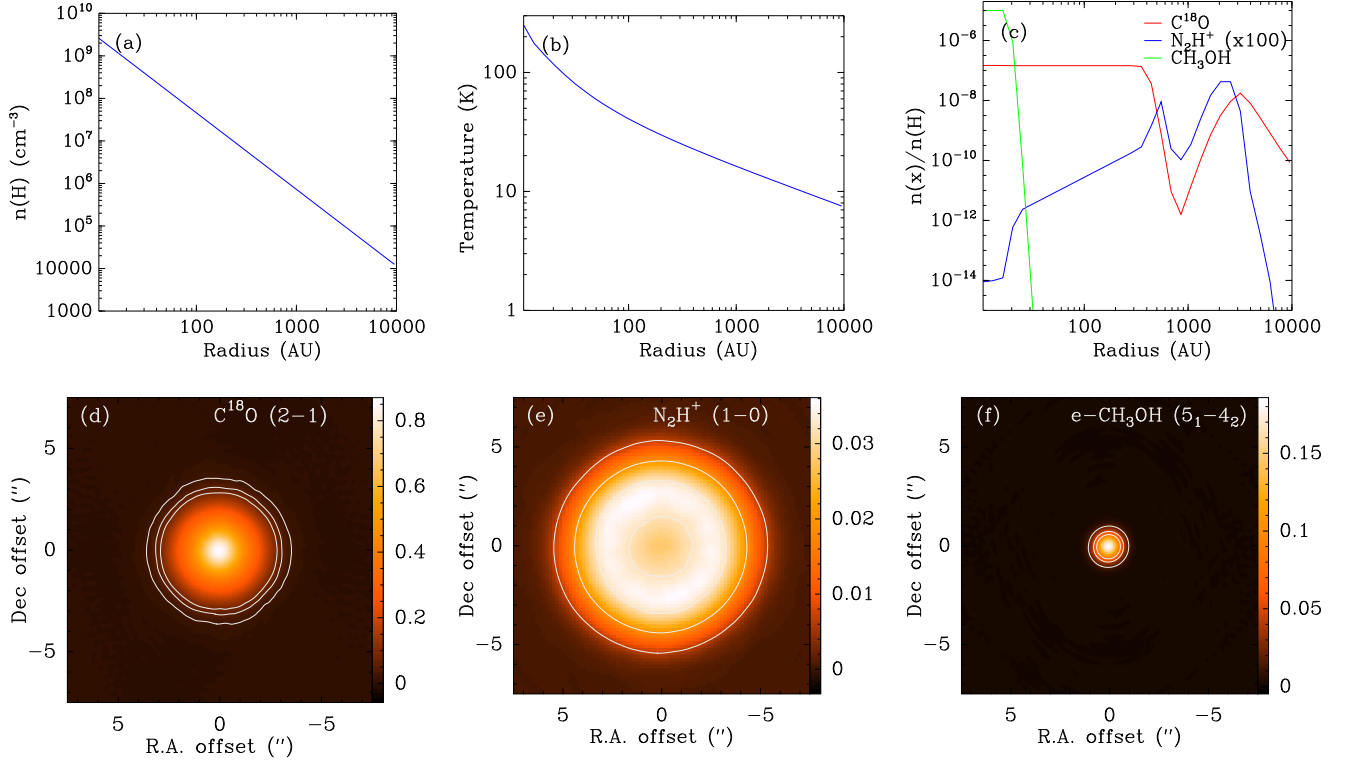


Figure 3: Model predictions for NGC 1333-IRAS2. Panels (a) and (b) show the density and temperature profiles determined by Jørgensen et al. (2002) from modeling the SED and 450  $\mu\text{m}$  850  $\mu\text{m}$  brightness profiles. Panel (c) shows the abundance profiles predicted for the targeted species, using a gas phase chemistry code that include freeze-out on and evaporation from the grains. Panels (d), (e) and (f) show maps of the predicted line peak intensities (in Jy/beam) as would be observed with the A array of PdBI, in  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , and  $\text{e-CH}_3\text{OH}(5_1-4_2)$ , respectively. **The contours correspond to the expected 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  levels of the proposed observations assuming a velocity resolution of 0.2 km/s.** For these predictions, we have computed synthetic images using a 1D radiative transfer code (Hogerheijde & van der Tak 2000) and used the UV\_MODEL task from MAPPING to simulate the  $uv$  coverage. Note the predicted hole in the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission caused by the evaporation of CO. Although this model is simplistic – no outflows cavities or pseudo-disk have been included, and the envelope is assumed to be static – it illustrates that the selected lines can be used to probe the various parts of the envelope. More realistic modeling, coupling dynamical simulations such as those presented in Fig 2, is foreseen.

## **Annexe B**

# **Détails des observations du programme CALYPSO**

TABLE B.1 – Dates d’observations des données PdBI du programme CALYPSO, les sources ayant été regroupées par plages d’observation.

Sources <sup>1</sup>	Cordonnées		Fréquence centrale d’observation		
	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	231 GHz	219 GHz	94 GHz
Plage d’observation 1					
			Dates		
L1448-2A	03 :25 :22.4	+30 :45 :12	2010 Jan.23-24	2010 Dec.11-12	2010 Nov.02-03
L1448-C	03 :25 :38.9	+30 :44 :05	2010 Nov.18-19	2011 Jan.24-25	2011 Jan.27-28
L1521-F	04 :28 :38.9	+26 :51 :36	2012 Nov.15-16	2011 Apr.05-13 -	
Plage d’observation 2					
			Dates		
SVS13-B	03 :29 :03.7	+31 :15 :52	2011 Feb.05	2011 Nov.13-14	2011 Nov.11-12
IRAS4A	03 :29 :10.5	+31 :13 :31	2011 Oct.15	2012 Feb.04	2011 Nov.18-19-20
IRAS4B	03 :29 :11.9	+31 :13 :08	2012 Feb.12-13	2013 Jan.24	2012 Feb.06-07
L1527	04 :39 :53.9	+26 :03 :10	2012 Nov.07-08	2013 Feb.16	
Plage d’observation 3					
			Dates		
L1448-N	03 :25 :36.3	+30 :45 :15	2008.Feb.09 *	2010 Dec.04-05	2010 Nov.06-07
IRAS2A	03 :28 :55.6	+31 :14 :37	2010 Nov.07-08-21-22	2010 Dec.04-05	2010 Nov.06-07
IRAM 04191	04 :21 :56.9	+15 :29 :46	2011 Jan.25 / Feb.01	2011 Jan.29-30	
Plage d’observation 4					
			Dates		
Serp-S68N	18 :29 :48.10	+01 :16 :43.6	2011 Feb.08	2011 Nov.13-14-16	2011 Nov.09-11-12
Serp-SMM4	18 :29 :56.70	+01 :13 :15.0	2011 Mar.25	2012 Feb.04-21-25	2012 Feb.12
SerpS-MM18	18 :30 :03.86	-02 :03 :04.9	2012 Feb.02	2013 Feb.16	2012 Mar.01
SerpS-MM22	18 :30 :12.34	-02 :06 :52.4	2012 Nov.16		
Plage d’observation 5					
			Dates		
L1157	20 :39 :06.3	+68 :02 :15	2011 Feb.04-06-07	2011 Nov.08-10-11-12-13	2011 Nov.07
GF9-2	20 :51 :30.1	+60 :18 :39	2011 Mar.20	2012 Feb.11-17-18	2012 Feb.08
			2012 Oct.30		2013 Jan.12

**Notes.** [1] La région cartographiée pour une source donnée est limitée par le lobe primaire du PdBI : 21'' at 230 GHz, 23'' at 219 GHz and 54'' at 94 GHz. [★] Observations du programme pilote d’observations R068 (Maury et al. 2010).

**Références.** Table adaptée de la table A.1 de Maury et al. (2019).

TABLE B.2 – Dates, durée et opacité à 225 GHz des données 30m du programme CALYPSO pour les deux transitions moléculaires  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Sources	Trasitions	$\tau_{225}$	Durée (h)	Dates (jj-mm-aaaa)
IRAM04191	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.17	1.9	16-11-2011
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.59	3.5	17-11-2011; 18-11-2011; 02-06-2012
L1521F	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.23	2.3	21-10-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.58	5.8	18-11-2011; 30-05-2012; 03-06-2012; 04-06-2012
L1527	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.18	2.3	21-10-2014; 05-11-2014; 06-11-2014; 10-11-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.64	5.2	01-06-2012; 02-06-2012; 04-06-2012; 31-05-2015
GF9-2	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.09	3.1	04-06-2012; 16-11-2012; 05-11-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.55	4.2	30-05-2012; 03-06-2012
L1448-2A	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.29	1.9	04-06-2012; 16-10-2012
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.69	2.3	17-11-2011; 30-05-2012
L1448-NB	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.28	2.3	16-11-2011; 17-11-2017; 16-10-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.43	3.1	17-11-2011; 18-11-2011; 03-06-2012
L1448-C	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.18	2.3	16-11-2011; 17-10-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.41	3.1	17-11-2011; 18-11-2011; 03-06-2012
IRAS2A	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.14	3.1	15-11-2011; 11-16-11-2011; 06-11-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.31	1.5	17-11-2011; 15-11-2015
SVS13-B	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.18	1.6	16-11-2012; 06-11-2014
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.64	5.4	31-05-2012; 02-06-2012; 03-06-2012; 04-06-2012
IRAS4A	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.13	1.6	16-11-2012
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.73	3.1	01-06-2012; 04-06-2012
IRAS4B	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.15	1.6	16-11-2012
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.62	2.7	02-06-2012
L1157	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)	0.10	2.8	04-06-2012; 16-11-2012
	$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)	0.60	6.1	30-05-2012; 31-05-2012; 01-06-2012





## **Annexe C**

# **Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO**

TABLE C.1 – Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO pour la transition moléculaire C<sup>18</sup>O.

Sources	PdBI	PdBI+30m	30m
	Grand axe × Petit axe (Ang.)	Grand axe × Petit axe (Ang.)	Grand axe × Petit axe (Ang.)
IRAM04191	0.88'' × 0.72'' (-166.7°)	0.91'' × 0.75'' (-170.5°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1521F	1.0'' × 0.72'' (26.0°)	1.04'' × 0.75'' (26.8°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1527 ★	0.68'' × 0.58'' (50.7°)	0.69'' × 0.60'' (48.9°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
GF9-2	0.85'' × 0.75'' (-161.8°)	0.88'' × 0.78'' (22.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1448-2A	0.94'' × 0.69'' (24.7°)	0.96'' × 0.70'' (25.1°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1448-NB ★	0.76'' × 0.71'' (65.5°)	0.77'' × 0.71'' (48.3°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1448-C ★	0.63'' × 0.40'' (32.0°)	0.63'' × 0.40'' (32.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS2A ★	0.78'' × 0.72'' (49.5°)	0.79'' × 0.72'' (46.8°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
SVS13-B ★	0.71'' × 0.58'' (36.5°)	0.73'' × 0.61'' (33.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS4A ★	0.77'' × 0.63'' (31.0°)	0.81'' × 0.67'' (26.3°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS4B ★	0.77'' × 0.65'' (28.9°)	0.82'' × 0.69'' (22.6°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1157 ★	0.60'' × 0.46'' (-1.3°)	0.61'' × 0.48'' (-1.7°)	11.8'' × 11.8'' (0°)

**Notes.** [★] Les données PdBI auto-calibrées de l'émission C<sup>18</sup>O ont été utilisées pour ces sources.

TABLE C.2 – Taille des lobes synthétiques des données PdBI, combinées et 30m du programme CALYPSO pour la transition moléculaire  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Sources	PdBI	PdBI+30m	30m
	Grand axe $\times$ Petit axe (Ang.)	Grand axe $\times$ Petit axe (Ang.)	Grand axe $\times$ Petit axe (Ang.)
IRAM04191	$1.84'' \times 1.55''$ ( $53.2^\circ$ )	$2.06'' \times 1.72''$ ( $52.2^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1521F	$1.83'' \times 1.50''$ ( $80.1^\circ$ )	$1.98'' \times 1.62''$ ( $81.5^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1527	$1.74'' \times 1.33''$ ( $45.8^\circ$ )	$1.84'' \times 1.45''$ ( $50.2^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
GF9-2	$1.50'' \times 1.11''$ ( $68.5^\circ$ )	$1.56'' \times 1.16''$ ( $67.0^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1448-2A	$1.73'' \times 1.36''$ ( $64.5^\circ$ )	$1.84'' \times 1.46''$ ( $68.5^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1448-NB	$1.73'' \times 1.33''$ ( $52.4^\circ$ )	$1.88'' \times 1.48''$ ( $53.6^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1448-C	$1.77'' \times 1.40''$ ( $63.4^\circ$ )	$1.93'' \times 1.56''$ ( $66.9^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
IRAS2A	$1.72'' \times 1.33''$ ( $55.2^\circ$ )	$1.86'' \times 1.47''$ ( $55.3^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
SVS13-B	$1.82'' \times 1.29''$ ( $38.1^\circ$ )	$1.91'' \times 1.40''$ ( $40.4^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
IRAS4A	$1.83'' \times 1.33''$ ( $38.4^\circ$ )	$1.92'' \times 1.41''$ ( $42.3^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
IRAS4B	$1.77'' \times 1.27''$ ( $38.0^\circ$ )	$1.86'' \times 1.37''$ ( $39.7^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )
L1157	$1.49'' \times 1.10''$ ( $60.3^\circ$ )	$1.55'' \times 1.18''$ ( $59.6^\circ$ )	$27.8'' \times 27.8''$ ( $0^\circ$ )



## Annexe D

# Description individuelle des sources

### D.1 IRAM04191

A une distance de 140 pc, IRAM04191 (ou IRAM 04191+1522) est situé dans la partie sud du nuage moléculaire du Taureau à proximité de la proto-étoile de Classe I IRAS04191. Sa masse d'enveloppe ( $0.5 M_{\odot}$ , [André et al. 2000](#)), sa faible luminosité ( $0.1 L_{\odot}$ , [Dunham et al. 2006](#), voir figure 3.2) et sa température suggère que cette source est une des plus jeunes ( $t \sim 1 - 3 \times 10^4$  ans, [André et al. 1999](#)) proto-étoiles de Classe 0 en effondrement et isolées connues dans ce nuage. Cette source possède un flot bipolaire collimaté avec un angle  $PA = 28^{\circ}$  par rapport au plan du ciel ([Belloche et al. 2002](#)) et dont l'angle d'inclinaison par rapport à la ligne de visée est estimé à  $40^{\circ}$  ([André et al. 1999](#); [Maret et al. 2014](#)). Une nouvelle étude en préparation par Podio+CALYPSO basée sur l'étude des hautes vitesses du flot décalé vers le rouge suggère un angle de  $20^{\circ}$  (voir table 3.1), c'est cette valeur qui a été utilisée dans cette étude de la cinématique. [Maury et al. \(2019\)](#) n'a pas résolu de candidat disque au delà de  $<50$  au. Des observations d'émission de raies moléculaires optiquement mince et épaisse dans l'enveloppe d'IRAM04191 ont montré des profils asymétriques vers le bleu. Ces profils sont interprétés comme une signature directe des mouvements d'effondrement de l'enveloppe avec une vitesse estimée à  $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$  à  $r \sim 1000$  au et à  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  à  $r \sim 10000$  au ([Belloche et al. 2002](#)). Des observations 30m de l'émission de raies moléculaires telles que  $C^{34}S$  et  $N_2H^+$  par [Belloche et al. \(2002\)](#) associées à un modèle de transfert radiatif, ont permis de contraindre la cinématique aux rayons externes de l'enveloppe. Un fort gradient de vitesse de  $\sim 40 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  a été détecté aux échelles de  $r \sim 3500$  au le long de la direction nord-ouest sud-est, c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire aux jets/flots. Ce gradient de vitesse a été interprété comme des mouvements de rotation de l'enveloppe ([Belloche et al. 2002](#); [Takakuwa et al. 2003](#)).

Les figures D.1 et D.2 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . L'émission  $C^{18}O$  est faiblement détectée dans nos observations PdBI (voir figure D.3), mais les données combinées permettent pour la première fois de contraindre la cinématique dans cette source entre 50–1000 au. A ces échelles, on remarque un gradient de vitesse de direction  $\Theta = -83^{\circ}$  (voir table 4.3). A  $r > 1000$  au, à partir de l'émission  $N_2H^+$  des données CALYPSO, on trouve un gradient de vitesse avec angle de  $\sim 100^{\circ}$  (voir table 4.3) en accord avec celui détecté par [Belloche et al. \(2002\)](#). A partir des données 30m de l'émission  $C^{18}O$ , on trouve un gradient similaire. On constate donc une inversion totale du gradient de vitesse entre les petites ( $\sim 300$  au) et grandes échelles ( $> 1500$  au).

Le diagramme PV construit à partir des données PdBI et combinées de l'émission  $C^{18}O$  est montré en figure D.4. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $\alpha \sim -0.3$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre 60–1000 au (voir figure D.5 et section 5.1).

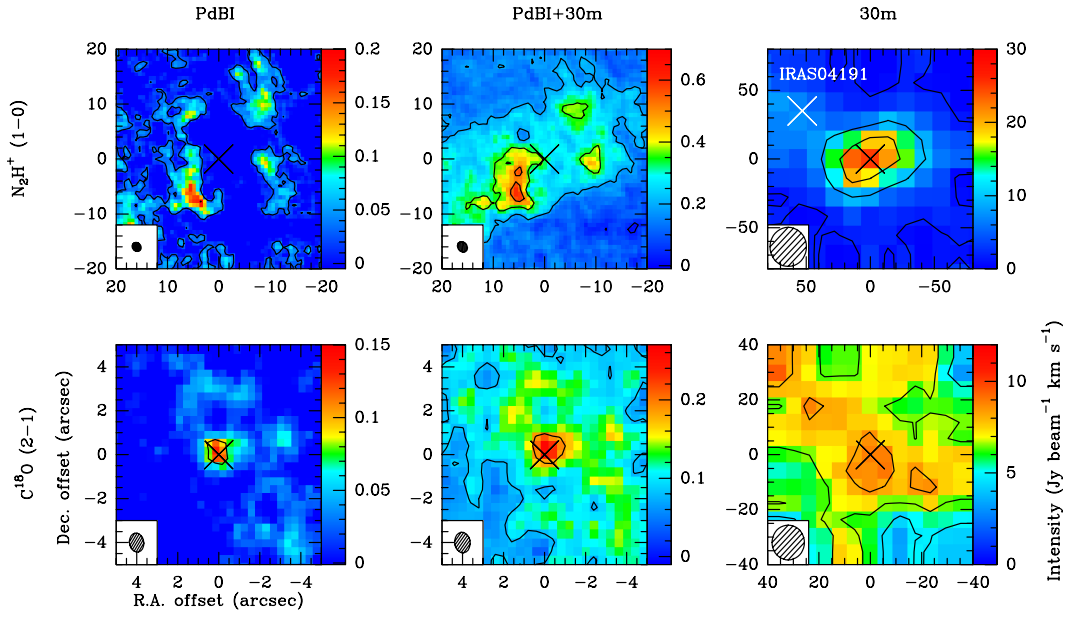


FIGURE D.1 – Cartes d'intensité intégrée de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (en bas) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en haut) à partir des données PdBI (à gauche), combinées (au milieu) et 30m (à droite) pour la source IRAM04191 du programme CALYPSO. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par [Maury et al. \(2019\)](#). Les traits noirs représentent les contours d'intensité dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte. La croix blanche représente la position de la proto-étoile IRAS04191.



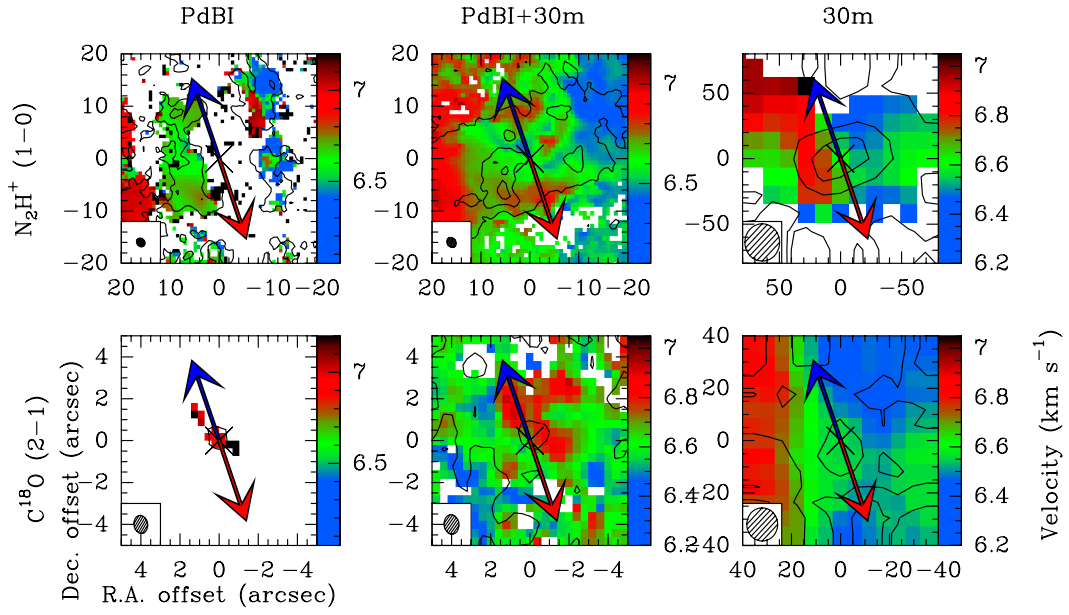


FIGURE D.2 – Cartes de vitesse centroïde de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (en bas) et  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en haut) à partir des données PdBI (à gauche), combinées (au milieu) et 30m (à droite) pour la source IRAM04191 du programme CALYPSO. Les flèches rouge et bleu représentent l’axe du jet/flot respectivement décalé vers le rouge et le bleu. La croix noire représente la position de l’émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par [Maury et al. \(2019\)](#). Les traits noirs représentent les contours d’intensité intégrée de chaque traceur dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte.

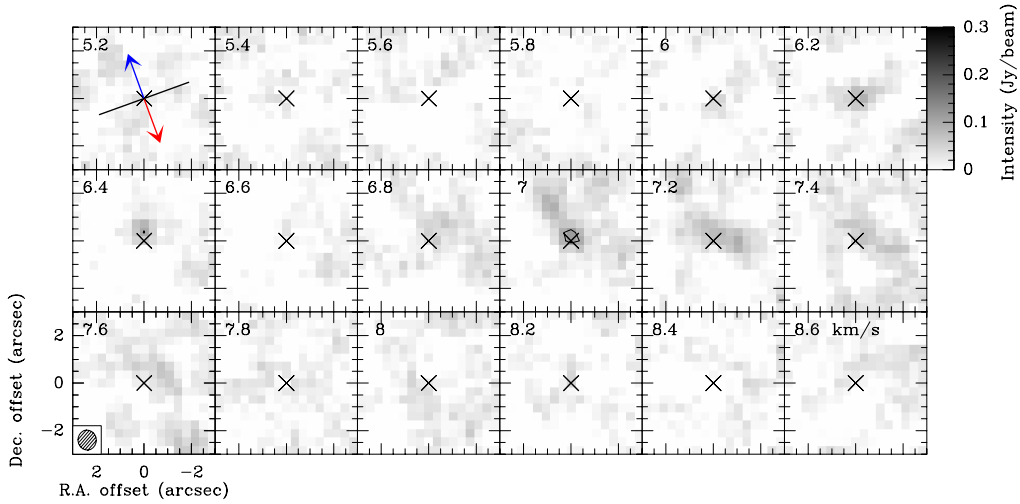


FIGURE D.3 – Carte d’intensité de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAM04191 du programme CALYPSO. Les lignes noires montrent les contours d’intensité intégrée à  $5\sigma$ ,  $7\sigma$  et ainsi de suite par  $2\sigma$ . La croix noire représente la position de l’émission continue des poussières à 1.3 mm calculée par [Maury et al. \(2019\)](#). Les flèches bleue et rouge représentent la direction des jets/flots décalées respectivement vers le bleu et le rouge. Les cartes ont été tournées de façon à faire correspondre le plan équatorial avec l’axe des ordonnées afin de pouvoir identifier plus facilement les gradients de vitesse associés au plan équatorial.

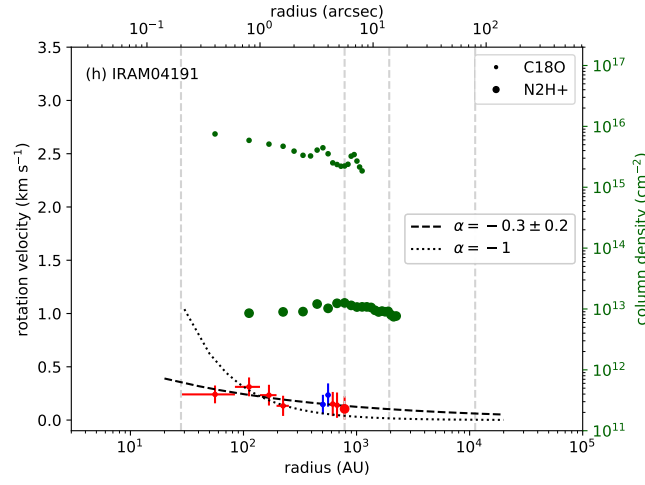


FIGURE D.4 – Diagramme position-vitesse de la source L1448-C. Les points rouge et bleu représentent les vitesses respectivement décalées vers le rouge et le bleu. Les points pleins représentent les points issus de l’analyse de l’émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  tandis que les points représentent ceux issus de l’analyse de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Les points verts représentent les profils de densité de colonne des traceurs déterminés le long du plan équatorial. La courbe en tirets montre le meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance en laissant l’indice en paramètre libre tandis que celle en pointillés montre la loi de puissance avec un indice  $\alpha = -1$ .

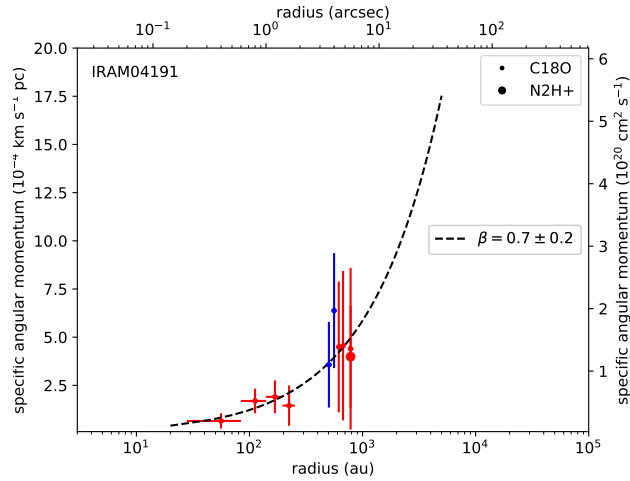


FIGURE D.5 – Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAM04191. Les points rouge et bleu représentent les vitesses respectivement décalées vers le rouge et le bleu. Les points pleins représentent les points issus de l’analyse de l’émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  tandis que les points représentent ceux issus de l’analyse de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$ . La courbe en tirets montre le meilleur ajustement par un modèle de loi de puissance en laissant l’indice en paramètre libre.

## D.2 L1521F

Situé à une distance de 140 pc, L1521F (ou MC27) qui était à l'origine classé comme un cœur évolué sans étoiles (Codella et al. 1997; Onishi et al. 1999; Crapsi et al. 2004), est l'un des corps les plus denses du nuage du Taureau. L'émission de la raie moléculaire  $\text{HCO}^+$  montrant une densité centrale élevée et une signature asymétrique typique de l'effondrement suggère que la source se trouve aux premiers stades de l'effondrement gravitationnel (Onishi et al. 1999). Sa très faible luminosité ( $L_{\text{bol}} < 0.04$ , Maury et al. (2019), Ladjelate et al., en préparation) indique que L1521F fait partie des plus jeunes pro-étoiles de Classe 0 connues (André et al. 2000, voir figure 3.2), elle pourrait donc encore préserver ses conditions initiales de formation (Bourke et al. 2006; Terebey et al. 2009). Les émissions  $\text{N}_2\text{H}^+$  et  $\text{NH}_3$  issues d'observations VLA détectent une structure aplatie perpendiculaire aux jets/flots (Tobin et al. 2010). Podio+CALYPSO (en préparation) détectent deux jets collimatés bien que leur association avec la source reste incertaine. Ces deux jets sont aussi détectés par Takahashi et al. (2013). Seul le premier jet avec un angle de  $240^\circ$  a été utilisée dans cette étude de la cinématique (Podio+CALYPSO, en préparation; voir table 3.1). De récentes observations ALMA de l'émission moléculaire  $^{12}\text{CO}$  ont montré un clair gradient de vitesse dans le plan équatorial compatible avec la présence d'un disque de rayon  $\sim 10$  au autour d'un embryon stellaire de  $\sim 0.2 M_\odot$  (Tokuda et al. 2017).

La figure D.6 montre les cartes d'intensité intégrée obtenues pour la source L1521F à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . On remarque que l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  à partir des observations combinées présente une structure allongée perpendiculaire à l'axe des jets/flots en accord avec celle observée par Tobin et al. (2010). On remarque également que l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des observations PdBI n'est que partiellement détectée. Le maximum d'émission ne correspond pas à la position d'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par Maury et al. (2019) (voir table 3.1 et figure D.7). Cette émission est cohérente avec l'existence d'un deuxième corps très dense et sans étoile MMS-2 (RA :  $4^{\text{h}}28^{\text{m}}38^{\text{s}}.89$ , Dec. :  $26^\circ51'33''.9$ ) détecté par des observations ALMA de l'émission continue des poussières et de la molécule  $\text{H}^{13}\text{CO}$  (3–2) (Tokuda et al. 2014). La proto-étoile L1521F n'est pas résolue spatialement par l'émission  $\text{H}^{13}\text{CO}$  (3–2) mais un clair gradient de vitesse est observé le long de l'axe nord-ouest sud-est à grandes échelles (Tokuda et al. 2014). L'absence de gradient de vitesse aux petites échelles ( $r < 2000$  au) a été interprété comme due à la faible température moyenne de la poussière  $T \sim 10\text{K}$  (Tokuda et al. 2014, 2016) qui n'est pas suffisante pour exciter les molécules à haute densité.

La figure D.2 montre les cartes de vitesse centroïde obtenues à partir des données CALYPSO. Seule l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données 30m montre un gradient de vitesse organisé aux rayons  $\sim 2800$  au dont l'orientation moyenne ( $\Theta \sim -8^\circ$ ) est cohérente avec la direction du plan équatorial supposée perpendiculaire aux jets/flots bipolaires (voir table 3.1). Ce gradient de vitesse est en accord avec celui observé précédemment par Tokuda et al. (2014). On remarque cependant que l'intensité intégrée de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données 30m ne trace pas l'enveloppe mais une structure plus diffuse. On peut également noter que le gradient est aligné avec la structure allongée observée dans la carte combinée de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$ .

Le diagramme PV de cette source construit à partir de ce gradient est montré en figure D.9. L'ajustement du diagramme PV montre un indice de loi de puissance proche de 0 (voir table 4.10). Le  $\chi^2$  réduit obtenu est très faibles ( $\sim 0.1$ , voir table 4.10). L'erreur sur l'indice de l'ajustement est donc sous-estimée et supérieure à 0.1. De plus, on note qu'il n'y a que 4 points de mesures pour contraindre les deux paramètres libres du modèle car aucun gradient n'est observé dans le plan équatorial aux échelles  $r < 1000$  au (voir figure D.8). Ce profil plat ( $v_{\text{rot}} \sim \text{constante}$ ) met donc en évidence des mouvements de rotation différentielle de l'enveloppe avec une vitesse angulaire  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r} \propto r^{-1}$ .

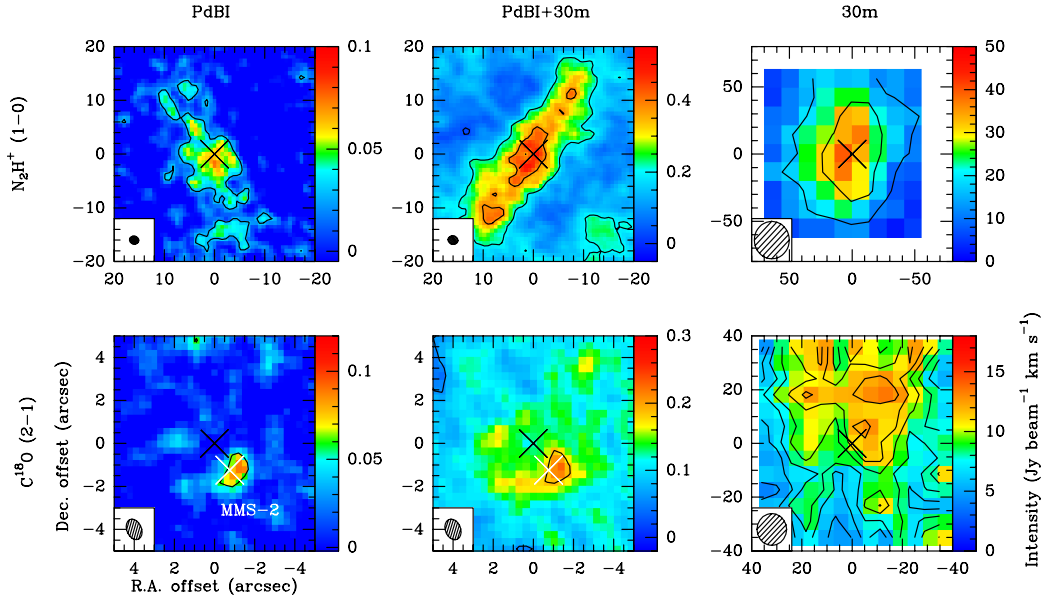


FIGURE D.6 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1521F. Voir la légende de la figure D.1.

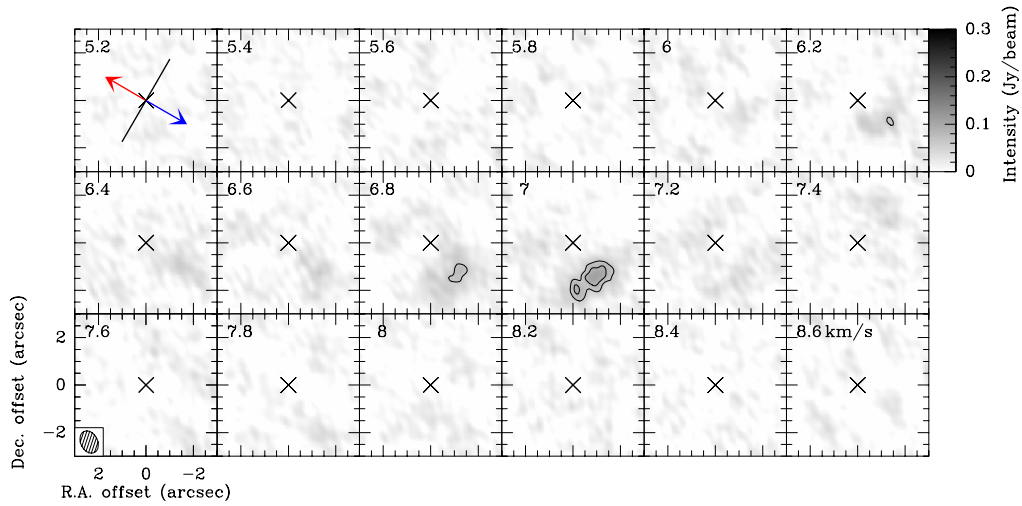


FIGURE D.7 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1521F. Voir la légende de la figure D.3.

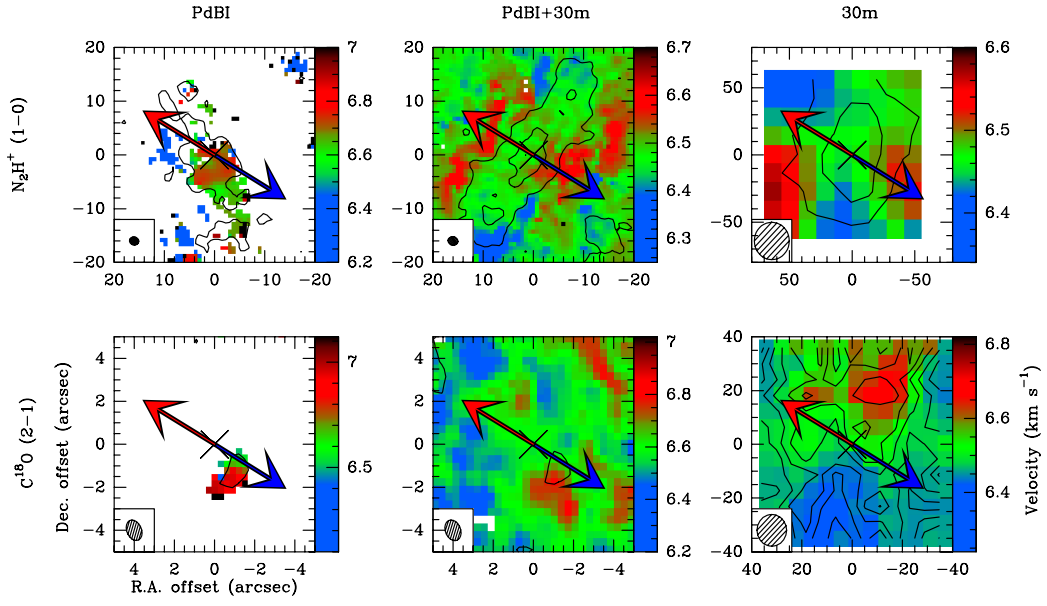


FIGURE D.8 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1521F. Voir la légende de la figure D.2.

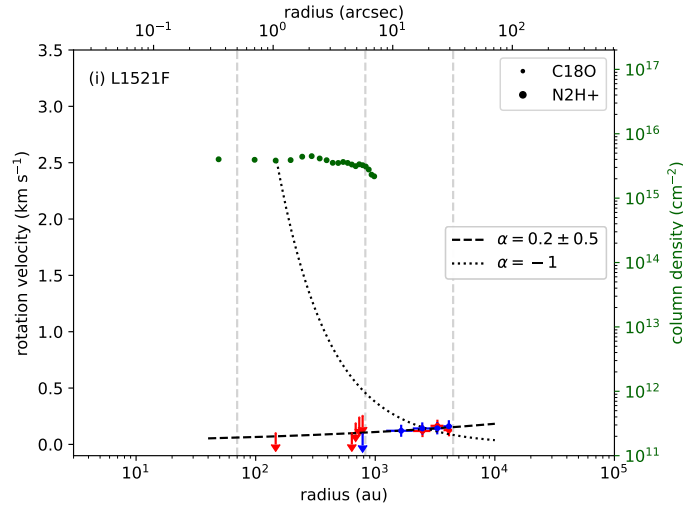


FIGURE D.9 – Diagramme position-vitesse de la source L1521F. Voir légende de la figure D.4.

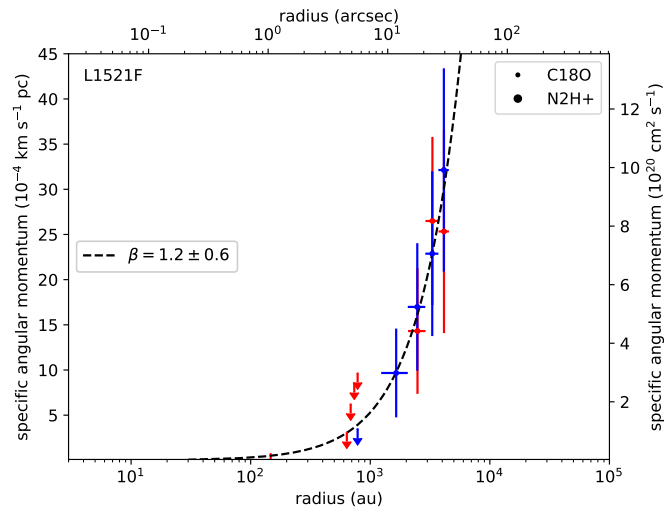


FIGURE D.10 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1521F. Voir la légende de la figure D.5. La courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.

### D.3 L1527

Située dans le nuage moléculaire du Taureau à une distance de 140 pc, L1527 est la plus proche proto-étoile de Classe 0/I présentant un candidat disque proto-stellaire avec un rayon de 50–90 au autour d’un embryon stellaire de 0.2–0.3  $M_{\odot}$  (Tobin et al. 2012b; Ohashi et al. 2014). Une récente étude de Aso et al. (2017) contraint le rayon du disque à 74 au et la masse de l’embryon central à 0.45  $M_{\odot}$ . La masse de l’embryon est très proche de celle de l’enveloppe ( $\sim 1 M_{\odot}$ ), ce qui situe la source à la frontière entre les phases Classe 0 et Classe I (voir figure 3.2). Cette source est une cible idéale pour l’étude de la cinématique de l’enveloppe/disque à haute résolution angulaire car elle est vue presque de côté, avec un angle  $\sim 90^{\circ}$  par rapport au plan du ciel (Ohashi et al. 1997b). La source serait également enfouie dans un filament avec un angle  $PA \sim 135^{\circ}$  (Marsch+HGBS, en préparation).

Les figures D.11 et D.12 montrent respectivement les cartes d’intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour la source L1527 à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . Les cartes de vitesse de l’émission  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  à partir des données PdBI et combinées montrent un clair gradient de vitesse le long de l’axe nord-sud conforme à ceux observés en  $C^{18}O$  avec CARMA, SMA et ALMA (Tobin et al. 2012b; Yen et al. 2013, 2015b; Ohashi et al. 2014). Les orientations de ces gradients sont comprises entre  $-9^{\circ} < \Theta < 26^{\circ}$ , ce qui correspond à la direction du plan équatorial, supposée perpendiculaire aux jets/flots bipolaires (voir table 3.1 et figure D.12). Les émissions 30m de  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  aux échelles  $r \sim 3000$ –5000 au montrent, en revanche, un gradient de vitesse le long de l’axe est-ouest opposé à la direction des jets/flots bipolaires, avec une orientation de  $113$ – $123^{\circ}$  (voir table 4.3 et figure D.12).

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés à  $r < 3000$  au est montré en figure D.14. L’ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec l’indice attendu pour une enveloppe en rotation et en effondrement aux échelles  $\geq 45$  au ( $\alpha \sim -1.1$ , voir table 4.10). Ce résultat est en accord avec les études de Yen et al. (2013) et Ohashi et al. (2014) qui ont respectivement trouvé des indices  $\alpha \sim -1$  et  $\alpha \sim -1.2$  sur des échelles de 40–500 au et 100–1500 au à partir d’observations SMA et ALMA de l’émission  $C^{18}O$ . L’étude d’Ohashi et al. (2014) permet de contraindre le moment cinétique entre 100 et 1600 au à  $j \sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ . Cette valeur est parfaitement en accord avec la distribution radiale du moment cinétique de l’enveloppe de l’étude CALYPSO (voir figure D.15 et section 5.1).

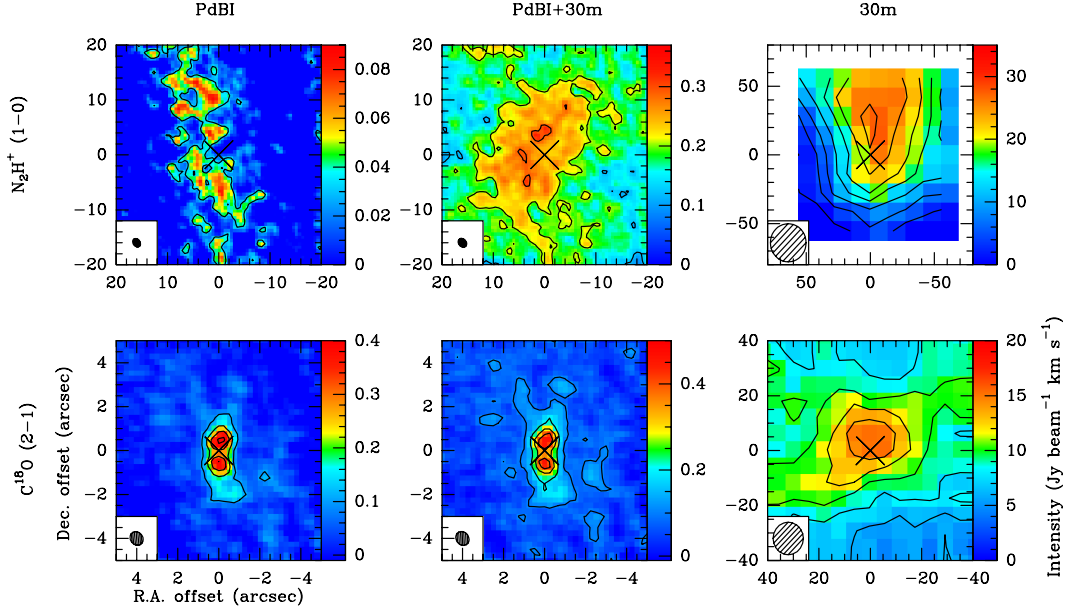


FIGURE D.11 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1527. Voir la légende de la figure D.1.

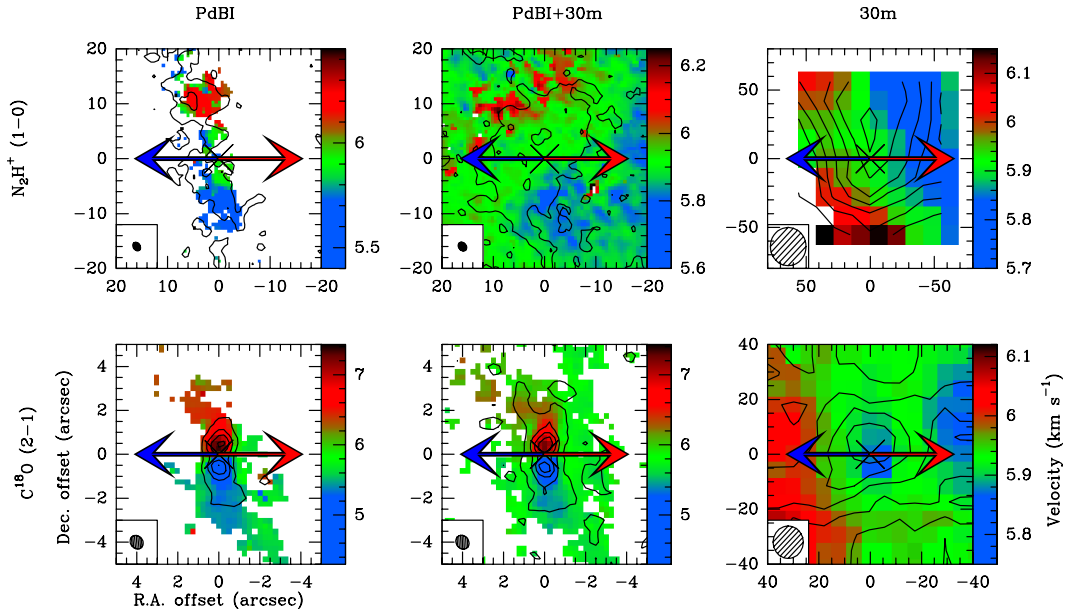


FIGURE D.12 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1527. Voir la légende de la figure D.2.



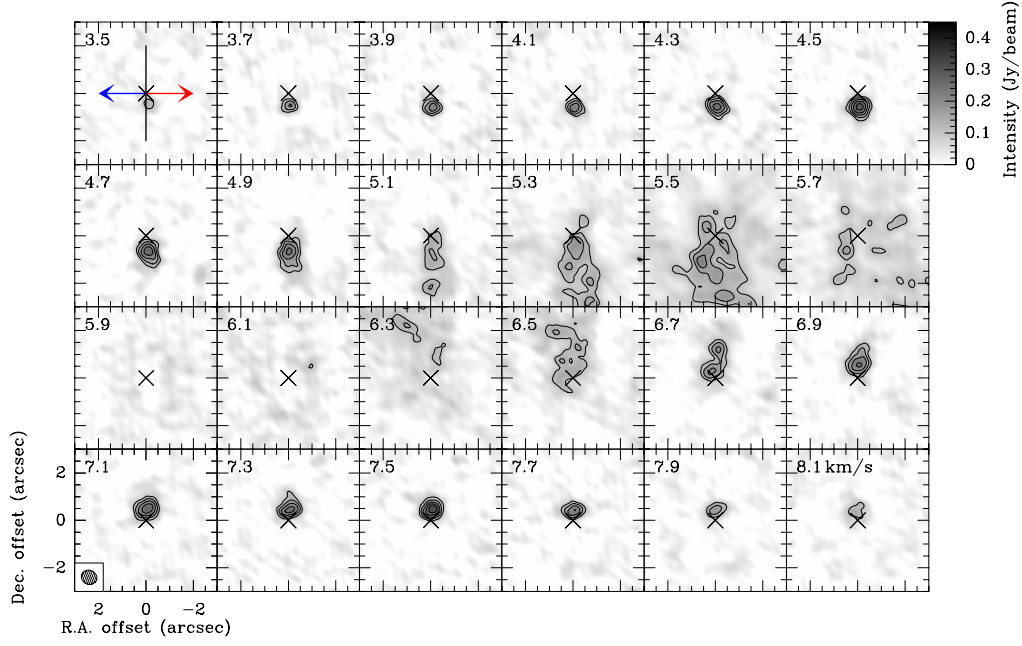


FIGURE D.13 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1527. Voir la légende de la figure D.3.

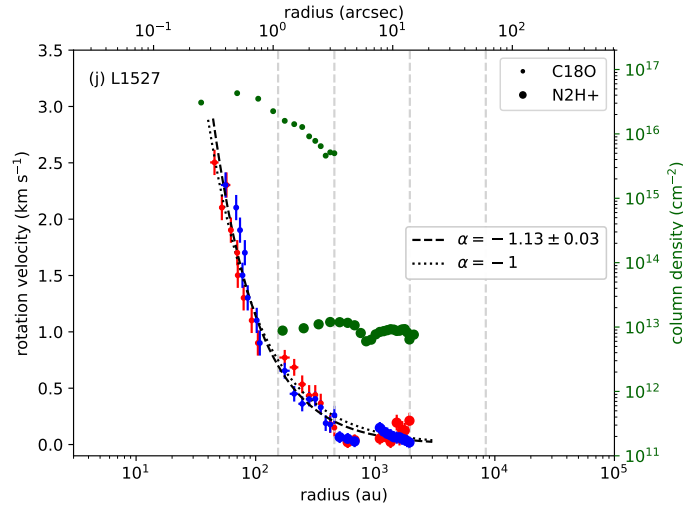


FIGURE D.14 – Diagramme position-vitesse de la source L1527. Voir la légende de la figure D.4.

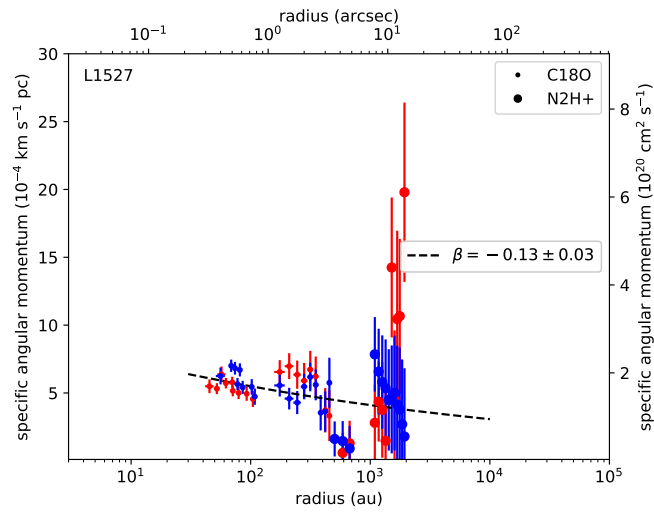


FIGURE D.15 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1527. Voir la légende de la figure D.5. La courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.

## D.4 GF9-2

La source GF9-2 est située dans le nuage filamentaire GF9-2 (ou LDN 1082, L1082C dans [Benson & Myers 1989](#), GF9-Core dans [Ciardi et al. 2000](#)) à une distance de 200 pc ([Wiesemeyer 1997](#); [Wiesemeyer et al. 1998](#)). Pour cette étude, on a adopté cette distance mais elle reste très incertaine car quelques études estiment une distance plus grande entre 440-470 pc ([Viotti 1969](#); C. Zucker, communication privée) et 900 pc ([Reid et al. 2016](#)). De par sa faible luminosité ( $0.3 L_{\odot}$  [Wiesemeyer 1997](#)), GF9-2 a été catalogué comme un objet de transition entre la phase pré-stellaire et la phase Classe 0 ([Wiesemeyer et al. 1999](#)), ce qui ferait de cette proto-étoile la plus jeune source de l'échantillon. Elle conserverait donc les conditions initiales de son effondrement gravitationnel car l'embryon central ne possède pas de puissant flot bipolaire ([Furuya et al. 2006](#)). Podio+CALYPSO (en préparation) détectent pour la première fois le jet de cette source avec un angle de  $0^{\circ}$  dans le plan du ciel (voir table 3.1).

Les figures D.16 et D.17 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour la source L1527 à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . Les données CALYPSO permettent de contraindre la cinématique de cette source aux échelles de l'enveloppe pour la première fois. Seules les cartes PdBI et combinées de l'émission  $C^{18}O$  montrent un gradient de vitesse associé au plan équatorial de la source avec un angle compris entre  $-160^{\circ} < \Theta < -130^{\circ}$  (voir table 4.3). L'intensité intégrée  $N_2H^+$  dans les données 30m trace la structure filamentaire autour de la source.

Le diagramme PV construit à partir des données PdBI et combinées de l'émission  $C^{18}O$  est montré en figure D.19. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $\alpha \sim -0.8$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre 70–1000 au (voir figure D.5 et section 5.1).

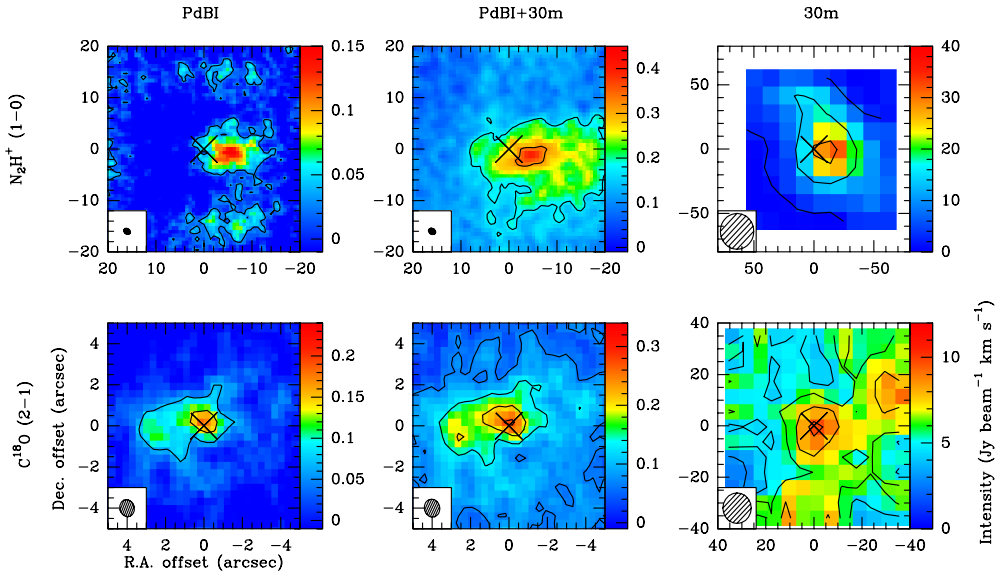


FIGURE D.16 – Cartes d'intensité intégrée de la source GF9-2. Voir la légende de la figure D.1.

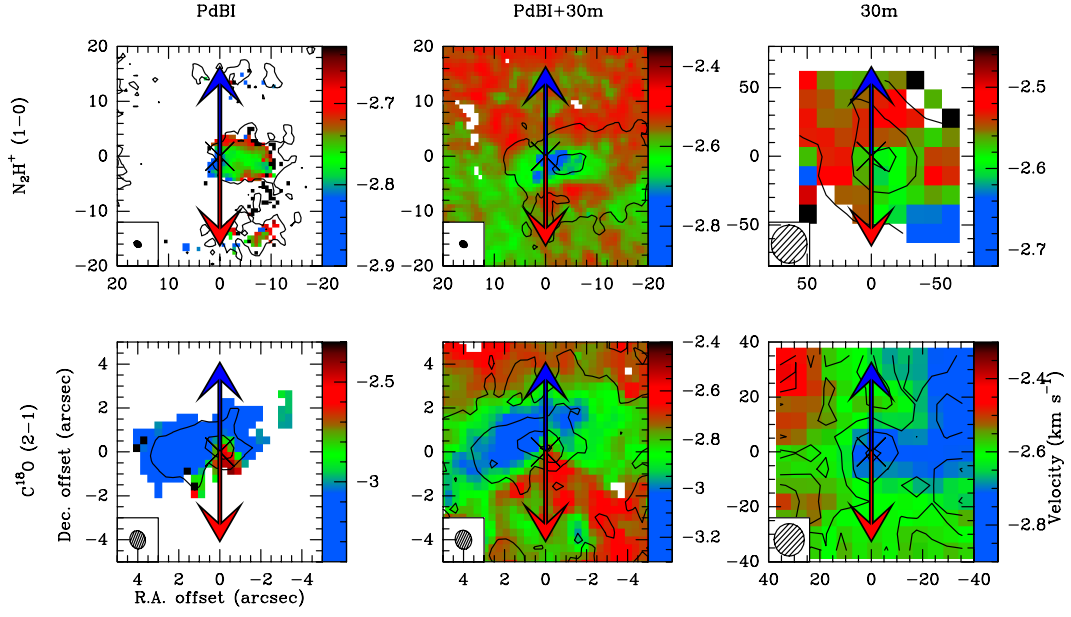


FIGURE D.17 – Cartes de vitesse centroïde de la source GF9-2. Voir la légende de la figure D.2.

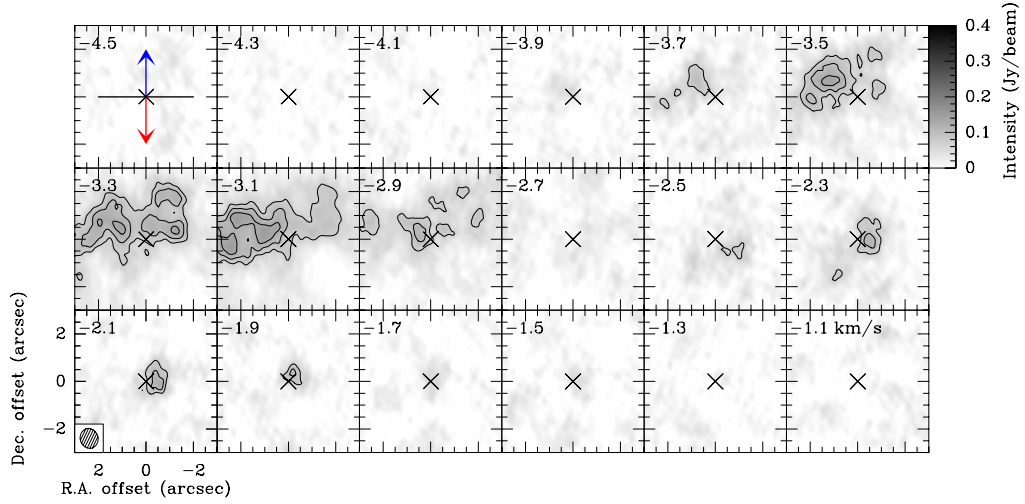


FIGURE D.18 – Carte d'intensité de l'émission  $C^{18}O$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source GF9-2. Voir la légende de la figure D.3.

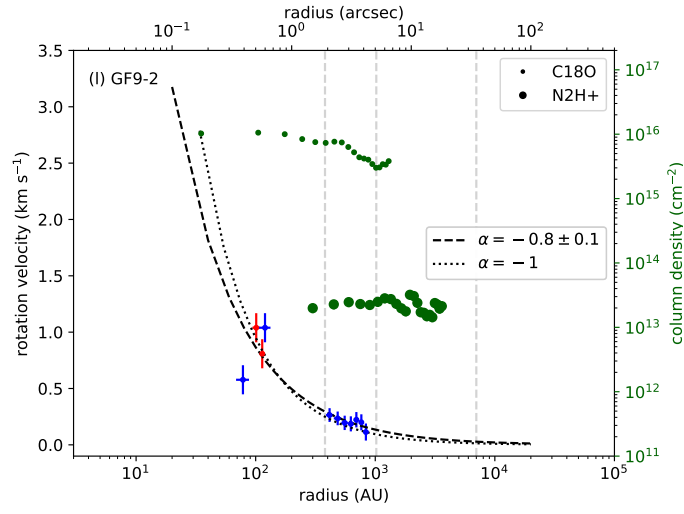


FIGURE D.19 – Diagramme position-vitesse de la source GF9-2. Voir la légende de la figure D.4.

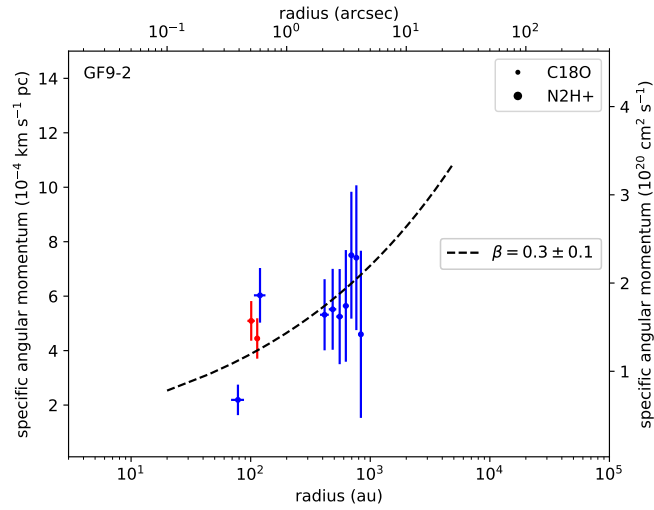


FIGURE D.20 – Distribution radiale du moment cinétique de la source GF9-2. Voir la légende de la figure D.5.

## D.5 L1448-2A

L1448-2A (aussi connu sous le nom de L1448-IRS2 ou Per-emb-22) est une proto-étoile de Classe 0 localisée dans le complexe L1448 du nuage moléculaire de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Des cartes d'émission CO à haute vitesse ont montré la présence d'un flot bipolaire dans la direction nord-ouest sud-est (O'Linger et al. 1999). Un autre étude de Wolf-Chase et al. (2000) suggère que la source est en fait à l'origine de flots bipolaires distincts, signature de la présence d'un système binaire. Des observations avec le VLA ont confirmé que la source L1448-2A est un système binaire distant de 170 au (Tobin et al. 2016b). Les observations CALYPSO mettent aussi en évidence ce système binaire avec une séparation d'environ 180 au (Maury et al. 2019). Podio+CALYPSO (en préparation) reportent deux valeurs d'angle ( $+63^\circ$  (bleu),  $+140^\circ$  (rouge), voir table 3.1) car les cavités des flots rouge et bleu observé ne sont pas alignées.

Les figures D.21 et D.22 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . L'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI ne culmine pas sur la proto-étoile principale A1 mais au milieu du système binaire (voir figure D.21). C'est pourquoi, les cartes ont systématiquement été centrées sur la position moyenne entre les deux binaires A1 et A2 (RA :  $03^h25^m22^s.380$ , Dec. :  $30^\circ45'13''.21$ ) pour l'étude de la cinématique dans l'enveloppe proto-stellaire de L1448-2A.

Les gradients observés dans les cartes PdBI et combinées de l'émission  $C^{18}O$  ont une orientation comprise entre  $99^\circ \leq \Theta \leq 107^\circ$ , c'est-à-dire qu'ils montrent une différence  $>60^\circ$  par rapport au plan équatorial (voir table 4.3). Ces gradients sont donc être une composition de la cinématique des jets/flots bipolaires et/ou du système binaires avec la cinématique de l'enveloppe le long du plan équatorial (voir table 4.3 et figure D.22). L'émission PdBI de  $N_2H^+$  montre un gradient en sens inverse ( $\Theta \sim -87^\circ$ , voir table 4.3) par rapport à celui observé en  $C^{18}O$ . L'émission combinée quant à elle ne montre pas un gradient organisé de part et d'autre de la position de la source. Ce gradient semble donc provenir d'une contamination extérieure. Les émissions 30m de  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$  aux échelles  $>4500$  au montrent, en revanche, un gradient de vitesse le long de l'axe nord-ouest sud-est avec une orientation de  $-14^\circ$  à  $-8^\circ$ , opposé à la direction des jets/flots bipolaires (voir table 4.3 et figure D.22). On remarque également que l'intensité intégrée à ces échelles trace une structure allongée d'est en ouest qui pourrait être compatible avec une partie du filament.

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés à  $r < 1000$  au est montré en figure D.24. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec l'indice attendu pour une enveloppe en rotation et en effondrement aux échelles  $\geq 50$  au ( $\alpha \sim -0.9$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre 50–1000 au (voir figure D.25 et section 5.1).

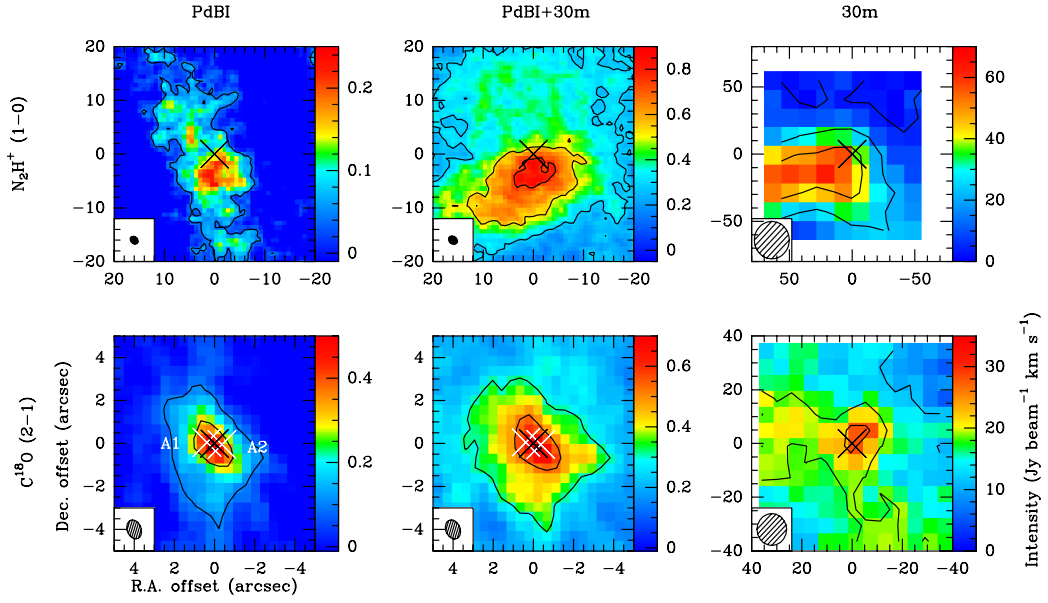


FIGURE D.21 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1448-2A. Voir la légende de la figure D.1. Les croix blanches représentent les positions des proto-étoiles A1 et A2 qui composent le système binaire L1448-2A.

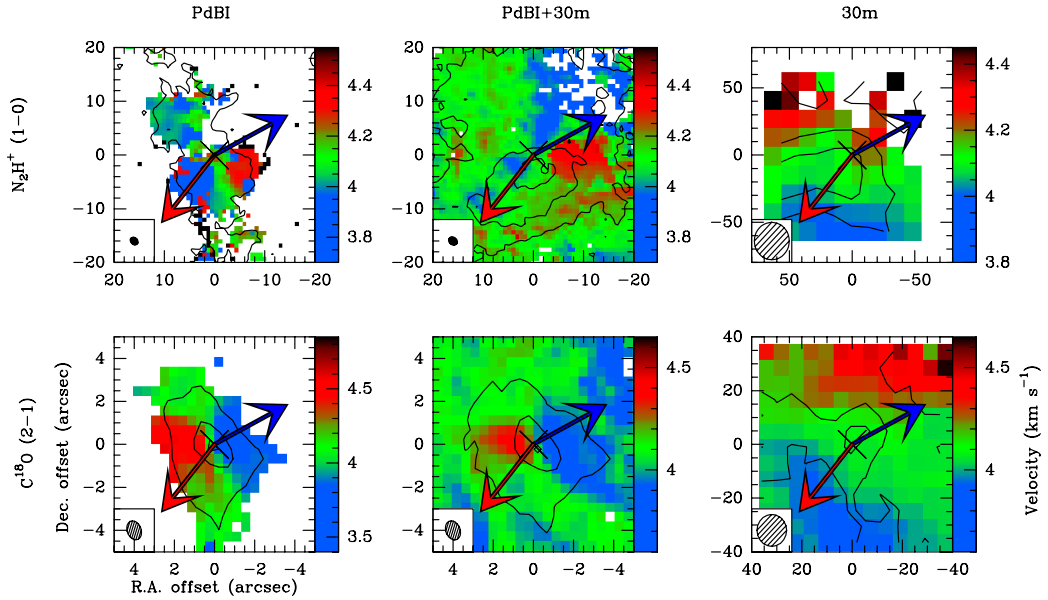


FIGURE D.22 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1448-2A. Voir la légende de la figure D.2.

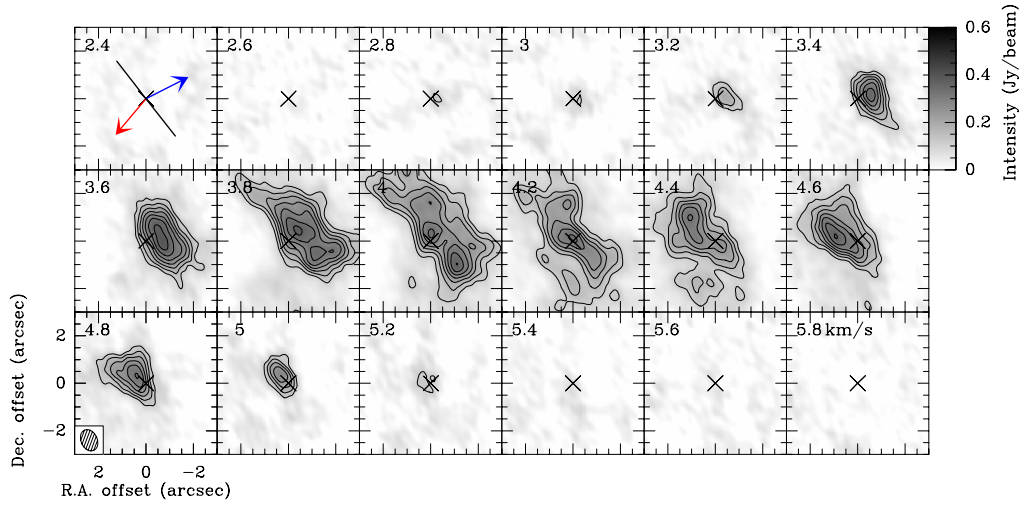


FIGURE D.23 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1448-2A. Voir la légende de la figure D.3.

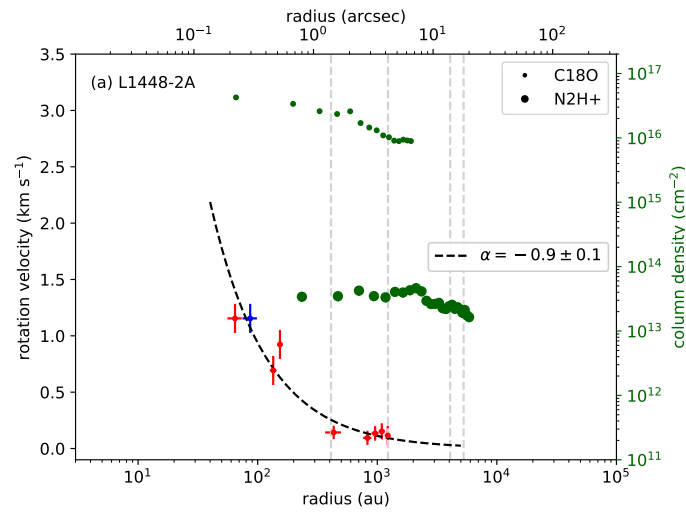


FIGURE D.24 – Diagramme position-vitesse de la source L1448-2A. Voir légende de la figure D.4.



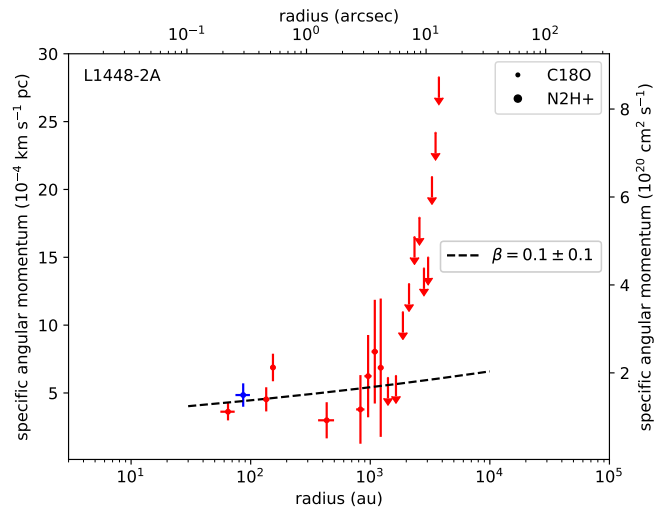


FIGURE D.25 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-2A. Voir la légende de la figure D.5.

## D.6 L1448-NB

La proto-étoile de Classe 0 L1448-NB (ou L1448-IRS3) est située dans le complexe L1448 du nuage moléculaire de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Cette source fait partie d'un système multiple étendu : L1448-NA, L1448-NB et L1448-NC. Les sources NA et NB sont séparées par 1700 au tandis que NB et NC sont distantes de 4900 au (Maury et al. 2019). La source L1448-NB est également un système binaire dont les sources sont distantes d'environ 140 au (Maury et al. 2019). Des observations ALMA à 1.3 mm d'une résolution angulaire de  $0.2''$  ont montré que la source est en fait un système de trois proto-étoiles avec des binaires séparées de  $\sim 60$  au et un troisième corps séparé de 180 au des autres (Tobin et al. 2016a).

Les figures D.26 et D.27 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . L'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI ne culmine pas sur la proto-étoile principale NB1 mais sur la position de la binaire secondaire NB2 détectée par Maury et al. (2019) (voir figure D.26). C'est pourquoi, les cartes ont systématiquement été centrées sur la position de la binaire NB2 (RA :  $03^h25^m36^s.315$ , Dec. :  $30^\circ45'15''.15$ ) pour l'étude de la cinématique dans l'enveloppe proto-stellaire de L1448-NB.

Les cartes de vitesse de l'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI et combinées montrent un gradient de vitesse le long de l'axe nord-est sud-ouest avec une orientation  $\Theta \sim 50^\circ$ , c'est-à-dire une différence d'angle de  $40^\circ$  par rapport au plan équatorial (voir figure D.27 et table 4.3). Ces gradients semblent donc être une composition entre la cinématique des jets/flots bipolaires et celle de l'enveloppe le long du plan équatorial. Ils sont en accord avec ceux observés à partir d'observations SMA de l'émission  $C^{18}O$  par Lee et al. (2015) et Yen et al. (2015a). La carte de vitesse  $C^{18}O$  à partir des données 30m ainsi que les cartes de vitesse  $N_2H^+$  montrent des gradients de vitesse organisés mais alignés avec l'axe des jets/flots bipolaires aux échelles  $r \sim 2000$  au. Ils forment un angle compris entre  $64 \leq \Delta\Theta \leq 90^\circ$  par rapport au plan équatorial (voir figure D.27 et table 4.3). Ils semblent donc que ces gradients soient dominés non pas par la cinématique de l'enveloppe le long du plan équatorial mais plutôt par la cinématique des jets/flots bipolaires ou par celle d'une contamination extérieure à grandes échelles.

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés à  $r < 2000$  au est montré en figure D.29. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec l'indice attendu pour une enveloppe en rotation et en effondrement aux échelles  $\geq 100$  au ( $\alpha \sim -0.9$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre 100–2000 au (voir figure D.30 et section 5.1).

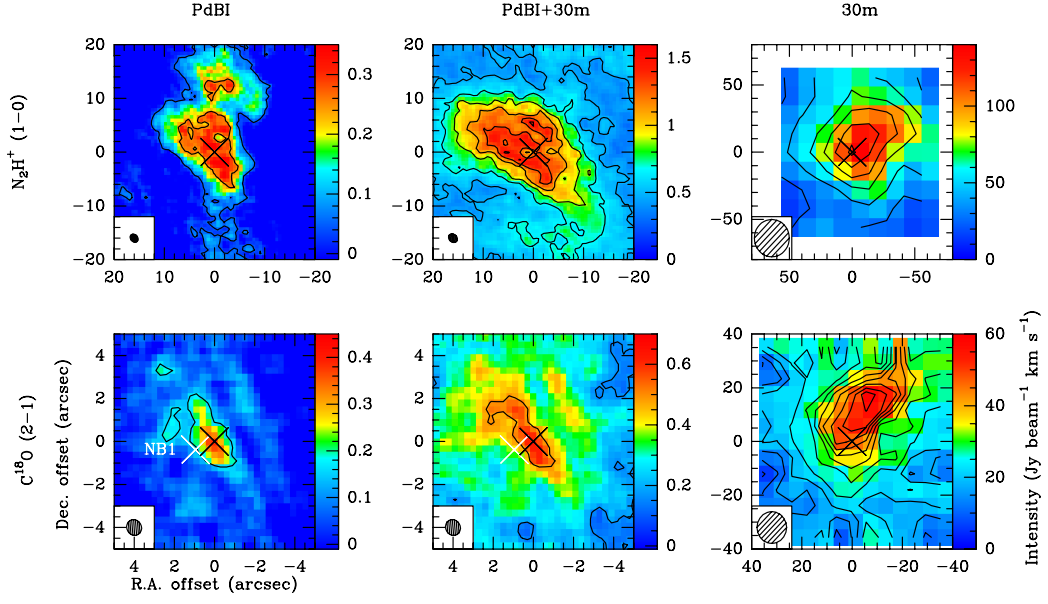


FIGURE D.26 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1448-NB. Voir la légende de la figure D.1. La croix blanche représente la position de la proto-étoile NB1 du système binaire L1448-NB.

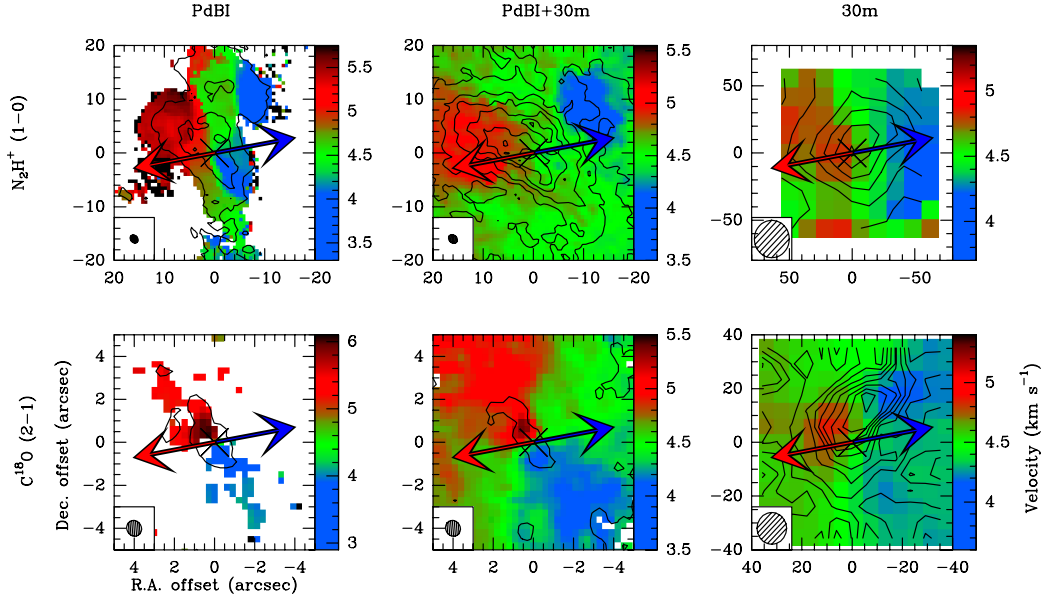


FIGURE D.27 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1448-NB. Voir la légende de la figure D.2.

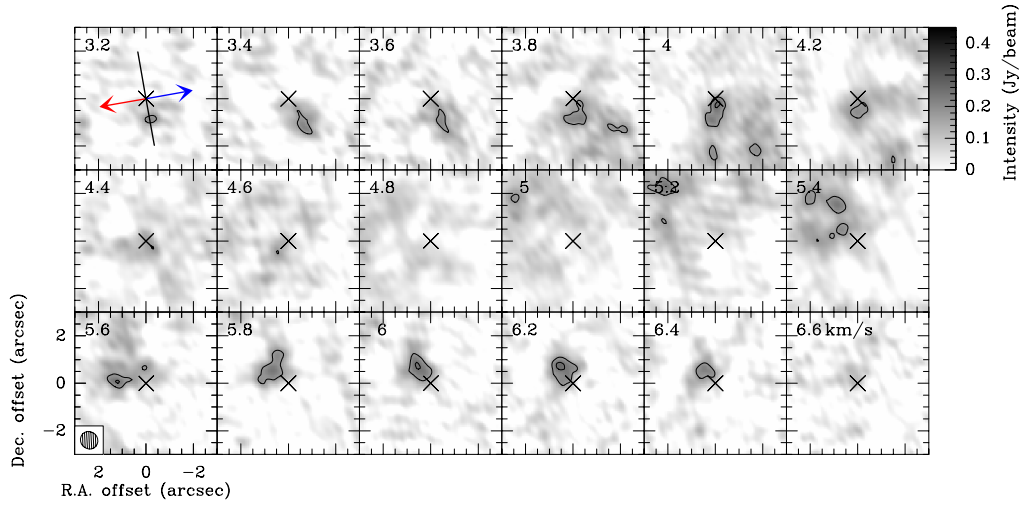


FIGURE D.28 – Carte d’intensité de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1448-NB. Voir la légende de la figure D.3.

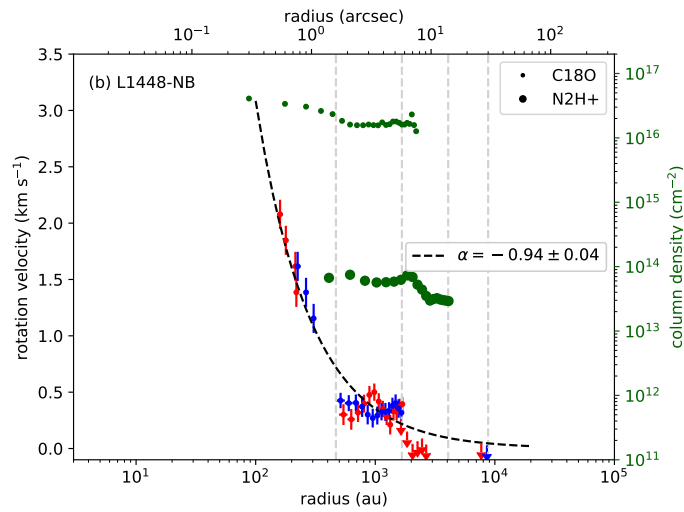


FIGURE D.29 – Diagramme position-vitesse de la source L1448-NB. Voir légende de la figure D.4.

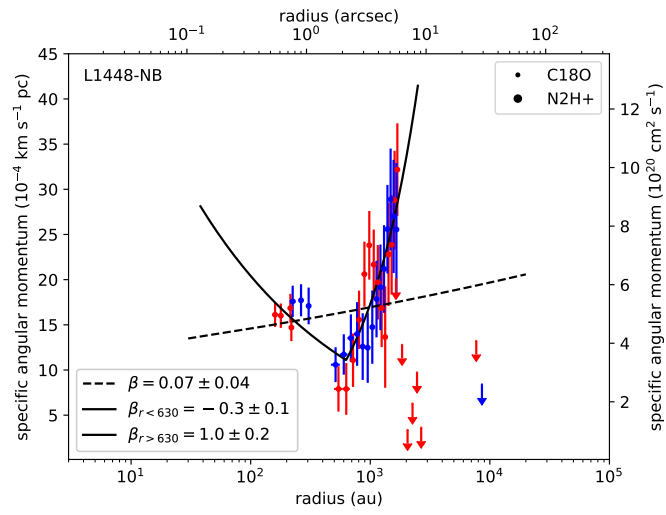


FIGURE D.30 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-NB. Voir la légende de la figure D.5. La courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.

## D.7 L1448-C

L'objet L1448-C (ou L1448-mm) est localisé dans le nuage moléculaire Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Il fût d'abord détecté comme une source radio à 2 cm (Curiel et al. 1990) associée à une forte émission continue des poussières en millimétriques (Bachiller et al. 1991). Cette proto-étoile de Classe 0 (Barsony et al. 1998) possède un flot bipolaire puissant ( $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$ ) et très collimaté (Bachiller et al. 1990; Guilloteau et al. 1992; Bachiller et al. 1995; Hirano et al. 2010). Podio+CALYPSO (en préparation) estiment l'angle de ce flot dans le plan du ciel à  $\text{PA} = -17^\circ$  (voir table 3.1). Maret+CALYPSO (en préparation) détectent pour la première fois des indices de rotation képlérienne aux échelles  $r \lesssim 100$  au de l'enveloppe (voir chapitre 3, 3.4.3).

Les figures D.31 et D.32 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Les cartes de vitesse de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données PdBI et combinées montrent un gradient de vitesse le long de l'axe nord-est sud-ouest avec un angle  $\Delta\Theta \leq 30^\circ$  par rapport au plan équatorial (voir table 4.3). Ce gradient est en accord avec celui détecté dans des observations SMA de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  (Yen et al. 2013, 2015b). La carte 30m ne montre quant à elle aucun gradient de vitesse (voir figure D.32). Les cartes de vitesse en  $\text{N}_2\text{H}^+$  montrent de clairs gradients de vitesse avec une orientation cohérente avec l'axe des jets/flots bipolaires ( $\Theta \geq 152^\circ$ , voir table 4.3). On voit cependant un faible gradient le long du plan équatorial. La cinématique semblent être dominée par les jets/flots bipolaires ou par une contamination extérieure à partir des échelles  $> 1500$  au. Curiel et al. (1999) avaient interprété la présence d'un gradient le long du plan équatorial et d'un gradient à plus grandes échelles le long des jets/flots comme une suggestion que l'enveloppe se contracterait et tournerait à des vitesses comparables.

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés à  $r < 4000$  au est montré en figure D.34. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $\alpha \sim -0.4$ , voir table 4.10). Yen et al. (2013) avaient obtenu un indice  $\alpha \sim -1$  sur des échelles de 100–3000 au à partir d'observations SMA. La différence d'indice peut s'expliquer par le fait que les données CALYPSO permettent de contraindre les échelles  $< 100$  au. Or la présence d'un disque képlérien aux échelles  $r \lesssim 200$  au (Maret+CALYPSO, en préparation) peut influencer l'indice obtenu bien que le diagramme PV construit ici ne permette pas de distinguer le changement de régime vers un régime képlérien à petites échelles.

La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe proto-stellaire de L1448-C est montrée en figure D.35 (voir section 5.1).

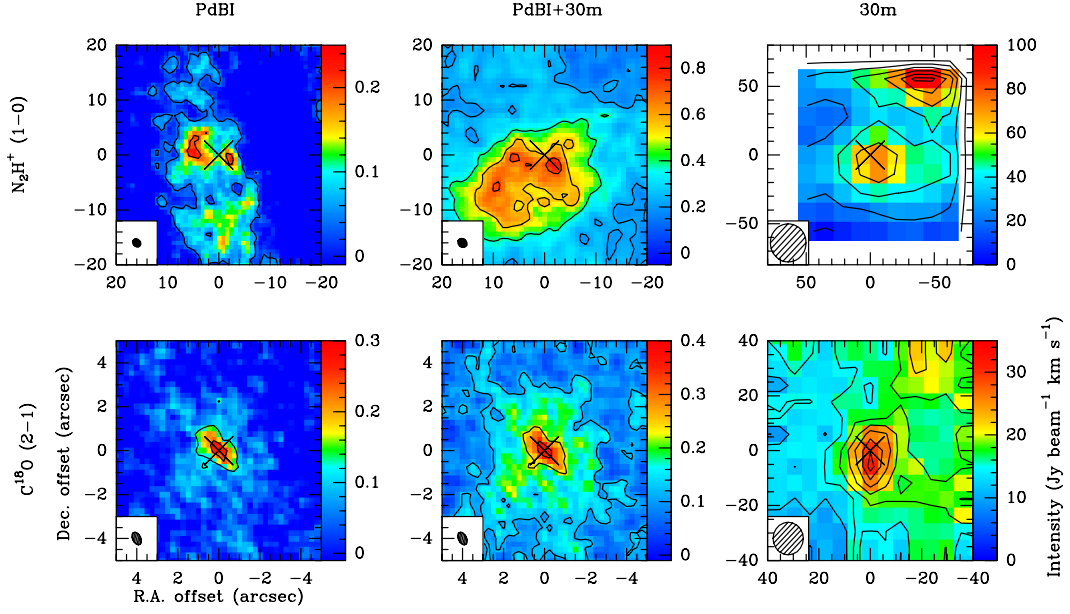


FIGURE D.31 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1448-C. Voir la légende de la figure D.1.

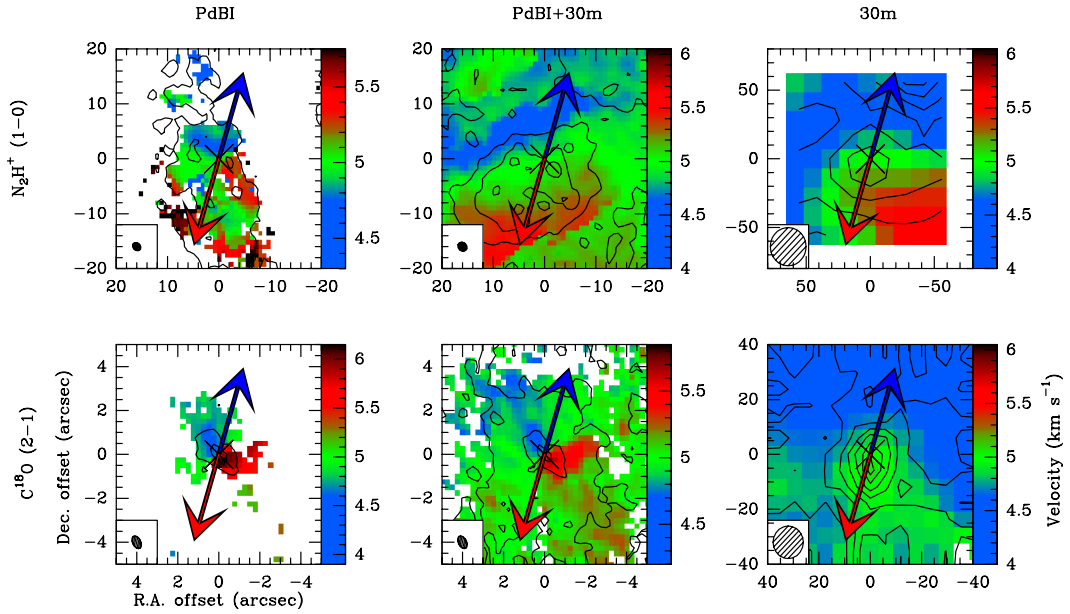


FIGURE D.32 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1448-C. Voir la légende de la figure D.2.

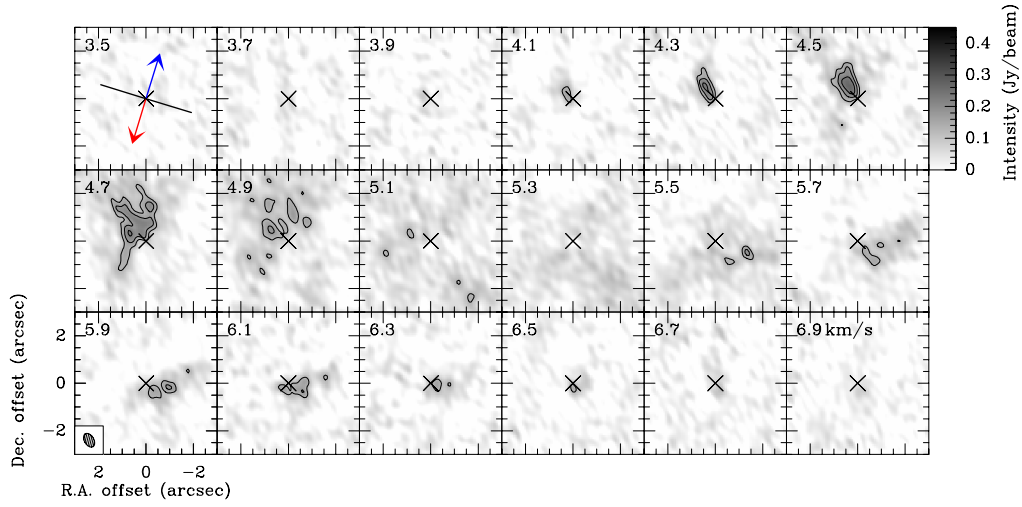


FIGURE D.33 – Carte d’intensité de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1448-C. Voir la légende de la figure D.3.

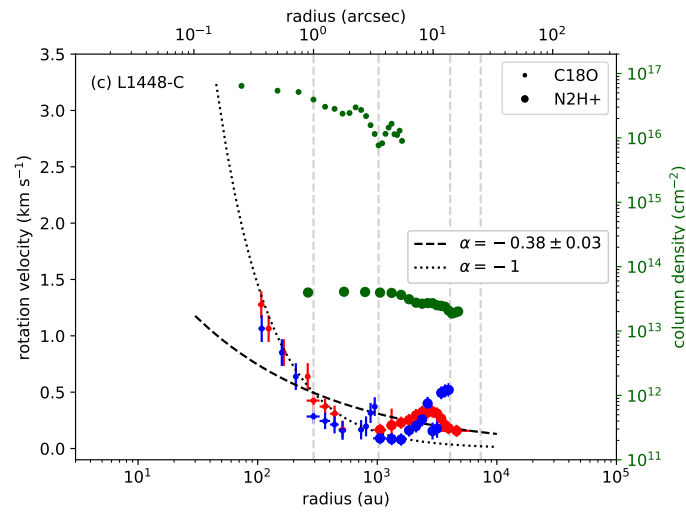


FIGURE D.34 – Diagramme position-vitesse de la source L1448-C. Voir légende de la figure D.4.



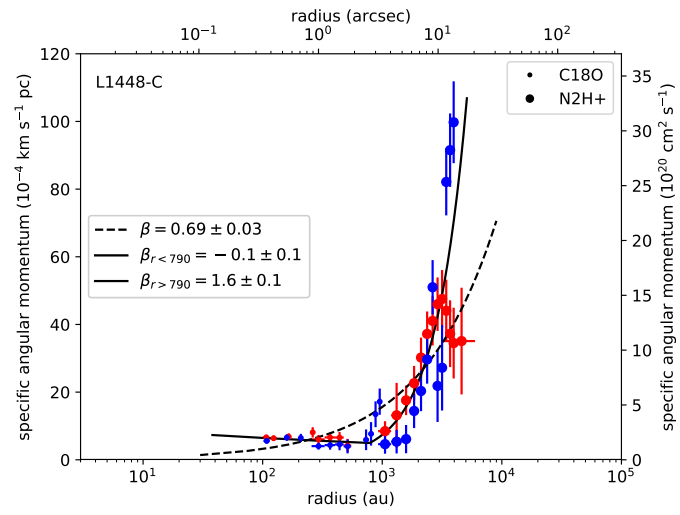


FIGURE D.35 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1448-C. Voir légende de la figure D.5. La courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.

## D.8 IRAS2A

La proto-étoile de Classe 0 IRAS2A (également connue sous le nom de NGC1333-IRAS2A) est située dans le nuage moléculaire NGC1333 du complexe de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Elle a été détectée via des observations de l'émission continue des poussières à  $450 \mu\text{m}$  et  $850 \mu\text{m}$  (Sandell et al. 1994; Sandell & Knee 2001) ainsi qu'à  $3 \text{ mm}$  (Jørgensen et al. 2004b). Des cartes d'émission CO ont montré la présence de deux flots bipolaires dans la direction nord-sud est-ouest (Knee & Sandell 2000), suggérant la présence d'un système binaire. Podio+CALYPSO (en préparation) détectent également les deux flots bipolaires et contraignent respectivement leurs directions dans le plan du ciel à  $\text{PA} = 205^\circ$  et à  $\text{PA} = -65^\circ$  (voir table 3.1). C'est cette première valeur qui a été utilisée dans cette étude de la cinématique. Des observations de l'émission continue des poussières avec le VLA ont permis de montrer qu'IRAS2A fait partie d'un système binaire proche ( $\sim 140 \text{ au}$ , Tobin et al. 2015). L'émission continue des poussières du programme CALYPSO ne permet pas de résoudre ce système binaire (Maury et al. 2019).

Des observations de l'émission  $\text{H}^{13}\text{CN}$  avec le SMA à une résolution angulaire  $< 1''$  ( $\sim 200 \text{ au}$ ) ne révèlent pas de gradient de vitesse organisé ou d'indice de mouvements képlériens (Brinch et al. 2009). Les observations de l'émission du méthanol dans le cadre du programme CALYPSO suggèrent la présence d'un faible gradient de vitesse orienté dans la direction perpendiculaire à l'axe des jets/flots bipolaires, compatible avec une faible rotation de l'enveloppe aux petites échelles (Maret et al. 2014).

Les figures D.36 et D.37 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et  $30\text{m}$  de CALYPSO pour les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Les cartes de vitesse de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données PdBI et combinées montrent des gradients de vitesse selon l'axe nord-est sud-ouest qui forment un angle  $\Delta\Theta \leq 20^\circ$  par rapport au plan équatorial (voir table 4.3). Ces gradients semblent dus à la rotation de l'enveloppe même s'ils sont légèrement contaminés par les jets/flots bipolaires ou le mouvement orbital du système binaire. Les cartes  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données  $30\text{m}$  ainsi que les cartes de vitesse de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  montrent un gradient de vitesse selon l'axe nord-ouest sud-est dont l'angle est compris entre  $20$  et  $-20^\circ$ . Ces gradients ne sont pas cohérents avec la cinématique de l'enveloppe mais semblent être la conséquence de mouvements à plus grandes échelles. De plus, l'intensité intégrée des deux traceurs à partir des données  $30\text{m}$  trace une structure filamentaire cohérente avec le filament dans lequel est enfouie l'enveloppe.

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés dans les cartes PdBI et combinées de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  est montré en figure D.39. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $\alpha \sim -0.7$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre  $100\text{--}1500 \text{ au}$  (voir figure D.40 et section 5.1).

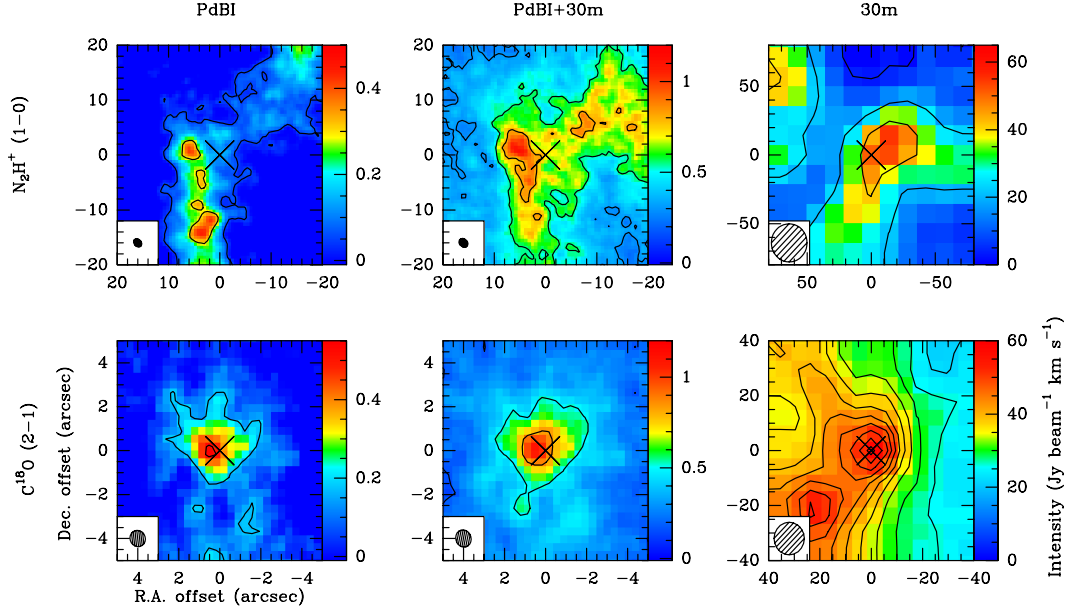


FIGURE D.36 – Cartes d'intensité intégrée de la source IRAS2A. Voir la légende de la figure D.1.

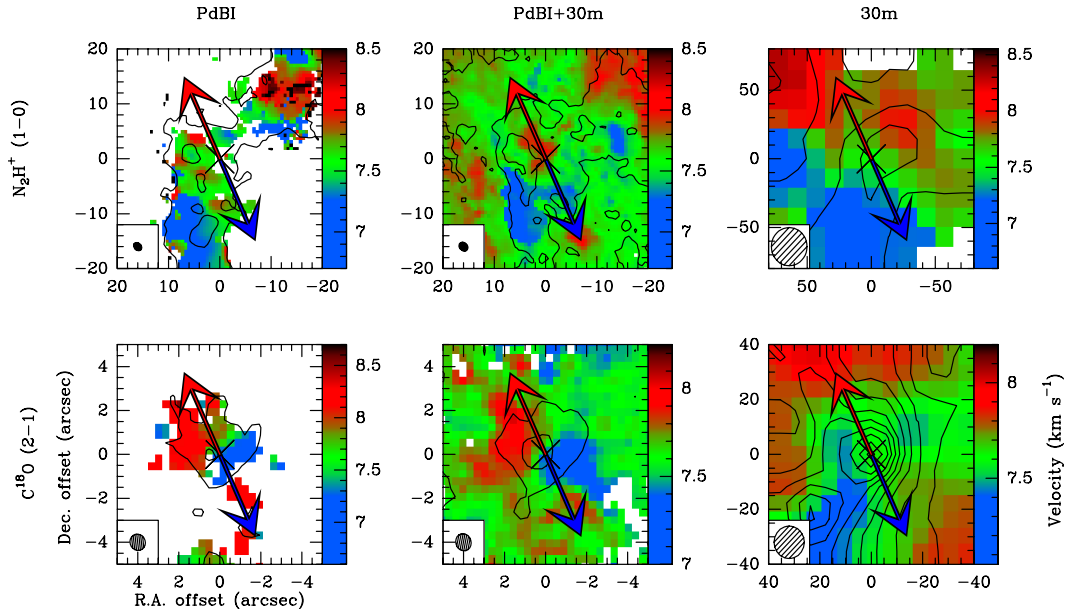


FIGURE D.37 – Cartes de vitesse centroïde de la source IRAS2A. Voir la légende de la figure D.2.

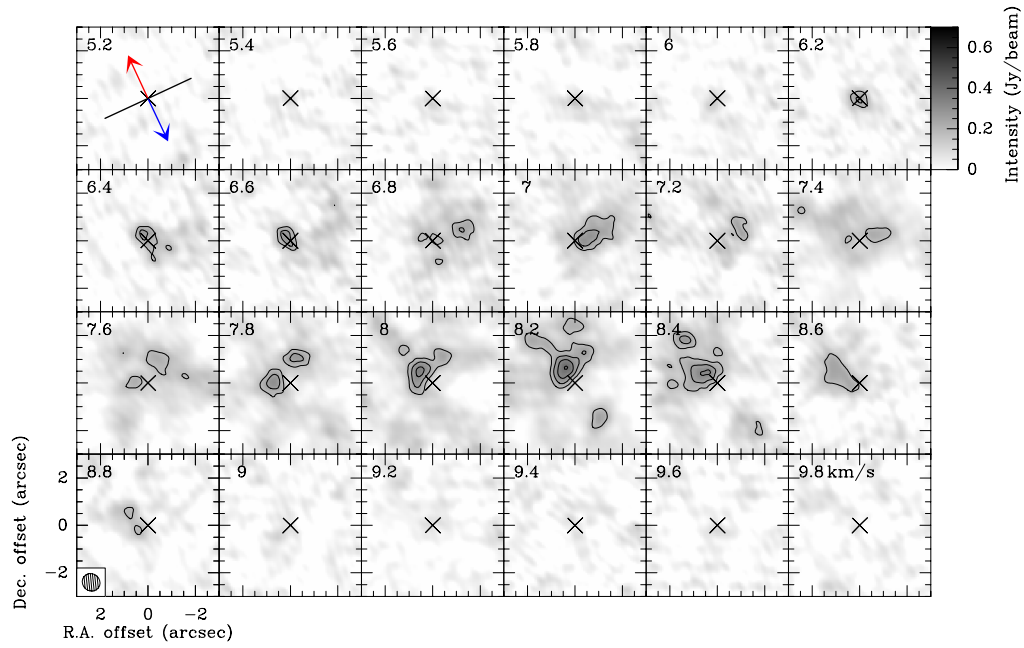


FIGURE D.38 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAS2A. Voir la légende de la figure D.3.

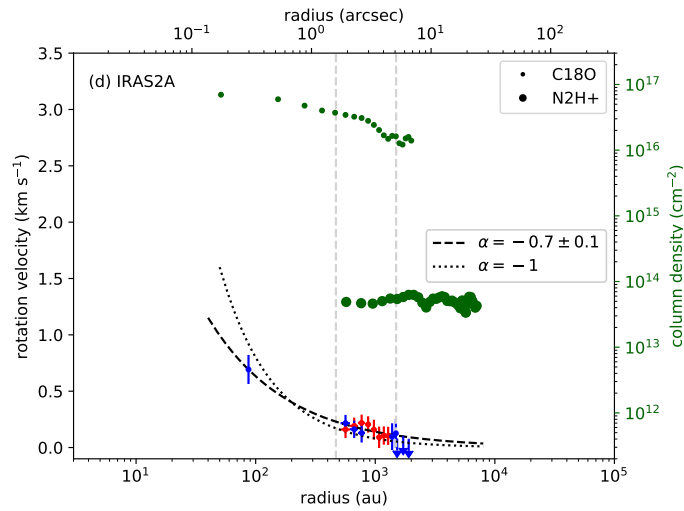


FIGURE D.39 – Diagramme position-vitesse de la source IRAS2A. Voir légende de la figure D.4.

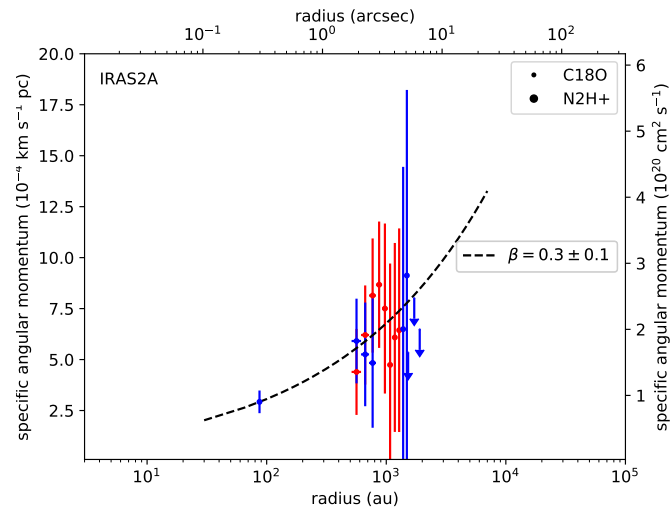


FIGURE D.40 – Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAS2A. Voir la légende de la figure D.5.

## D.9 SVS13-B

SVS13 est un système multiple situé dans le nuage moléculaire NGC1333 du complexe de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Ce système est composé de trois sources principales alignées dans la direction nord-est sud-ouest et appelées SVS13-A, B et C (Looney et al. 2003). SVS13-A est une proto-étoile de Classe I tandis que SVS13-B et C sont des proto-étoiles de Classe 0. Ces sources sont réunies dans une grande structure filamentaire observée à  $450 \mu\text{m}$  et à  $1.3 \text{ mm}$  (Chandler & Richer 2000; Hull et al. 2014). Des observations à  $70 \mu\text{m}$  permettent de détecter SVS13-A et C mais pas SVS13-B, ce qui suggère que cette proto-étoile est profondément enfouie dans la structure filamentaire (Chen et al. 2009). La source SVS13-A possède un fort flot de direction nord-ouest sud-est observé par Bachiller et al. (2000); Plunkett et al. (2013). La proto-étoile SVS13-B est également connue pour abriter un jet très collimaté (Bachiller et al. 1998). Podio+CALYPSO (en préparation) estiment l'angle du flot dans le plan du ciel à  $\text{PA} = 167^\circ$  (voir table 3.1).

Un gradient de vitesse de  $28 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  symétrique par rapport aux sources SVS13-A et B a été détecté via des observations  $\text{N}_2\text{H}^+$  issues du PdBI. Ce gradient suggère que le système binaire éloigné est physiquement lié (Chen et al. 2009). L'analyse de l'émission continue des poussières à  $8 \text{ mm}$  a révélé la présence probable d'un disque de rayon  $r \lesssim 25 \text{ au}$  (Segura-Cox et al. 2016). Une analyse similaire à partir des données CALYPSO à  $1.3 \text{ mm}$  indique la présence d'un disque non résolu de rayon  $< 60 \text{ au}$  (Maury et al. 2019).

Les figures D.41 et D.42 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour la proto-étoile SVS13-B à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $\text{N}_2\text{H}^+$ . L'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  de SVS13-B est très faiblement détectée ( $\sim 5\sigma$ ) dans les données PdBI, l'émission étant dominée par son compagnon SVS13-A. La carte des canaux de vitesse de la figure D.43 permet de contraindre avec un point le diagramme PV à une rayon  $\sim 100 \text{ au}$  dans l'enveloppe (voir figure D.44). La carte combinée de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  montre un gradient de vitesse le long du plan équatorial ( $v - v_{\text{sys}} < 0.4 \text{ km s}^{-1}$ , voir figure D.44). Les gradients de vitesse dans les cartes PdBI et combinées de l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  semblent quant à eux être dominés par la vitesse intrinsèque de la source SVS13-A. Les deux traceurs montrent à partir des données 30m des gradients qui forment un angle  $> 70^\circ$  avec le plan équatorial (voir table 4.3). Ces gradients ne sont pas cohérents avec des mouvements de rotation de l'enveloppe, ils semblent être la conséquence de mouvements à grandes échelles. De plus, l'intensité intégrée  $\text{C}^{18}\text{O}$  à partir des données 30m trace le filament dans lequel sont enfouies les proto-étoiles SVS13-A et B.

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés dans les données PdBI et combinées de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  est montré en figure D.44. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec l'indice attendu pour une enveloppe en rotation et en effondrement ( $\alpha \sim -0.9$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre  $100\text{--}400 \text{ au}$  (voir figure D.45 et section 5.1).

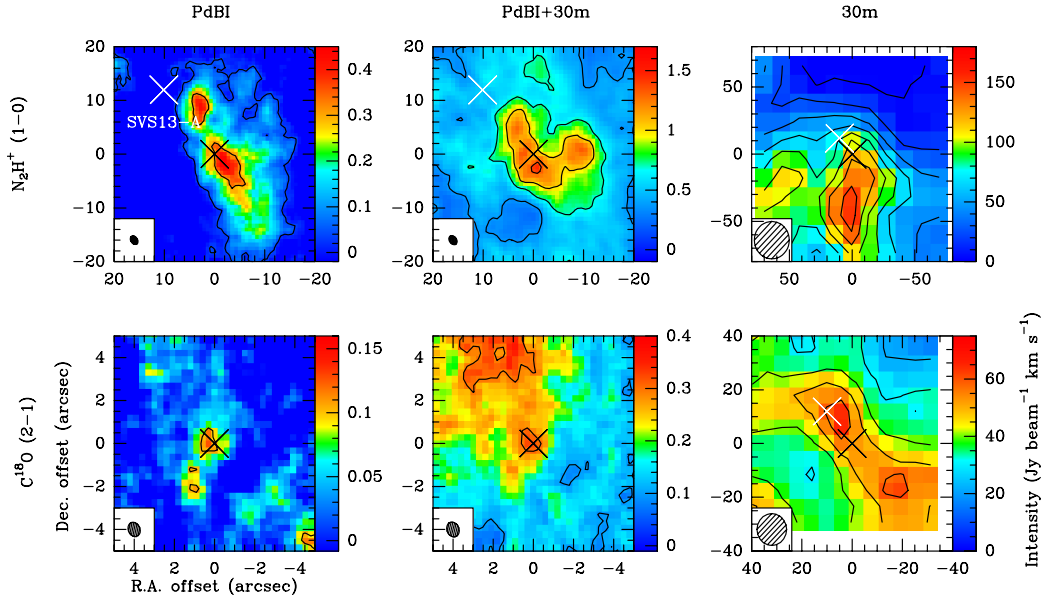


FIGURE D.41 – Cartes d'intensité intégrée de la source SVS13-B. Voir la légende de la figure D.1. La croix blanche représente la position de la proto-étoile de Classe I SVS13-A du système triple.

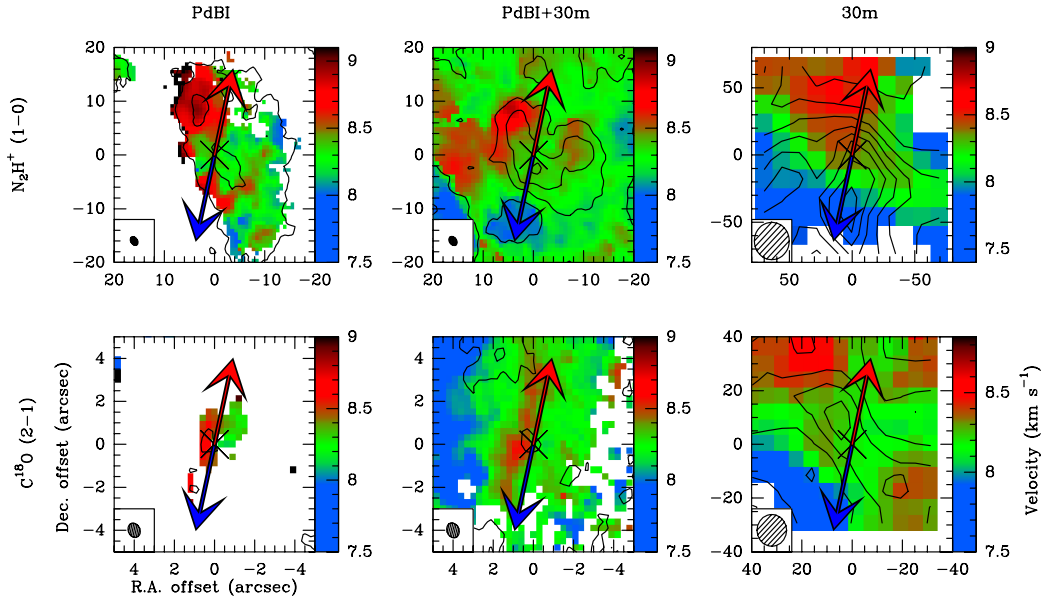


FIGURE D.42 – Cartes de vitesse centroïde de la source SVS13-B. Voir la légende de la figure D.2.

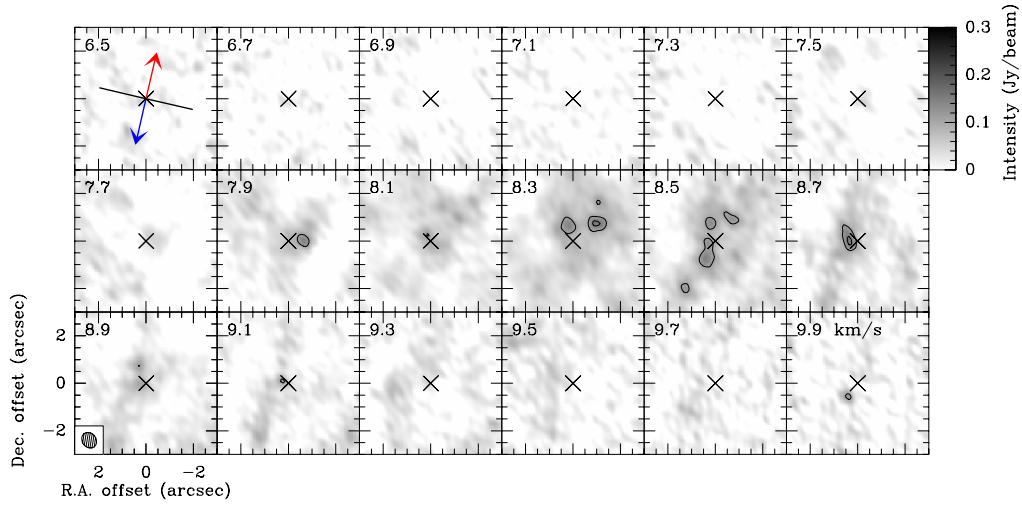


FIGURE D.43 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source SVS13-B. Voir la légende de la figure D.3.

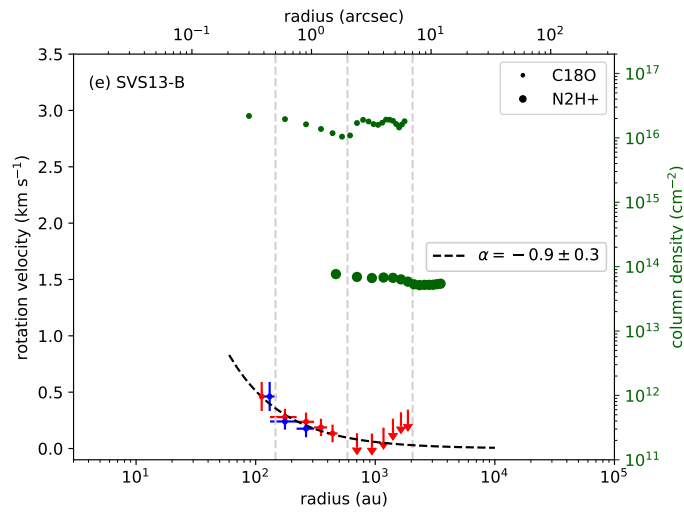


FIGURE D.44 – Diagramme position-vitesse de la source SVS13-B. Voir légende de la figure D.4.



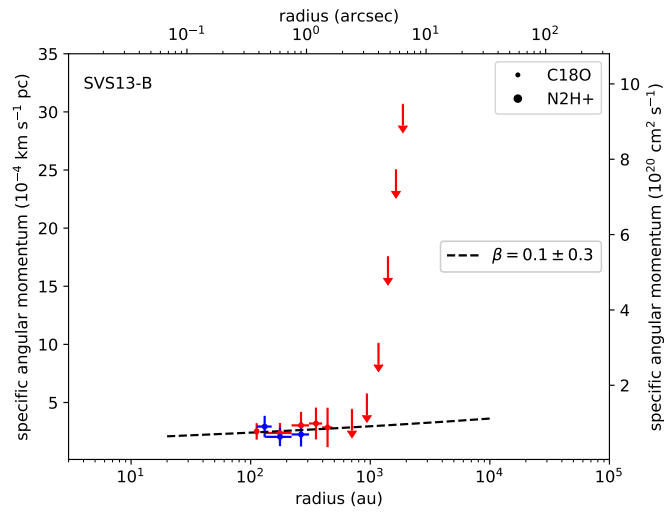


FIGURE D.45 – Distribution radiale du moment cinétique de la source SVS13-B. Voir la légende de la figure D.5.

## D.10 IRAS4A

IRAS4A est une proto-étoile de Classe 0 située dans le nuage moléculaire NGC1333 du complexe de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Située également à proximité d'un autre jeune système multiple IRAS4B (Lay et al. 1995), elle abrite un système binaire séparé de  $\sim 2''$  (Looney et al. 2000; Girart et al. 2006; Jørgensen et al. 2007; López-Sepulcre et al. 2017) et l'émission continue des poussières (sub)millimétrique est dominée par la binaire IRAS4A1. L'émission continue des poussières du programme CALYPSO ne permet pas de résoudre ce système binaire (Maury et al. 2019).

La figure D.46 montre respectivement les cartes d'intensité intégrée obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . L'émission  $C^{18}O$  à partir des PdBI et combinées est centrée sur la proto-étoile principale du système binaire 4A1 (RA :  $03^h29^m10^s.537$ , Dec. :  $31^\circ13'30''.98$ ). C'est pourquoi, les cartes ont systématiquement été centrées sur cette position pour l'étude de la cinématique dans l'enveloppe proto-stellaire de IRAS4A. On remarque également un trou dans l'intensité intégrée et dans la densité de colonne (voir figure E.9) qui indique que l'émission  $C^{18}O$  devient optiquement mince aux échelles  $r \lesssim 100$  au.

Belloche et al. (2006) ont mis en évidence l'existence d'une composante en vitesse ( $v > 7.30 \text{ km s}^{-1}$ ) liée à une compression externe rapide du nuage en analysant l'émission des molécules de CS,  $C^{34}S$  et  $N_2H^+$  observées avec le 30m. Ils suggèrent également que cette compression est responsable de l'effondrement de l'enveloppe proto-stellaire. La figure D.48 montre les cartes de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . Pour minimiser la contamination par la compression externe du nuage, les cartes de vitesse ont été construites en ne tenant pas compte de la deuxième composante en vitesse en la fixant à  $7.7 \text{ km s}^{-1}$  lors de l'ajustement par un profil de raie gaussienne (voir chapitre 4, section 4.3). Les cartes de vitesse de l'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI et combinées montrent des gradients de vitesse dans l'axe du plan équatorial ( $\Delta\Theta \leq 11^\circ$ , voir table 4.3). Ces gradients sont compatibles avec ceux observés à partir d'observations SMA de l'émission  $C^{17}O$  (Ching et al. 2016). On note que les gradients semblent être symétriques par rapport à la proto-étoile secondaire 4A2 et qu'ils sont également alignés avec l'axe reliant les deux binaires. La carte de vitesse de l'émission  $N_2H^+$  à partir des données PdBI montre également un gradient dans l'axe du plan équatorial avec un angle de  $\Theta \sim -69^\circ$ . En revanche, les cartes de vitesse à grandes échelles ( $r > 1000$  au), c'est-à-dire à partir des données 30m et à partir des données combinées pour l'émission  $N_2H^+$ , sont dominées par la compression externe du nuage. Les gradients de vitesse ont une direction  $\Theta \geq 32^\circ$ .

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés aux échelles  $r < 1000$  au est montré en figure D.49. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice  $\sim 0.8$  (voir table 4.10), ce qui signifie que la vitesse augmente avec le rayon. Les gradients de vitesse ne sont donc pas compatibles avec des mouvements de rotation de l'enveloppe.

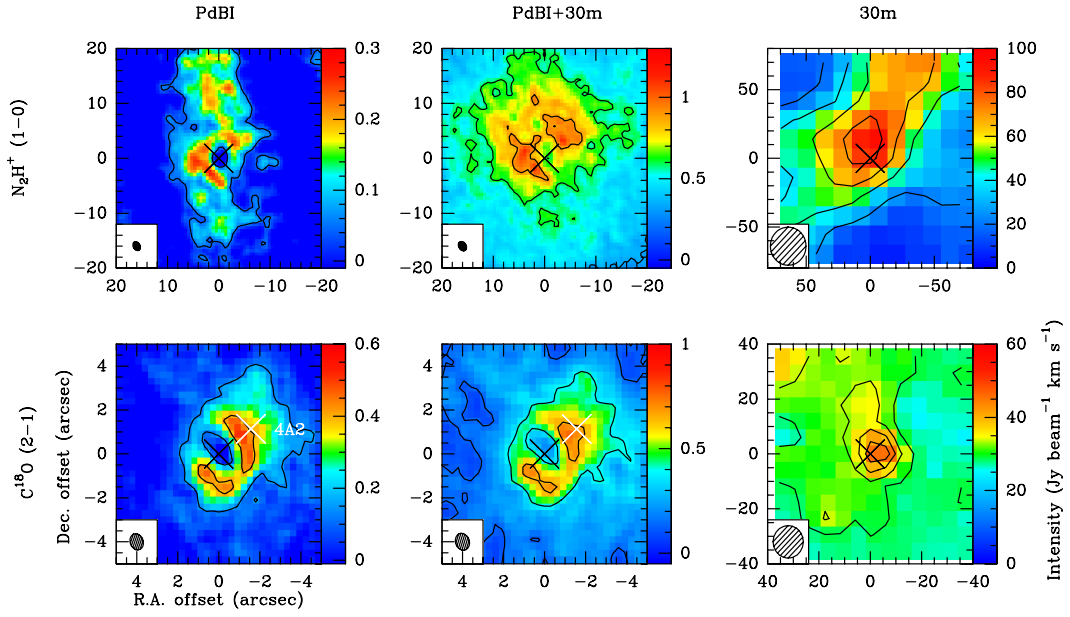


FIGURE D.46 – Cartes d'intensité intégrée de la source IRAS4A. Voir la légende de la figure D.1. La croix blanche représente la position de la proto-étoile 4A2 du système binaire IRAS4A.

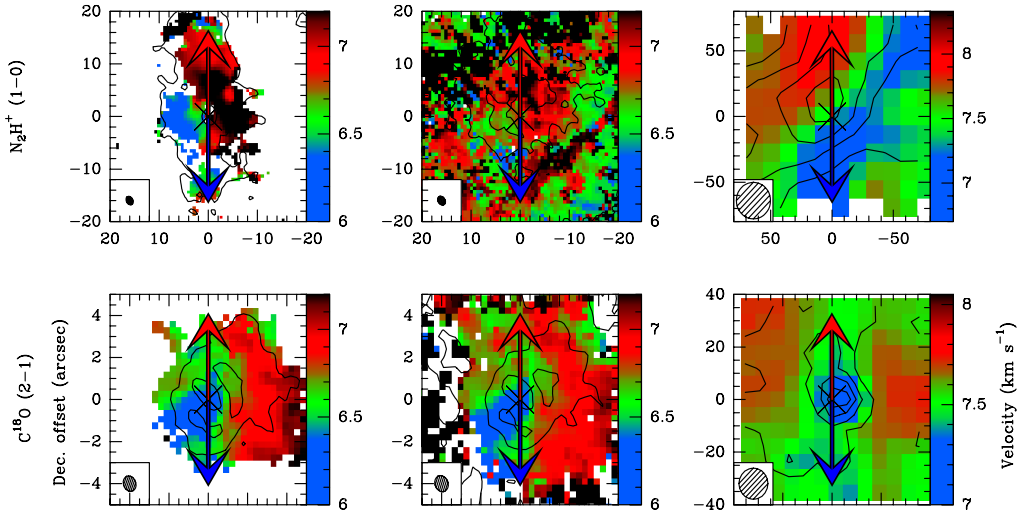


FIGURE D.47 – Cartes de vitesse centroïde de la source IRAS4A. Voir la légende de la figure D.2.

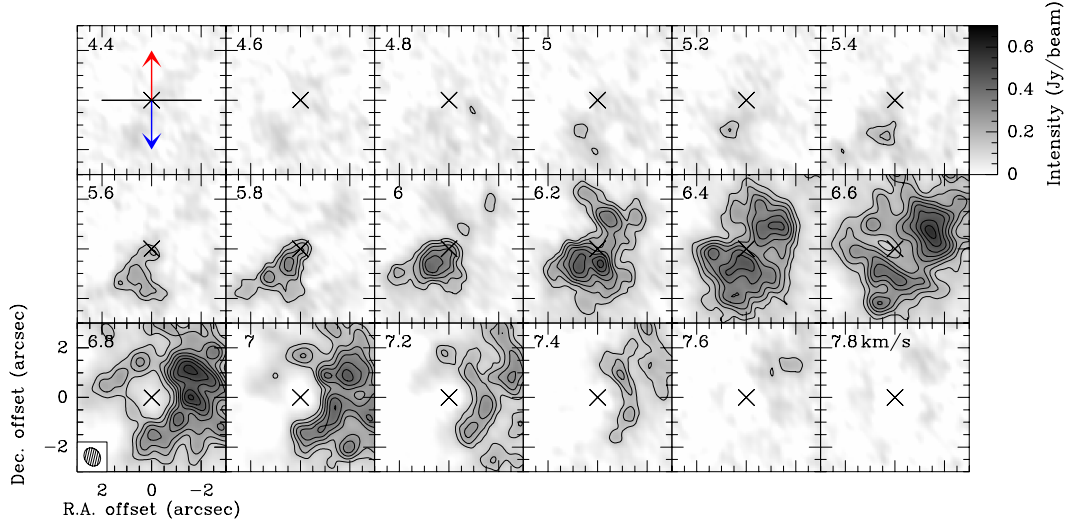


FIGURE D.48 – Carte d’intensité de l’émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAS4A. Voir la légende de la figure D.3.

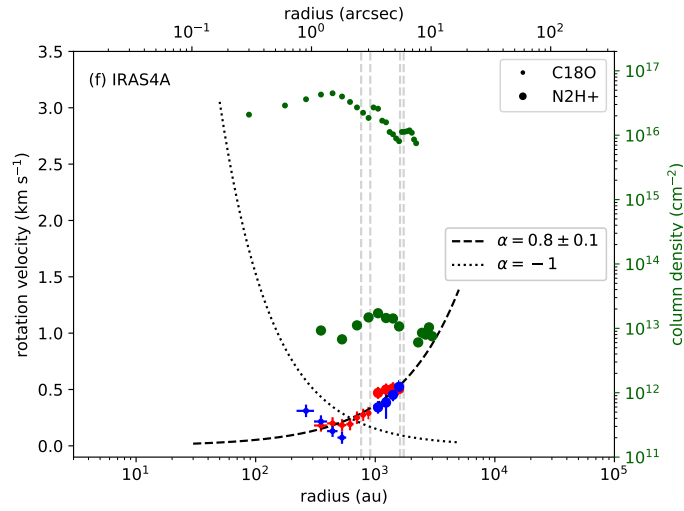


FIGURE D.49 – Diagramme position-vitesse de la source IRAS4A. Voir légende de la figure D.4.

## D.11 IRAS4B

IRAS4B (ou NGC1333-IRAS4B) est un système binaire de proto-étoiles de Classe 0 localisé dans le nuage moléculaire de Persée à  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018). Les compagnons 4B1 et 4B2 sont séparés de  $\sim 11''$  (Looney et al. 2000; Jørgensen et al. 2007, voir figure D.50). La source possède un jeune flot bipolaire presque aligné avec la direction nord-sud (Choi 2001). Podio+CALYPSO (en préparation) distinguent deux flots bipolaires : un premier associé à la proto-étoile principale 4B1 avec un angle dans le plan du ciel de  $PA=167^\circ$  (voir table 3.1) et le deuxième associée au compagnon avec un angle  $PA=-99^\circ$ .

IRAS4B se trouve à proximité d'IRAS4A ( $\sim 32''$ , voir figure D.50) dont l'effondrement semble avoir été déclenché par une compression externe rapide du nuage d'une vitesse  $v > 7.30$  km s<sup>-1</sup> (Belloche et al. 2006). Au vue de leur proximité dans le nuage, on peut supposer que l'effondrement d'IRAS4B a pu être déclenché de la même façon. C'est pourquoi, pour minimiser la contamination par la compression externe du nuage, les cartes de vitesse ont été construites en ne tenant pas compte de la deuxième composante en vitesse en la fixant à  $7.7$  km s<sup>-1</sup> lors de l'ajustement par un profil de raie gaussienne (voir chapitre 4, section 4.3).

De précédentes observations de l'émission C<sup>18</sup>O (2–1) avec le SMA n'ont pas permis de détecter de gradients de vitesse organisés correspondant aux mouvements de rotation de l'enveloppe (Yen et al. 2013, 2015b). La figure D.51 montre les cartes de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs C<sup>18</sup>O et N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>. Les cartes de vitesse de l'émission C<sup>18</sup>O à partir des données PdBI et combinées montrent des gradients de vitesse dans l'axe du plan équatorial ( $\Delta\Theta \leq 20^\circ$ , voir table 4.3). La carte de vitesse de l'émission N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> à partir des données PdBI montre un gradient de vitesse dans l'axe du plan équatorial mais inversé par rapport à celui vu en C<sup>18</sup>O ( $\Theta \sim 96^\circ$ , voir table 4.3). En revanche, les cartes de vitesse à grandes échelles ( $r > 1000$  au) en N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, c'est-à-dire à partir des données combinées et 30m, semblent être dominées par la compression externe du nuage (voir figure D.51).

Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés aux échelles  $r < 1000$  au est montré en figure D.53. L'ajustement par une loi de puissance donne un indice en accord avec des mouvements de rotation de l'enveloppe ( $\alpha \sim -0.6$ , voir table 4.10). La distribution radiale du moment cinétique de l'enveloppe a ainsi pu être contrainte pour la première fois entre 100–1000 au (voir figure D.54 et section 5.1).

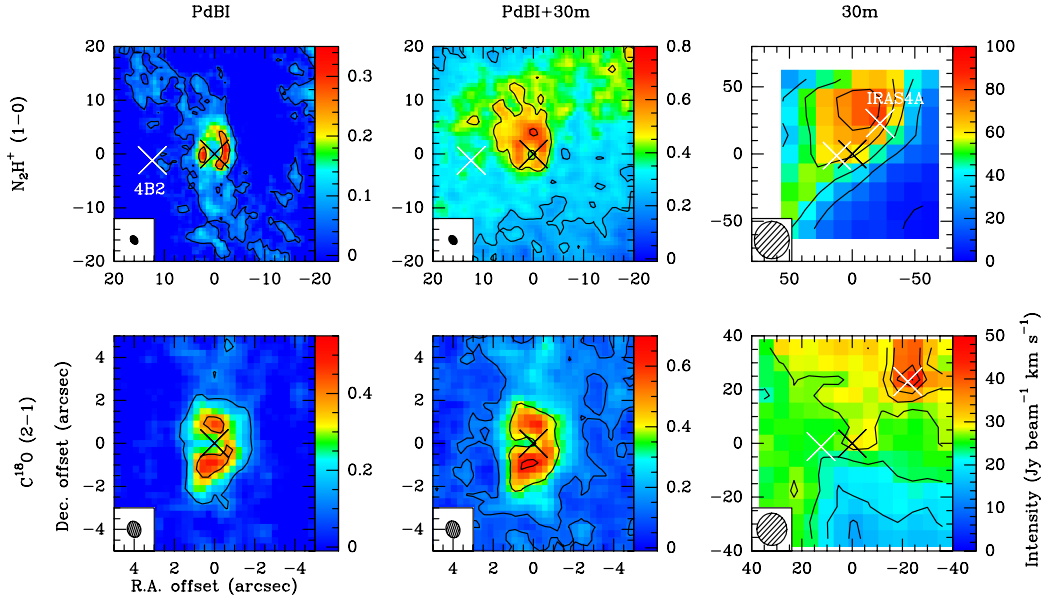


FIGURE D.50 – Cartes d’intensité intégrée de la source IRAS4B. Voir la légende de la figure D.1. Les croix blanches représentent respectivement la position de la proto-étoile 4B2 du système binaire IRAS4B et la position de la proto-étoile IRAS4A.

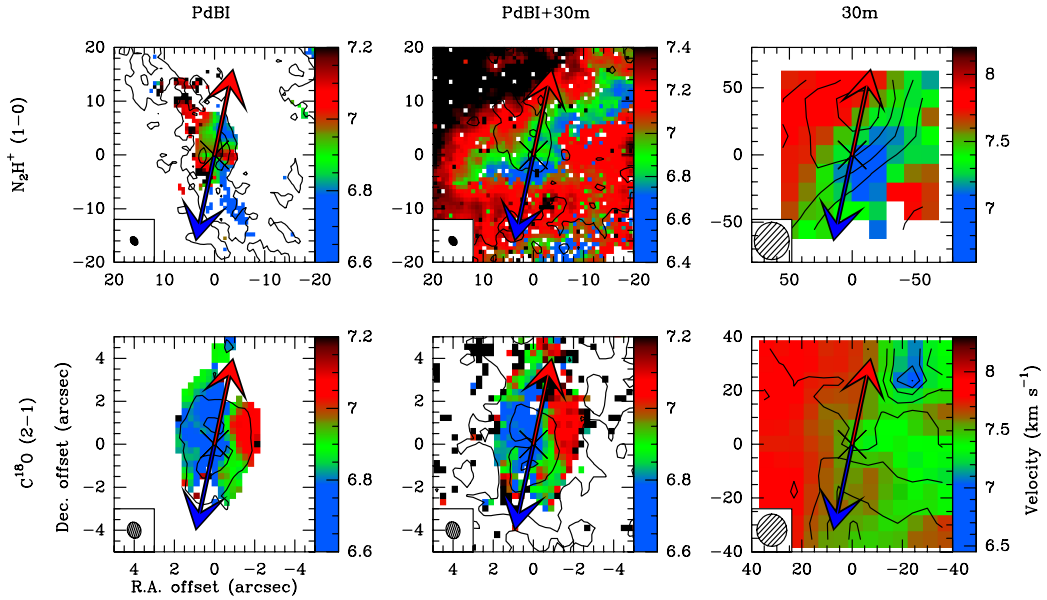


FIGURE D.51 – Cartes de vitesse centroïde de la source IRAS4B. Voir la légende de la figure D.2.

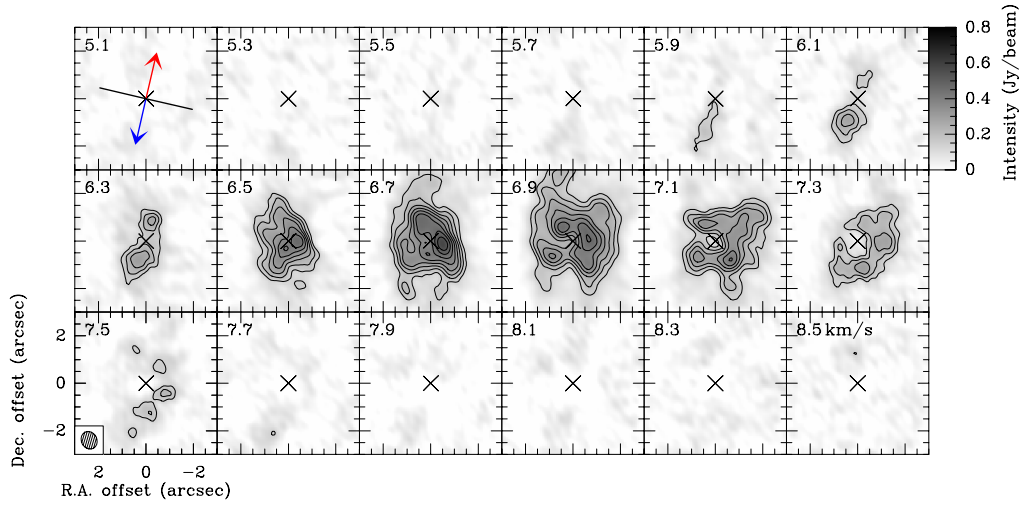


FIGURE D.52 – Carte d'intensité de l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source IRAs4B. Voir la légende de la figure D.3.

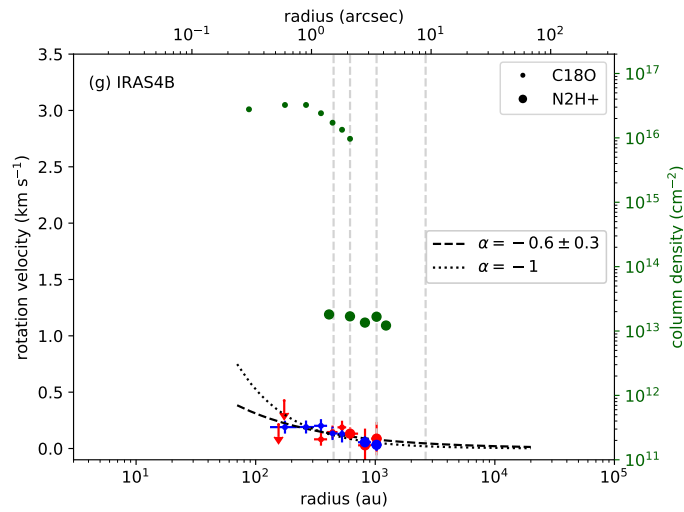


FIGURE D.53 – Diagramme position-vitesse de la source IRAS4B. Voir légende de la figure D.4.

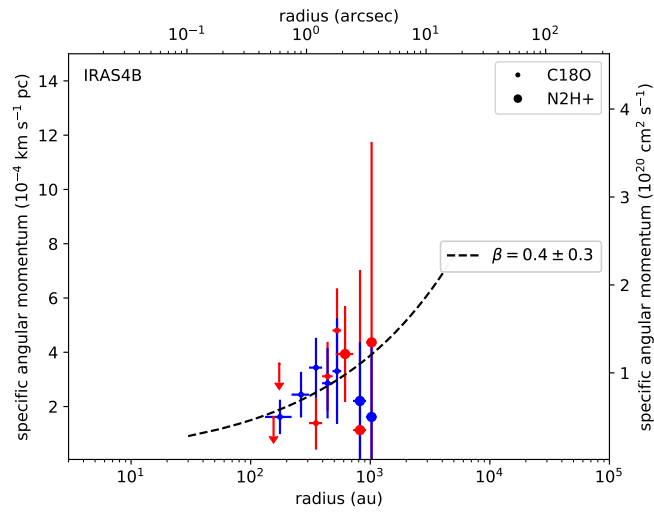


FIGURE D.54 – Distribution radiale du moment cinétique de la source IRAS4B. Voir la légende de la figure D.5.



## D.12 L1157

Dans le nuage moléculaire de Céphée à une distance de  $(352 \pm 18)$  pc (Zucker et al. 2019), L1157 est une proto-étoile de Classe 0 qui est profondément enfouie dans une large enveloppe circumstellaire (Gueth et al. 2003; Beltrán et al. 2004). La source possède un puissant flot bipolaire asymétrique aux grandes échelles (Tafalla & Bachiller 1995; Zhang et al. 1995; Gueth et al. 1996). Podio+CALYPSO (en préparation) estiment l'angle du flot dans le plan du ciel à  $PA = 163^\circ$  (voir table 3.1). De précédentes observations de l'émission  $C^{18}O$  (2–1) avec le SMA n'ont montré aucun signe de mouvements de rotation, mais des modèles de cinématique suggèrent que L1157 arbore un possible disque de rayon  $< 5$  au (Yen et al. 2015b).

Les figures D.55 et D.56 montrent respectivement les cartes d'intensité intégrée et de vitesse centroïde obtenues pour cette source à partir des données PdBI, combinées et 30m de CALYPSO pour les traceurs  $C^{18}O$  et  $N_2H^+$ . Les cartes de vitesse de l'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI et combinées montrent des gradients de vitesse d'orientation  $\Theta \sim 13\text{--}35^\circ$  (voir table 4.3). Ces gradients sont dominés par la cinématique des jets/flots bipolaires mais un faible gradient est également visible dans l'axe du plan équatorial. La carte de vitesse de l'émission  $N_2H^+$  à partir des données PdBI et combinées montre un gradient de vitesse qui semblent tracer les cavités du flot rouge. Ce gradient est compatible avec celui détecté dans des observations CARMA par Chiang et al. (2010); Tobin et al. (2011). Les cartes de vitesse à partir des données 30m montrent des gradients dans l'axe du plan équatorial ( $\Theta \sim 130^\circ$ ) mais dans le sens inverse de ceux observés dans le plan équatorial à petite échelle. Cette inversion de gradient est visible à grandes échelles ( $r > 2500$  au) sur la carte de l'émission  $N_2H^+$  à partir des données combinées. Le diagramme PV de cette source construit à partir des gradients observés dans les cartes de vitesse de l'émission  $C^{18}O$  à partir des données PdBI et combinées est montré en figure D.53. L'ajustement du diagramme PV montre un indice de loi de puissance proche de 0. Le  $\chi^2$  réduit obtenu est très faibles ( $\sim 0.3$ , voir table 4.10). L'erreur sur l'indice de l'ajustement est donc sous-estimée et supérieure à 0.1. Ce profil plat ( $v_{\text{rot}} \sim \text{constante}$ ) met donc en évidence des mouvements de rotation différentielle de l'enveloppe avec une vitesse angulaire  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r} \propto r^{-1}$ .

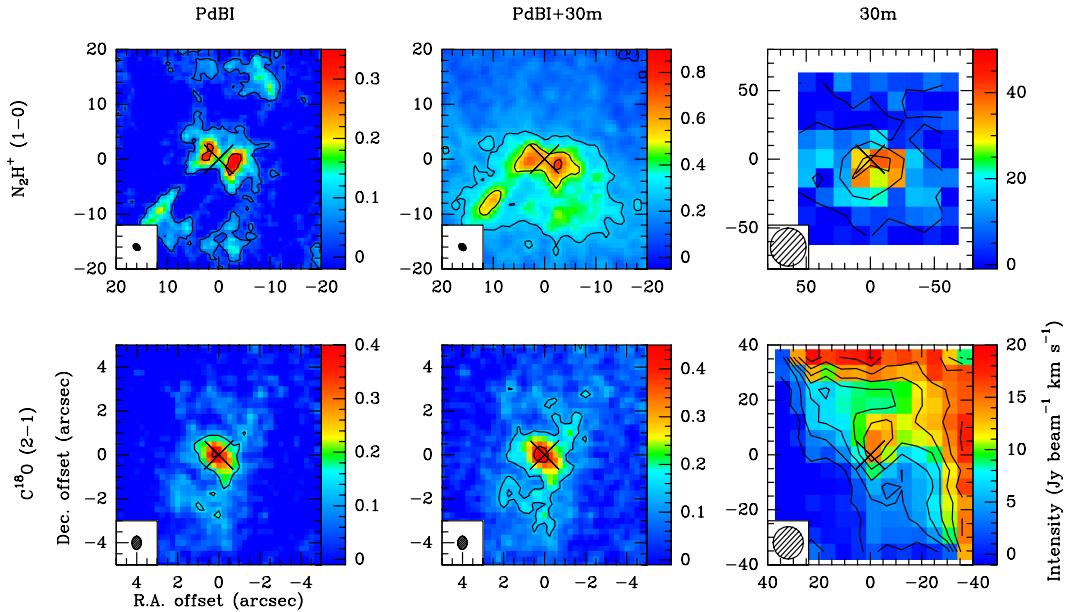


FIGURE D.55 – Cartes d'intensité intégrée de la source L1157. Voir la légende de la figure D.1.

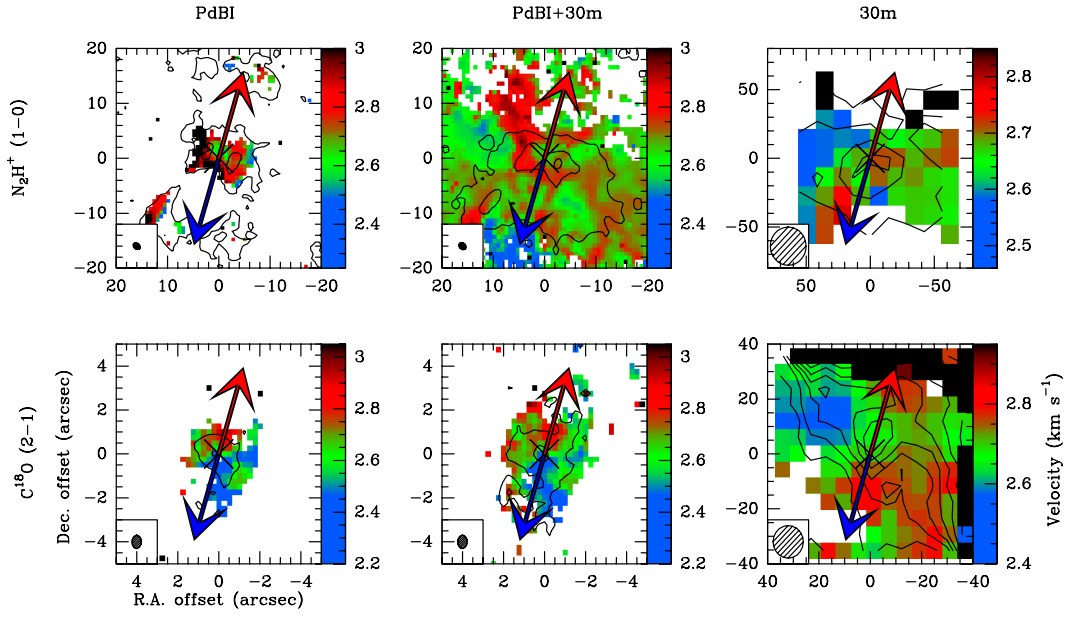


FIGURE D.56 – Cartes de vitesse centroïde de la source L1157. Voir la légende de la figure D.2.

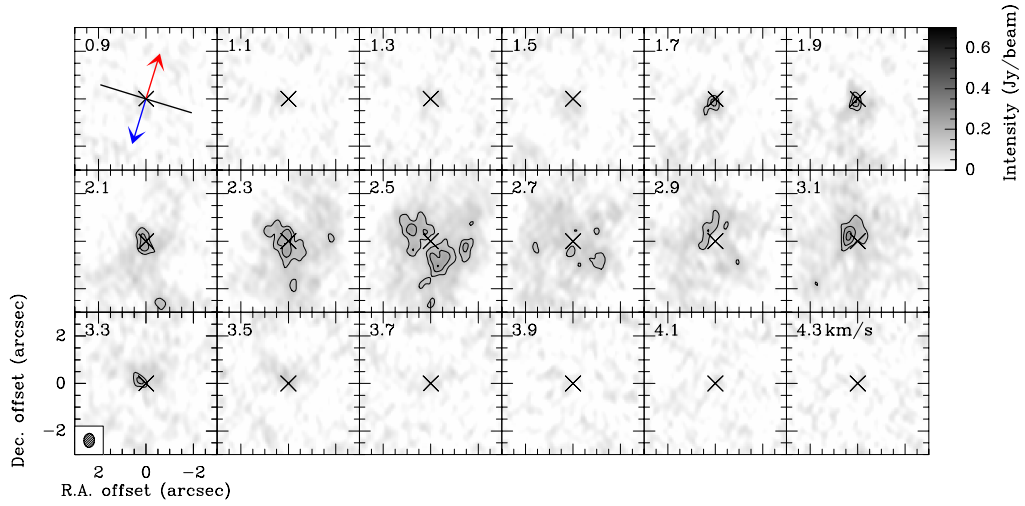


FIGURE D.57 – Carte d'intensité de l'émission  $C^{18}O$  aux différents canaux de vitesse issue des observations PdBI pour la source L1157. Voir la légende de la figure D.3.

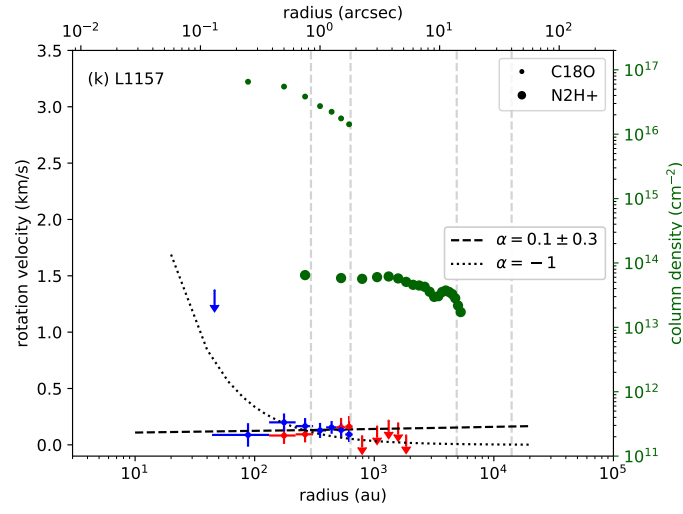


FIGURE D.58 – Diagramme position-vitesse de la source L1157. Voir légende de la figure D.4.

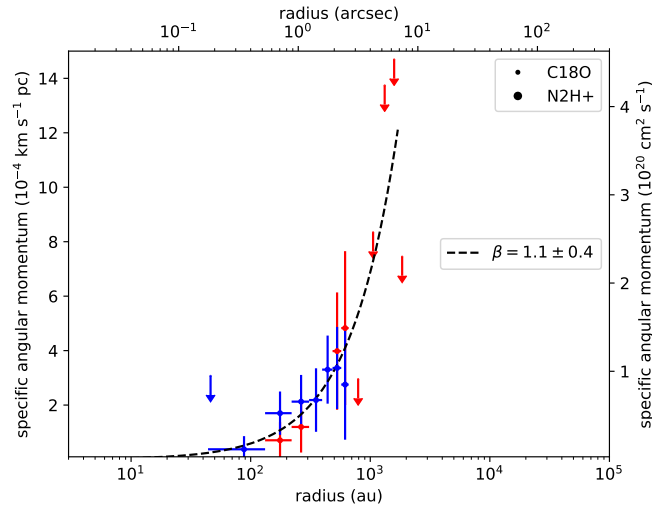


FIGURE D.59 – Distribution radiale du moment cinétique de la source L1157. Voir la légende de la figure D.5. La courbe solide montre le meilleur ajustement par une loi de puissance cassée.



## Annexe E

# Cartes de densité de colonne des sources de l'échantillon CALYPSO

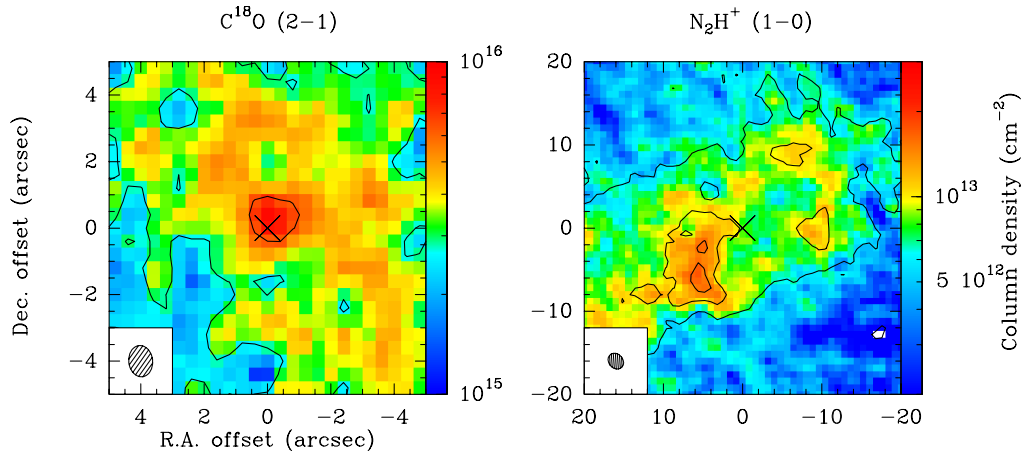


FIGURE E.1 – Cartes de densité de colonne de l'émission  $C^{18}O$  (à gauche) et  $N_2H^+$  (à droite) à partir des données combinées pour la source IRAM04191 du programme CALYPSO. La croix noire représente la position de l'émission continue des poussières à 1.3 mm déterminée à partir des données PdBI par [Maury et al. \(2019\)](#). Les traits noirs représentent les contours d'intensité intégrée de chaque traceur dont le premier est à 5 fois la valeur du bruit dans la carte. La carte de densité de colonne  $N_2H^+$  a été déterminée sur la composante hyperfine isolée ( $J=1-0$   $F1=(0-1)$   $F=(1-2)$ ) mais les contours représentent l'intensité intégrée des 7 composantes hyperfines de la transition.

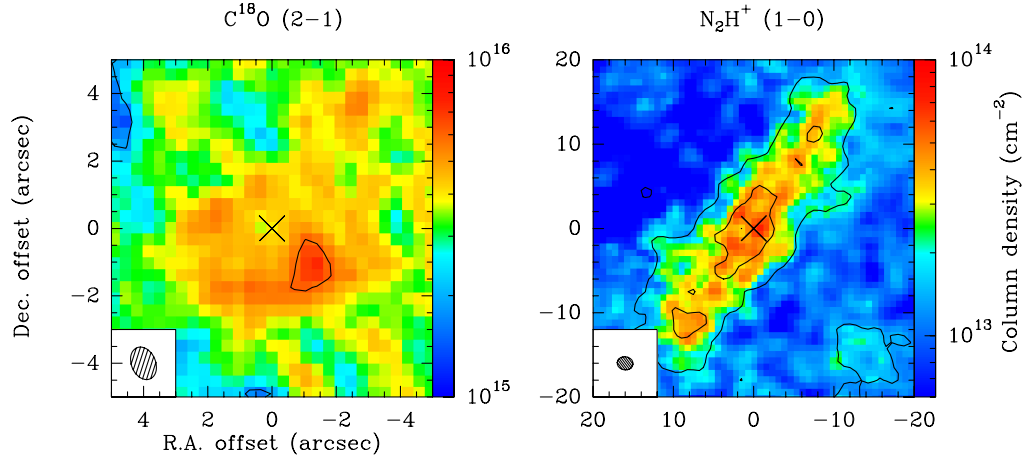


FIGURE E.2 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1521F. Voir la légende de la figure E.1.

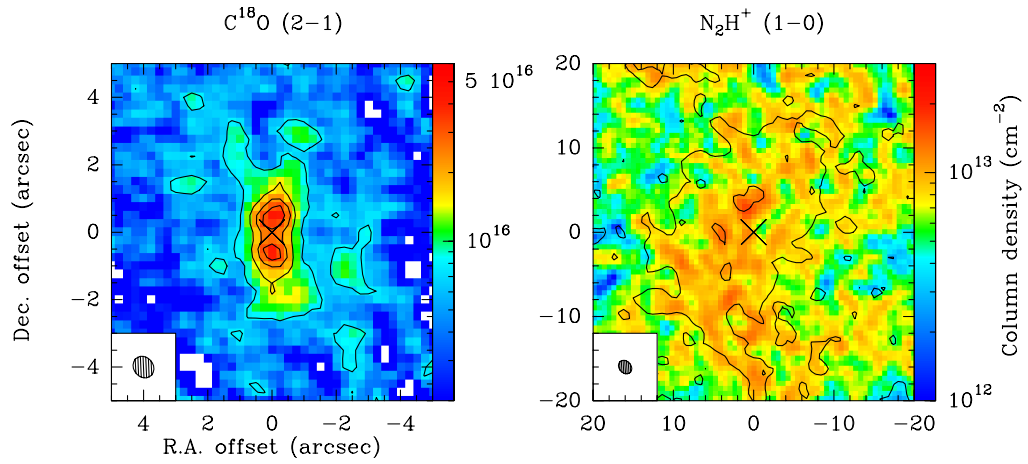


FIGURE E.3 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1527. Voir la légende de la figure E.1.

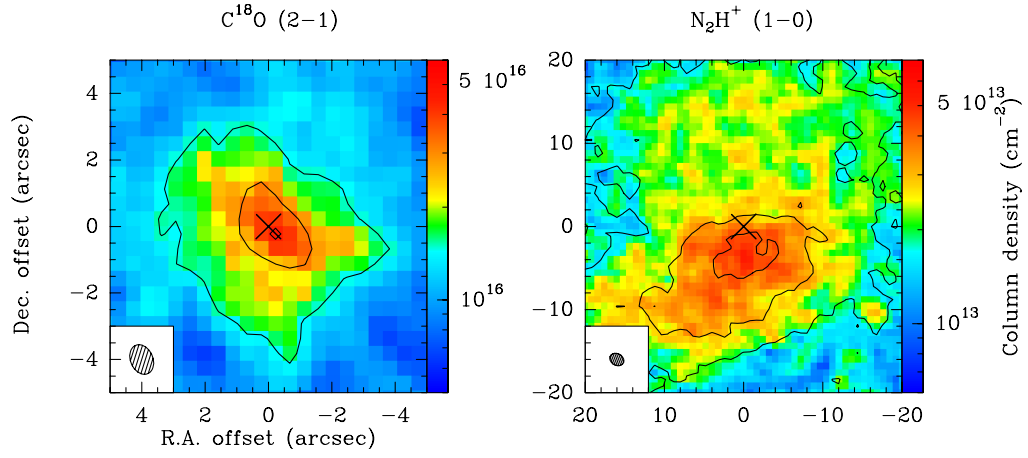


FIGURE E.4 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1448-2A. Voir la légende de la figure E.1.

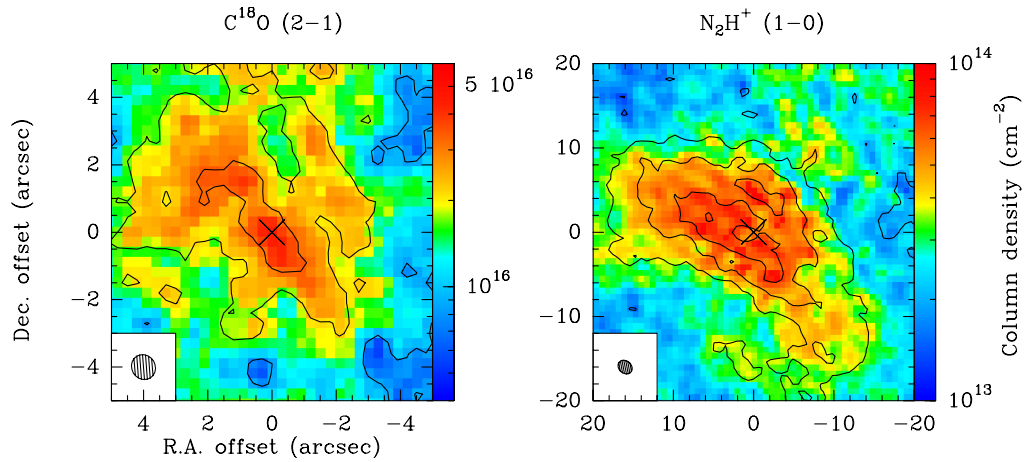


FIGURE E.5 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1448-NB. Voir la légende de la figure E.1.

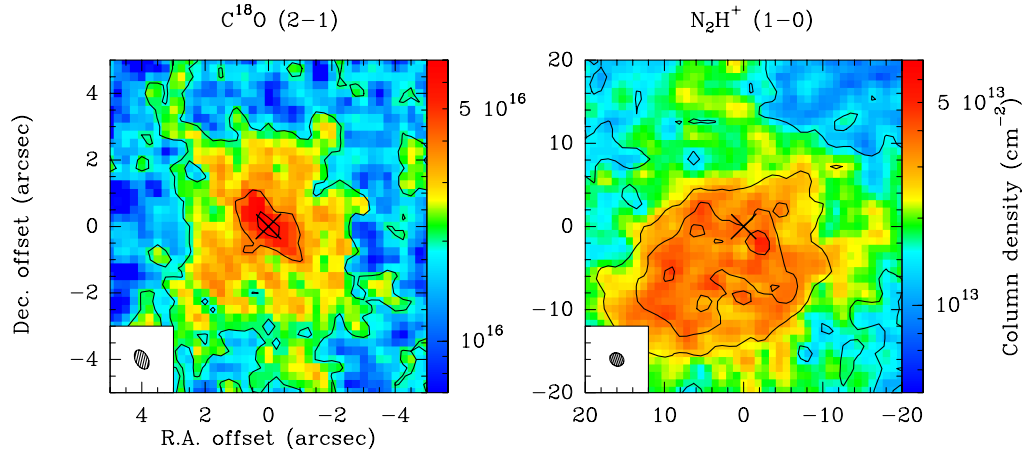


FIGURE E.6 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1448-C. Voir la légende de la figure E.1.

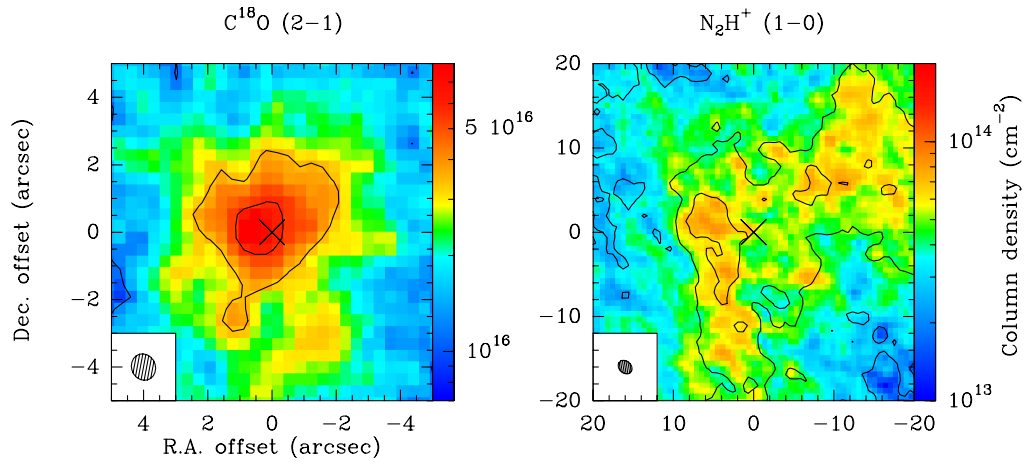


FIGURE E.7 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source IRAS2A. Voir la légende de la figure E.1.



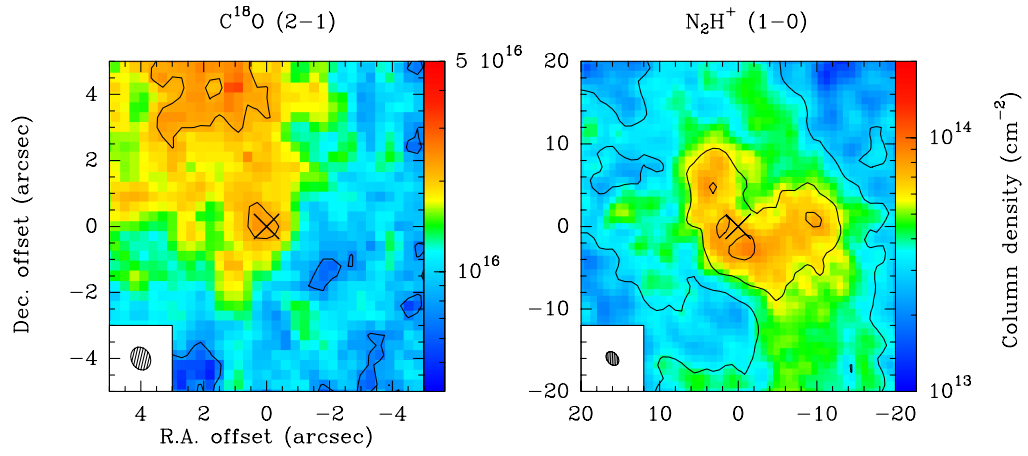


FIGURE E.8 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source SVS13-B. Voir la légende de la figure E.1.

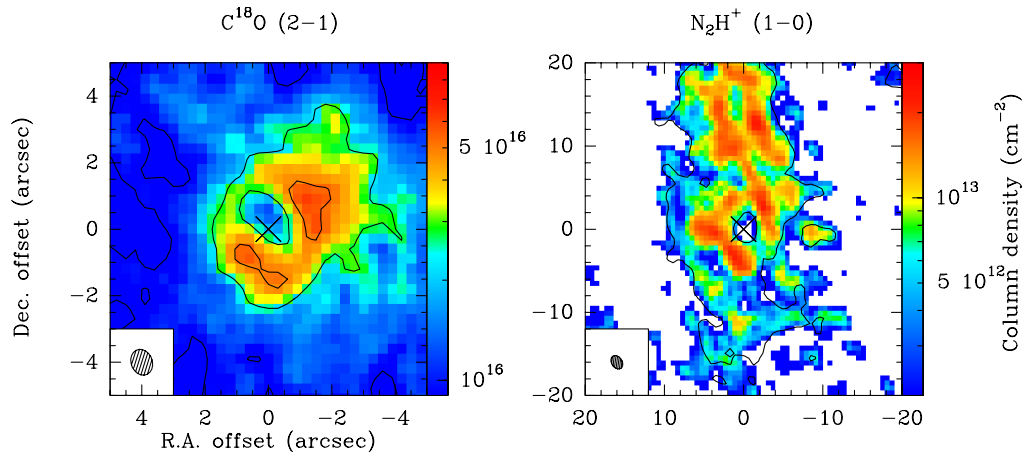


FIGURE E.9 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées pour l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et à partir des données PdBI pour l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  de la source IRAS4A. Voir la légende de la figure E.1.

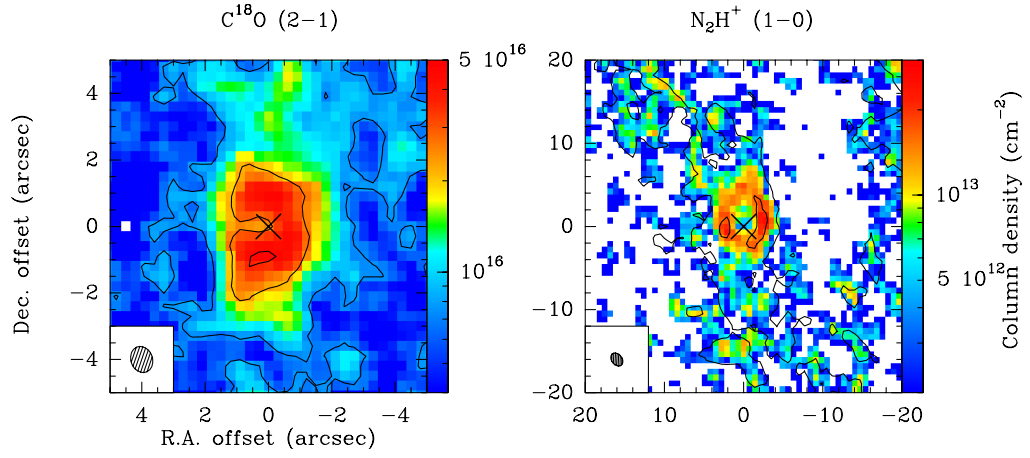


FIGURE E.10 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées pour l'émission  $\text{C}^{18}\text{O}$  et à partir des données PdBI pour l'émission  $\text{N}_2\text{H}^+$  de la source IRAS4B. Voir la légende de la figure E.1.

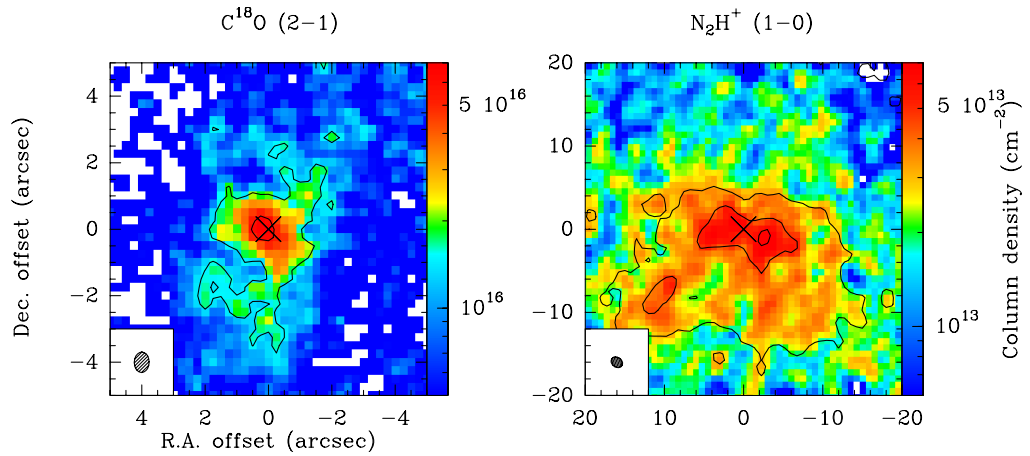


FIGURE E.11 – Cartes de densité de colonne à partir des données combinées de la source L1157. Voir la légende de la figure E.1.

## **Annexe F**

**Version de l'article soumis en juillet 2019  
au journal A&A relatif à l'étude de la  
cinématique dans les enveloppes  
proto-stellaires de l'échantillon CALYPSO**

# Angular momentum profiles of Class 0 protostellar envelopes

M. Gaudel<sup>1,3,8</sup>, A. Maury<sup>1,2</sup>, A. Belloche<sup>3</sup>, S. Maret<sup>4</sup>, Ph. André<sup>1</sup>, P. Hennebelle<sup>1</sup>, M. Galametz<sup>1</sup>, L. Testi<sup>5</sup>, P. Palmeirim<sup>6</sup>, B. Ladjelate<sup>7</sup>, S. Cabrit<sup>8</sup>, C. Codella<sup>9</sup>, and L. Podio<sup>9</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire AIM, CEA Saclay/DRF/IRFU, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

e-mail: mathilde.gaudel@cea.fr

<sup>2</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA

<sup>3</sup> Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

<sup>4</sup> UJF-Grenoble/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5274, 38041 Grenoble, France

<sup>5</sup> ESO, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching bei München, Germany

<sup>6</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762, Porto, Portugal

<sup>7</sup> Instituto Radioastronomía Milimétrica, Av. Divina Pastora 7, Nucleo Central, 18012, Granada, Spain

<sup>8</sup> LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, UPMC Université Paris 06, 75014 Paris, France

<sup>9</sup> INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

Received 2019; accepted XXXX

## ABSTRACT

**Context.** Understanding the initial properties of star forming material and how these properties affect the star formation process is a key question. The infalling gas must redistribute most of its initial angular momentum inherited from pre-stellar cores before reaching the central star. Despite this “angular momentum problem”, how the initial angular momentum of protostellar cores is distributed and evolves during the main accretion phase has largely remained unconstrained up to now.

**Aims.** In the framework of the IRAM CALYPSO survey, we obtained observations of the dense gas kinematics that we use to quantify the amount and distribution of specific angular momentum at all scales in collapsing-rotating Class 0 protostellar envelopes.

**Methods.** We use high dynamic range C<sup>18</sup>O (2–1) and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1–0) datasets to produce centroid velocity maps and characterize the kinematics in order to probe the rotational motions in the sample of 12 envelopes from scales ~50 au to ~5000 au.

**Results.** We identify differential rotation motions in 11 out of the 12 protostellar envelopes of our sample by modeling the rotational velocity field along the equatorial plane with a power-law model  $v \propto r^a$  at scales  $\leq 1600$  au, suggesting that coherent motions dominate the kinematics in the inner protostellar envelopes. The radial distributions of specific angular momentum in the CALYPSO sample suggest two distinct regimes within protostellar envelopes: the specific angular momentum decreases as  $j \propto r^{1.6 \pm 0.2}$  down to ~1600 au and then tends to become relatively constant around  $\sim 5 \times 10^{-4}$  km s<sup>-1</sup> pc down to ~50 au.

**Conclusions.** The values of specific angular momentum measured in the inner Class 0 envelopes suggest that material directly involved in the star formation process ( $< 1600$  au) typically encloses 3 orders of magnitude larger specific angular momentum than what is measured in T-Tauri stars. We discuss potential solutions (disk formation, magnetic braking) to redistribute this excess of angular momentum during the protostellar phase to reconcile our measurements with those observed in T-Tauri stars. Our analysis reveals a dispersion of the directions of velocity gradients at envelope scales  $> 1600$  au suggesting that these gradients may not be directly related to rotational motions of the envelopes. We conclude that the specific angular momentum observed at these scales could find its origin in other mechanisms such as core-forming motions (infall, turbulence), or tracing an imprint of the initial conditions for the formation of protostellar cores.

**Key words.** stars: formation – stars: protostars – ISM: kinematics and dynamics – radio lines: ISM

## 1. Introduction

Stars form via the gravitational collapse of  $\sim 0.1$  pc dense cores, embedded within molecular clouds. The prestellar cores become unstable and collapse due to their own gravitational potential. One or several stellar embryos form in their center. This is the beginning of the main accretion phase called protostellar phase. Observations of the molecular line emission from large samples of cores in close star-forming regions revealed that velocity gradients are ubiquitous to prestellar structures at scales 0.1–0.5 pc (Goodman et al. 1993; Caselli et al. 2002). These were interpreted as slow rotation inherited from their formation process (Goodman et al. 1993; Caselli et al. 2002; Ohashi et al. 1999; Redman et al. 2004; Williams et al. 2006). Assum-

ing these gradients trace organized rotational motions, the observed velocities lead to typical angular rotation velocity  $\Omega \sim 2$  km s<sup>-1</sup> pc<sup>-1</sup> and specific angular momentum values  $j = v \times r \sim 10^{-3} - 10^{-1}$  km s<sup>-1</sup> pc.

If particles of gas conserve their specific angular momentum, the rotational velocities increase when prestellar cores start collapsing, thus entering the protostellar phase. Although observational studies suggest a trend of decreasing specific angular momentum toward smaller core sizes  $j \propto r^{1.6}$ , the  $j$  measured in prestellar structures at scales 10000 au ( $\sim 10^{-3}$  km s<sup>-1</sup> pc, Caselli et al. 2002) is still typically 3 orders of magnitude higher than the one associated to the maximum rotational energy that a solar-type star can sustain ( $j_{\text{break}} \sim 10^{18}$  cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>  $\sim 3 \times 10^{-6}$  km s<sup>-1</sup> pc). While observations of the youngest stel-

lar objects directly visible, T-Tauri stars, have revealed typical specific angular momentum values in the range of  $j \sim 2 \times 10^{-7} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  ( $6 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , Bouvier et al. 1993), the spatial distribution of angular momentum within star-forming structures at scales between the outer core radius and the stellar surface are still largely unconstrained.

It is during the main accretion phase that the infalling gas must redistribute most of its initial angular momentum before reaching the central star, otherwise the gravitational force cannot counteract the centrifugal force and the embryo fragments prematurely before reaching the main sequence. The physical mechanisms responsible for the angular momentum redistribution remain unknown: it is the angular momentum problem for star formation (Bodenheimer 1995). Class 0 protostars are therefore key objects to understand the evolution and distribution of angular momentum of the material directly involved in the star formation process. They are the first (proto)stellar objects observed after the beginning of collapse in prestellar cores (André et al. 1993, 2000). During the Class 0 phase most of the final stellar mass is accreted in a short timescale ( $t < 10^5 \text{ yr}$ , Evans et al. 2009; Maury et al. 2011). Due to their youth, most of their mass is still in the form of a dense, collapsing, reservoir envelope surrounding the central stellar embryo ( $M_{\text{env}} \gg M_{\star}$ ). Thus, they are likely to retain the initial conditions inherited from prestellar cores, in particular regarding angular momentum.

Clear signatures of rotation (Belloche et al. 2002; Belloche & André 2004; Chen et al. 2007) and infalling gas are generally detected in the envelopes of Class 0 protostars (see the review by Ward-Thompson et al. 2007). Thanks to observations of the dense molecular gas emission, rotational motions were characterized in seven Class 0 or I protostellar envelopes at scales between 3500 and 10000 au (Ohashi et al. 1997b; Belloche et al. 2002; Chen et al. 2007). These envelopes exhibit an angular momentum averaged on the envelope  $\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  at scales  $r < 5000 \text{ au}$ . From these studies, the angular momentum is expected to be constant with the radius in Class 0 protostellar envelopes. These flat profiles are generally interpreted as the conservation of the specific angular momentum. More recently, Yen et al. (2015a) carried out interferometric observations and derived specific angular momentum values  $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  in seven Class 0 envelopes at scales  $r \sim 1000 \text{ au}$ . These studies have put constraints on the angular momentum properties of Class 0 protostellar envelopes and suggest the material at  $r \sim 1000 \text{ au}$  must reduce its angular momentum by at least four orders of magnitude during the Class 0 phase to form a young stellar object similar to the T-Tauri stars observed at later stages.

Very few studies have been able to produce resolved profiles of angular momentum to characterize the actual amount of angular momentum present at the smallest scales ( $r < 1000 \text{ au}$ ) within protostellar envelopes. For example, Yen et al. (2011, 2017) show specific angular momentum profiles down to scales  $\sim 350 \text{ au}$  in two Class 0 protostellar envelopes with values below the trend observed by Ohashi et al. (1997b):  $j \sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  at  $r \sim 1000 \text{ au}$  and  $j \lesssim 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  at  $r \sim 350 \text{ au}$ . In this case, conservation of angular momentum during rotating protostellar collapse might not be the dominant process leading to the formation of disks and stellar multiple systems. It is therefore crucial to obtain robust estimates of the angular momentum of the infalling material in protostellar envelopes during the main accretion phase by analyzing the kinematics from the outer regions of the envelope (10000 au, Motte & André 2001) to the protostellar disk ( $< 50 \text{ au}$ , Maury et al. 2019).

## 2. The CALYPSO survey

The Continuum And Lines in Young ProtoStellar Objects (CALYPSO, see <http://irfu.cea.fr/Projets/Calypso/>) IRAM Large Program is a survey of 16 nearby Class 0 protostars ( $d < 450 \text{ pc}$ ), carried out with the IRAM Plateau de Bure interferometer (PdBI) and IRAM 30-meter telescope (30m) at wavelengths of 1.29, 1.37, and 3.18 mm. The CALYPSO sources are among the youngest known solar-type Class 0 objects (André et al. 2000) with envelope masses  $M_{\text{env}} \sim 1.5 M_{\odot}$  and internal luminosities  $L_{\text{bol}} \sim 0.1\text{--}30 L_{\odot}$  (Maury et al. 2019).

The CALYPSO program allows us to study in detail the Class 0 envelope chemistry (Maury et al. 2014; Anderl et al. 2016; De Simone et al. 2017; Belloche et al. in prep.), disk properties (Maret et al. 2014; Maury et al. 2019; Maret et al. in prep.) and protostellar jets (Codella et al. 2014a; Santangelo et al. 2015; Podio et al. 2016; Lefèvre et al. 2017; Podio et al. in prep.). One of the main goals of this large observing program is to understand how the circumstellar envelope is accreted onto the central protostellar object during the Class 0 phase, and ultimately tackle the angular momentum problem of star formation. In this paper, we present our analysis of envelope kinematics, for the 12 sources from the CALYPSO sample located at  $d \leq 350 \text{ pc}$  (see Table 1) and discuss our results on their properties of the angular momentum in Class 0 protostellar envelopes.

We adopt the dust continuum peak at 1.3 mm (225 GHz) determined from the PdBI datasets by Maury et al. (2019) as origin of the coordinate offsets of the protostellar envelopes (see Table 1). We report for each source in Table 1 the outflow axis considered as the rotation axis and estimated by Podio & CALYPSO (in prep.) from high-velocity emission of  $^{12}\text{CO}$  and  $\text{SiO}$  at scales  $< 10''$ . We assume the equatorial plane axis of the protostellar envelopes to be perpendicular to the rotation axis. We also use estimates of the inclination of the equatorial plane with respect to the line of sight from the literature. These estimates, which come from geometric models that best reproduce the outflow kinematics observed in molecular emission, are highly uncertain since we do not have access to the 3D-structure of each source.

## 3. Observations and data reduction

To probe the dense gas in our sample of protostellar envelopes, we use high spectral resolution observations of the emission of two molecular lines,  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) at 219.560 GHz and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) at 93.171 GHz. In this section, we describe the dataset properties exploited to characterize the kinematics of the envelopes at radii between  $r \sim 50$  and 5000 au from the central object.

### 3.1. Observations with the IRAM Plateau de Bure Interferometer

Observations of the 12 protostellar envelopes considered here were carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) between September 2010 and March 2013. We used the 6-antenna array in two configurations (A and C), providing baselines ranging from 16 to 760 m, to carry out observations of the dust continuum emission and a dozen molecular lines, using three spectral setups (around 94 GHz, 219 GHz, and 231 GHz). Gain and flux calibration were performed using CLIC which is part of the GILDAS<sup>1</sup> software. The details of CALYPSO observations and the calibration carried out are

<sup>1</sup> <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

**Table 1.** Sample of CALYPSO Class 0 protostars considered for this analysis.

Source <sup>a</sup>	R.A. (J2000) [h:m:s]	DEC (J2000) <sup>b</sup> [°:′:″]	$d^c$ (pc)	$L_{\text{int}}^d$ ( $L_{\odot}$ )	$M_{\text{env}}^e$ ( $M_{\odot}$ )	$R_{\text{env}}^f$ (au)	PA outflow <sup>g</sup> (°)	$i^h$ (°)	Refs <sup>i</sup>
L1448-2A1 L1448-2A2	03:25:22.405 03:25:22.355	30:45:13.26 30:45:13.16	293	4.7	1.9	5300	-63 (blue), +140 (red)*	$30 \pm 10$	1, 2, 3, 4
L1448-NB1 L1448-NB2	03:25:36.378 03:25:36.315	30:45:14.77 30:45:15.15	293	3.9	4.8	9700	-80	$30 \pm 15$	5, 6, 7, 4-8
L1448-C	03:25:38.875	30:44:05.33	293	10.9	2.0	7300	-17	$20 \pm 5$	9, 6, 7, 10-11
IRAS2A	03:28:55.570	31:14:37.07	293	47	7.9	10000	+205	$30 \pm 15$	12, 13, 7, 14-15
SVS13-B	03:29:03.078	31:15:51.74	293	3.1	2.8	2100	+167	$30 \pm 20^{**}$	16, 17, 3, —
IRAS4A1 IRAS4A2	03:29:10.537 03:29:10.432	31:13:30.98 31:13:32.12	293	4.7	12.3	1700	+180	$15 \pm 10$	12, 6, 3, 18
IRAS4B	03:29:12.016	31:13:08.02	293	2.3	4.7	3200	+167	$20 \pm 15$	12, 6, 7, 19
IRAM04191	04:21:56.899	15:29:46.11	140	0.05	0.5	14000	+20	$40 \pm 10$	20, 21, 7, 22
L1521F	04:28:38.941	26:51:35.14	140	0.035	0.7–2	4500	+240	$20 \pm 20$	23, 24, 3, 25
L1527	04:39:53.875	26:03:09.66	140	0.9	1.2	17000	+90	$3 \pm 5$	26, 7, 7, 25
L1157	20:39:06.269	68:02:15.70	352	4.0	3.0	15800	+163	$10 \pm 10$	27, 7, 7, 28-29
GF9-2	20:51:29.823	60:18:38.44	200	0.3	0.5	7000	0	$30 \pm 20^{**}$	30, 31, 3, —

**Notes.** <sup>(a)</sup> Name of the protostars with the multiple components resolved by the 1.3 mm continuum emission from PdBI observations (Maury et al. 2019). <sup>(b)</sup> Coordinates of the continuum emission peak at 1.3 mm from Maury et al. (2019). <sup>(c)</sup> Distance assumed for the individual sources. We adopt a value of 140 pc for the Taurus distance estimated from a VLBA measurement (Torres et al. 2009). The distances of Perseus and Cepheus are taken following recent Gaia parallax measurements that have determined a distance of  $(293 \pm 20)$  pc (Ortiz-León et al. 2018) and  $(352 \pm 18)$  pc (Zucker et al. 2019), respectively. We adopt a value of 200 pc for the GF9-2 cloud distance (Wiesemeyer 1997; Wiesemeyer et al. 1998) but this distance is very uncertain and some studies estimated a higher distance between 440–470 pc (Viotti 1969, C. Zucker, priv. comm.) and 900 pc (Reid et al. 2016). <sup>(d)</sup> Internal luminosities which come from the analysis of *Herschel* maps from the Gould Belt survey (HGBS, André et al. 2010 and Ladjelate et al. in prep.) and corrected by the assumed distance. <sup>(e)</sup> Envelope mass corrected by the assumed distance. <sup>(f)</sup> Outer radius of the individual protostellar envelope determined from dust continuum emission, corrected by the assumed distance. We adopt the radius from PdBI dust continuum emission (Maury et al. 2019) when we do not have any information on the 30m continuum from Motte & André (2001) and for IRAS4A which is known to be embedded into a compressing cloud (Belloche et al. 2006). <sup>(g)</sup> Position angle of the blue lobe of the outflows estimated from CALYPSO PdBI  $^{12}\text{CO}$  and SiO emission maps (Podio & CALYPSO, in prep.). PA is defined East from North. Sources indicated with (\*) have an asymmetric outflow and the position angles of both lobes are reported. For IRAS2A and IRAS4A, previous works done by Codella et al. (2014b) and Santangelo et al. (2015) respectively, show a detailed CALYPSO view of the jets. <sup>(h)</sup> Inclination angle of the equatorial plane with respect to the line of sight. Sources indicated with (\*\*) have an inclination angle not well constrained, so we assumed a default value of  $(30 \pm 20)^\circ$ . <sup>(i)</sup> References for the protostar discovery paper, the envelope mass, the envelope radius and then the inclination are reported here.

**References.** (1) O’Linger et al. (1999); (2) Enoch et al. (2009); (3) Maury et al. (2019); (4) Tobin et al. (2007); (5) Curiel et al. (1990); (6) Sadavoy et al. (2014); (7) Motte & André (2001); (8) Kwon et al. (2006); (9) Anglada et al. (1989); (10) Bachiller et al. (1995); (11) Girart & Acord (2001); (12) Jennings et al. (1987); (13) Karska et al. (2013); (14) Codella et al. (2004); (15) Maret et al. (2014); (16) Grossman et al. (1987); (17) Chini et al. (1997); (18) Ching et al. (2016); (19) Desmurs et al. (2009); (20) André et al. (1999); (21) André et al. (2000); (22) Belloche et al. (2002); (23) Mizuno et al. (1994); (24) Tokuda et al. (2016); (25) Terebey et al. (2009); (26) Ladd et al. (1991); (27) Umemoto et al. (1992); (28) Gueth et al. (1996); (29) Bachiller et al. (2001); (30) Schneider & Elmegreen (1979); (31) Wiesemeyer (1997).

presented in Maury et al. (2019). The phase self-calibration corrections derived from the continuum emission gain curves, described in Maury et al. (2019), were also applied to the line visibility data (for all sources in the restricted sample studied here except the faintest sources IRAM04191, L1521F, GF9-2, and L1448-2A). Here, we focus on the  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) emission line at 219560.3190 MHz and the  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) emission

line at 93176.2595 MHz, observed with high spectral resolution (39 kHz channels, i.e. a spectral resolution of  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  at 1.3 mm and  $0.13 \text{ km s}^{-1}$  at 3 mm). The  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) maps were produced from the continuum-subtracted visibility tables using either (i) a robust weighting of 1 for the brightest sources to minimize the side-lobes, or (ii) a natural weighting for the faintest sources (IRAM04191, L1521F, GF9-2, and L1448-2A) to min-

imize the rms noise values. We resampled the spectral resolution to  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  to improve the signal-to-noise ratio of compact emission. The  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) maps were produced from the continuum-subtracted visibility tables using a natural weighting for all sources. In all cases, deconvolution was carried out using the Hogbom algorithm in the GILDAS/MAPPING program.

### 3.2. Short-spacing observations from the IRAM 30-meter telescope

The short-spacing observations were obtained at the IRAM 30-meter telescope (30m) between November 2011 and November 2014. Details of the observations for each source are reported in Table A.1. We observed the  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) lines using the heterodyne Eight MIXer Receiver (EMIR) in two atmospheric windows: E230 band at 1.3 mm and E090 band at 3 mm (Carter et al. 2012). The Fast Fourier Transform Spectrometer (FTS) and the VErSatile SPectrometer Array (VESPA) were connected to the EMIR receiver in both cases. The FTS200 backend provided a large bandwidth (4 GHz) with a spectral resolution of 200 kHz ( $0.27 \text{ km s}^{-1}$ ) for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  line, while VESPA provided high spectral resolution observations (20 kHz channel or  $0.063 \text{ km s}^{-1}$ ) of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  line. We used the on-the-fly spectral line mapping, with the telescope beam moving at a constant angular velocity to sample regularly the region of interest ( $1' \times 1'$  coverage for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission and  $2' \times 2'$  coverage for the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission). The mean atmospheric opacity at 225 GHz was  $\tau_{225} \sim 0.2$  during the observations at 1.3 mm, and  $\tau_{225} \sim 0.5$  during the observations at 3 mm. The mean values of atmospheric opacity are reported for each source in Table A.1. The telescope pointing was checked every 2–3 h on quasars close to the CALYPSO sources, and the telescope focus was corrected every 4–5 h using the planets available in the sky. The single-dish data were reduced using the GILDAS/MIRA and CLASS programs following the standard steps: flagging of bad channels, temperature calibration, baseline subtraction, and gridding of individual spectra to produce regularly-sampled maps.

### 3.3. Combination of the PdBI and 30m data

The IRAM PdBI observations are mostly sensitive to compact emission from the inner envelope. Inversely, single-dish data contains information at envelope scales ( $r \sim 5 - 40''$ ) but its angular resolution does not allow to characterize the inner envelope emission at scales smaller than the beamwidth. To constrain the kinematics at all relevant scales of the envelope, one has to build high angular resolution data which recovers all emission of protostellar envelopes. We merged the PdBI and the 30m data (hereafter PdBI+30m) for each tracer using the pseudo-visibility method<sup>2</sup>: we generated pseudo-visibility from the Fourier transformed 30m image data, which are then merged to the PdBI data in the GILDAS/MAPPING software. This process degrades the angular resolution of the PdBI data but recovers a large fraction of the extended emission. The spectral resolution of the combined PdBI+30m data is limited by the 30m dataset at 1.3 mm ( $0.27 \text{ km s}^{-1}$ ) and the PdBI one at 3 mm ( $0.13 \text{ km s}^{-1}$ ).

We produced the  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) combined datacubes in such a way to have a synthesized beam size  $< 2''$  and a noise level  $< 10 \text{ mJy beam}^{-1}$ . As the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission traces preferentially the outer protostellar envelope, we used a natural weighting to build the combined maps to minimize the noise rather than to maximize angular resolution. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) combined maps were

produced using a robust weighting scheme, in order to obtain synthesized beam sizes close to the PdBI ones, and to minimize the side-lobes. In all cases, the deconvolution was carried out using the Hogbom algorithm in MAPPING.

### 3.4. Properties of the analyzed maps

Following the procedure described above, we have obtained, for each source of the sample, a set of three cubes for each of the two molecular tracers  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0), probing the emission at different spatial scales (PdBI map, combined PdBI+30m map, and 30m map). In order to build maps with pixels that contain independent data and avoid oversampling, we inversed visibilities from the PdBI and the combined PdBI+30m datasets using only 4 pixels per synthesized beam, and we smoothed the resulting maps afterwards to obtain 2 pixels per element of resolution. The properties of the resulting maps are reported in Appendix B. The spatial resolution of the molecular line emission maps is reported in Tables B.1 and B.2. The spatial extent of the molecular emission, the rms noise levels, and the integrated fluxes are reported in Tables B.3 and B.4.

## 4. Envelope kinematics from high dynamic range datasets

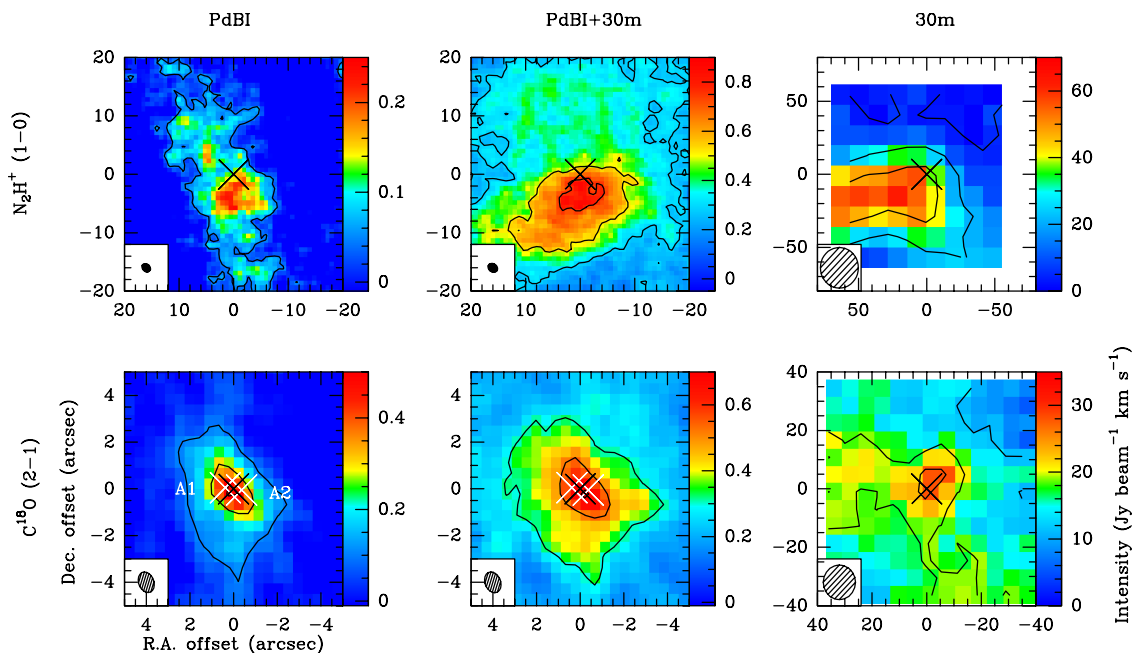
### 4.1. Integrated intensity maps

To identify at which scales of the protostellar envelopes the different datasets are sensitive to, we produced integrated intensity maps by integrating spectra of each pixel for the molecular lines  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) from the PdBI, combined, and 30m datasets for each source. For  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1), we integrated each spectrum on a velocity range of  $\pm 2.5 \text{ km s}^{-1}$  around the velocity corresponding to the maximum of the mean spectrum. The 1–0 line of  $\text{N}_2\text{H}^+$  has a hyperfine structure with seven components (see Fig. 2). We integrated the  $\text{N}_2\text{H}^+$  spectra over a range of  $20 \text{ km s}^{-1}$  encompassing the seven components. Figure 1 shows as an example the integrated intensity maps obtained for L1448-2A. The integrated intensity maps of the other sources are provided in Appendix H.

We used the integrated intensity maps to measure the average emission size of each tracer in each dataset above a  $5\sigma$  threshold. The values reported in Tables B.3 and B.4 are the average of two measurements: an intensity cut along the axis of the equatorial plane and circular averages at different radii around the intensity peak position of the source. Only pixels whose intensity is at least 5 times higher than the noise in the map are considered to build these intensity profiles. The FWHM of the adjustment by a Gaussian function allows us to determine the average emission size of the sources. For both tracers and for all sources in our sample, the emission is detected above  $5\sigma$  in an area larger in the combined datasets than in the PdBI datasets, and smaller than in the 30m ones (see Tables B.3 and B.4). Our three datasets are thus not sensitive to the same scales and allow us to probe different scales within the 12 sampled protostellar envelopes: the 30m datasets trace the outer envelope, the PdBI datasets the inner part and the combined ones the intermediate scales.

The  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecules do not trace the same regions of the protostellar envelope either: Anderl et al. (2016) reported from an analysis of the CALYPSO survey that the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission forms a ring around the central  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission in four sources. Previous studies (Bergin et al. 2002; Maret et al. 2002, 2007; Anderl et al. 2016) showed that  $\text{N}_2\text{H}^+$  which is abundant

<sup>2</sup> <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/doc/pdf/map.pdf>



**Fig. 1.** Integrated intensity maps of  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) (top) and  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) (bottom) emission from the PdBI (left), combined (middle), and 30m (right) datasets for L1448-2A. The white crosses represent the positions of the binary system determined from the 1.3 mm dust continuum emission. The black cross represents the middle position between the binary system. The clean beam is shown by an ellipse on the bottom left of each map. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $25\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4). Be careful, the spatial scales of the maps are not uniform in all panels.

in the outer envelope, is chemically destroyed when the temperature in the envelope reaches the critical temperature ( $T \gtrsim 20\text{K}$ ) at which CO desorbs from dust ice mantles. Hence, while  $\text{N}_2\text{H}^+$  can be used to probe the envelope kinematics at outer envelope scales,  $\text{C}^{18}\text{O}$  can be used as a complementary tracer of the gas kinematics at smaller radii where the embedded protostellar embryo heats the gas to higher temperatures.

The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission is robustly detected ( $>5\sigma$ ) in our PdBI observations for most sources, except for L1521F and IRAM04191 which are the lowest luminosity sources of our sample (see Table 1), and for SVS13-B where the emission is dominated by its companion, the Class I protostar SVS13-A. For most sources, the interferometric map obtained with the PdBI shows mostly compact emission ( $r < 3''$ , see Table B.3). However, the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the 30m datasets shows more complex structures (see Appendix H). Assuming that, under the hypothesis of spherical geometry, the emission from a protostellar envelope is compact ( $r \lesssim 40''$ , ie.  $\lesssim 10000$  au, see Table 1) and stands out from the environment in which it is embedded, the 30m emission of L1448-2A, L1448-C, and IRAS4A comes mainly from the envelope.

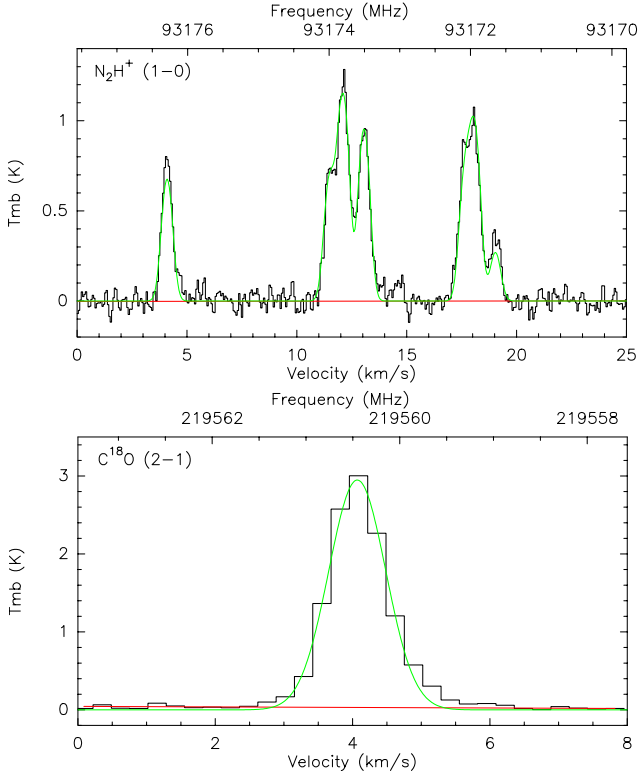
The  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is detected in our combined observations for all sources. In the four sources studied by Anderl et al. (2016), they do not detect the emission at the 1.3 mm continuum peak, but emission rings around the  $\text{C}^{18}\text{O}$  central emission. From Table B.4, we noticed two types of emission morphologies based on the PdBI dataset: compact ( $r < 7''$ , see Table B.4) or extended/filamentary ( $r \gtrsim 9''$ ). In the same way as the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the 30m datasets shows complex structures with radius  $r \gtrsim 40''$  for most sources, except for five sources (IRAM04191, L1521F, L1448-NB, L1448-C, and L1157) where the emission is consistent with the compact emission of the protostellar envelope.

The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI is not centered on the continuum peak for three sources in our sample: IRAS4A, L1448-NB, and L1448-2A (see Appendix H). For each of these sources, the PdBI 1.3 mm dust continuum emission map resolves a close binary system ( $<600$  au) with both components embedded in the same protostellar envelope (Maury et al. 2019, see Table 1). The origin of the coordinate offsets is chosen to be the main protostar, secondary protostar, and the middle of the binary system for IRAS4A, L1448-NB, and L1448-2A, respectively, to study the kinematics in a symmetrical way.

#### 4.2. Velocity gradients in protostellar envelopes

To quantify centroid velocity variations at all scales of the protostellar envelopes, we produced centroid velocity maps of each Class 0 protostellar envelope by fitting all individual spectra (pixel by pixel) by line profile models in the CLASS program of the GILDAS software. We only considered the line intensity detected with a signal-to-noise ratio higher than 5. We fitted the spectra to be able to deal with multiple velocity components. Indeed, because protostellar envelopes are embedded in large scale clouds, multiple velocity components can be expected on some lines of sight where both the protostellar envelope and the cloud emit. For example, Belloche et al. (2006) found several velocity components in their 30m of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission of IRAS4A (see Appendix H.6). Except for IRAS4A and IRAS4B for which we fitted two velocity components, for most sources we used a Gaussian line profile to model the  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) emission, with the line intensity, full width at half maximum (FWHM), and centroid velocity let as free parameters (see Fig. 2). In the case of  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0), we used a hyperfine structure (HFS) line profile to determine the FWHM and centroid velocity of the molecular line emission (see Fig. 2). Figures 3 to 14 show the centroid





**Fig. 2.** Mean spectra of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  (top) and  $\text{C}^{18}\text{O}$  (bottom) molecular lines from the 30m datasets for L1448-2A. The best fits of the spectra, by a hyperfine structure and a Gaussian line profile models respectively, are represented in green solid lines. In the top panel, the velocity axis corresponds to the isolated HFS component  $1_{01} - 0_{12}$ . The systemic velocity is estimated to be  $4.10 \text{ km s}^{-1}$  for this source (see Table E.1).

velocity maps obtained for each source of the sample using the PdBI, combined, and 30m datasets for both the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission.

For most sources in our sample, these centroid velocity maps reveal organized velocity patterns with blue-shifted and red-shifted velocity components, especially on both sides of the equatorial plane where such velocity gradients could be due to rotation of the envelopes. The global kinematics in Class 0 envelopes is a complex combination of rotation, infall, and outflow motions. The observed velocities are projected on the line of sight and thus, are a mix of the various gas motions. Therefore, it is not straightforward to interpret a velocity gradient in terms of the underlying physical process producing it. In order to have an indication on the origin of these gradients, we performed a least-square minimization of a linear velocity gradient model on the velocity maps following:

$$v_{\text{grad}} = v_0 + a\Delta\alpha + b\Delta\beta \quad (1)$$

with  $\Delta\alpha$  and  $\Delta\beta$  the equatorial offsets (Goodman et al. 1993).

This simple model provides an estimate of the reference velocity  $v_0$  called systemic velocity, the direction  $\Theta$ , and the amplitude  $G$  of the mean velocity gradient. One would expect a mean gradient perpendicular to the outflow axis if the velocity gradient was due to rotational motions in an axisymmetric envelope. A mean gradient oriented along the outflow axis could be due to jets/outflows or infall in a flattened geometry. The gradients were fitted on the region of the velocity maps shown in Fig. 3, i.e.  $5'' \times 5''$  in the PdBI and combined datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (lower left and central panels),  $20'' \times 20''$  for the  $\text{N}_2\text{H}^+$

emission from the PdBI and combined datasets (upper left and central panels), and  $40'' \times 40''$  and  $80'' \times 80''$  respectively for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the 30m datasets (right panels). Table 2 reports the velocity gradients in the cases where a blue- and a red-shifted velocity components are observed on each side of the protostar, itself at the systemic velocity  $v_0$ .

No significant velocity gradient is observed for IRAM04191, L1521F, and SVS13-B in  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission at scales  $r < 5''$  or for L1448-C and IRAS4B at  $r > 30''$  (see Table 2). Seven of the 12 sources in our sample show a mean gradient in  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission aligned with the equatorial plane ( $\Delta\Theta < 30^\circ$ ) which could trace rotational motions of the envelope at scales  $r < 5''$ . At similar scales, four sources (L1448-NB, L1521F, L1157, GF9-2) show gradients with intermediate orientation ( $30^\circ < \Delta\Theta < 60^\circ$ ). Finally, L1448-2A shows a mean gradient aligned to the outflow axis rather than the equatorial plane ( $\Delta\Theta > 60^\circ$ ). For these last five sources, the gradients observed could be due to a combination of rotation, ejection, and infall motions. For all sources, we noticed a systematic dispersion of the direction of the velocity gradient from inner to outer scales in the envelope (see Fig. 19). We discuss in Sect. 5.4 whether this shift in direction of the velocity gradient is due to a transition from rotation-dominated inner envelope to collapse-dominated outer envelope at  $r > 1500 \text{ au}$ , or is due to the different molecular tracers used for this analysis. In most sources, the gradient moves away from the equatorial plane as the scale increases. Only three sources (IRAM04191, L1521F, and L1527) show a gradient close to the axis of the equatorial plane with  $\Delta\Theta < 30^\circ$  at  $2000 \text{ au}$  in  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the combined dataset while four sources show a complex gradient and five sources have a  $\Delta\Theta > 60^\circ$ .

#### 4.3. High dynamic range position-velocity diagrams to probe rotational motions

To investigate rotational motions and characterize the angular momentum properties in our sample of Class 0 protostellar envelopes, we build the position-velocity ( $\text{PV}_{\text{rot}}$ ) diagrams along the equatorial plane. We assumed the position angle of the equatorial plane as orthogonal to the jet axis reported in Table 1. The choice of this equatorial plane allows us to maximize sensitivity to rotational motions and minimize potential contamination on the line of sight due to collapsing or outflowing gas (Yen et al. 2013).

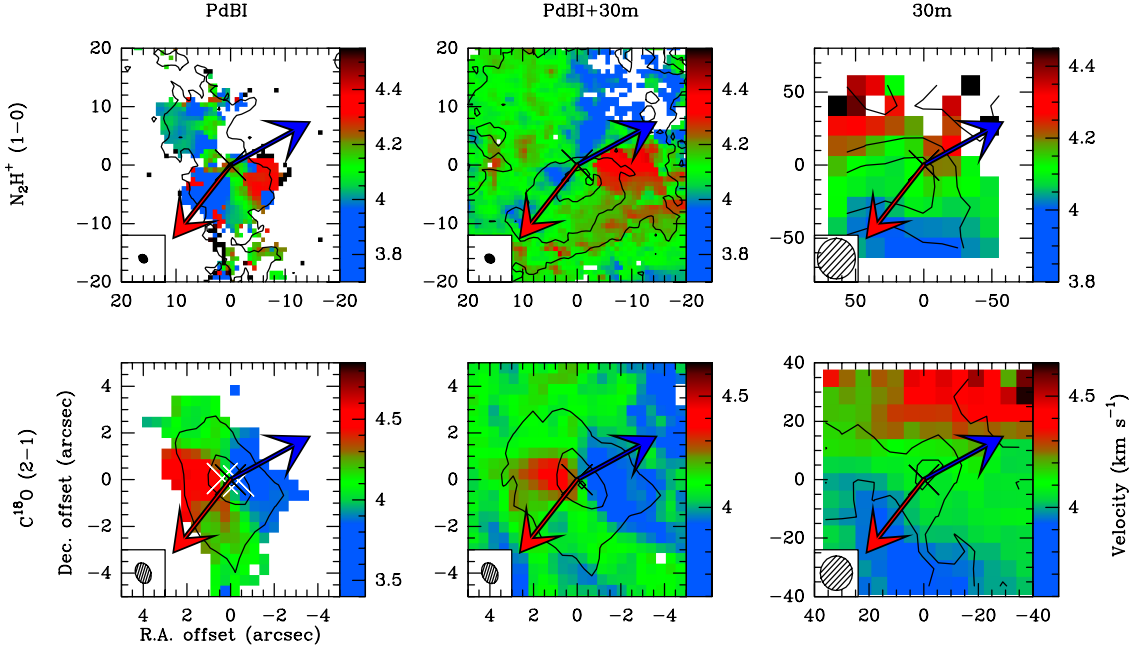
The analysis described in details in Appendix C allows us to build a  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram with a high dynamic range from  $50 \text{ au}$  up to  $5000 \text{ au}$  for each source as follows (see the example of L1448-C in Fig. 15):

- To constrain the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram at the smallest scales resolved by our data ( $\sim 0.5''$ ), we use the PdBI  $\text{C}^{18}\text{O}$  datasets that we analyze in the (u,v) plane to avoid imaging and deconvolution processes (see label " $\text{C}^{18}\text{O}$  PdBI" in Fig. 15). We only kept central emission positions in the channel maps at a position angle  $< |45^\circ|$  with respect to the equatorial plane (see Appendix C).
- Since the  $\text{C}^{18}\text{O}$  extended emission is filtered out by the interferometer, we used the combined  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission to populate the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram at the intermediate scales of the protostellar envelopes (see label " $\text{C}^{18}\text{O}$  combined" in Fig. 15). The  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecule remains the best tracer when the temperature is higher than  $\sim 20 \text{ K}$  because below, the  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecule freezes onto dust ice mantles. To determine the transition radius  $R_{\text{trans}}$  between the two tracers, we calculate the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  column densities along the equatorial plane from the combined integrated intensity maps (see Appendix D and green points in

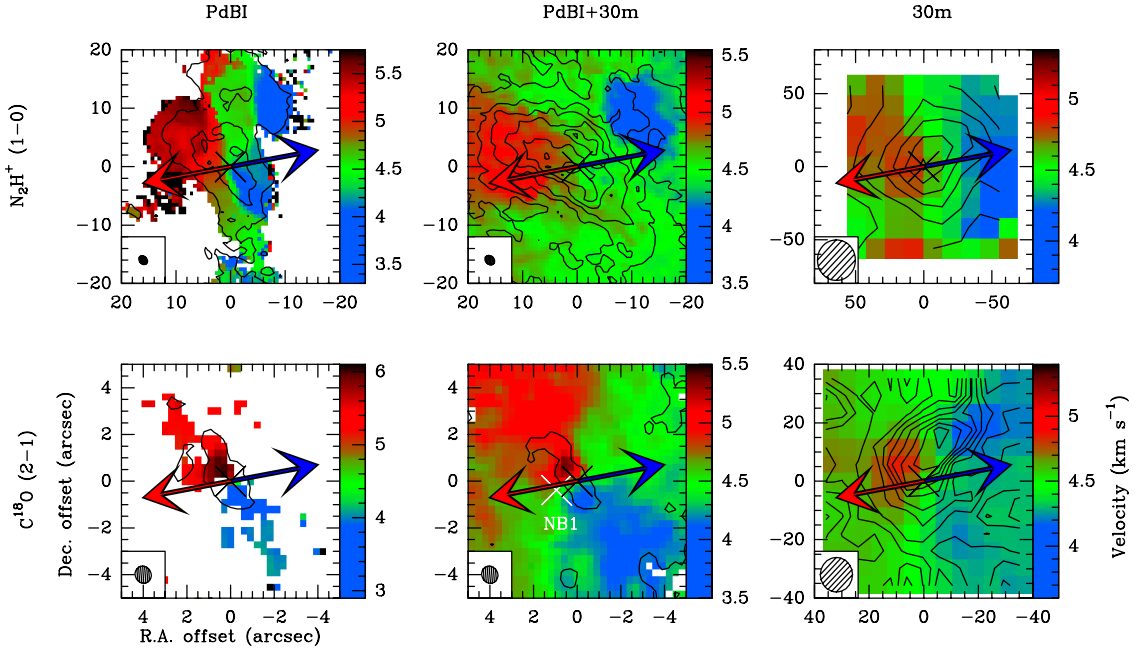
**Table 2.** Estimation of the systemic velocity, the mean velocity gradient amplitude and its orientation from linear gradient fit of centroid velocity maps in C<sup>18</sup>O and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> emission from the PdBI, the combined, and the 30m datasets for the CALYPSO sample sources.

Source	Line	PdBI				PdBI+30m				30m			
		$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)	$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)	$G$ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$v_0$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Theta^a$ (°)	$\Delta\Theta^b$ (°)
L1448-2A	C <sup>18</sup> O (2-1)	118 ± 3	4.06 ± 0.03	107 ± 2	69	13 ± 2	4.05 ± 0.04	81 ± 1	43	6 ± 1	4.12 ± 0.02	-14 ± 2	52
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	19 ± 1	4.09 ± 0.03	-89 ± 2	53	2 ± 1	4.10 ± 0.04	-177 ± 21	35	2 ± 1	4.16 ± 0.04	-8 ± 3	46
L1448-NB	C <sup>18</sup> O (2-1)	214 ± 1	4.71 ± 0.06	51 ± 1	41	75 ± 1	4.55 ± 0.05	50 ± 1	40	6 ± 1	4.45 ± 0.02	85 ± 4	75
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	108 ± 1	4.55 ± 0.02	74 ± 1	64	13 ± 1	4.57 ± 0.02	100 ± 1	90	4 ± 1	4.51 ± 0.01	97 ± 1	87
L1448-C	C <sup>18</sup> O (2-1)	218 ± 4	5.13 ± 0.05	-119 ± 2	12	62 ± 1	5.03 ± 0.05	-138 ± 1	31	—	—	—	—
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	15 ± 2	4.92 ± 0.03	-175 ± 4	68	13 ± 1	4.97 ± 0.03	-179 ± 1	72	7 ± 1	4.85 ± 0.01	-152 ± 1	45
IRAS2A	C <sup>18</sup> O (2-1)	150 ± 5	7.75 ± 0.08	101 ± 2	14	17 ± 1	7.63 ± 0.06	97 ± 3	18	3 ± 1	7.66 ± 0.01	-10 ± 1	55
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	11 ± 1	7.57 ± 0.04	-20 ± 6	45	4 ± 1	7.64 ± 0.03	20 ± 4	85	5 ± 1	7.61 ± 0.01	-5 ± 1	60
SVS13-B	C <sup>18</sup> O (2-1)	—	—	—	—	28 ± 4	8.19 ± 0.08	89 ± 10	12	7 ± 1	8.15 ± 0.02	-33 ± 1	70
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	16 ± 1	8.48 ± 0.03	74 ± 1	3	5 ± 1	8.31 ± 0.02	16 ± 4	61	7 ± 1	8.07 ± 0.02	-4 ± 1	81
IRAS4A	C <sup>18</sup> O (2-1)	105 ± 1	6.57 ± 0.04	-79 ± 1	11	18 ± 4	6.72 ± 0.06	-80 ± 17	10	1.2 ± 0.4	7.57 ± 0.04	8 ± 13	82
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	43 ± 1	6.85 ± 0.05	-69 ± 1	21	7 ± 1	6.90 ± 0.06	37 ± 2	53	3 ± 1	7.48 ± 0.02	51 ± 1	39
IRAS4B	C <sup>18</sup> O (2-1)	65 ± 1	6.84 ± 0.03	-89 ± 1	14	52 ± 5	6.89 ± 0.06	-83 ± 8	20	—	—	—	—
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	25 ± 2	6.94 ± 0.04	96 ± 6	19	3 ± 1	7.06 ± 0.05	-71 ± 14	32	3 ± 1	7.47 ± 0.02	51 ± 5	27
IRAM04191	C <sup>18</sup> O (2-1)	—	—	—	—	25 ± 2	6.62 ± 0.07	-42 ± 5	28	6 ± 1	6.59 ± 0.01	96 ± 1	14
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	11 ± 2	6.76 ± 0.05	109 ± 3	1	15 ± 1	6.64 ± 0.03	92 ± 1	18	3 ± 1	6.61 ± 0.01	124 ± 1*	14
L1521F	C <sup>18</sup> O (2-1)	—	—	—	—	16 ± 1	6.57 ± 0.04	-82 ± 2	52	2 ± 1	6.49 ± 0.01	-8 ± 1	22
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	26 ± 2	6.67 ± 0.04	-76 ± 5	46	0.7 ± 0.1	6.48 ± 0.01	-49 ± 2	19	0.4 ± 0.1	6.47 ± 0.01	6 ± 2	36
L1527	C <sup>18</sup> O (2-1)	171 ± 5	5.91 ± 0.06	-9 ± 3	9	66 ± 1	5.84 ± 0.06	22 ± 2	22	2 ± 1	5.94 ± 0.01	113 ± 1	67
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	17 ± 1	5.87 ± 0.03	9 ± 6	9	3 ± 1	5.91 ± 0.02	26 ± 5	26	2 ± 1	5.91 ± 0.01	123 ± 4	57
L1157	C <sup>18</sup> O (2-1)	104 ± 3	2.61 ± 0.06	13 ± 2	60	68 ± 2	2.63 ± 0.06	35 ± 2	38	2 ± 1	2.70 ± 0.15	-125 ± 8	18
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	51 ± 2	2.82 ± 0.04	35 ± 2	38	0.8 ± 0.4	2.69 ± 0.02	113 ± 65	40	1.0 ± 0.5	2.65 ± 0.04	-131 ± 35	24
GF9-2	C <sup>18</sup> O (2-1)	126 ± 17	-3.01 ± 0.06	-154 ± 4	64	17 ± 1	-2.83 ± 0.03	-133 ± 5	43	2 ± 1	-2.62 ± 0.01	102 ± 1	12
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	18 ± 3	-2.80 ± 0.01	-123 ± 8	33	1.4 ± 0.1	-2.56 ± 0.01	-9 ± 5	81	0.5 ± 0.1	-2.56 ± 0.01	40 ± 8	50

**Notes.** <sup>(a)</sup> Position angle of the redshifted lobe of the velocity gradient defined from North to East. <sup>(b)</sup> Absolute value, between 0° and 90°, of the difference between the angle of the mean gradient and the angle of the equatorial plane. The equatorial plane is defined perpendicularly to the direction of the outflows (see Table 1). (\*) For IRAM04191, the fit of the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> emission in the 30m dataset was performed ignoring the pixels close to the Class I protostar IRAS04191 in the field of view (see Appendix H).



**Fig. 3.** Centroid velocity maps of  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) (top) and  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) (bottom) emission from the PdBI (left), combined (middle), and 30m (right) datasets for L1448-2A. The blue and red solid arrows represent the directions of the blue- and red-shifted outflow lobes, respectively. The white crosses represent the positions of the binary system determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the middle position between the binary system. The clean beam is shown by an ellipse on the bottom left. The integrated intensity contours in black are the same as in Fig. 1.



**Fig. 4.** Same as Figure 3 for L1448-NB. The white cross represents the position of main protostar L1448-NB1 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the secondary protostar L1448-NB2 of the multiple system.

Fig. 15).

- At radii  $r > R_{\text{trans}}$ , the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission traces better the envelope dense gas. We use the combined  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission maps to analyze the envelope kinematics at larger intermediate scales. When the  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density profile reaches a minimum value due to the sensitivity of the combined dataset, this dataset is no longer the better dataset to provide a robust information on

the velocity (see label " $\text{N}_2\text{H}^+$  combined" in Fig. 15).

- We use the 30m  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission map to populate the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram at the largest scales of the envelope (see label " $\text{N}_2\text{H}^+$  30m" in Fig. 15).

The CALYPSO datasets allow us to continuously estimate the velocity variations along the equatorial plane in the enve-

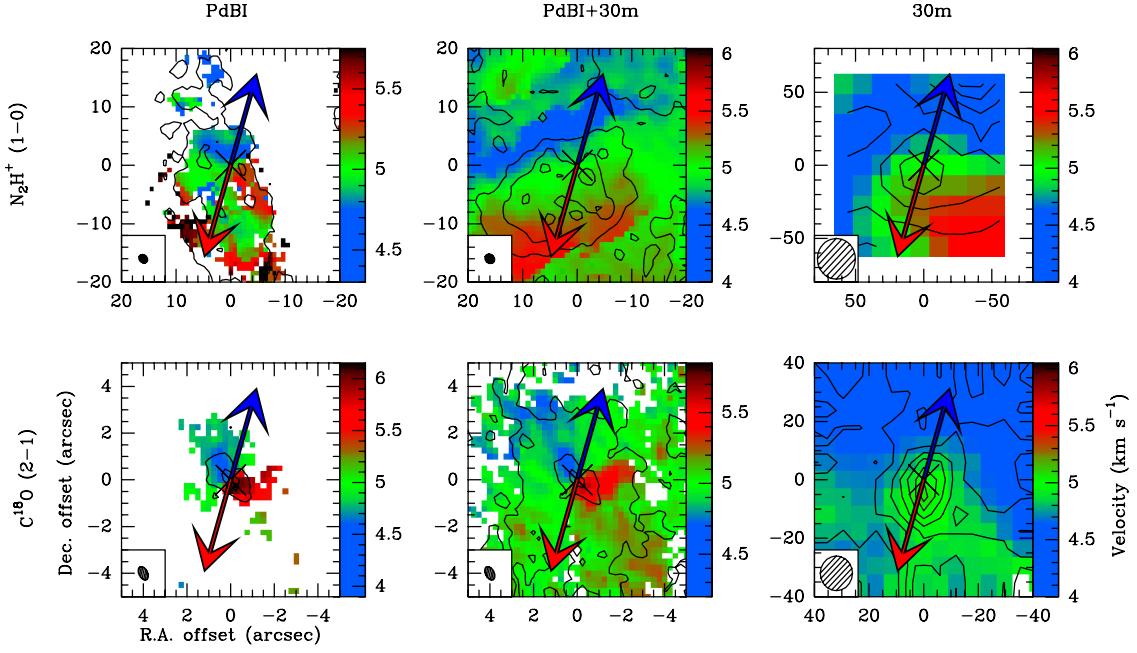


Fig. 5. Same as Figure 3 for L1448-C.

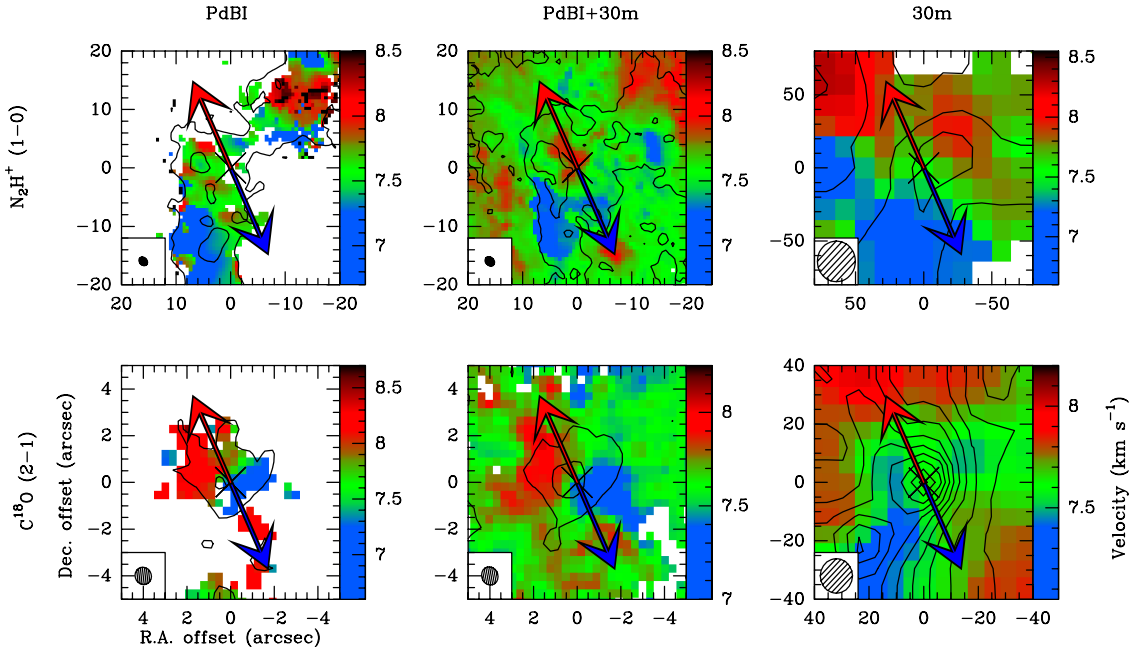
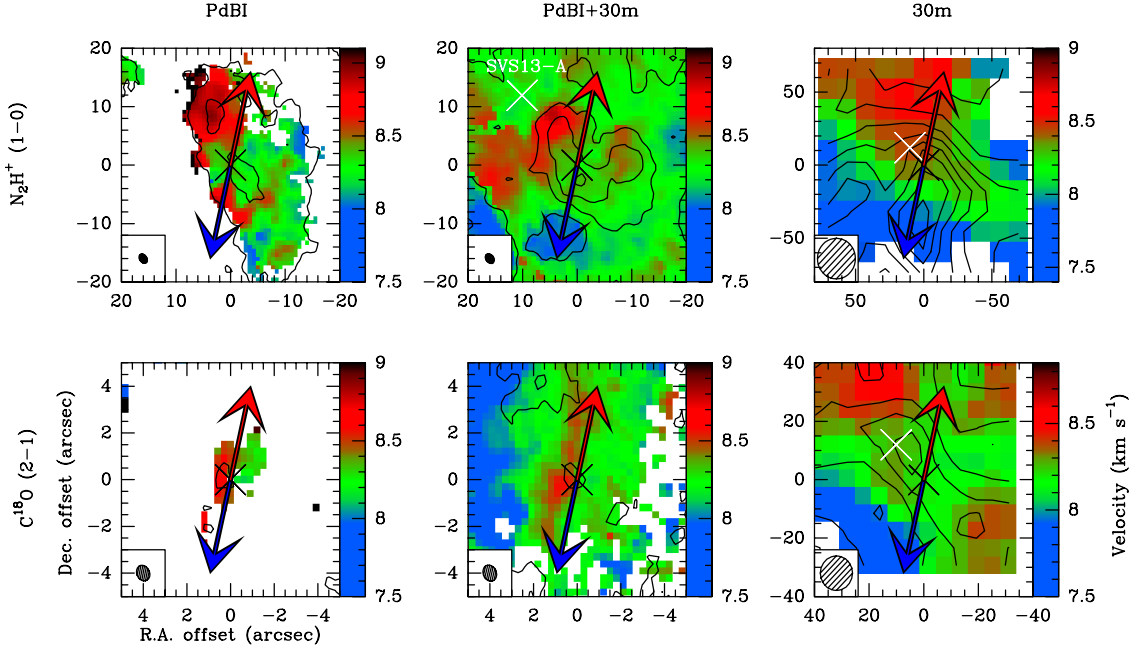


Fig. 6. Same as Figure 3 for IRAS2A.

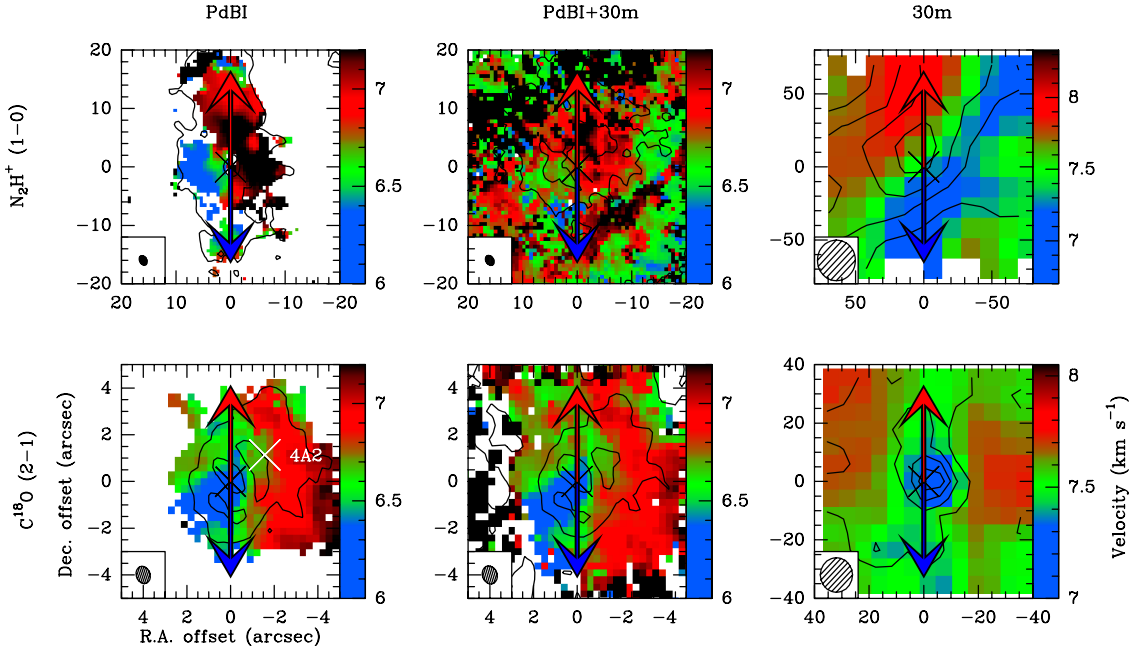
lope over scales from 50 au up to 5000 au homogeneously for each protostar. Figure 16 shows the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams built for all sources of the sample. The velocities reported in the  $PV_{\text{rot}}$  diagram are corrected for the inclination  $i$  of the equatorial plane with respect to the line of sight (see Table 1). Note that if this inclination angle is not correctly estimated, the points in the  $PV_{\text{rot}}$  diagram will be all translated by a similar amount, shifting the global observed trend but not distorting the shape. The systemic velocity used in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams are determined in Appendix E.

The method to build  $PV_{\text{rot}}$  diagrams described above and in Appendix C corresponds to an ideal case with a detection of a continuous blue-red velocity gradient along the equatorial plane in the velocity maps. In practice, the direction of velocity gradients is not always continuous at all scales probed by our observations (see Table 2, and Figure 19). For some sources, we did not take into account the kinematic information from the  $N_2H^+$  emission to constrain the  $PV_{\text{rot}}$  diagram for different reasons:

- the gradients in the velocity maps are not aligned with the equatorial plane ( $\Delta\theta > 60^\circ$  in  $N_2H^+$  emission from the combined datasets for L1448-NB, IRAS2A, SVS13-B, and GF9-2, see Ta-



**Fig. 7.** Same as Figure 3 for SVS13-B. The white cross represents the position of the Class I protostar SVS13-A determined from the 1.3 mm dust continuum emission (Maury et al. 2019).



**Fig. 8.** Same as Figure 3 for IRAS4A. The white cross represents the position of secondary protostar IRAS4A2 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the main protostar IRAS4A1 of the multiple system.

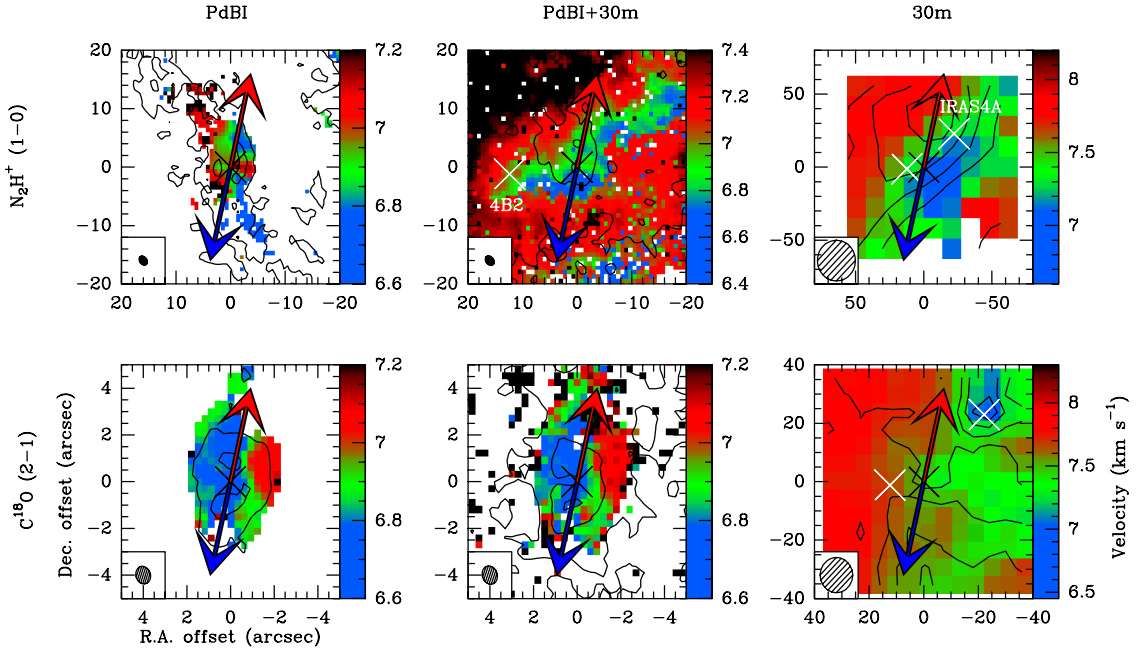
ble 2);

- only the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission shows a significant velocity gradient (for L1521F, see Table 2);
- we observed a velocity gradient inversion between inner and outer envelope scales (for L1448-2A, IRAM04191, and L1157, see Table 2).

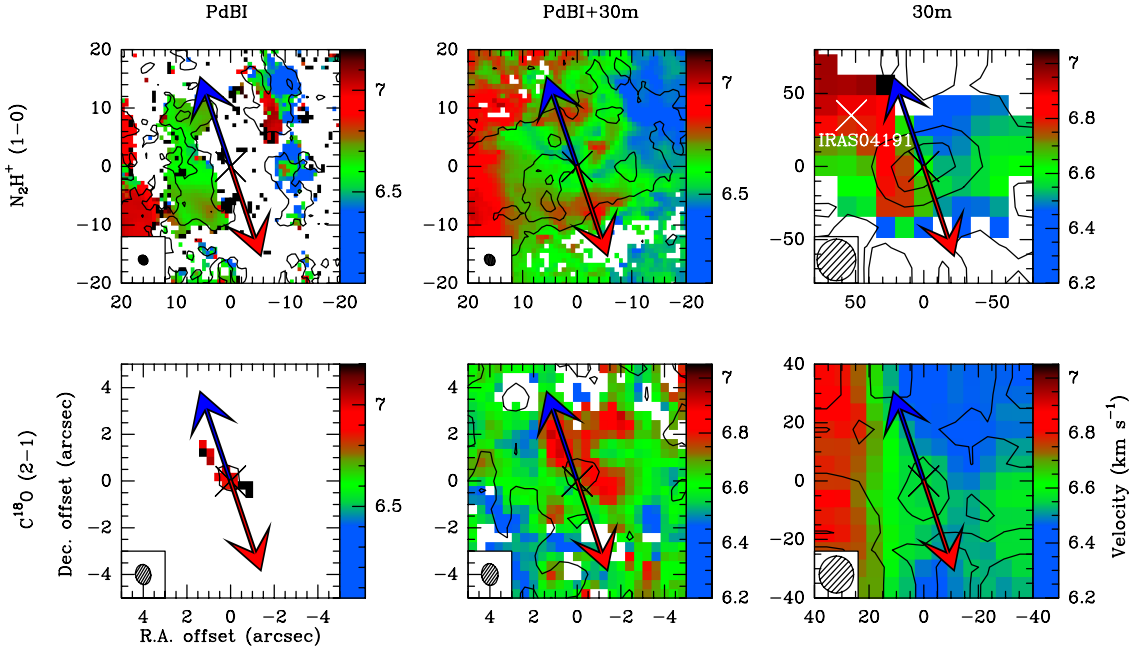
The sources in our sample show specific individual behaviors, therefore we followed as closely as possible the method to build the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram adapting it on a case-by-case basis.

## 5. Discussion

In this section, we discuss the presence of rotation in the protostellar envelopes from the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagrams (see Sect. 5.1 and Fig. 16). We build the distribution of specific angular momentum associated to the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagrams (see Sect. 5.2) and explore the possible solutions to explain the  $j(r)$  profiles observed in the inner ( $r < 1600$  au, see Sect. 5.3) and outer ( $r > 1600$  au, see Sect. 5.4) parts of the envelopes.



**Fig. 9.** Same as Figure 3 for IRAS4B. The white crosses represent the position of secondary protostar IRAS4B2 and the position of IRAS4A, respectively, determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the secondary protostar L1448-NB2 of the multiple system.



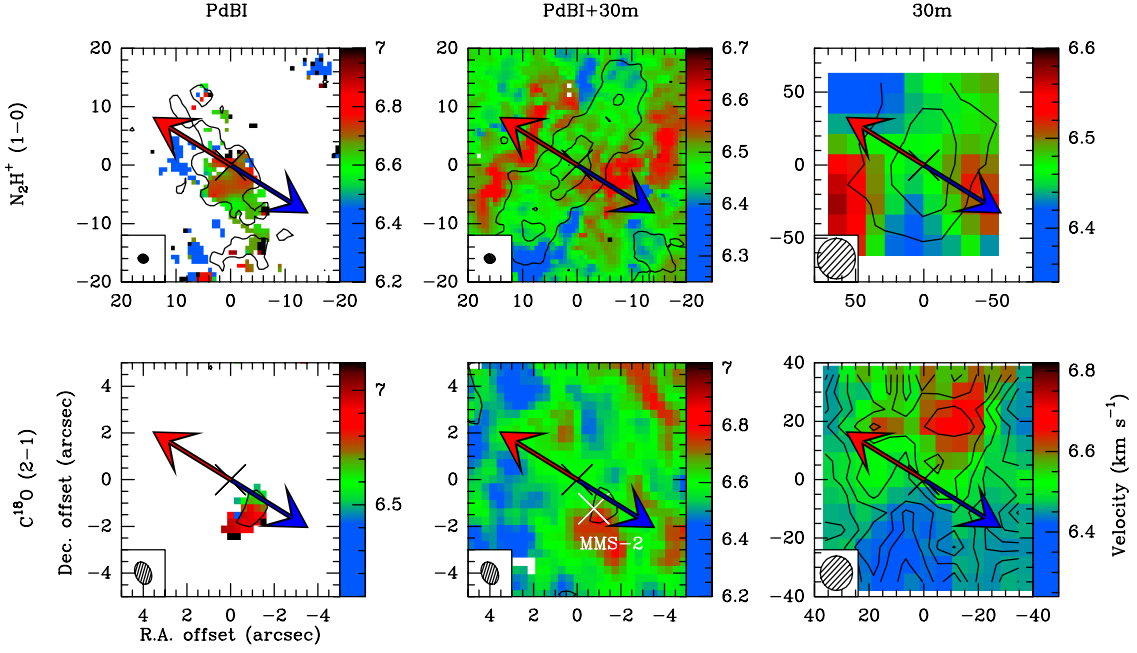
**Fig. 10.** Same as Figure 3 for IRAM04191. The white cross represents the position of the Class I protostar IRAM04191. The black cross represents the position of IRAM04191 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1).

### 5.1. Characterization of rotational motions

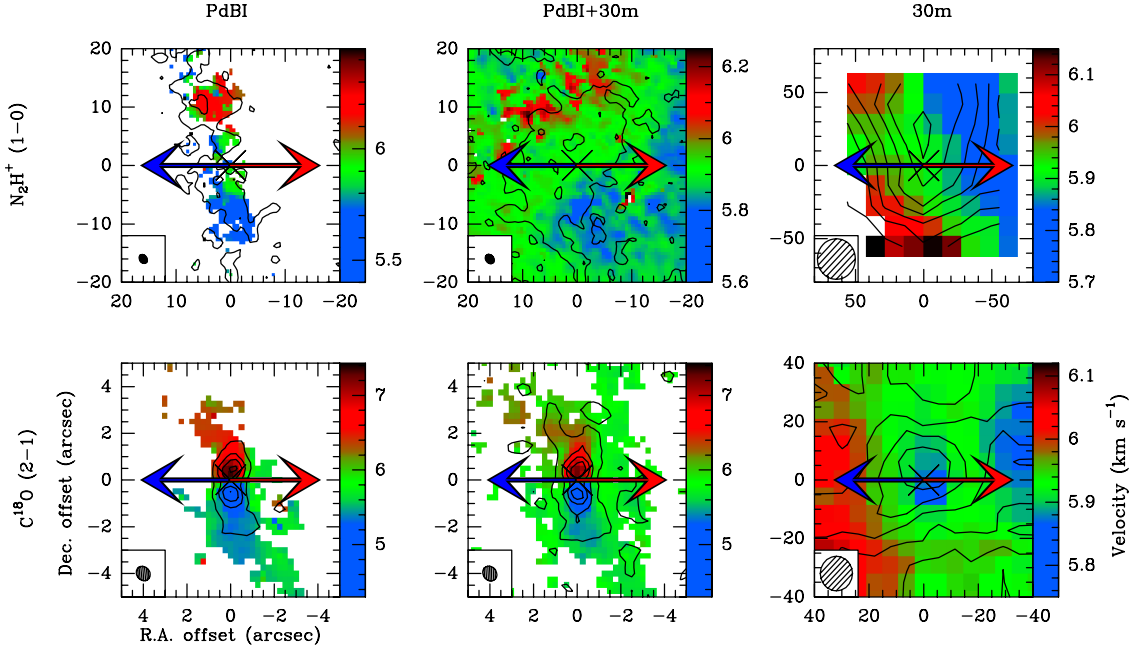
We assume that the protostellar envelopes are axisymmetric around their rotation axes, and hence the velocity gradients observed in the equatorial plane, and reported in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams, are mostly due to the rotational motions of the envelopes. We model the rotational velocity variations by a simple power-law model  $v \propto r^\alpha$ . This method has been tested with an axisymmetric model of collapsing-rotating envelopes by Yen et al.

(2013). As long as rotation dominates the velocity field on the line of sight, which depends on the inclination and flattening of the envelope, Yen et al. (2013) obtained robust estimates of the rotation motions at work in the envelopes. First, we fix the power-law index at  $\alpha=-1$  to compare to what is theoretically expected for an infalling and rotating envelope from a progenitor core in solid-body rotation (Ulrich 1976; Cassen & Moosman 1981; Terebey et al. 1984; Basu 1998). The reduced  $\chi^2$  values of fits by an orthogonal least-square model are reported in the sec-





**Fig. 11.** Same as Figure 3 for L1521F. The white cross represents the position of the starless dense core MMS-2.

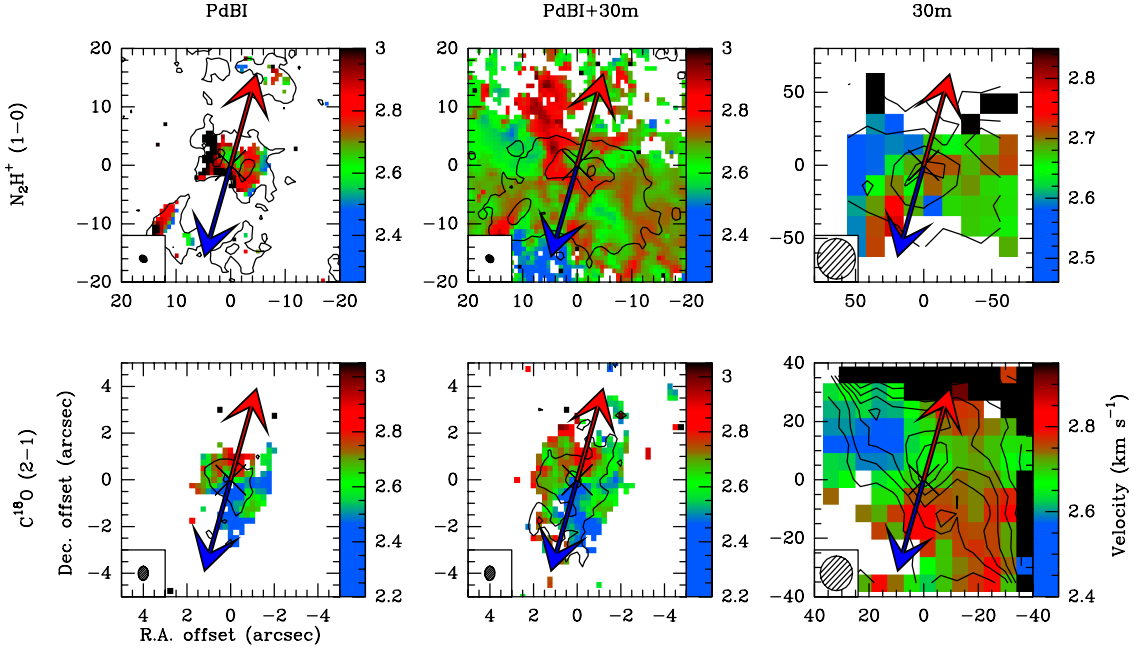


**Fig. 12.** Same as Figure 3 for L1527.

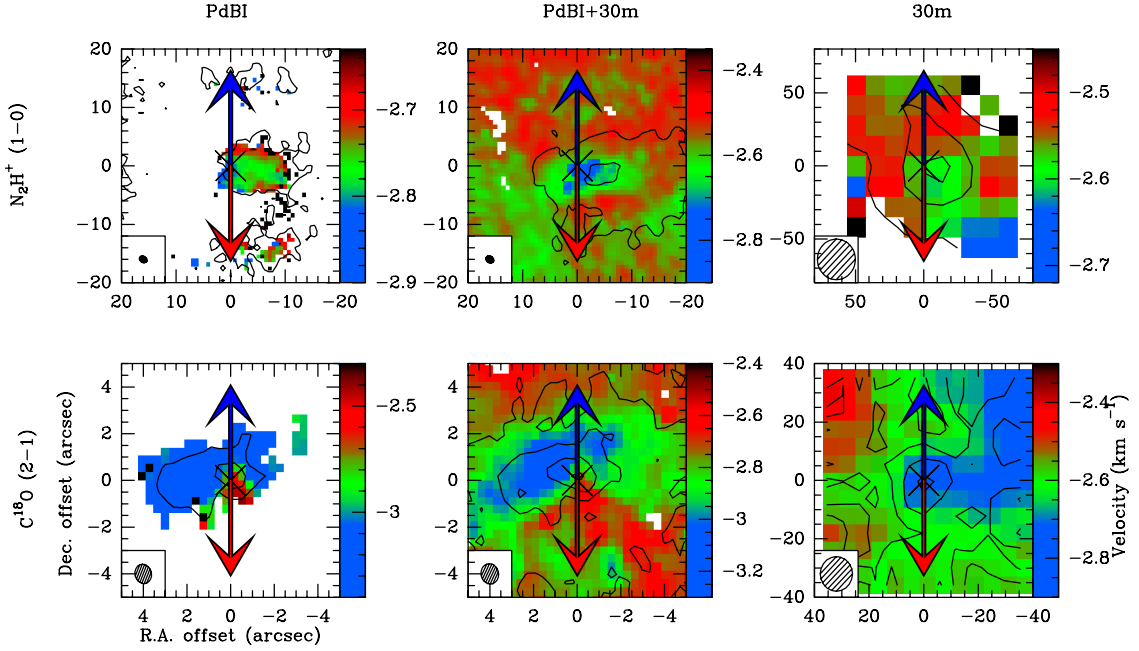
ond column of Table 3. Then, we let the power-law index vary as a free parameter: the best power-law index and the reduced  $\chi^2$  found for each protostellar envelope in our sample are reported in the third column of Table 3. Figure 16 shows the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams adjusted by a power-law for the sources of the CALYPSO sample.

The power-law indices of the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams from our sample are between -1.1 and 0.8. Five sources (L1448-2A, IRAS2A, SVS13-B, L1527, and GF9-2) show rotational velocity variations in the envelope scaling as a power law with an index close to -1. This is consistent with the expected index for collapsing

and rotating protostellar envelopes. The reduced  $\chi^2$  are  $\sim 1.5$  for these sources except for IRAS2A and SVS13-B for which it is better ( $\sim 0.2$ ). L1521F and L1157 show a power-law index close to 0 with a very low reduced  $\chi^2$  ( $\leq 0.3$ , see Table 3). These flat  $PV_{\text{rot}}$  diagrams ( $v_{\text{rot}} \sim \text{constant}$ ) suggest differential rotation of the envelope with an angular velocity  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r} \propto r^{-1}$ . For two other sources (IRAS4B and IRAM04191), the best indices are compatible with -0.5, which could suggest Keplerian rotation at scales  $r < 1300$  au. However, the reduced  $\chi^2$  are also satisfactory ( $\sim 1$ ) when we fix the power-law index at  $\alpha = -1$  (see Table 3).



**Fig. 13.** Same as Figure 3 for L1157.



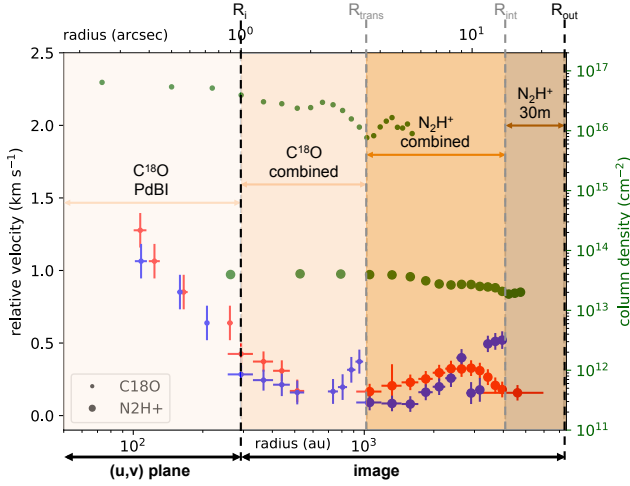
**Fig. 14.** Same as Figure 3 for GF9-2.

Hence, for these two sources, our CALYPSO data can not constrain the variation of the rotational velocity field with radius.

Rotational velocity variations along the equatorial plane between 50 and 5000 au in L1448-NB and L1448-C cannot be reproduced satisfactorily by any single power-law model ( $\chi^2 > 2$ , see Table 3). However, considering only the points at  $r < 400$  au for L1448-NB and at  $r < 1500$  au for L1448-C, we obtain a power-law index of  $-0.9 \pm 0.2$  with a good reduced  $\chi^2$  of 0.4, and an index of  $-1.0 \pm 0.1$  with a good reduced  $\chi^2$  value of 1.2, respectively, as expected for a collapsing and rotating envelope.

We found a positive index  $\alpha$  for IRAS4A of 0.8 (see Table 3). It could be an indication of solid-body rotation  $\Omega = \frac{v_{\text{rot}}}{r} \sim \text{constant}$ . However, we observe that the velocity in the  $PV_{\text{rot}}$  diagram decreases from 2000 to  $\sim 600$  au and re-increases at small scales (see panel (f) of Fig. 16). Thus, the velocity gradient is not uniform on the scales traced by the  $PV_{\text{rot}}$  diagram as would be expected for a solid-body rotation ( $v_{\text{rot}} \propto r$ ). Moreover, points at radii  $r < 600$  au are consistent with an infalling and rotating envelope (see panel (f) of Fig. 16): considering only these points, we obtain a power-law index of  $-1.3 \pm 0.6$  with a good reduced  $\chi^2$  value of 0.6. There is a dip in the  $C^{18}\text{O}$  emis-





**Fig. 15.** Plot summarizing the combination of tracers and datasets used to build high dynamic range  $PV_{\text{rot}}$  diagrams in the L1448-C envelope. The transition radii between the different datasets (PdBI, combined, and 30m) and the two  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  tracers are given in Table C.1. The green points show the column density profiles along the equatorial plane of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  estimated from the combined datasets (see Appendix D).

**Table 3.** Parameters of best power-law fits to the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams.

Source	Power law fit $\alpha=-1^a$		Power law fit <sup>b</sup>		
	DoF	$\chi^2$	DoF	$\alpha$	$\chi^2$
L1448-2A*	8	1.3	7	$-0.9 \pm 0.1$	1.4
L1448-NB	34	2.3	33	$-0.94 \pm 0.04$	2.3
L1448-C	43	10.5	42	$-0.38 \pm 0.03$	6.4
IRAS2A	13	0.9	12	$-0.7 \pm 0.1$	0.2
SVS13-B*	7	0.2	6	$-0.9 \pm 0.3$	0.2
IRAS4A*	18	20.4	17	$0.8 \pm 0.1$	1.5
IRAS4B*	12	0.6	11	$-0.6 \pm 0.3$	0.5
IRAM04191*	9	1.1	8	$-0.3 \pm 0.2$	0.3
L1521F	6	1.0	5	$0.2 \pm 0.5$	0.1
L1527	58	1.9	57	$-1.13 \pm 0.03$	1.6
L1157*	10	1.2	9	$0.1 \pm 0.3$	0.3
GF9-2*	10	2.0	9	$-0.8 \pm 0.1$	1.8

**Notes.** <sup>(a)</sup> Number of degrees of freedom we used for the modeling and reduced  $\chi^2$  value associated to the best fit by a power-law function  $v \propto r^{-1}$ . <sup>(b)</sup> Number of degrees of freedom we used for the modeling, index of fit by a power-law function ( $v \propto r^\alpha$ ) and the reduced  $\chi^2$  value associated to this best fit model. (\*) Sources where the kinematics is only constrained at scales  $r < 1300$  au

sion at  $r < 350$  au that could be due to the opacity (see Figures H.19 and H.21), thus, below this radius the information on velocities could be altered. To date, no observations have identified any solid-body rotating protostellar envelope. Numerical models also favour differential rotation of the envelope (Basu 1998). The interpretation of the velocity field as tracing solid-body rotation in the envelope of IRAS4A is therefore unlikely to be correct.

For the sources IRAS2A, IRAM04191, and L1157, the reduced  $\chi^2$  is also good ( $\sim 1$ ) when the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams of these sources are adjusted by a model with a fixed index of  $\alpha=-1$  (see Table 3). We determine position and velocity from four different and independent methods and we did not take into account the uncertainties of the connection between the different tracers and datasets. The uncertainty on the indices reported in Ta-

ble 3 may thus be underestimated. On the other hand, although we determined the systemic velocity by maximizing the overlap of the blue/red points, this method does not allow a more accurate determination than  $0.05 \text{ km s}^{-1}$ . The systematic error of  $0.05 \text{ km s}^{-1}$ , added to previous velocity errors of the points in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams to take into account this uncertainty on the systemic velocity (see Appendix E), can be overestimated and thus lead us to underestimate the  $\chi^2$ . For these three sources, the CALYPSO data only allow us to estimate an range on the power-law indices between -1 and the  $\alpha$  value reported in the fifth column of Table 3. Moreover, despite the choice of the equatorial plane, the rotational velocities could be contaminated by infall at the small scales along this axis due to the envelope geometry.

To conclude, the organized motions reported in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams and modeled by a power-law function with an index  $\alpha$  ranging from -2 to 0 are consistent with differential rotational motions ( $\Omega \propto r^\epsilon$ , with  $-3 < \epsilon < -1$  here). We identified rotational motions in all protostellar envelopes in our sample except in IRAS4A.

## 5.2. Distribution of specific angular momentum in the CALYPSO Class 0 envelopes

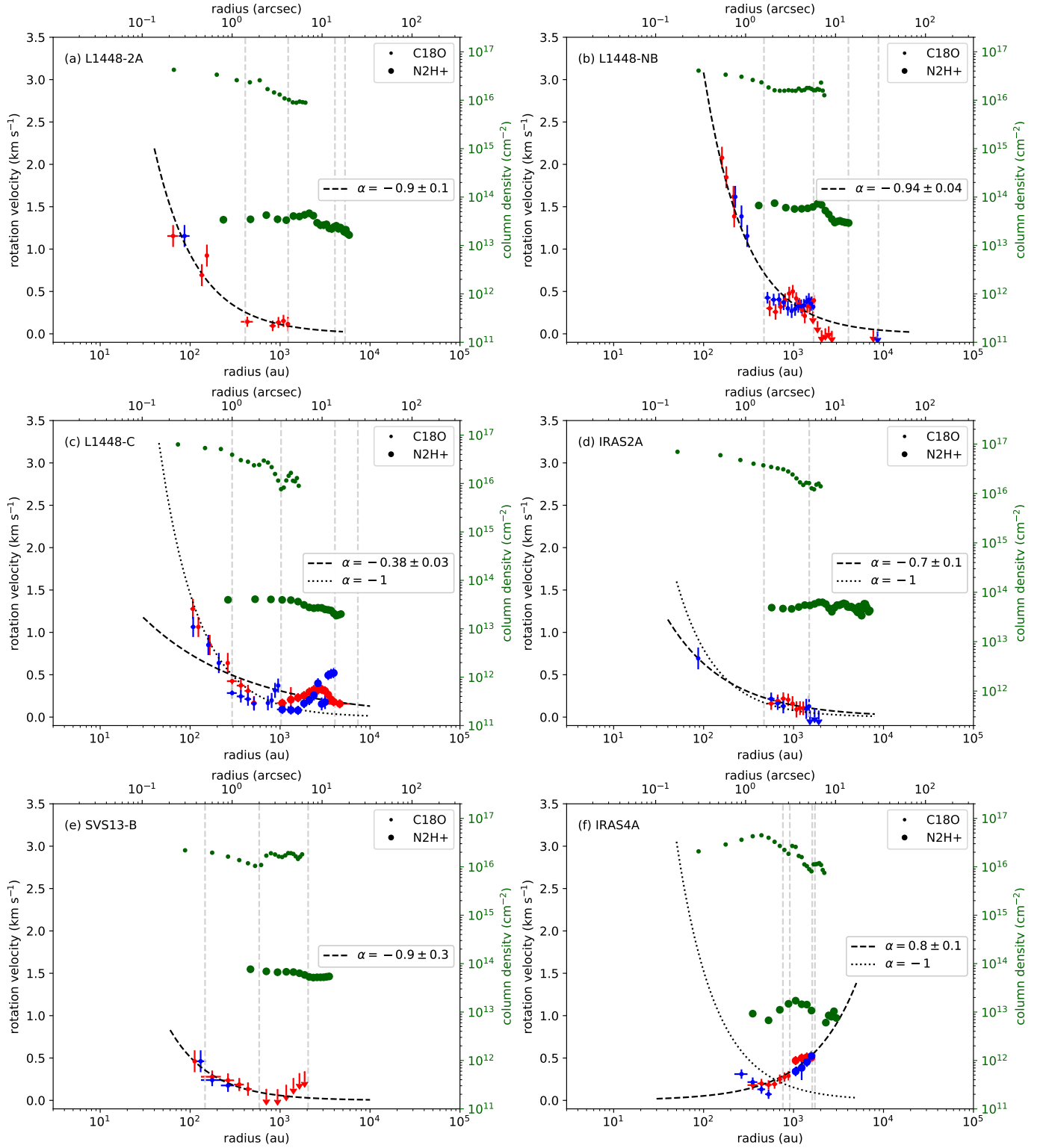
Assuming the motions detected in the equatorial plane are dominated by differential rotation for 11 of the 12 sources in our sample, we use the measurements reported in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams to derive the radial distribution of specific angular momentum in the protostellar envelopes due to rotation. The specific angular momentum is  $j = \frac{L}{M} = \frac{I\Omega}{M}$  with the moment of inertia  $I$  defined as  $I \propto Mr^2$  (Belloche 2013). Thus, the specific angular momentum is calculated from the rotational velocity:  $j = v_{\text{rot}}(r) \times r$ . We plot all the specific angular momentum profiles obtained for the CALYPSO sub-sample in panel (b) of Fig. 17. The individual distribution of specific angular momentum  $j(r)$  for each source is given in Appendix H. This is the first time that the specific angular momentum distribution as a function of radius within a protostellar envelope is determined homogeneously for a large sample of 11 Class 0 protostars. We performed a least-square fit of the  $j(r)$  profiles for each source individually, using a model of a simple power-law and a broken power-law model to identify the change of regimes. The broken power-law model function is defined with a break radius  $r_{\text{break}}$  as follows:

$$j(r) \propto \left( \frac{r}{r_{\text{break}}} \right)^{\beta_1} \quad \text{when } r < r_{\text{break}}$$

$$j(r) \propto \left( \frac{r}{r_{\text{break}}} \right)^{\beta_2} \quad \text{when } r > r_{\text{break}}$$

We report in Table F.1 the power-law indices fitting the best individual profiles and the associated reduced  $\chi^2$ . For the broken power-law fits, only results with a reduced  $\chi^2$  better than the one obtained with a simple power-law model and with a break radius value  $r_{\text{break}}$  to which the  $j(r)$  profile is really sensitive, have been retained.

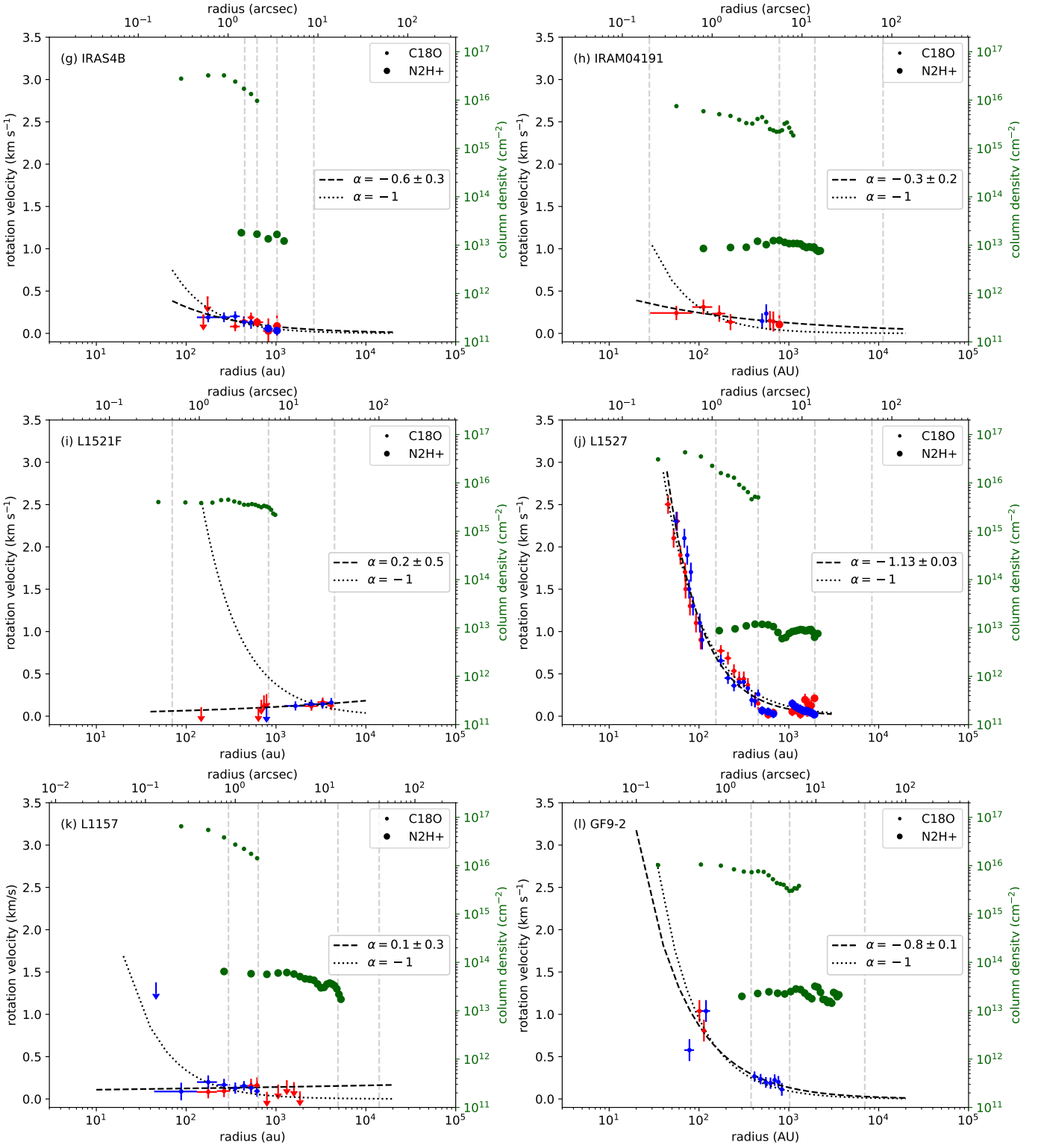
Two sources (L1448-NB and L1448-C) are better reproduced by a broken power-law model than a simple power-law model where the  $\chi^2$  are  $> 2$ : this allows us to identify a change of slope from a relatively flat profile to an increasing profile at larger radius in the envelope ( $\beta \geq 1$ ), with break radii between 500 and 700 au. For the other sources, we also identified at scales  $r < 1300$  au a flat profile of specific angular momentum with  $\beta < 0.5$  (L1448-2A, IRAS2A, SVS13-B, IRAS4B, L1527, and GF9-2) while the specific angular momentum profile at scales



**Fig. 16.** Position-velocity diagram along the equatorial plane of the CALYPSO protostellar envelopes. Blue and red dots show the blue- and red-shifted velocities, respectively. The arrows display the upper limits of  $v_{\text{rot}}$  determined from velocity maps that do not exhibit a spatial distribution of velocities as organized as one would expect from rotation motions (see Sect. 4.3 and Appendix C). Green dots show the column density profiles along the equatorial plane. Dots and large dots show the C<sup>18</sup>O and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> data, respectively. The dashed curve shows the best fit with a power-law model leaving the index  $\alpha$  as a free parameter ( $v_{\text{rot}} \propto r^\alpha$ ) whereas the dotted curve shows the best fit by a power-law model with a fixed index  $\alpha = -1$ . The vertical dashed lines show the transition radii between the different datasets (PdBI, combined, and 30m) and the two tracers as given in Table C.1.

$r > 1300$  au shows a steeper slope with  $\beta \sim 1$  (L1521-F). However, two sources of the sample (IRAM04191 and L1157) stand out as the sources showing a steep increase of their specific an-

gular momentum profile at scales  $r < 1300$  au ( $\beta \geq 0.7$ ), similar to the indices found at large radii in the sources showing a break in their  $j(r)$  profiles. Note that for the flat profiles ( $\beta < 0.5$ ;

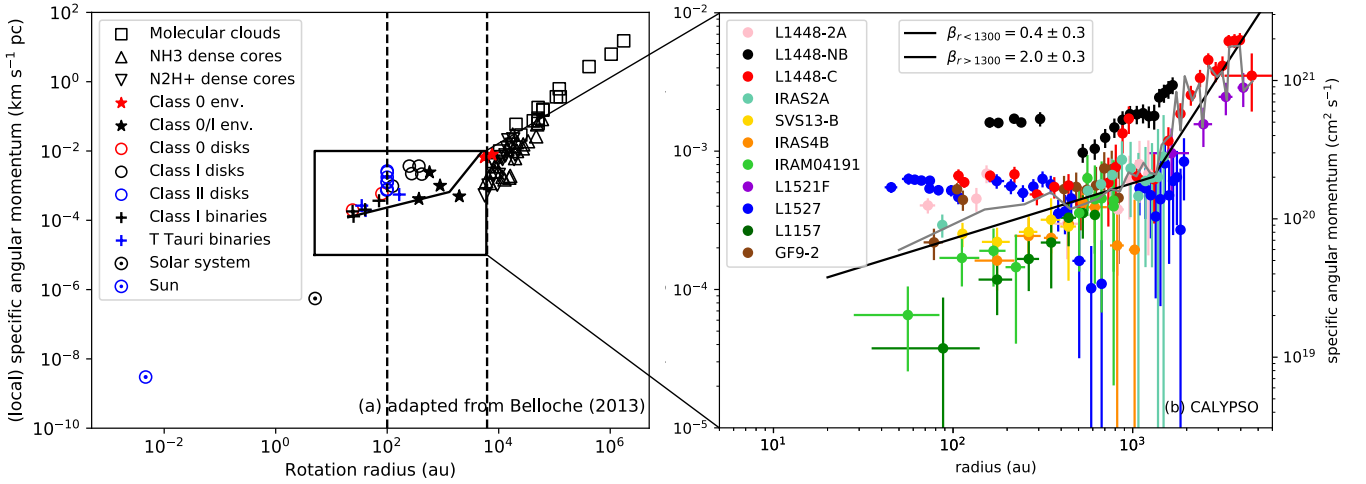


**Fig. 16.** Continued.

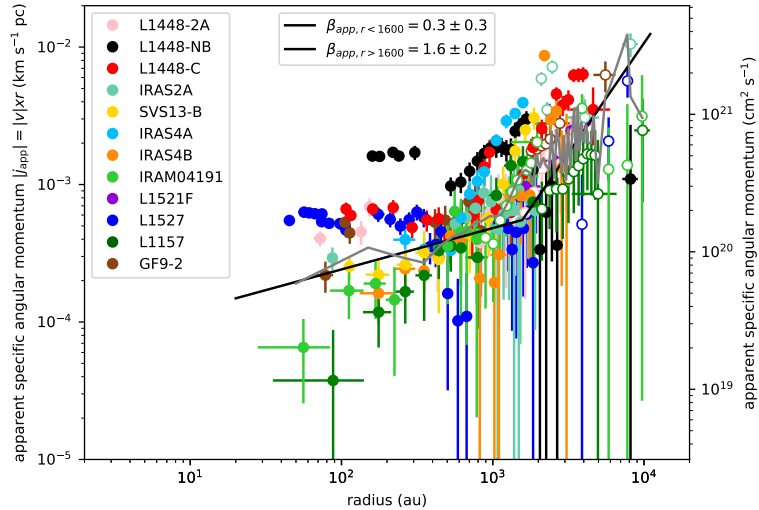
L1448-2A, SVS13-B, IRAS4B, and GF9-2), and IRAM04191 and L1157, the specific angular momentum distribution is only constrained at scales  $< 1300$  au.

To identify whether the radius  $r \sim 1300$  au is a critical radius between two trends of specific angular momentum in each source, we derive the radial distribution of the apparent specific angular momentum  $|j_{\text{app}}|$  considering the gradients observed at all envelope scales, including also the reversed gradients and the

shifted ones at scales  $r \gtrsim 1300$  au (see Fig. 19 and Sect. 5.4) which were excluded in the construction of the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams in Fig. 16 because they are not consistent with rotational motions. We plot all the apparent specific angular momentum profiles obtained for the CALYPSO sub-sample in Fig. 18. We also report the apparent specific angular momentum of IRAS4A which was identified as the only source that did not show any rotational motions in our sample (see Sect. 5.1). As for  $j$  profiles, we per-



**Fig. 17.** Radial distribution of specific angular momentum. Panel (a): Figure adapted from Figure 8 of Belloche (2013) and from Ohashi et al. (1997b). Panel (b): zoom on the region where the angular momentum profiles of the CALYPSO sources lie. The gray curve shows the median profile  $j(r)$ . In the two panels, the solid black line shows the best fit by a broken power-law model.



**Fig. 18.** Radial distribution of apparent specific angular momentum  $|j_{app}| = |v| \times r$  along the equatorial plane of the CALYPSO sources, considering all the velocity gradients observed at all envelope scales, including the reversed gradients and the shifted ones at scales  $r \gtrsim 1600$  au (see Fig. 19 and Sect. 5.4) which were excluded in the construction of the  $PV_{rot}$  diagrams in Fig. 16, and in panel (b) of Fig. 17 for our analysis of rotational motions. The empty circles show the negative apparent specific angular momentum from the reversed gradients along the equatorial plane in the outer scales ( $r > 1600$  au) of the L1448-2A, IRAS2A, IRAM04191, L1527, L1157 and GF9-2 envelopes (see Sect. 5.4.1). The gray curve shows the median profile  $|j_{app}|$  and the solid black line shows the best fit by a broken power-law model.

formed a least-square fit of the  $|j_{app}|(r)$  profiles for each source individually and we report the indices of the power-law models in Table F.2. Most of the sources in our sample are better reproduced by a broken power-law model with a break radius ( $1300 \pm 280$ ) au and an increasing profile at larger radius in the envelope ( $\beta \gtrsim 1$ ) than a simple power-law model.

We create the median  $|j_{app}|(r)$  profile of the CALYPSO subsample. We first resampled the individual profile of each source in steps of 100 au and normalized it by the value at 600 au, then we took the median value of individual profiles at each radius step. The median profile is shown in grey on Figure 18. From a broken power-law fit, we obtain a relatively flat profile ( $j_{app} \propto r^{0.3 \pm 0.3}$ ) at radii smaller than  $1570 \pm 300$  au and an increasing profile ( $j_{app} \propto r^{1.6 \pm 0.2}$ ) in the outer envelope. The radius

$r \sim 1600$  au therefore appears to be a critical radius which delimits two regimes of angular momentum in protostellar envelopes: the specific angular momentum decreases down to  $\sim 1600$  au and then tends to become constant.

The change of behaviour of  $j$  above the break radius could be due to a change of tracer to study the kinematics in the outer envelope. However, we do not find any systematic consistency between  $r_{app, break}$  and the transition radius  $R_{trans}$  between the two tracers  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$ . Even if for SVS13-B,  $R_{trans}$  is in the error bars of  $r_{app, break}$ , for three sources (L1448-NB, L1448-C, and IRAS4A) it is not consistent, and for IRAS4B, we do not observe a change of regime for  $j_{app}$  at  $r \sim 1600$  au (see Tables F.1 and F.2). Moreover, for L1521F, only the  $C^{18}O$  emission shows a velocity gradient allowing us to constrain the kinematics

at scales  $r > 1600$  au (see Fig. 11) and we find the same trend of  $j_{app}$  ( $\beta_{app} \sim 1.2$ ) than in all other sources where we used  $N_2H^+$  to constrain the outer part of the envelopes. The other sources (L1448-2A, IRAS2A, IRAM04191, L1527, L1157, and GF9-2) show a negative value of the apparent angular momentum at outer envelope scales due to a reversal of the velocity gradients (see Fig. 18, Table F.2, and Sect. 5.4.1). For two of these sources (L1448-2A and GF9-2) the radius where the gradient reverses along the equatorial plane, resulting in a negative  $j_{app}$  with respect to the inner envelope scales, is consistent with  $R_{trans}$  and  $r_{app,break}$ . For two sources (IRAS2A and IRAM04191),  $R_{trans}$  is consistent with the radius where the gradient reverses along the equatorial plane but not with  $r_{app,break}$ . For the last two sources (L1527 and L1157), the three radii are all different from each other. The different individual behaviours in the CALYPSO sample allow us to conclude that our finding that protostellar envelopes are characterized by two regimes of angular momentum does not result from our use of two different tracers.

We find values of specific angular momentum in the inner parts of the envelopes ( $\sim 5 \times 10^{-4}$  km s $^{-1}$  pc on average for  $r < 1600$  au) which are slightly lower but compatible with the estimates made by Ohashi et al. (1997b) and Chen et al. (2007) in four Class 0 or I sources ( $j \sim 10^{-3}$  km s $^{-1}$  pc at  $r < 5000$  au). Our values are also consistent with the studies by Yen et al. (2015b) and Yen et al. (2015a) which found values between  $5 \times 10^{-3}$  km s $^{-1}$  pc and  $5 \times 10^{-5}$  km s $^{-1}$  pc in the inner envelope ( $r < 1500$  au). Yen et al. (2015a) determined a specific angular momentum of  $\sim 5 \times 10^{-4}$  km s $^{-1}$  pc at  $r \sim 100$  au for L1448-C and L1527. Moreover, our values for L1157 are consistent with their upper limit estimate of  $5 \times 10^{-5}$  km s $^{-1}$  pc in the inner envelope ( $r < 100$  au) of L1157.

In his review, Belloche (2013) plotted the observed specific angular momentum as a function of rotation radius for several objects along the star-forming sequence. In this plot (panel (a) of Figure 17), he identifies three regimes in the distribution of specific angular momentum, that can be broadly associated to different evolutionary stages:

- prestellar regime: on large scales, the apparent angular momentum of molecular clouds (Goldsmith & Arquilla 1985) and dense cores (Goodman et al. 1993; Caselli et al. 2002) appears to follow the power-law relation  $j \propto r^{1.6}$ ,
- protostellar regime: between 100 au and  $\sim 6000$  au (0.03 pc), a few points in different protostellar envelopes suggest the specific angular momentum is relatively constant ( $j \sim 10^{-3}$  km s $^{-1}$  pc, Ohashi et al. 1997b; Belloche et al. 2002; Chen et al. 2007),
- disk and binary regime: below 100 au, measurements in disks and Class II binaries (Chen et al. 2007) show a decrease of  $j$  following a trend characteristic of Keplerian rotation ( $j \propto r^{0.5}$ ).

The high angular resolution and the high dynamic range of the CALYPSO observations allow us to identify the presence of the first two regimes within individual protostellar envelopes: values at radii  $\geq 1600$  au ( $j_{app} \propto r^{1.6}$  on average, see Table F.2) seem to correspond to the trend found in dense cores at scales  $> 6000$  au while the values stabilize around  $\sim 5 \times 10^{-4}$  km s $^{-1}$  pc on average at radii  $r < 1600$  au. This study resolves for the first time the break radius between these two regimes deeper within the protostellar envelopes at around  $\sim 1600$  au instead of  $\sim 6000$  au. This break radius from which the profiles are found to be flat in the inner envelope may depend on the evolutionary stage of the accretion process during the Class 0 phase as suggested by Yen et al. (2015b). It could be due to the propagation of the inside-out expansion wave during the collapse (Shu

1977): for a half lifetime of a Class 0 protostar envelope ( $\sim 5 \times 10^4$  years, Evans et al. 2009; Maury et al. 2011) at sound velocity ( $\sim 200$  m s $^{-1}$ ), one obtains a radius  $\sim 2000$  au. This radius is on the same order of magnitude as the observed break radius between the two regimes observed in the distribution of specific angular momentum of sources in our sample. In this case, the break radius could be an indication of the age of the protostars, except for four sources (L1448-NB, IRAM04191, L1521F, and L1157) in our sample where we do not observe this break radius. Beyond this radius, the outer envelope may not have collapsed yet, and could therefore retain the initial conditions in angular momentum of the progenitor pre-stellar core. This could be an explanation for the increase in angular momentum observed at the scales  $r > 1600$  au ( $j_{app} \propto r^{1.6}$  on average, see Table F.2), consistent with the pre-stellar stage ( $j \propto r^{1.6}$ ). We discuss the properties and physical origin of these two regimes in more details in the following sections.

### 5.3. Properties of angular momentum in inner envelopes

From the relatively constant values of specific angular momentum observed in the inner envelopes at scales  $r \leq 1600$  au, we find that the matter directly involved in the formation of the stellar embryo has a specific angular momentum  $\sim 3$  orders of magnitude higher than the one in T-Tauri stars ( $j \sim 2 \times 10^{-7}$  km s $^{-1}$  pc, Bouvier et al. 1993). We discuss below potential solutions to reconcile our values of observed angular momentum with those observed in T-Tauri stars.

#### 5.3.1. Conservation of angular momentum in Class 0 inner envelopes?

It is difficult to constrain the time evolution of specific angular momentum for a given particle from angular momentum distributions which are snapshots of the angular momentum distribution of all particles at a given time during the collapse phase. During the collapse of a core initially in either solid-body rotation or differential rotation, particles conserve their specific angular momentum during the accretion on the stellar embryo (Cassen & Moosman 1981; Terebey et al. 1984; Goodwin et al. 2004). In this case, an observed flat profile  $j(r) = \text{constant}$  in a protostellar envelope requires, since each particle at different radii has the same specific angular momentum, an initially uniform distribution of angular momentum. This does not seem in agreement with the steep increase of specific angular momentum we observe at scales  $r > 1600$  au.

In our sample, we distinguish eight sources with a relatively flat profile in the inner envelope ( $\beta < 0.5$ , see Table F.1): L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B, IRAS4B, L1527, and GF9-2. We estimate a centrifugal radius that would be obtained when the mass currently observed at  $\sim 100$  au will have collapsed and based on the mean value of specific angular momentum observed today  $< j_{100 \text{ au}} >$  as follows:

$$R_{\text{cent}} = \frac{< j_{100 \text{ au}} >^2}{G M_{100 \text{ au}}} \quad (2)$$

The lower limit of the mass enclosed within 100 au  $M_{100 \text{ au}}$  is the mass of the envelope  $M_{100 \text{ au}}^{\text{dust}}$  estimated from the PdBI 1.3 mm dust continuum flux (Maury et al. 2019), assuming optically thin emission, a dust temperature at 100 au computed with Equation D.2 and corrected by the assumed distance (see Table 1). This mass estimate does not include the mass of the central stellar object  $M_*$ : since the embryo mass is unknown for most sources in

our sample, we consider an upper limit of  $M_{100\text{au}} = M_{\star} + M_{100\text{au}}^{\text{dust}}$  assuming  $M_{\star} = 0.2 M_{\odot}$  for each source in our sample. This value of  $0.2 M_{\odot}$  corresponds to the stellar mass in the Class 0/I protostar L1527 from kinematic models of the Keplerian pattern in the disk (Tobin et al. 2012; Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017). The range of values for  $M_{100\text{au}}$  are reported in the third column in Table 4. The calculated range of centrifugal radii associated with  $M_{100\text{au}}$  is listed for each source in the fourth column in Table 4. Note that if  $M_{\star}$  of a source is smaller than that of L1527, then the centrifugal radius value we calculated is underestimated.

Since the embryo mass is uncertain and  $M_{100\text{au}}$  may be underestimated if the dust emission is not optically thin, we compute the mass enclosed within  $r < 100$  au, including the stellar embryo mass, needed to form a disk the size of  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  with the  $< j_{100\text{au}} >$  observed. The values are reported in the last column of Table 4.

For all the sources in our sample, the upper limits of the  $R_{\text{cent}}$  range are larger than 150 au and systematically larger than the continuum disk candidate radii  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  reported in the fifth column of Table 4 (Maury et al. 2019). It is due to an underestimation of the envelope mass within 100 au which did not take into account the embryo mass in this case. It is consistent with the fact that Maret & CALYPSO (in prep.) only detect possible Keplerian rotation in two protostars in our sample (L1527 and L1448-C, at radii  $r \lesssim 200$  au) from the CALYPSO data.

Comparing the lower limits of the  $R_{\text{cent}}$  range with the candidate disk radius, we find a good agreement for most sources in our sample except for L1448-NB. We find a too large centrifugal radius ( $\sim 500$  au) compared to the observed disk size ( $< 50$  au) calculated considering only the main protostar L1448-NB1 of the binary system. Since in this study, we are interested in the kinematics of the whole system, we must consider all the continuum structure and not only that of the main protostar. Considering NB1 and NB2, Maury et al. (2019) resolve a circumbinary structure with a radius of  $(320 \pm 90)$  au centered in the middle of the two components. Given the uncertainties, this latter value is consistent with the lower limit of centrifugal radius we estimated. The nature of this additional structure surrounding the multiple system is currently unclear. At these scales, Tobin et al. (2016a) observed a spiral structure surrounding the multiple system and interpreted it as a gravitationally unstable circumbinary disk. On the other hand, Maury et al. (2019) suggested that this component is due to orbital motions and tidal arms between the companions. Consequently, the angular momentum we measured at small scales could not only trace the rotation of the envelope but may be contaminated by gravitational instabilities due to orbital motions or a fragmented disk surrounding the system. Given the large uncertainties on the dust disk radii, we found a good agreement between centrifugal radii and  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  for L1448-C and L1527. Moreover, the dust radius (50 au in L1527, Maury et al. 2019) does not necessarily exactly correspond to the centrifugal radius which was first detected in L1527 from observations of SO emission at  $100 \pm 20$  au (Sakai et al. 2014). For this source, our estimate of  $R_{\text{cent}}$  ( $\sim 70$  au) is consistent with previous kinematic studies which detect a proto-planetary disk candidate with a radius of 50–90 au (Ohashi et al. 2014; Aso et al. 2017; Maret & CALYPSO, in prep.).

The hypothesis of collapsing material with conservation of angular momentum at  $r < 100$  au is therefore plausible for most sources in our sample. Disk formation appears to be a possible solution to the angular momentum problem to redistribute the three orders of magnitude of  $j$  measured from our observations between the Class 0 envelopes and the T-Tauri stars: the disk would store and evacuate the angular momentum of the matter

by viscous friction (Lynden-Bell & Pringle 1974; Hartmann et al. 1998) or thanks to disk winds (Blandford & Payne 1982; Pelletier & Pudritz 1992; Pudritz et al. 2007) before the matter is accreted by the central stellar object. However, this simple scenario is difficult to reconnect with the specific angular momentum of the proto-planetary disks surrounding the T-Tauri stars which are estimated to be  $1\text{--}6 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  (Simon et al. 2000; Kurtovic et al. 2018; Pérez et al. 2018),  $\sim 1$  order of magnitude larger than the specific angular momentum observed in the inner Class 0 protostellar envelopes. We notice that L1448-NB, in which Tobin et al. (2016a) claimed the detection of a candidate disk, shows the highest value of specific angular momentum at  $r < 1600$  au of the CALYPSO sample, consistent with the angular momentum observed in the Class II disks. This suggests several possible explanations:

(i) our CALYPSO observations could allow us to detect the angular momentum along the equatorial plane due to pure rotation in the disks or in the inner envelopes only in the more evolved Class 0 protostellar envelopes. In the younger sources, our observations may not trace the inner envelopes/disks organized as pure rotation but could be contaminated by infall motions for example. In this case, the mean value of  $j$  in the inner envelope would be lower in the less evolved than in the more evolved Class 0 protostars, and it would increase with time until reaching the value contained in the T-Tauri stars. In this scenario, L1448-NB would be one of the most evolved object in the sample. However, the borderline Class 0/I protostar L1527, which is the most evolved object of the CALYPSO sample, has a specific angular momentum  $\sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  at the inner envelope scales (see Table 4). In the same way, L1448-C has a specific angular momentum  $\sim 1$  order of magnitude lower than the values observed in the Class II disks while Maret & CALYPSO (in prep.) suggest the presence of a Keplerian disk in the inner envelope.

(ii) a part of the angular momentum inherited by the T-Tauri disks may not come from the rotating matter contained in the inner envelope accreted during the Class 0 phase. During the Class I phase, the mass accreted could come from regions further away from the envelope ( $r \gg 1600$  au) with a possibly higher specific angular momentum.

(iii) disks may expand with time due to the transfer of angular momentum from their inner regions to their outer ones. Large values of  $j$  may be carried by low masses at the outer disk radius but the specific angular momentum does not contain information about the mass.

(iv) the specific angular momentum of the proto-planetary disks may be biased towards high values from historical, large and massive disks. With ALMA, a new population of small T-Tauri disks may reveal  $j$  values closer to the values we detect in the inner protostellar envelopes.

### 5.3.2. Hints of magnetic braking ?

The angular momentum profiles at the scales  $r < 1600$  au are not exactly constant but show a dependence with radius: most indices of the power law are positive and are not randomly scattered around zero as would be expected from a noisy distribution. We distinguish four sources in our sample with an index  $\beta$  significantly (that is beyond  $\pm 2\sigma$ ) different from 0, namely IRAS2A, IRAM04191, L1157, and GF9-2 (see Table F.1). On average in these four sources  $\beta \sim 0.5$  at  $r < 1600$  au, which suggests that a factor 3 in specific angular momentum has been redistributed from 1600 to 100 au, assuming an initial uniform distribution of



**Table 4.** Centrifugal radius  $R_{\text{cent}}$  assuming angular momentum conservation.

Source	$\langle j_{100 \text{ au}} \rangle^a$ ( $10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ )	$M_{100 \text{ au}}^b$ ( $M_{\odot}$ )	$R_{\text{cent}}^c$ (au)	$R_{\text{disk}}^{\text{dust}}^d$ (au)	$M_{100 \text{ au}}^{\text{min}}^e$ ( $M_{\odot}$ )
L1448-2A	$4.5 \pm 0.2$	$0.005 - 0.2$	50–1810	$< 50$	0.2
L1448-NB	$16.0 \pm 0.4$	$0.042 - 0.2$	500–2920	$< 50$	3.0
L1448-C	$6.0 \pm 0.2$	$0.025 - 0.2$	70–690	$41 \pm 15$	0.5
IRAS2A	$3.8 \pm 0.4$	$0.020 - 0.2$	30–330	$\leq 65$	0.1
SVS13-B	$2.5 \pm 0.2$	$0.019 - 0.2$	10–160	$\leq 75$	0.05
IRAS4B	$2.5 \pm 0.3$	$0.003 - 0.2$	10–840	$155 \pm 30$	0.02
L1527	$5.6 \pm 0.1$	$0.001 - 0.2$	70–1060	$54 \pm 10$	0.3
GF9-2	$3.9 \pm 0.3$	$0.002 - 0.2$	40–3080	$36 \pm 9$	0.2

**Notes.** <sup>(a)</sup> Weighted mean of specific angular momentum in the inner envelopes ( $50 \text{ au} < r \leq 1600 \text{ au}$ ). <sup>(b)</sup> Range of the object mass at 100 au, the minimum and maximum values are defined in Sect. 5.3.1. <sup>(c)</sup> Centrifugal radii estimated from flat profiles of specific angular momentum in the inner envelope ( $r < 100 \text{ au}$ ) assuming an angular momentum conservation and from  $M_{100 \text{ au}}$ . <sup>(d)</sup> Candidate disk radius determined from the CALYPSO study of PdBI dust continuum emission at 1.3 and 3 mm (Maury et al. 2019), corrected by the assumed distance (see Table 1). <sup>(e)</sup> Total minimum mass that needs to be enclosed at  $r < 100 \text{ au}$  to form a disk equal to  $R_{\text{disk}}^{\text{dust}}$  if the angular momentum  $\langle j_{100 \text{ au}} \rangle$  was conserved. This minimum mass takes into account the mass of the stellar embryo and the mass of the optically thick inner envelope enclosed within 100 au.

$j$ . A drop of about two orders of magnitude in angular momentum was found in two other protostellar envelopes between 5000 and 100 au (Yen et al. 2011, 2015a in the Class 0 protostar B335 and Lee et al. 2016 in the Class I protostar HH111). Our study enlarges by a factor six the number of Class 0 objects in which such a trend is observed at scales  $r < 1600 \text{ au}$ .

The slow decrease of  $j(r)$  at small radii may be due to the imprints of the initial rotational profile of the progenitor prestellar cores. However, we observe a change to a much steeper radial profile in specific angular momentum at scales  $r > 1600 \text{ au}$  ( $j_{\text{app}} \propto r^{1.6}$  on average, see Table F.2) where we would expect to better probe the initial conditions before the protostar formation. This suggests that the  $j(r)$  profiles observed at smaller radii are the result of an evolution of the angular momentum radial distribution during the main accretion phase.

Polarization observations showed that sources in our sample are magnetized (Girart et al. 2006; Stephens et al. 2013; Hull et al. 2014; Segura-Cox et al. 2015; Galametz et al. 2018; Kwon et al. 2018). Moreover, numerical MHD simulations predict an important role of the magnetic field and in particular magnetic braking could prevent the formation of large rotationally-supported disks (Galli et al. 2006; Hennebelle & Fromang 2008; Mellon & Li 2008; Duffin & Pudritz 2009; Seifried et al. 2012; Santos-Lima et al. 2012). Ciardi & Hennebelle (2010) and Joos et al. (2012) showed that magnetic braking at scales  $r \sim 500 \text{ au}$  is less effective by a factor of 2 to 5 when the magnetic field is not aligned with the axis of rotation of the protostellar envelope. Galametz et al. (2018) suggested a potential observational correlation between the misalignment of the magnetic field with the rotation axis, assumed to be the jet/outflow axis, and the presence of clear velocity gradients in the equatorial plane interpreted as rotational motions of the envelope. Following these criteria, we identified L1157 as a good candidate for magnetic braking: Galametz et al. (2018) found a magnetic field aligned with the jet/flots axis at scales  $\sim 1000 \text{ au}$  and, at these scales, we only detect a small velocity gradient in the equatorial plane ( $< 0.2 \text{ km s}^{-1}$ , see the panel (k) of Fig. 16 and Table 5). This could explain the strong drop in angular momentum observed at small scales ( $\beta \sim 1$ , see Table F.1). For IRAS2A, the magnetic braking could be less efficient than in L1157 because the magnetic field is not aligned ( $> 50^\circ$ ) with the rotation axis at  $\sim 500 \text{ au}$  (Hull et al. 2014). It could be why in the inner envelope ( $r < 2200 \text{ au}$ ) of IRAS2A, the drop in angular momentum is less steep than in L1157 ( $\beta_{\text{app}} \sim 0.3$  compared to  $\beta_{\text{app}} \sim 0.8$ ,

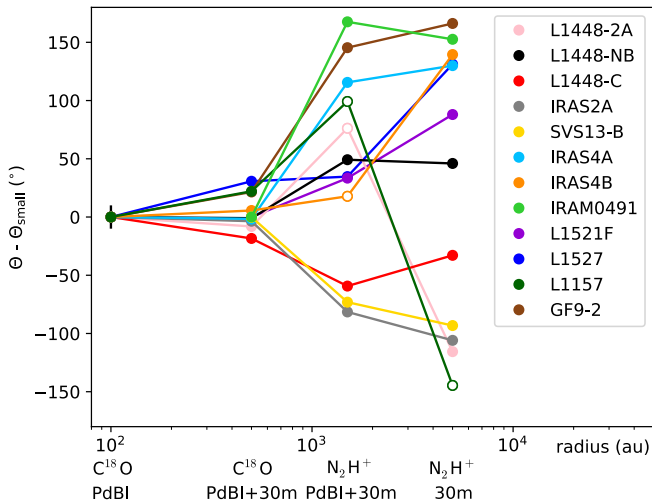
respectively). No observational constraints on the magnetic field in IRAM04191 and GF9-2 exist in the literature, preventing us to discuss whether the apparent slow decrease of specific angular momentum at the small scales in these two sources could be due to magnetic braking. On the contrary, L1527 has a flat  $j(r)$  profile in the inner envelope ( $r < 1300 \text{ au}$ ) and the magnetic field is nearly at  $\sim 90^\circ$  from the rotation axis (Segura-Cox et al. 2015). Thus, in this source, the magnetic braking could be inefficient.

#### 5.4. Origin of the velocity gradients at $r > 1600 \text{ au}$

At outer envelope scales, we detect velocity gradients ( $\sim 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  at  $\sim 10000 \text{ au}$ , see Table 2) in the CALYPSO single-dish maps. We suggest that they may not be directly related to rotational motions of the envelopes but rather to other mechanisms. Indeed, we observe in the CALYPSO dataset a systematic evolution of the orientation of the gradients between the inner and outer scales in the envelope (see Table 2). Figure 19 shows the orientation of the mean velocity gradient observed at different scales of the envelope with respect to the position angle of the gradient observed at scales  $\sim 100 \text{ au}$ . The clear dispersion ( $\sim 100^\circ$  on average, see Fig. 19) of gradient position angle across scales within individual objects may be due to a change of dominant mechanisms responsible for the observed gradients from inner to outer scales of the envelope. From the literature, velocity gradients are often measured in the outer protostellar envelopes along the equatorial plane and they are interpreted as due to rotational motions or infall from a filamentary structure at scales 1500–10000 au (Ohashi et al. 1997b; Belloche et al. 2002; Tobin et al. 2011). In this section, we explore the possible origins of the velocity gradients found at scales  $r > 1600 \text{ au}$ .

##### 5.4.1. Counter-rotation?

Six sources in the sample show a clear reversal of the orientation of the mean velocity gradient ( $|\Theta - \Theta_{\text{small}}| > 130^\circ$ ) from the inner to the outer envelope scales: IRAS4A, IRAS4B, L1527, IRAM04191, L1157, and GF9-2. Note that the kinematics at scales where we observed reversed velocity gradients ( $r > 1600 \text{ au}$ ) with respect to the small scales were not taken into account to build the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams in Fig. 16, or the specific angular momentum profiles shown for the full sample in panel (b) of Fig. 17. Indeed, these profiles were aimed at characterizing the



**Fig. 19.** Evolution of the orientation of the mean velocity gradient in the different datasets used to build the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams and angular momentum distributions with respect to the PA of the velocity gradient observed at small scales (PdBI  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission)  $\Theta_{\text{small}}$ . The error bars of the orientation  $\Theta$  are given in Table 2. They are smaller than  $10^\circ$  except for 7 of the 67 gradient measurements. For these 7 measurements, the large error bars are generally due to the absence of a clear gradient on either side of the central position of the source. Gradient measurements with large error are indicated by an empty circle. A typical error of  $\pm 10^\circ$  is shown on the first point of the plot.

rotational motions in the envelopes and the angular momentum due to this rotation: a reversal of the rotation, if real, would require a more complex model than the power-law ( $v \propto r^\alpha$ ) model we adopted in Sects. 4.3 to 5.3. In this section, we discuss these complex patterns in more detail.

In IRAM04191, we observed velocity gradients at outer envelope scales  $r > 1600$  au consistent with those observed previously by Belloche et al. (2002) and Lee et al. (2005) ( $\Theta \sim 100^\circ$ , see Table 2). However, in the inner envelope, we noticed a velocity gradient with a direction  $\Theta = -83^\circ$  (see bottom middle panel in Fig. 10 and Table 2). In L1527, we found small-scale velocity gradients ( $\Theta \sim 0^\circ$  at  $r \sim 1000$  au) consistent with those previously observed by Tobin et al. (2011) which are in the opposite direction compared to the large-scale one ( $r \sim 8000$  au, Goodman et al. 1993). Tobin et al. (2011) interpreted this reversal of velocity gradients as counter-rotation but it also could be due to infalling motions that dominated the velocity field at the outer envelope scales (Harsono et al. 2014).

Our study suggests that reversals of velocity gradients are common in Class 0 protostellar envelopes. However, the asymmetrical velocity gradients (for IRAS4B, GF9-2), the filamentary structures traced by the integrated intensity at scales  $r > 2000$  au (for IRAS4A, IRAS4B, L1527, and GF9-2), and a strong external compression of the cloud hosting IRAS4A and IRAS4B (Belloche et al. 2006) lead us to exclude the observed reversed gradients as counter-rotation of the envelope. Moreover, only MHD models with Hall effect succeed to form envelopes in counter-rotation. These models form a thin layer of counter-rotating envelopes at the outer radius of the disk ( $r \sim 50$ – $200$  au; Tsukamoto et al. 2017). This envelope layer is in counter-rotation compared to the formed disk and the protostellar envelope at  $r > 200$  au as a consequence of the Hall effect generated by the rotation of the disk which changes the angular momentum of the gas at the disk outer radius. Therefore, these

models cannot explain the inversions of rotation in the different layers of the envelope at scales  $r > 3000$  au as observed in our sample. Historically, the gradients observed from single-dish mapping at  $r > 3000$  au have been used to quantify the amplitude for the angular momentum problem. However, incorrectly interpreted as pure rotational motions in the envelope, the resulting angular momentum measurements and the expected disk radii would be significantly overestimated.

Recent studies on the angular momentum of the protostellar cores from hydrodynamic simulations of star formation are questioning the standard model of star formation from a collapsing core initially in solid-body rotation (Kuznetsova et al. 2019; Verliat et al. in prep.). They show that the angular momentum of synthetic protostellar cores is not directly related to the initial rotation of the synthetic cloud, and Keplerian disks can be formed from a simple non-uniform perturbation in the initial density distribution. In this scenario, the angular momentum observed in protostellar cores may not be inherited from initial conditions but generated during the collapse.

#### 5.4.2. Contamination by infalling motions and core-forming motions?

The misalignments between the gradients observed in the envelopes at inner and outer envelope scales suggest a change of dominant mechanisms at  $r > 1600$  au. At large scales, infalling motions of the envelope can dominate over rotational motions. In the hypothesis of a flattened infalling envelope, infall motions are expected to produce a velocity gradient projected in the plane of the sky that is oriented along the minor axis of the envelope, namely at the same position angle as the outflow. In L1448-NB, SVS13-B and L1527, we detect velocity gradients aligned with the outflow axis at  $r > 3000$  au while at small scales the gradients are consistent with the equatorial plane (see Table 2). These three sources could be good candidates of the transition from collapse to rotation between large and small scales. This scenario is also suggested in the study of Ohashi et al. (1997a). They suggested that at outer envelope scales  $r \sim 2000$  au, the protostellar envelope L1527 is not rotationally supported ( $v_{\text{rot}} \sim 0.05 \text{ km s}^{-1}$ ) but is dominated by the collapse ( $v_{\text{inf}} \sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ).

Currently, there are very few constraints on the infall velocities at  $r > 1600$  au scales in the CALYPSO protostellar envelopes. Belloche et al. (2002) estimated an infall velocity  $v_{\text{inf}} \sim 0.15 \text{ km s}^{-1}$  at  $r \sim 1000$  au from radiative transfer modeling of CS and  $\text{C}^{34}\text{S}$  emission in IRAM04191. In the dense core L1544, Tafalla et al. (1998) suggested also an infall velocity of  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  at scales  $> 3000$  au. The velocity offset, with respect to the systemic velocity assumed for each source, found along the equatorial plane at  $> 1000$  au with CALYPSO is reported in Table 5. For most sources, we find typical velocity offsets  $\leq 0.3 \text{ km s}^{-1}$  at  $1600$  au scales (see Table 5), consistent with infall velocities found in IRAM04191 and L1544, except for IRAS4A. IRAS4A harbors a velocity  $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$  at  $r \sim 1000$  au. This result is consistent with those of Belloche et al. (2006) at  $\sim 2000$  au. They suggested a fast collapse triggered by an external compression from the cloud in which the source is embedded. Thus, for all sources in our sample, the velocity gradient misalignment could be due to a change of mechanism dominating the velocities projected on the line of sight. This suggests either rotational velocities much smaller than infall velocities or a non axisymmetric geometry of the kinematics at outer envelope scales.

On the other hand, *Herschel* observations have shown that most solar-type prestellar cores and protostars form in filaments



(André et al. 2014). Indeed, the column density maps of the Herschel Gould Belt Survey program<sup>3</sup> (André et al. 2010) reveal that the CALYPSO protostars are embedded in or lie in the immediate vicinity of filamentary structures with  $N_{H_2} > 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Thus, the large-scale kinematics in protostellar envelopes could be contaminated or dominated by the kinematics of the filaments. Kirk et al. (2013) studied the velocity field of Serpens-South in the Aquila molecular cloud and showed a complex kinematics with longitudinal collapse along the main filament, radial contractions, and accretion streams from the cloud to the main filament. The longitudinal collapse of the filament could be responsible for the large-scale gradients observed in our protostellar envelopes as observed in the Serpens-Main region by Dhabal et al. (2018). Several studies also highlighted transverse velocity gradients perpendicular to the main filament that suggested the material may be accreting along perpendicular striations (Palmeirim et al. 2013; Dhabal et al. 2018; Arzoumanian et al. 2018; Shimajiri et al. 2019). Palmeirim et al. (2013) estimated the velocity of the infalling material to be  $0.5\text{--}1 \text{ km s}^{-1}$  at  $r \sim 0.4 \text{ pc}$  in the B211/L1495 region. In our velocity maps at 10000 au along the equatorial plane, we measure typical velocities  $< 0.3 \text{ km s}^{-1}$  in most of the sources (see Table 5) except in L1448-2A, IRAS4A, and IRAS4B. These three sources exhibit velocities of  $0.5\text{--}1 \text{ km s}^{-1}$  consistent with infall velocities estimated at filamentary scales. In these cases, host-filament motions could dominate the kinematics in outer protostellar envelopes ( $r > 1600 \text{ au}$ ).

**Table 5.** Value of velocity offset, with respect to the systemic velocity assumed for each source, at 100, 1000, and 10000 au along the equatorial plane from the velocity maps and considering all the gradients observed, even those not consistent with rotational motions.

Source	$v_{100 \text{ au}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$v_{1000 \text{ au}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$v_{10000 \text{ au}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
L1448-2A	0.7	0.1	1.1
L1448-NB	2.1	0.3	0.02
L1448-C	1.3	0.1	0.2
IRAS2A	0.7	0.1	0.3
SVS13-B	0.5	0.1	0.2
IRAS4A	–	0.4	0.9
IRAS4B	–	0.1	0.5
IRAM04191	0.3	0.1	0.1
L1521F	0.1	0.2	0.2
L1527	1.1	0.1	0.2
L1157	0.1	0.2	0.1
GF9-2	1.0	0.2	0.2

#### 5.4.3. Contamination by turbulent motions from cloud scales?

All sources of the CALYPSO sub-sample (except L1448-NB) reveal a steep increase of apparent specific angular momentum with the radius at  $\sim 1600\text{--}10000 \text{ au}$  scales, with an average trend  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6 \pm 0.2}$  (see Table F.2 and Fig. 18). This trend is similar to that observed in pre-stellar cores and clumps at scales  $> 10000 \text{ au}$  (see Figs. 17 and 18). Indeed, Goodman et al. (1993), Caselli et al. (2002) and Tatematsu et al. (2016) showed a trend between the size of pre-stellar cores and their observed mean angular momenta at scales on the order of  $0.1 \text{ pc}$ :  $j(r)$  distribution scaling as  $r^{1.2\text{--}1.7}$ . From this dependency of  $j$  with core radius and the

linewidth-size relation, Tatematsu et al. (2016) suggested that non-thermal motions (turbulence) are related to the origin of angular momentum observed in these  $0.1 \text{ pc}$  cores.

Burkert & Bodenheimer (2000) studied numerical models of turbulent molecular clouds with a symmetric density profile and a Gaussian or random velocity field. They showed that  $0.1 \text{ pc}$  cores with random motions exhibit most of the time velocity gradients that, interpreted as rotation, would have specific angular momentum values of  $j \sim 3 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  ( $10^{21} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) and would scale as  $j \propto r^{1.5}$ . This is in good agreement with observed values at  $0.1 \text{ pc}$  from the literature (Goodman et al. 1993; Caselli et al. 2002; Tatematsu et al. 2016). Our observations showing a trend  $j \propto r^{1.6}$  at scales  $\sim 1600\text{--}5000 \text{ au}$  could be either a signature of the turbulent cascade from the large scale ISM propagating with subsonic properties to  $1600 \text{ au}$  envelope scales, or gravoturbulence induced by large scale collapse motions at the interface between filaments and cores (Kirk et al. 2013).

From the analysis of the gas velocity dispersion in molecular line observations, Goodman et al. (1998) and Pineda et al. (2010) identified the dense cores at a typical scale of  $0.1 \text{ pc}$  as the first velocity-coherent structures decoupled from the turbulent cloud. In this case, we would expect a quiescent velocity structure at radii  $< 0.1 \text{ pc}$  and the interpretation of ISM turbulent cascade as a consequence of the steep increasing of  $j_{\text{app}}$  at scales  $< 10000 \text{ au}$  would no longer be valid. Except L1448-2A, IRAS4A, and IRAS4B which exhibit velocities  $0.5\text{--}1 \text{ km s}^{-1}$  consistent with supersonic turbulent motions, all sources in our sample show typical velocities  $\lesssim 0.3 \text{ km s}^{-1}$  consistent with subsonic-transonic turbulent motions. This could suggest that the power-law behaviour  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6}$  observed in the outer envelopes ( $r > 1600 \text{ au}$ ) could be a scaling law due to the tail of a low velocity subsonic-transonic turbulent cascade.

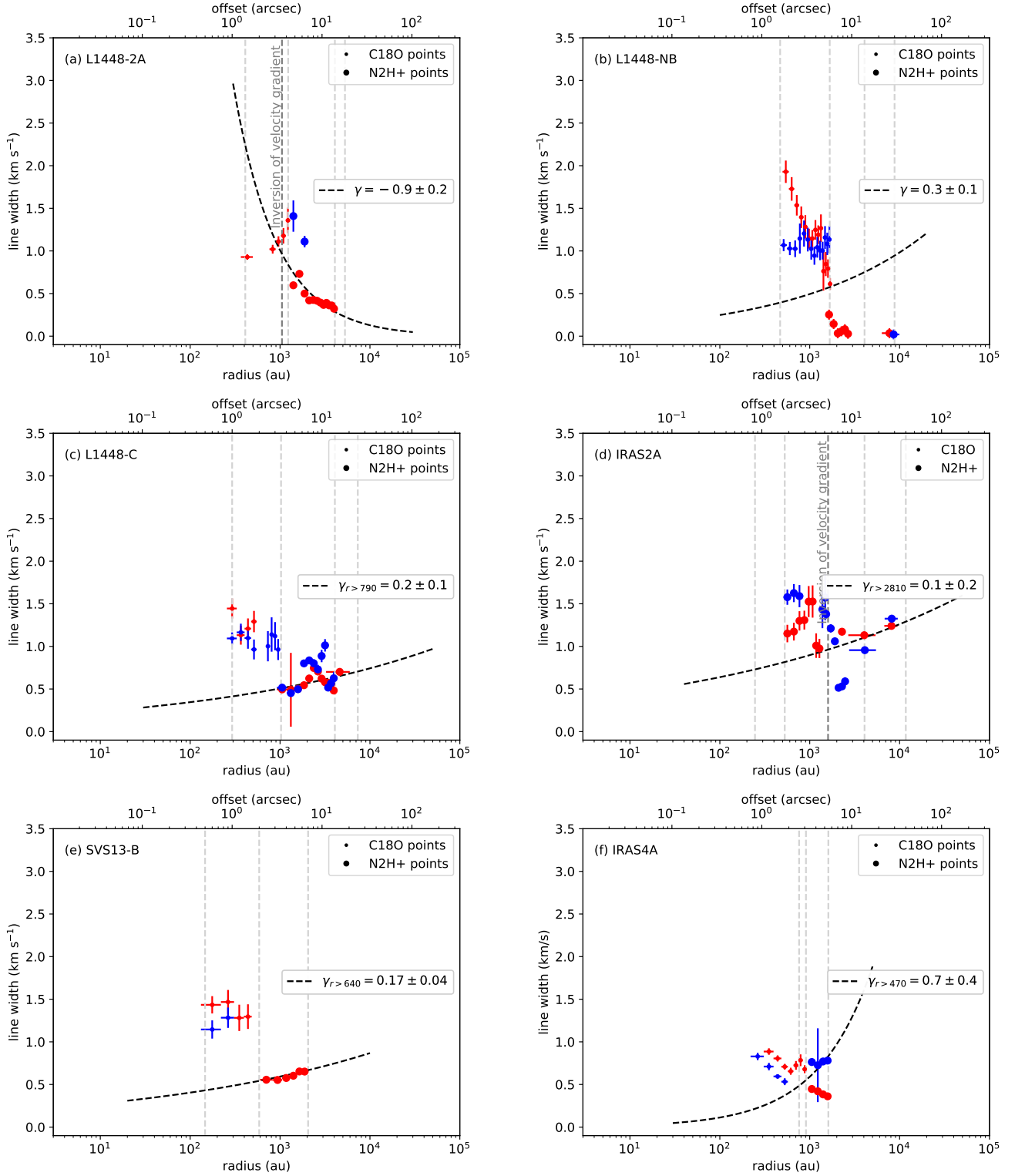
At scales  $r > 1600 \text{ au}$ , we observe typical velocity linewidths  $\lesssim 1 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 20). Note that the linewidths tend to decrease from  $\sim 1600 \text{ au}$  to larger scales in the outer envelopes and they do not show scaling laws with the radius as expected from turbulent motions in the ISM (Larson (1981); see Fig. 20 and Table G.1), but the velocity structure at these scales seems to show multiple components in velocity for several sources (L1527, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B, IRAS4A, IRAS4B). As we can not disentangle them and identify exactly which component comes from the outer envelope or the host cloud for example, we need either a more elaborate model than a Gaussian or a HFS model to analyze the spectra or a more suitable tracer to determine more robustly the linewidths of the outer envelopes.

## 6. Conclusions

In the framework of the CALYPSO survey, we analyzed the kinematics of Class 0 protostellar envelopes. The main results of our study are listed below.

1. We identified differential rotation motions in 11 sources in a sample of 12 Class 0 protostellar envelopes. The only exception is IRAS4A : the motions reported in the  $PV_{\text{rot}}$  and modeled by a power-law function are consistent with a solid-body rotation, but the velocity gradient is not uniform in the inner envelope at  $r < 2000 \text{ au}$  as would be expected.
2. This is the first time that the specific angular momentum distribution as a function of envelope radius is determined homogeneously for a large sample of 11 Class 0 protostars. The high angular resolution and the high dynamic range of the CALYPSO observations allow us to identify two distinct regimes: the apparent specific angular momentum decreases

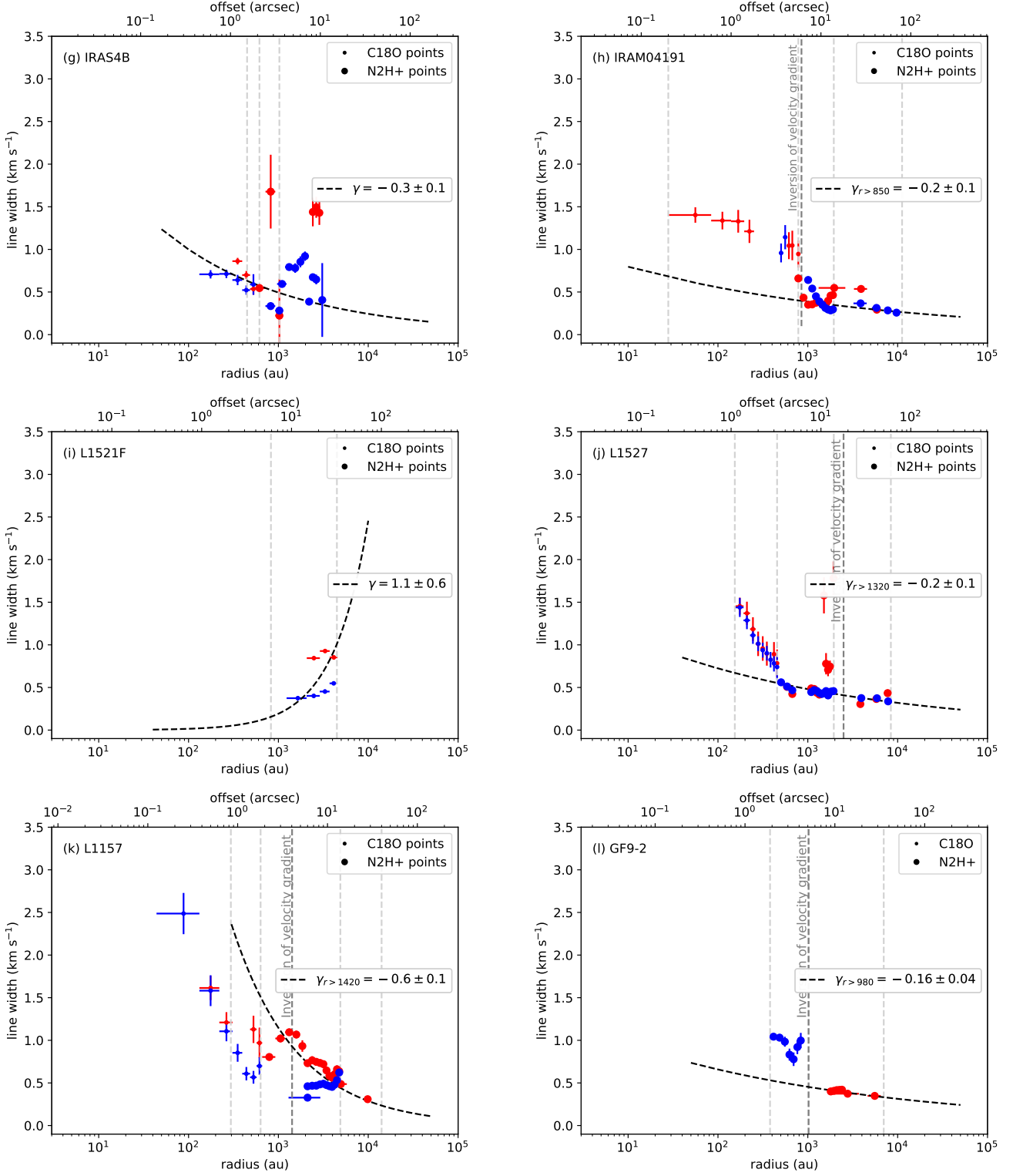
<sup>3</sup> <http://gouldbelt-herschel.cea.fr/archives>



**Fig. 20.** Linewidth along the equatorial plane of the CALYPSO protostellar envelopes. Blue and red dots show the linewidths at positions that have blue- and red-shifted velocities, respectively. Dots and large dots show the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  data, respectively. The dashed curve shows the best fit with a power-law model leaving the index  $\gamma$  as a free parameter ( $Dv \propto r^\gamma$ ) in the outer envelope (see Appendix G). The radius of the outer envelope is given by the break radius of the  $j(r)$  or  $j_{\text{app}}(r)$  profiles (see Tables F.1 and F.2) or the radius where we observe a reversal of the velocity gradients with respect to the inner envelope. The vertical dashed lines show the transition radii between the different datasets (PdBI, combined, and 30m) and the two tracers as given in Table C.1.

as  $j_{\text{app}} \propto r^{1.6 \pm 0.2}$  down to  $\sim 1600$  au and then tends to become relatively constant around  $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  down to  $\sim 50$  au.

3. The values of specific angular momentum measured in the inner Class 0 envelopes suggest that material directly involved in the star formation process ( $< 1600$  au) typically



**Fig. 20.** Continued.

encloses 3 orders of magnitude larger specific angular momentum than what is measured in T-Tauri stars. The constant values of  $j$  at 50–1600 au allow us to determine good estimates of the centrifugal radius in the Class 0 protostars of the CALYPSO sample, which compare well with the disk radii estimated from the dust continuum (Maury et al. 2019). This suggests that the specific angular momentum is conserved

during the accretion on the stellar embryo, resulting in disk formation.

For half of the sources in our sample,  $j$  tends to decrease slightly toward smaller radii in the inner envelope ( $r < 1600$  au). Assuming an initial uniform distribution of  $j$ , this suggests a potential mechanism such as magnetic braking redistributing a factor 3 of specific angular momentum between 1600 and 100 au.

4. At scales  $r > 1600$  au, we conclude that the velocity gradients observed in the outer envelope with respect to small scales are not due to pure rotational motions or counter-rotation motions but related to other mechanisms. Historically, the gradients observed from single-dish mapping at  $r > 3000$  au have been interpreted as rotation and used to quantify the amplitude of the angular momentum problem for star formation. Hence, if the gradients are incorrectly interpreted as rotation, the angular momentum problem for star formation and the expected disk radii may have been significantly over-estimated. Moreover, we find no robust hints that envelopes are rotating with typical velocities higher than the sound speed at scales  $r > 1600$  au. This suggests that the origin of angular momentum in the outer protostellar envelopes could be the gravoturbulence induced by large scale collapse motions at the interface between filaments and cores, or the dissipation of the large scale ISM turbulent cascade propagating with subsonic velocities to 1600 au envelope scales.

**Acknowledgements.** We thank the IRAM staff for their support carrying out the CALYPSO observations. This work has benefited from the support of the European Research Council under the European Union's Seventh Framework Programme (Advanced Grant ORISTARS with grant agreement no. 291294 and Starting Grant MagneticYSOs with grant agreement no. 679937). M.G. thanks the Max-Planck Institute for Radio Astronomy for its support toward the end of this work. We would like to thank Cecilia Cecarelli for comments and suggestions on the estimation of column density, and Nagayoshi Ohashi and Jaime E. Pineda for valuable discussions on the interpretation.

## References

- Anders, S., Maret, S., Cabrit, S., et al. 2016, *A&A*, 591, A3
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 27
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, *ApJ*, 513, L57
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Anglada, G., Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., et al. 1989, *ApJ*, 341, 208
- Arzoumanian, D., Shimajiri, Y., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Tachihara, K. 2018, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 70, 96
- Aso, Y., Ohashi, N., Aikawa, Y., et al. 2017, *ApJ*, 849, 56
- Bachiller, R., André, P., & Cabrit, S. 1991, *A&A*, 241, L43
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martín-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., Gueth, F., Guilloteau, S., Tafalla, M., & Dutrey, A. 2000, *A&A*, 362, L33
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Dutrey, A., Planesas, P., & Martín-Pintado, J. 1995, *A&A*, 299, 857
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Gueth, F., et al. 1998, *A&A*, 339, L49
- Bachiller, R. & Pérez Gutiérrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93
- Bachiller, R., Pérez Gutiérrez, M., Kumar, M. S. N., & Tafalla, M. 2001, *A&A*, 372, 899
- Barsony, M., Ward-Thompson, D., André, P., & O'Linger, J. 1998, *ApJ*, 509, 733
- Basu, S. 1998, *ApJ*, 509, 229
- Belloche, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 25–66
- Belloche, A. & André, P. 2004, *A&A*, 419, L35
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927
- Belloche, A., Hennebelle, P., & André, P. 2006, *A&A*, 453, 145
- Beltrán, M. T., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2004, *A&A*, 416, 631
- Benson, P. J. & Myers, P. C. 1989, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 71, 89
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, *ApJ*, 570, L101
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Bodenheimer, P. 1995, *ARA&A*, 33, 199
- Bourke, T. L., Myers, P. C., Evans, Neal J., I., et al. 2006, *ApJ*, 649, L37
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Brinch, C., Jørgensen, J. K., & Hogerheijde, M. R. 2009, *A&A*, 502, 199
- Burkert, A. & Bodenheimer, P. 2000, *ApJ*, 543, 822
- Carter, M., Lazareff, B., Maier, D., et al. 2012, *A&A*, 538, A89
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Caselli, P., Myers, P. C., & Thaddeus, P. 1995, *ApJ*, 455, L77
- Cassen, P. & Moosman, A. 1981, *Icarus*, 48, 353
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400
- Chandler, C. J. & Richer, J. S. 2000, *ApJ*, 530, 851
- Chen, X., Launhardt, R., & Henning, T. 2007, *ApJ*, 669, 1058
- Chen, X., Launhardt, R., & Henning, T. 2009, *ApJ*, 691, 1729
- Chiang, H.-F., Looney, L. W., Tobin, J. J., & Hartmann, L. 2010, *ApJ*, 709, 470
- Ching, T.-C., Lai, S.-P., Zhang, Q., et al. 2016, *ApJ*, 819, 159
- Chini, R., Reipurth, B., Sievers, A., et al. 1997, *A&A*, 325, 542
- Choi, M. 2001, *ApJ*, 553, 219
- Ciardi, A. & Hennebelle, P. 2010, *MNRAS*, 409, L39
- Ciardi, D. R., Woodward, C. E., Clemens, D. P., Harker, D. E., & Rudy, R. J. 2000, *AJ*, 120, 393
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2014a, *A&A*, 568, L5
- Codella, C., Lorenzani, A., Gallego, A. T., Cesaroni, R., & Moscadelli, L. 2004, *A&A*, 417, 615
- Codella, C., Maury, A. J., Gueth, F., et al. 2014b, *A&A*, 563, L3
- Codella, C., Welser, R., Henkel, C., Benson, P. J., & Myers, P. C. 1997, *A&A*, 324, 203
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., et al. 2004, *A&A*, 420, 957
- Curiel, S., Raymond, J. C., Rodríguez, L. F., Canto, J., & Moran, J. M. 1990, *ApJ*, 365, L85
- Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., & Anglada, G. 1999, *ApJ*, 527, 310
- Daniel, F., Dubernet, M. L., Meuwly, M., Cernicharo, J., & Pagani, L. 2005, *MNRAS*, 363, 1083
- De Simone, M., Codella, C., Testi, L., et al. 2017, *A&A*, 599, A121
- Desmurs, J.-F., Codella, C., Santiago-García, J., Tafalla, M., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, 498, 753
- Dhabal, A., Mundy, L. G., Rizzo, M. J., Storm, S., & Teuben, P. 2018, *ApJ*, 853, 169
- Duffin, D. F. & Pudritz, R. E. 2009, *ApJ*, 706, L46
- Dunham, M. M., Evans, Neal J., I., Bourke, T. L., et al. 2006, *ApJ*, 651, 945
- Endres, C. P., Schlemmer, S., Schilke, P., Stutzki, J., & Müller, H. S. P. 2016, *Journal of Molecular Spectroscopy*, 327, 95
- Enoch, M. L., Evans, Neal J., I., Sargent, A. I., & Glenn, J. 2009, *ApJ*, 692, 973
- Evans, Neal J., I., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 321
- Flower, D. R. 2001, *MNRAS*, 328, 147
- Furuya, R. S., Kitamura, Y., & Shinnaga, H. 2006, *ApJ*, 653, 1369
- Galametz, M., Maury, A., Girart, J. M., et al. 2018, *A&A*, 616, A139
- Galli, D., Lizano, S., Shu, F. H., & Allen, A. 2006, *ApJ*, 647, 374
- Girart, J. M. & Acord, J. M. P. 2001, *ApJ*, 552, L63
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Goldsmith, P. F. & Arquilla, R. 1985, in *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 137–149
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004, *A&A*, 414, 633
- Grossman, E. N., Masson, C. R., Sargent, A. I., et al. 1987, *ApJ*, 320, 356
- Gueth, F., Bachiller, R., & Tafalla, M. 2003, *A&A*, 401, L5
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1996, *A&A*, 307, 891
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Harsono, D., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., et al. 2014, *A&A*, 562, A77
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hennebelle, P. & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
- Hirano, N., Ho, P. P. T., Liu, S.-Y., et al. 2010, *ApJ*, 717, 58
- Hirota, T., Bushimata, T., Choi, Y. K., et al. 2008, *PASJ*, 60, 37
- Hirota, T., Honma, M., Imai, H., et al. 2011, *PASJ*, 63, 1
- Hull, C. L. H., Plambeck, R. L., Kwon, W., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 213, 13
- Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, *MNRAS*, 226, 461
- Joos, M., Hennebelle, P., & Ciardi, A. 2012, *A&A*, 543, A128
- Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Myers, P. C., et al. 2007, *ApJ*, 659, 479
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & Schöier, F. L. 2004, *A&A*, 413, 993
- Jørgensen, J. K. & van Dishoeck, E. F. 2010, *ApJ*, 710, L72
- Karska, A., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., et al. 2013, *A&A*, 552, A141
- Kirk, H., Myers, P. C., Bourke, T. L., et al. 2013, *ApJ*, 766, 115
- Knee, L. B. G. & Sandell, G. 2000, *A&A*, 361, 671
- Kurtovic, N. T., Pérez, L. M., Benisty, M., et al. 2018, *ApJ*, 869, L44
- Kuznetsova, A., Hartmann, L., & Heitsch, F. 2019, *ApJ*, 876, 33
- Kwon, W., Looney, L. W., Crutcher, R. M., & Kirk, J. M. 2006, *ApJ*, 653, 1358
- Kwon, W., Stephens, I., Tobin, J., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1805.07348

- Ladd, E. F., Adams, F. C., Casey, S., et al. 1991, *ApJ*, 382, 555
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1995, *ApJ*, 452, L73
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., & White, S. M. 2005, *ApJ*, 619, 948
- Lee, C.-F., Hwang, H.-C., & Li, Z.-Y. 2016, *ApJ*, 826, 213
- Lee, K. I., Dunham, M. M., Myers, P. C., et al. 2015, *ApJ*, 814, 114
- Lefèvre, C., Cabrit, S., Maury, A. J., et al. 2017, *A&A*, 604
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2003, *ApJ*, 592, 255
- Looney, L. W., Tobin, J. J., & Kwon, W. 2007, *ApJ*, 670, L131
- López-Sepulcre, A., Sakai, N., Neri, R., et al. 2017, *A&A*, 606, A121
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Mangum, J. G. & Shirley, Y. L. 2015, *PASP*, 127, 266
- Maret, S., Belloche, A., Maury, A. J., et al. 2014, *A&A*, 563, L1
- Maret, S., Bergin, E. A., & Lada, C. J. 2007, *ApJ*, 670, L25
- Maret, S., Ceccarelli, C., Caux, E., Tielens, A. G. G. M., & Castets, A. 2002, *A&A*, 395, 573
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., et al. 1994, *ApJ*, 420, 439
- Maury, A. J., André, P., Men'shchikov, A., Könyves, V., & Bontemps, S. 2011, *A&A*, 535
- Maury, A. J., André, P., Testi, L., et al. 2019, *A&A*, 621, A76
- Maury, A. J., Belloche, A., André, P., et al. 2014, *A&A*, 563, L2
- Mellon, R. R. & Li, Z.-Y. 2008, *ApJ*, 681, 1356
- Mizuno, A., Onishi, T., Hayashi, M., et al. 1994, *Nature*, 368, 719
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., & Momose, M. 1997a, *ApJ*, 475, 211
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., et al. 1997b, *ApJ*, 488, 317
- Ohashi, N., Lee, S., Wilner, D., & Hayashi, M. 1999, *ApJ*, 518, L41
- Ohashi, N., Saigo, K., Aso, Y., et al. 2014, *ApJ*, 796, 131
- O'Linger, J., Wolf-Chase, G., Barsony, M., & Ward-Thompson, D. 1999, *ApJ*, 515, 696
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 51, 257
- Ortiz-León, G. N., Loinard, L., Dzib, S. A., et al. 2018, *ApJ*, 869, L33
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, *A&A*, 550, A38
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, *ApJ*, 394, 117
- Pérez, L. M., Benisty, M., Andrews, S. M., et al. 2018, *ApJ*, 869, L50
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., et al. 2010, *ApJ*, 712, L116
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Corder, S. A., et al. 2013, *ApJ*, 774, 22
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2016, *A&A*, 593, L4
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 277
- Redman, M. P., Keto, E., Rawlings, J. M. C., & Williams, D. A. 2004, *MNRAS*, 352, 1365
- Reid, M. J., Dame, T. M., Menten, K. M., & Brunthaler, A. 2016, *ApJ*, 823, 77
- Sadavoy, S. I., Di Francesco, J., André, P., et al. 2014, *ApJ*, 787, L18
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., et al. 2014, *Nature*, 507, 78
- Sandell, G. & Knee, L. 2001, in *Science with the Atacama Large Millimeter Array*, ed. A. Wootten, Vol. 235, 154
- Sandell, G., Knee, L. B. G., Aspin, C., Robson, I. E., & Russell, A. P. G. 1994, *A&A*, 285, L1
- Santangelo, G., Codella, C., Cabrit, S., et al. 2015, *A&A*, 584, A126
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *ApJ*, 747, 21
- Schneider, S. & Elmegreen, B. G. 1979, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 41, 87
- Segura-Cox, D. M., Harris, R. J., Tobin, J. J., et al. 2016, *ApJ*, 817, L14
- Segura-Cox, D. M., Looney, L. W., Stephens, I. W., et al. 2015, *ApJ*, 798, L2
- Seifried, D., Pudritz, R. E., Banerjee, R., Duffin, D., & Klessen, R. S. 2012, *MNRAS*, 422, 347
- Shimajiri, Y., André, P., Palmeirim, P., et al. 2019, *A&A*, 623, A16
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Stephens, I. W., Looney, L. W., Kwon, W., et al. 2013, *ApJ*, 769, L15
- Tafalla, M. & Bachiller, R. 1995, *ApJ*, 443, L37
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., et al. 1998, *ApJ*, 504, 900
- Takahashi, S., Ohashi, N., & Bourke, T. L. 2013, *ApJ*, 774, 20
- Takakuwa, S., Ohashi, N., & Hirano, N. 2003, *ApJ*, 590, 932
- Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 68, 24
- Terebey, S., Chandler, C. J., & Andre, P. 1993, *ApJ*, 414, 759
- Terebey, S., Fich, M., Noriega-Crespo, A., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1918
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Tobin, J. J., Dunham, M. M., Looney, L. W., et al. 2015, *ApJ*, 798, 61
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2011, *ApJ*, 740, 45
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2012, *Nature*, 492, 83
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Looney, L. W., & Chiang, H.-F. 2010, *ApJ*, 712, 1010
- Tobin, J. J., Kratter, K. M., Persson, M. V., et al. 2016a, *Nature*, 538, 483
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Li, Z.-Y., et al. 2016b, *ApJ*, 818, 73
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Mundy, L. G., Kwon, W., & Hamidouche, M. 2007, *ApJ*, 659, 1404
- Tokuda, K., Onishi, T., Matsumoto, T., et al. 2016, *ApJ*, 826, 26
- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2017, *ApJ*, 849, 101
- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2014, *ApJ*, 789, L4
- Torres, R. M., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F. 2009, *ApJ*, 698, 242
- Tsukamoto, Y., Okuzumi, S., Iwasaki, K., Machida, M. N., & Inutsuka, S.-i. 2017, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 69, 95
- Ulrich, R. K. 1976, *ApJ*, 210, 377
- Umemoto, T., Iwata, T., Fukui, Y., et al. 1992, *ApJ*, 392, L83
- Viotti, R. 1969, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 40, 75
- Ward-Thompson, D., Di Francesco, J., Hatchell, J., et al. 2007, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119, 855
- Wiesemeyer, H. 1997, PhD thesis, Institut de Radio Astronomie Millimétrique, 300, Rue de la Piscine, Domaine Universitaire de Grenoble, F-38406 Saint-Martin-d'Hères CEDEX, France
- Wiesemeyer, H., Cox, P., Gusten, R., & Zylka, R. 1999, in *The Universe as Seen by ISO*, ed. P. Cox & M. Kessler, Vol. 427, 533
- Wiesemeyer, H., Gusten, R., Cox, P., Zylka, R., & Wright, M. C. H. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 132, *Star Formation with the Infrared Space Observatory*, ed. J. Yun & L. Liseau, 189
- Williams, J. P., Lee, C. W., & Myers, P. C. 2006, *ApJ*, 636, 952
- Wolf-Chase, G. A., Barsony, M., & O'Linger, J. 2000, *AJ*, 120, 1467
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Takakuwa, S., et al. 2015a, *ApJ*, 799, 193
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Takakuwa, S., et al. 2017, *ApJ*, 834, 178
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Koch, P. M., et al. 2015b, *ApJ*, 812, 129
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., & Ohashi, N. 2011, *ApJ*, 742, 57
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Ohashi, N., & Ho, P. T. P. 2013, *ApJ*, 772, 22
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 451, L71
- Zucker, C., Speagle, J. S., Schlafly, E. F., et al. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv:1902.01425

**Appendix A: Details of IRAM 30m observations****Table A.1.** Details of observations carried out with the IRAM 30m telescope.

Source	Line	$\tau_{225}^a$	Time <sup>b</sup> (h)	Dates of observation (yyyy-mm-dd)
L1448-2A	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.29	1.9	2012-06-04; 2012-10-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.69	2.3	2011-11-17; 2012-05-30
L1448-NB	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.28	2.3	2011-11-16; 2011-11-17; 2014-10-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.43	3.1	2011-11-17; 2011-11-18; 2012-06-03
L1448-C	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.18	2.3	2011-11-16; 2014-10-17
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.41	3.1	2011-11-17; 2011-11-18; 2012-06-03
IRAS2A	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.14	3.1	2011-11-15; 2011-11-16; 2014-11-06
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.31	1.5	2011-11-15; 2011-11-17
SVS13-B	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.18	1.6	2012-11-16; 2014-11-06
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.64	5.4	2012-05-31; 2012-06-02; 2012-06-03; 2012-06-04
IRAS4A	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.13	1.6	2012-11-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.73	3.1	2012-06-01; 2012-06-04
IRAS4B	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.15	1.6	2012-11-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.62	2.7	2012-06-02
IRAM04191	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.17	1.9	2011-11-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.59	3.5	2011-11-17; 2011-11-18; 2012-06-02
L1521F	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.23	2.3	2014-10-21
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.58	5.8	2011-11-18; 2012-05-30; 2012-06-03; 2012-06-04
L1527	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.18	2.3	2014-10-21; 2014-11-05; 2014-11-06; 2014-11-10
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.64	5.2	2012-06-01; 2012-06-02; 2012-06-04; 2015-05-31
L1157	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.10	2.8	2012-06-04; 2012-11-16
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.60	6.1	2012-05-30; 2012-05-31; 2012-06-01
GF9-2	C <sup>18</sup> O (2–1)	0.09	3.1	2012-06-04; 2012-11-16; 2014-11-05
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1–0)	0.55	4.2	2012-05-30; 2012-06-03

**Notes.** <sup>(a)</sup>  $\tau_{225}$  is the zenith optical depth  $\tau$  at a frequency of 225 GHz from the tipping taumeter. <sup>(b)</sup> Time is the total observed time spent on each molecular line for a given source.

**Appendix B: Properties of molecular line emission maps****Table B.1.** Beam sizes of the C<sup>18</sup>O (2–1) emission maps.

Source	PdBI	PdBI+30m	30m
	Major × Minor (Pos. Ang.)	Major × Minor (Pos. Ang.)	Major × Minor (Pos. Ang.)
L1448-2A	0.94'' × 0.69'' (24.7°)	0.96'' × 0.70'' (25.1°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1448-NB	0.76'' × 0.71'' (65.5°)	0.77'' × 0.71'' (48.3°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1448-C	0.63'' × 0.40'' (32.0°)	0.63'' × 0.40'' (32.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS2A	0.78'' × 0.72'' (49.5°)	0.79'' × 0.72'' (46.8°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
SVS13-B	0.71'' × 0.58'' (36.5°)	0.73'' × 0.61'' (33.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS4A	0.77'' × 0.63'' (31.0°)	0.81'' × 0.67'' (26.3°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAS4B	0.77'' × 0.65'' (28.9°)	0.82'' × 0.69'' (22.6°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
IRAM04191	0.88'' × 0.72'' (-166.7°)	0.91'' × 0.75'' (-170.5°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1521F	1.0'' × 0.72'' (26.0°)	1.04'' × 0.75'' (26.8°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1527	0.68'' × 0.58'' (50.7°)	0.69'' × 0.60'' (48.9°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
L1157	0.60'' × 0.46'' (-1.3°)	0.61'' × 0.48'' (-1.7°)	11.8'' × 11.8'' (0°)
GF9-2	0.85'' × 0.75'' (-161.8°)	0.88'' × 0.78'' (22.0°)	11.8'' × 11.8'' (0°)

**Table B.2.** Beam sizes of the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1–0) emission maps.

Source	PdBI	PdBI+30m	30m
	Major × Minor (Pos. Ang.)	Major × Minor (Pos. Ang.)	Major × Minor (Pos. Ang.)
L1448-2A	1.73'' × 1.36'' (64.5°)	1.84'' × 1.46'' (68.5°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
L1448-NB	1.73'' × 1.33'' (52.4°)	1.88'' × 1.48'' (53.6°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
L1448-C	1.77'' × 1.40'' (63.4°)	1.93'' × 1.56'' (67.0°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
IRAS2A	1.72'' × 1.33'' (55.2°)	1.86'' × 1.47'' (55.3°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
SVS13-B	1.82'' × 1.29'' (38.1°)	1.91'' × 1.40'' (40.4°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
IRAS4A	1.83'' × 1.33'' (38.4°)	1.92'' × 1.41'' (42.3°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
IRAS4B	1.77'' × 1.27'' (38.0°)	1.86'' × 1.37'' (39.7°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
IRAM04191	1.84'' × 1.55'' (53.2°)	2.06'' × 1.72'' (52.2°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
L1521F	1.83'' × 1.50'' (80.1°)	1.98'' × 1.62'' (81.5°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
L1527	1.74'' × 1.33'' (45.8°)	1.84'' × 1.45'' (50.2°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
L1157	1.49'' × 1.10'' (60.3°)	1.55'' × 1.18'' (59.6°)	27.8'' × 27.8'' (0°)
GF9-2	1.50'' × 1.11'' (68.5°)	1.56'' × 1.16'' (67.0°)	27.8'' × 27.8'' (0°)

**Table B.3.** Emission size, rms noise, and integrated fluxes in the C<sup>18</sup>O (2–1) emission maps.

Source	PdBI			PdBI+30m			30m		
	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (mJy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (mJy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (Jy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)
L1448-2A	1.4	20.4	4.2	3.5	20.7	71.1	35	0.7	91.1
L1448-NB	1.6	32.9	0.7	6.9	32.6	32.6	25	0.4	191.7
L1448-C	1.0	23.5	1.1	3.0	23.4	10.4	25	0.6	95.5
IRAS2A	1.7	33.8	1.6	4.5	33.1	27.2	37	0.3	214.9
SVS13-B	0.5	20.1	5.8	7.0	19.8	35.8	42	0.9	252.3
IRAS4A	2.6	26.7	11.2	4.3	26.2	24.2	22	0.4	33.9
IRAS4B	1.5	25.8	4.8	2.2	25.2	7.8	35	0.4	137.6
IRAM04191	–	16.7	0.02	2.5	16.5	7.0	42	0.3	34.2
L1521F	0.5	11.6	0.06	9.6	12.2	21.1	40	0.1	49.0
L1527	1.1	20.3	2.1	1.5	19.9	3.4	29	0.4	53.6
L1157	0.8	27.7	1.3	1.2	27.1	3.8	21	0.3	40.1
GF9-2	1.9	13.5	0.9	4.3	13.3	11.9	35	0.3	34.0

**Notes.** <sup>(a)</sup>  $r_{max}$  value defined as the mean radius of the area where integrated molecular line emission is detected above a  $5\sigma$  contour. <sup>(b)</sup> rms noise levels per channel computed with a spectral resolution of  $0.13 \text{ km s}^{-1}$  for all maps. <sup>(c)</sup> Integrated fluxes computed inside the PdBI primary beam at  $1.3 \text{ mm}$  ( $\sim 20''$ ) for the PdBI and combined PdBI+30m datasets and inside the primary beam ( $2 \times \text{HPBW} \sim 25''$  at  $1.3 \text{ mm}$ ) for the 30m datasets.

**Table B.4.** Emission size, rms noise, and integrated fluxes in the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1–0) emission maps.

Source	PdBI			PdBI+30m			30m		
	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (mJy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (mJy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)	$r_{max}^a$ ( $''$ )	rms <sup>b</sup> (Jy beam <sup>-1</sup> )	Flux <sup>c</sup> (Jy)
L1448-2A	13.1	9.0	2.8	21.4	9.5	153.4	35	0.8	136.7
L1448-NB	12.9	9.9	17.0	21.5	10.4	355.0	39	1.1	397.4
L1448-C	9.4	7.9	2.8	15.7	8.5	160.6	53	0.9	202.4
IRAS2A	14.0	9.9	10.2	23.0	10.0	174.6	40	0.7	217.0
SVS13-B	11	6.5	13.3	14.9	8.1	275.8	53	0.5	311.9
IRAS4A	10.0	9.2	3.6	23.1	9.3	160.0	50	0.6	247.4
IRAS4B	6.2	7.9	2.7	22.4	8.3	191.2	45	0.7	203.2
IRAM04191	4.7	5.6	2.7	19.6	5.5	46.7	32	0.3	52.5
L1521F	5.8	5.6	0.05	16.0	5.8	78.1	46	0.4	115.8
L1527	13.8	6.6	0.2	22.2	6.6	48.1	55	0.3	45.5
L1157	6.5	9.1	3.0	11.3	9.0	70.9	38	0.6	66.0
GF9-2	6.4	5.8	1.3	18.7	5.8	51.7	32	0.5	66.0

**Notes.** <sup>(a)</sup>  $r_{max}$  value defined as the mean radius of the area where integrated molecular line emission is detected above a  $5\sigma$  contour. <sup>(b)</sup> rms noise levels per channel computed with a spectral resolution of  $0.13 \text{ km s}^{-1}$  for all maps. <sup>(c)</sup> Integrated fluxes computed inside the PdBI primary beam at  $3 \text{ mm}$  ( $\sim 50''$ ) for the PdBI and combined PdBI+30m datasets and inside the primary beam ( $2 \times \text{HPBW} \sim 60''$  at  $3 \text{ mm}$ ) for the 30m datasets.



## Appendix C: Details of construction method of $PV_{\text{rot}}$ diagrams

In this appendix, we present in details our method to quantify centroid velocity variations. We have built large dynamic range  $PV_{\text{rot}}$  diagrams (see Sect. 4.3) by determining the position and the velocity in the three datasets. We analyzed the PdBI datasets in the (u,v) plane while the combined and 30m datasets are analyzed in the image plane.

### Appendix C.1: Analysis of PdBI datasets in the (u,v) plane

The PdBI datasets provide the best spatial resolution available in the CALYPSO sample, allowing us to constrain the velocity variations at the smallest scales of the protostellar envelopes. Because the (u,v)-coverage of our PdBI dataset is limited, inside the  $C^{18}O$  PdBI emitting size of the source (see  $R_i$  in Tables C.1 and B.3), we work directly on the visibilities to avoid the complex imaging and deconvolution processes involved in image plane analysis and to characterize the peak of emission at a given velocity with a higher astrometric precision. We fit the PdBI visibilities of each channel with an elliptical Gaussian source in order to determine the centroid position of the emission in each velocity bin. Our results are consistent with those of Maret & CALYPSO (in prep.) who are doing a similar analysis in the (u,v) plane. Note that they are not strictly identical because Maret & CALYPSO (in prep.) consider only pixels at scales  $<2''$  from the central position to study the disk kinematics whereas in this paper we are interested in the kinematics of the envelope scales between 50 and 5000 au.

We report in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams the fitting results of sources showing a velocity gradient in at least two channels in the PdBI channel maps (see Appendix H). We identify gradient as a variation of the central position of the  $C^{18}O$  emission from one side of the continuum peak in the redshifted velocities to the other side in the blueshifted velocities with respect to the systemic velocity. The fitting results in channel maps of sources which do not exhibit such an organized spatial distribution of velocities are considered as upper limits. We only take into account the fitting results in channels where the  $C^{18}O$  emission is detected with a signal-to-noise ratio higher than 5 and with a fitted central position consistent with the equatorial plane, i.e. at a position angle  $<|45^\circ|$  with respect to the equatorial plane. When these three criteria are satisfied, we project the fitted centroid position onto the equatorial axis to constrain the  $PV_{\text{rot}}$  diagram at small scales. The position errors are derived from our modeled elliptical Gaussian emitting source. The errors on the velocity are related to the channel width ( $0.2 \text{ km s}^{-1}$  in  $C^{18}O$  emission from the PdBI datasets).

Seven sources in our sample show a small-scale velocity gradient aligned along the equatorial plane in  $C^{18}O$  emission: L1448-2A, L1448-NB, L1448-C, IRAS2A, SVS13-B, L1527, and GF9-2 (see Appendix H). For IRAM04191 and L1521F (see Figures H.27 and H.31, respectively), the weak detection in  $C^{18}O$  emission from the PdBI datasets does not allow the diagram to be constrained to the smallest scales of the envelope ( $r < 60 \text{ au}$ ). For IRAS4A, IRAS4B, and L1157 (see Figures H.20, H.23, and H.39, respectively), the channel maps do not exhibit an organized spatial distribution of velocities along the equatorial plane at  $r \lesssim 350 \text{ au}$ : the emission in the channel maps is dominated by the outflows. However, PdBI velocity maps exhibit weak gradients along the equatorial plane but working with the visibilities does not allow us to disentangle it from the emission from the outflows. Thus, for these three sources, we analyzed the PdBI observations in the image plane as described in Sect. ?? to constrain the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams at scales  $r < 600 \text{ au}$ .

### Appendix C.2: Analysis of combined and 30m datasets in the image plane

We analyze the combined and 30m datasets in the image plane to probe the intermediate and outer scales of the envelope. For the pixel (i.e. a position) along the equatorial plane, we report the centroid velocity determined in the velocity maps in Sect. 4.2. The errors on the velocity given by the Gaussian or HFS functions are reported on the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams (see Fig. 16 and Appendix H). The position errors are related to the pixel size, which is itself related to the spatial resolution of the datasets.

To build  $PV_{\text{rot}}$  diagrams we only take into account the velocity gradients with blue and red-shifted components compared to the systemic velocity, centered on the central protostar and along the equatorial plane axis as expected from rotational motions. The values from velocity maps that do not exhibit such an organized spatial distribution of velocities are considered as upper limits on the rotational velocity. Another requirement is the robustness of the centroid velocity offset with respect to the systemic velocity. We only considered spectra with a signal-to-noise ratio higher than 5. From a Gaussian measurement, we assume the centroid velocity cannot be robustly determined with an accuracy better than one third of the spectral resolution: we only consider the  $C^{18}O$  points where the relative centroid velocity  $v - v_{\text{lsr}} \geq \frac{\Delta v}{3}$ , with  $\Delta v$  the spectral resolution. From a HFS measurement, the centroid velocity is determined much more precisely thanks to the larger number of components: we only consider the  $N_2H^+$  points where  $v - v_{\text{lsr}} \geq \frac{\Delta v}{3 \times \sqrt{6}}$ . Note that the weakest component which is 7 times weaker than the strongest one is never detected with a signal-to-noise ratio higher than 2 in the spectra.

### Appendix C.3: Construction method of $PV_{\text{rot}}$ diagrams

The analysis described above allows us to determine the centroid position of the emission at a given velocity and the centroid velocity at a given position, respectively. By putting the results end-to-end, we build a  $PV_{\text{rot}}$  diagram with a high dynamic range from 50 au up to 5000 au for each source as follows (see the example of L1448-C in Fig. 15): • At the smallest scales resolved by our data ( $\sim 0.5''$ ) and up to the PdBI  $C^{18}O$  emission size radius of the sources  $R_i$  (see Tables B.3 and C.1, and Fig. 15), we use the PdBI  $C^{18}O$  datasets to constrain the  $PV_{\text{rot}}$  diagram (see label " $C^{18}O$  PdBI" in Fig. 15).

• Since the  $C^{18}O$  extended emission is filtered out by the interferometer, we used the combined  $C^{18}O$  emission to populate the  $PV_{\text{rot}}$  diagram at angular radii between  $R_i$  and the 30m half-power beam width (HPBW  $\sim 6''$  at the  $C^{18}O$  frequency, see Table B.1). However, because the  $C^{18}O$  molecule freezes onto dust ice mantles at temperatures below  $\sim 20\text{K}$ , the maximum radius up to which

it remains the best tracer of the inner envelope can be smaller than the 30m HPBW. To determine the maximal radius  $R_{\text{trans}}$  where the  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecule remains the best tracer, we calculate the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  column densities along the equatorial plane from the combined integrated intensity maps (see Appendix D and green points in Fig. 15).  $R_{\text{trans}}$  is defined one of the following criteria, depending on the source (see Table C.1):

- (i) the radius from which the  $\text{C}^{18}\text{O}$  column density changes from a smooth decreasing profile to a noisy dispersion,
- (ii) the maximum radius where the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission is detected with a signal-to-noise ratio higher than 5 along the equatorial plane,
- (iii) the radius below which the  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density no longer traces the inner region and the profile flattens,
- (iv) the radius where the  $\text{N}_2\text{H}^+$  profile reaches its maximum in column density.

For most sources,  $R_{\text{trans}}$  is smaller than the 30m HPBW. We used the combined  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission map to constrain the gas kinematics in the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram up to  $R_{\text{trans}}$  (see label " $\text{C}^{18}\text{O}$  combined" in Fig. 15).

- At radii  $r > R_{\text{trans}}$ , the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission traces better the envelope dense gas. We use the combined  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission maps to analyze the envelope kinematics at intermediate scales, from  $R_{\text{trans}}$  to the 30m HPBW ( $\sim 14''$  at the  $\text{N}_2\text{H}^+$  frequency, see Table B.2). However, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density profile can reach a minimum value at radii  $R_{\text{trans}} < r < 30\text{m HPBW}$  due to the sensitivity of the combined datasets. In this case, the combined dataset is no longer the better dataset to provide a robust information on the velocity. We defined  $R_{\text{int}}$  the maximum radius up to which we use  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the combined dataset (see Table C.1 and see label " $\text{N}_2\text{H}^+$  combined" in Fig. 15).

- Beyond  $R_{\text{int}}$ , we use the 30m  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission map to populate the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram up to the largest scales of the envelope (see label " $\text{N}_2\text{H}^+$  30m" in Fig. 15). We note  $R_{\text{out}}$  the maximum radius of the protostellar envelopes (see Table C.1).

The sources in our sample show specific individual behaviors, therefore we adapted the method to build the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram described above on a case-by-case basis. Nevertheless we respected the transition radii as closely as possible (see Table C.1).

**Table C.1.** Transition radii between the different datasets (PdBI, combined, and 30m) and the two  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  tracers used to build a high dynamic range position-velocity diagram for sources from the CALYPSO survey.

Source	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)				$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)			
	$R_1^a$		$R_{\text{trans}}^b$		$R_{\text{int}}^c$		$R_{\text{out}}^d$	
	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)	( $''$ )	(au)
L1448-2A	1.4	410	4.2	1230 (iii)	13.9	4070	18±5	5270±1470
L1448-NB	1.6	470	5.9	1730 (iii)	13.9	4070	33±5	9670±1470
L1448-C	1.0	290	3.5	1230 (iii)	13.9	4070	25±2	7320±590
IRAS2A	1.6	470	5.1	1490 (i)	9	2640	34±6	9960±1760
SVS13-B	0.5	145	2.0	590 (i)	7	2050	7±3	2050±880
IRAS4A *	2.6	760	3.1	910 (i)	5.5	1610	5.9±1.0	1730±290
IRAS4B *	1.5	440	2.1	615 (ii)	3.5	1030	11±2	3220±590
IRAM04191	–	–	5.6	780 (iv)	13.9	1950	100±11	14000±1540
L1521F **	0.5	70	5.9	820 –	–	–	32±3	4480±420
L1527	1.1	150	3.3	460 (ii)	13.9	1950	>121	>16940
L1157	0.8	280	1.8	630 (ii)	13.9	4890	45±5	15840±1760
GF9-2	1.9	380	5.1	1020 (i)	–	–	35±5	7000±1000

**Notes.** <sup>(a)</sup> Outer radius of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI datasets. <sup>(b)</sup> Transition radius between  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  determined from column density profiles along the equatorial plane (see Appendix D).  $R_{\text{trans}}$  is defined following criteria (i), (ii), (iii), and (iv) which are detailed in Sect. C.3. <sup>(c)</sup> Intermediate radius in  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission between the combined and 30m datasets. <sup>(d)</sup> Envelope radius from PdBI or 30m dust continuum emission. See Table 1 for the references. (\*) For IRAS4A and IRAS4B, we used the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the PdBI datasets instead of the combined datasets to build the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram. In these cases,  $R_{\text{int}}$  is the maximum radius below which we used the PdBI dataset. (\*\*) For L1521F, we only used the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the combined and 30m datasets to build the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram (see Appendix H). For this case, we used the combined dataset up to  $R_{\text{trans}}$  and we used the 30m dataset up to  $R_{\text{out}}$ .

## Appendix D: Details of column density estimate

To interpret the gas kinematics using both  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission in a robust way, it is important to constrain from which scales in the envelope their emission comes from. This is especially important because we merged single-dish and interferometric data which are sensitive to different scales of the envelope (see Tables B.3 and B.4). Therefore, we built column density maps to quantify the scales probed by  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecular lines. We assumed that the observed molecular transitions are optically thin ( $\tau_\nu \ll 1$ ) and we used Equation (D.1) defined in Mangum & Shirley (2015):

$$N_{\text{thin}} = \frac{3k}{8\pi^3 \mu^2 B_0 R_i} \left(T_{\text{ex}} + \frac{hB}{3k}\right) \frac{\exp(\frac{E_u}{T_{\text{ex}}})}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}) - 1} \frac{\int T_{\text{R}} dv}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \quad (\text{D.1})$$

where  $E_u$  is the energy of the upper level,  $\mu$  is the dipole moment of the molecule,  $B_0$  the rotational constant,  $h$  Planck's constant,  $k$  Boltzmann's constant,  $R_i$  the relative intensity of the component if the transition has a hyperfine structure,  $T_{\text{ex}}$  the excitation temperature, and  $T_{\text{bg}}$  the cosmic background temperature (Mather et al. 1994).  $J_\nu$  is the effective radiation temperature defined by  $J_\nu(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1}$ . We report the values of each parameter for the two emission lines in Table D.1.

**Table D.1.** Parameters used to determine the column density of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecules from Equation (D.1).

Parameter	$\text{N}_2\text{H}^+$	$\text{C}^{18}\text{O}$
$\nu$ (MHz)	93176.2595*	219560.3541
$E_u$ (K)	4.47172	15.8058
$\mu$ (Debye)	3.40	0.11049
$B_0$ (MHz)	46586.87	54891.42
$R_i$	$\frac{3}{27}^*$	1

**Notes.** All values were obtained from the CDMS (Endres et al. 2016). (\*) The  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density is determined from the isolated hyperfine component ( $1_{01} - 0_{12}$ ).

Assuming local thermodynamical equilibrium (LTE), we can determine the excitation temperature from the gas temperature within the emission size of each tracer observed in the combined data (see Table C.1). This hypothesis is valid when the density is higher than the critical density of the transition of  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ), estimated at  $\sim 8.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  (Flower 2001) and  $\sim 2.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Daniel et al. 2005), respectively at  $T \sim 10$  K. Belloche et al. (2002) estimated for IRAM04191, one of the lowest envelope mass of our sample (see Table 1), a density higher than  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  up to  $r \sim 4000$  au. Thus, LTE is a good assumption for both transitions in our sample. As the dust temperature in the envelope is a good approximation for the gas kinetic temperature (Ceccarelli et al. 1996), we used dust temperature profiles from CALYPSO PdBI observations assuming that the temperature distribution depends on the radius  $r$  from the central stellar object and the internal luminosity of the source  $L_{\text{int}}$  (see Table 1) as follows (Terebey et al. 1993):

$$T_{\text{dust}}(r) = 60 \times \left(\frac{r}{13400 \text{ au}}\right)^{-q} \left(\frac{L_{\text{int}}}{10^5 L_\odot}\right)^{q/2} \quad (\text{D.2})$$

with  $q = 0.4$  for the CALYPSO sample (Terebey et al. 1993; Maury et al. 2019). We weighted the temperature distribution with the dust column density as a function of  $r$ , i.e. the amount of material at each radius, to estimate a robust mean value of gas temperature. For  $\text{C}^{18}\text{O}$ , we used the PdBI flux at 1.3 mm calculated at different radii by Maury et al. (2019). For  $\text{N}_2\text{H}^+$ , we assumed a density profile  $\rho \propto r^{-p}$  with the index  $p$  equal to the values determined at 3 mm by Maury et al. (2019). The excitation temperatures of each source of our sample are given in Table D.2. There are two exceptions in the CALYPSO sample: IRAM04191 and L1521F, which have the lowest luminosities of the CALYPSO sample (see Table 1). The dust temperature profile of these sources from the PdBI data cannot be determined because the temperature profile is dominated by external heating. Belloche et al. (2002) and Tokuda et al. (2014, 2016) estimated the dust temperature at  $\sim 10$  K at scales  $\sim 2000$  au. From Equation D.2 and from values of  $L_{\text{int}}$  estimated for these two sources ( $0.05 L_\odot$  for IRAM04191, André et al. 2000, and  $0.035 L_\odot$  for L1521F, Tokuda et al. 2016) we determined mean excitation temperatures of 20 K for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecule and 10 K for the  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecule (see Table D.2).

Note that we did not use the excitation temperature determined by fitting the HFS line profile for the  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecule. For most sources in the CALYPSO sample, the average spectrum from the combined data within the central  $14'' \times 14''$  does not follow the relative intensities of the hyperfine components expected under LTE conditions (3,3,7,5,3,5,1 from the isolated hyperfine component  $1_{01} - 0_{12}$ ; Endres et al. 2016). Thus, either the emission does not satisfy the LTE conditions or this effect is due to the partial opacity of emission. Moreover, some adjacent hyperfine components are too close to be spectroscopically separated despite the good spectral resolution of the combined dataset ( $0.13 \text{ km s}^{-1}$  at 3 mm). To minimize the error propagation, we only considered the isolated hyperfine component ( $1_{01} - 0_{12}$ ) to determine the  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density (Caselli et al. 1995, 2002).

We determined the  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1_{01} - 0_{12}$ ) opacities for our source sample assuming optically thin emission and using the maximum temperature of the emission spectrum  $T_{\text{peak}}$ :

$$\tau_\nu = \frac{T_{\text{peak}}}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})} \quad (\text{D.3})$$

We calculated the opacity on the spectra of each pixel from the combined dataset for both molecular transition. We used the excitation temperature values mentioned above and a standard value of the cosmic background temperature  $T_{\text{bg}}=2.7$  K (Mather et al. 1994). We report the average  $\tau_\nu$  on the size of the combined maps of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emissions ( $5'' \times 5''$  and  $20'' \times 20''$ , respectively) in Table D.2. We noticed that the sources have average  $\tau_\nu < 0.4$  but some pixels have opacity values  $> 0.5$ . In the latter case, the optically thin hypothesis is no longer a reasonable hypothesis and a correction factor  $\frac{\tau_\nu}{1-e^{-\tau_\nu}}$  (Goldsmith & Langer 1999) must be applied to calculate the column density:

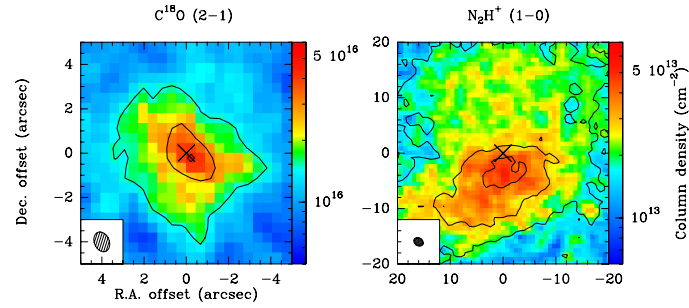
$$N_{\text{thick}} = N_{\text{thin}} \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} \quad (\text{D.4})$$

We determined the column density from each pixel using Equation D.1 and the parameter values listed in Table D.1 for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  molecules. For the calculation of column density, we distinguished two opacity regimes according to the value of  $\tau_\nu$  of each spectrum:

- an optically thin regime where  $\tau_\nu < 0.4$  : in this case, the density column is determined by Equation (D.1),
- an intermediate regime where  $\tau_\nu \geq 0.4$  : in this case, the column density is determined by Equation (D.4).

Indeed, the column density determined in the optically thin hypothesis by Equation (D.1) is underestimated by more than 20% for a value  $\tau_\nu = 0.4$ .

Figure D.1 shows as an example the column density maps from the combined dataset obtained for L1448-2A. The column density maps of the other sources from our sample are provided in Appendix H.



**Fig. D.1.** Column density maps of  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2–1) (left) and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1–0) (right) emission from the combined dataset for L1448-2A. The black cross represents the middle position between the binary protostars determined with the 1.3 mm dust continuum emission. The  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density map was determined from the isolated hyperfine component ( $1_{01} - 0_{12}$ ) but the contours represent the integrated intensity of the 7 hyperfine components. The integrated intensity contours in black are the same as in Fig. 1.

**Table D.2.** Mean column density of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  and opacity of the transitions (2–1) and (1–0), respectively determined from the combined data for the CALYPSO sample sources.

Source	$\text{C}^{18}\text{O}$ (2–1)			$\text{N}_2\text{H}^+$ (1–0)		
	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{\text{mean}}$ ( $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )	$\tau_{\text{mean}}$	$T_{\text{ex}}$ (K)	$N_{\text{mean}}$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	$\tau_{\text{mean}}$
L1448-2A	39	13.4	0.22	20	2.2	0.09
L1448-NB	33	17.2	0.37	19	3.3	0.16
L1448-C	61	20.3	0.18	26	2.1	0.06
IRAS2A	58	23.5	0.17	33	4.3	0.06
SVS13-B	40	13.4	0.17	24	3.9	0.10
IRAS4A	33	16.5	0.30	24	0.6*	0.03*
IRAS4B	39	9.5	0.14	25	0.4*	0.03*
IRAM04191	20	3.5	0.17	10	0.6	0.10
L1521F	20	3.6	0.22	10	1.5	0.33
L1527	37	5.4	0.13	19	0.7	0.05
L1157	38	8.1	0.19	25	2.2	0.05
GF9-2	43	4.2	0.09	21	1.2	0.05

**Notes.** The mean column density of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  and the opacity of the transitions (2–1) and (1–0), respectively, are calculated within the central  $5'' \times 5''$  and  $20'' \times 20''$  respectively, from the combined datasets. The  $\text{N}_2\text{H}^+$  column density was determined from the isolated hyperfine component ( $1_{01} - 0_{12}$ ). (\*) For IRAS4A and IRAS4B, the calculations were made from the PdBI datasets for the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission.

## Appendix E: Systemic velocity estimate

The systemic velocities of the sources are the reference velocities to quantify centroid velocity variations in the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams. The systemic velocity is defined as the average velocity of an object. The linear velocity gradient modeling allows us to determine a systemic velocity  $v_0$  in the different datasets and tracers. For a given source, we noticed that  $v_0$  is different depending on the region of the envelope considered (see Table 2).

In the first place, we determine these values by fitting the HFS line profile of the optically thin transition  $N_2H^+$  (1–0) from the 30m datasets. Table E.1 reports these first estimates and compares them to the values found in the literature. The differences of a few tenths of a  $\text{km s}^{-1}$  between our values and the literature can be explained by the different tracers used in our study compared to the literature. Indeed, different tracers do not trace exactly the same material in the protostellar envelopes, as we observed with the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  in our study (see Sect. 4.2 and Table 2). There could also be systematic errors on the rest frequencies or on the calibration of the spectral axis for instance. This first estimate in the quieter parts of the envelopes, could be more robust compared to a value determined in the inner parts which can be dominated by rotation, collapse, or ejection. On the other hand, the turbulence at large scales could affect the systemic velocity if the outer envelope is turbulent or if there is a contamination of the turbulence on the line of sight from cloud scales. In the case of an axisymmetric envelope with a symmetric kinematics (infall and rotation), the systemic velocity could be more accurate at small scales.

**Table E.1.** Systemic velocity values determined from HFS fit on the average spectrum  $N_2H^+$  from CALYPSO 30m data compared to the literature.

Source	$v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$v_{\text{sys}}^{\text{literature}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
L1448-2A	$4.10 \pm 0.04$	$4.20^1$
L1448-NB	$4.47 \pm 0.02$	$4.70^2$
L1448-C	$4.73 \pm 0.03$	$5.00^1$
IRAS2A	$7.60 \pm 0.04$	$7.30^{3,4}$
SVS13-B	$8.02 \pm 0.02$	$8.40^5$
IRAS4A	$7.34 \pm 0.03^*$	$7.24^{6,7}$
IRAS4B	$7.20 \pm 0.06^*$	$7.00^8$
IRAM04191	$6.63 \pm 0.06$	$6.66^9$
L1521F	$6.47 \pm 0.01$	$6.45^{10}$
L1527	$5.89 \pm 0.01$	$5.90^{10}$
L1157	$2.65 \pm 0.03$	$2.65^{10,11}$
GF9-2	$-2.56 \pm 0.02$	$-2.60^{12}$

**Notes.** (\*) Adjustment of the average spectrum was performed by fixing a second velocity component corresponding to the external compression at  $7.75 \text{ km s}^{-1}$  (Belloche et al. 2006).

**References.** (1) Tobin et al. (2007); (2) Kwon et al. (2006); (3) Jørgensen et al. (2007); (4) Codella et al. (2014b); (5) Chen et al. (2009); (6) Belloche et al. (2006); (7) Anderl et al. (2016); (8) Jørgensen & van Dishoeck (2010); (9) Belloche et al. (2002); (10) Tobin et al. (2011); (11) Bachiller & Pérez Gutiérrez (1997); (12) Goodman et al. (1993).

If the reference velocity value is well chosen, blue- and red-shifted velocity points should overlap if the envelope is axisymmetric. In practice, the gradients may not be symmetric with respect to the central position of the source. This asymmetry can cause shifts in position between the blue-shifted and the red-shifted emission. We built the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams by maximizing the overlap between blue- and red-shifted velocity points to produce the best symmetric pattern. We applied this method independently for the  $PV_{\text{rot}}$  diagram points from the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  emission to determine the best couple ( $v_{\text{sys}}$ ,  $r_{\text{orig}}$ ) adapted to each tracer, with  $v_{\text{sys}}$  the systemic velocity and  $r_{\text{orig}}$  the central position of the gradient along the equatorial plane. We fitted a power-law function (see Sect. 5.1) exploring a range of  $\pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$  around the first estimate of the systemic velocity determined at outer envelope scales and a range of  $\pm 0.2''$  along the equatorial plane around the dust continuum peak (see Table 1). Table E.2 gives the reduced  $\chi^2$  associated with the best couple of parameters corresponding to the best overlap of the blue- and red-shifted points. This method does not allow for a more accurate determination of the systemic velocity value than  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  given the errors on the velocity of the points populating the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams. We therefore added a systematic error of  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  to previous velocity errors determined above for both tracers. The central positions and systemic velocities obtained with this method are on average within  $<0.2 \text{ km s}^{-1}$  and  $<0.1''$  of the first estimates of these values using the average  $N_2H^+$  spectrum (see Sect. E and Table E.1) and the dust continuum peak (see Table 1).

**Table E.2.** Values of systemic velocity and central position giving the best overlap and  $\chi^2$  by independent fits of C<sup>18</sup>O and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> points.

Source	Line	$v_{\text{sys}}^a$ (km s <sup>-1</sup> )	$r_{\text{orig}}$ coordinates <sup>b</sup>		Power law fit <sup>c</sup>	
			R.A. [h:m:s] (J2000)	DEC [°:′:″] (J2000)	$\eta$	$\chi^2$
L1448-2A	C <sup>18</sup> O	4.0 (-0.1)	03:25:22.380 (+0.06″)	30:45:13.28 (+0.08″)	-0.9 ± 0.1	1.4
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	<i>u</i>	<i>u</i>	<i>u</i>	–	–
L1448-NB	C <sup>18</sup> O	4.6 (+0.1)	03:25:36.316 (+0.01″)	30:45:15.10 (-0.05″)	-0.94 ± 0.04	2.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1448-C	C <sup>18</sup> O	5.1 (+0.4)	<i>u</i>	<i>u</i>	-1.0 ± 0.1	1.4
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	4.9 (+0.2)	<i>u</i>	<i>u</i>	0.8 ± 0.1	3.0
IRAS2A	C <sup>18</sup> O	<i>u</i>	<i>u</i>	<i>u</i>	-0.7 ± 0.1	0.2
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
SVS13-B	C <sup>18</sup> O	8.3 (+0.3)	<i>u</i>	<i>u</i>	-0.9 ± 0.3	0.2
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
IRAS4A	C <sup>18</sup> O	6.6 (-0.7)	<i>u</i>	<i>u</i>	0.2 ± 0.2	1.8
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	6.8 (-0.5)	<i>u</i>	<i>u</i>	0.6 ± 0.3	0.7
IRAS4B	C <sup>18</sup> O	6.9 (-0.3)	<i>u</i>	<i>u</i>	-0.3 ± 0.4	0.5
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	7.0 (-0.2)	<i>u</i>	<i>u</i>	-2.0 ± 2.2	0.1
IRAM04191	C <sup>18</sup> O	<i>u</i>	<i>u</i>	<i>u</i>	-0.2 ± 0.2	0.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1521F	C <sup>18</sup> O	6.55 (+0.1)	<i>u</i>	<i>u</i>	0.2 ± 0.5	0.1
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
L1527	C <sup>18</sup> O	5.8 (-0.1)	<i>u</i>	<i>u</i>	-1.07 ± 0.04	1.5
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	<i>u</i>	<i>u</i>	<i>u</i>	0.4 ± 0.4	0.7
L1157	C <sup>18</sup> O	<i>u</i>	<i>u</i>	<i>u</i>	0.1 ± 0.3	0.3
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–
GF9-2	C <sup>18</sup> O	-2.8 (-0.2)	20:51:29.836 (+0.2 ″)	60:18:38.44 (+0″)	-0.8 ± 0.1	1.8
	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	–	–	–	–	–

**Notes.** <sup>(a,b)</sup> Values of  $v_{\text{sys}}$  and the  $r_{\text{orig}}$  coordinates when they are different from  $v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  (see Table E.1) and from coordinates of the continuum peak at 1.3 mm (see Table 1), respectively. The values in parentheses represent the offset in km s<sup>-1</sup> with respect to the value  $v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  and the offset in arcsec with respect to the continuum peak, respectively. The *u* symbol means "unchanged":  $v_{\text{sys}} = v_{\text{sys}}^{30\text{m}}$  (see Table E.1) and the  $r_{\text{orig}}$  coordinates are still equal to coordinates of the continuum peak at 1.3 mm (see Table 1). <sup>(c)</sup> Index of fits by an orthogonal least-square power-law ( $v \propto r^\eta$ ) on the red and blue points and the reduced  $\chi^2$  value associated to this best-fit model. The dashes mean that no fit has been done because the tracer is not used to constrain the PV<sub>rot</sub> diagram of this source.

**Appendix F: Details on  $j$  distributions****Table F.1.** Parameters from best fits by power-law or broken power-law functions of specific angular momentum distribution  $j$ .

Source	Power law fit <sup>a</sup>		Broken power law fit <sup>b</sup>			
	$\beta$	$\chi^2$	$\beta_{r < r_{\text{break}}}$	$r_{\text{break}}$ (au)	$\beta_{r > r_{\text{break}}}$	$\chi^2$
L1448-2A*	$0.1 \pm 0.1$	1.4	–	–	–	–
L1448-NB	$0.07 \pm 0.04$	2.4	$-0.3 \pm 0.1$	$630 \pm 80$	$0.9 \pm 0.2$	0.8
L1448-C	$0.69 \pm 0.03$	5.5	$-0.1 \pm 0.1$	$790 \pm 100$	$1.6 \pm 0.1$	2
IRAS2A	$0.3 \pm 0.1$	0.2	–	–	–	–
SVS13-B*	$0.1 \pm 0.3$	0.2	–	–	–	–
IRAS4B*	$0.4 \pm 0.3$	0.5	–	–	–	–
IRAM04191*	$0.7 \pm 0.2$	0.2	–	–	–	–
L1521F	$1.2 \pm 0.6$	0.1	–	–	–	–
L1527	$-0.13 \pm 0.03$	1.6	–	–	–	–
L1157*	$1.1 \pm 0.4$	0.2	–	–	–	–
GF9-2*	$0.3 \pm 0.1$	1.6	–	–	–	–
Median profile	$1.0 \pm 0.2$		$0.4 \pm 0.3$	$1300 \pm 280$	$2.0 \pm 0.3$	

**Notes.** <sup>(a)</sup> Index of fits by a power-law function ( $v \propto r^\beta$ ) on the red and blue points and the reduced  $\chi^2$  value associated to this best-fit model. <sup>(b)</sup> Parameters of fits by a broken power-law function and the reduced  $\chi^2$  value associated to this best-fit model. (\*) Sources where the specific angular momentum distribution is only constrained at scales  $r < 1000$  au. The last line reports the index of the best fits of the median profile of specific angular momentum for all sources. Each individual  $j$  distribution has been resampled in steps of 100 au and normalized using the value of  $j$  at 600 au.

**Table F.2.** Same as Table F.1 for the distribution of apparent specific angular momentum  $|j_{\text{app}}|$  along the equatorial plane, considering all the velocity gradients observed at all envelope scales, including the reversed gradients and the shifted ones at scales  $r \gtrsim 1000$  au (see Fig. 19 and Sect. 5.4) which were excluded in the construction of the  $PV_{\text{rot}}$  diagrams in Fig. 16, and in Table F.1 for our analysis of rotational motions.

Source	Power law fit		Broken power law fit			
	$\beta_{\text{app}}$	$\chi^2$	$\beta_{\text{app}, r < r_{\text{break}}}$	$r_{\text{app, break}}$ (au)	$\beta_{\text{app}, r > r_{\text{break}}}$	$\chi^2$
L1448-2A**	$0.3 \pm 0.1$	1.3	$0.1 \pm 0.1$	$1380 \pm 400$	$1.6 \pm 0.5$	0.6
L1448-NB	$0.02 \pm 0.04$	2.3	–	–	–	–
L1448-C	$0.69 \pm 0.03$	5.5	$-0.1 \pm 0.1$	$790 \pm 100$	$1.6 \pm 0.1$	2.0
IRAS2A**	$1.4 \pm 0.1$	6.2	$0.3 \pm 0.1$	$2180 \pm 110$	$28.4 \pm 22.2$	2.5
SVS13-B	$1.0 \pm 0.1$	1.5	$0.1 \pm 0.3$	$640 \pm 190$	$2.2 \pm 0.5$	0.2
IRAS4A	$1.9 \pm 0.1$	0.9	$-0.3 \pm 0.7$	$470 \pm 60$	$2.1 \pm 0.2$	0.4
IRAS4B	$1.5 \pm 0.1$	4.0	–	–	–	–
IRAM04191**	$0.8 \pm 0.1$	0.5	–	–	–	–
L1521F	$1.2 \pm 0.6$	0.1	–	–	–	–
L1527**	$-0.12 \pm 0.03$	1.8	$-0.14 \pm 0.03$	$1320 \pm 260$	$1.3 \pm 0.2$	1.6
L1157**	$0.8 \pm 0.1$	0.4	–	–	–	–
GF9-2**	$0.5 \pm 0.1$	2.3	$0.3 \pm 0.1$	$980 \pm 370$	$1.2 \pm 0.3$	1.0
Median profile	$0.9 \pm 0.1$		$0.3 \pm 0.3$	$1570 \pm 300$	$1.6 \pm 0.2$	

**Notes.** (\*\*) Sources with a negative apparent specific angular momentum along the equatorial plane in the outer envelope scales  $r > 1600$  au (See Sect. 5.4.1).

**Appendix G: Details on linewidth distributions****Table G.1.** Parameters from best fits by power-law functions of linewidth distribution  $Dv$  in the outer envelope.

Source	Outer envelope <sup>a</sup> (au)	Power law fit <sup>b</sup>	
		$\gamma$	$\chi^2$
L1448-2A	$r > 1380$	$-0.9 \pm 0.2$	8.0
L1448-NB	$r > 630$	$0.3 \pm 0.1$	30.2
L1448-C	$r > 790$	$0.2 \pm 0.1$	16.7
IRAS2A	$r > 2180$	$0.1 \pm 0.2$	65.3
SVS13-B	$r > 640$	$0.17 \pm 0.04$	2.5
IRAS4A	$r > 470$	$0.7 \pm 0.4$	34.1
IRAS4B	$r > 0$	$-0.3 \pm 0.1$	33.1
IRAM04191	$r > 850$	$-0.2 \pm 0.1$	16.3
L1521F	$r > 1000$	$1.1 \pm 0.6$	7.3
L1527	$r > 1320$	$-0.2 \pm 0.1$	14.1
L1157	$r > 1420$	$0.6 \pm 0.1$	13.0
GF9-2	$r > 980$	$0.16 \pm 0.04$	0.3

**Notes.** <sup>(a)</sup> Radius of the outer envelope defined by the break radius of the  $j(r)$  or  $j_{\text{app}}(r)$  profiles (see Tables F.1 and F.2) or the radius where we observe a reversal of the velocity gradients with respect to the inner envelope. <sup>(b)</sup> Index of fits by a power-law function ( $Dv \propto r^\gamma$ ) on the red and blue points in the outer envelope and the reduced  $\chi^2$  value associated to this best-fit model.



## Appendix H: Comments on individual sources

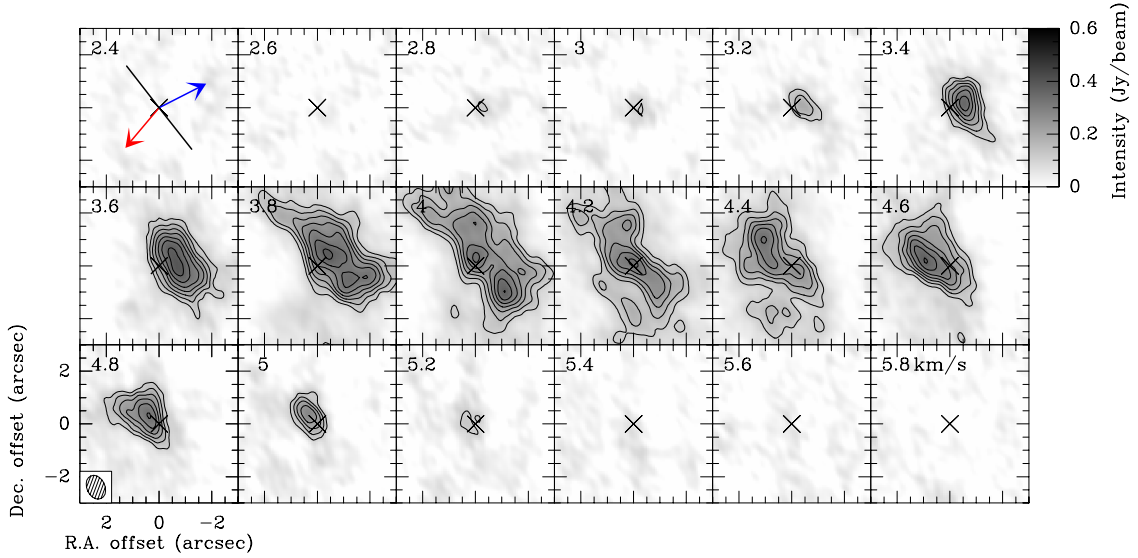
### Appendix H.1: L1448-2A

L1448-2A (also known as L1448-IRS2 or Per-emb-22) is a Class 0 protostar in the L1448N complex in the Perseus cloud at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2011) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). CO emission maps showed the presence of a bipolar flow in the northwest-southeast direction (O’Linger et al. 1999). Another study by Wolf-Chase et al. (2000) suggests that the source is actually the source of distinct bipolar outflows, a signature of the presence of a binary system. Observations with VLA confirmed that L1448-2A is a binary system separated by  $\sim 170$  au (Tobin et al. 2016b). 1.3 mm dust continuum emission also resolves the binary system with a separation of  $\sim 180$  au (Maury et al. 2019, see Table 1). Podio & CALYPSO (in prep.) report two angle values ( $+63^\circ$  (blue),  $+140^\circ$  (red), see Table 1) because the observed red and blue flow cavities are not aligned.

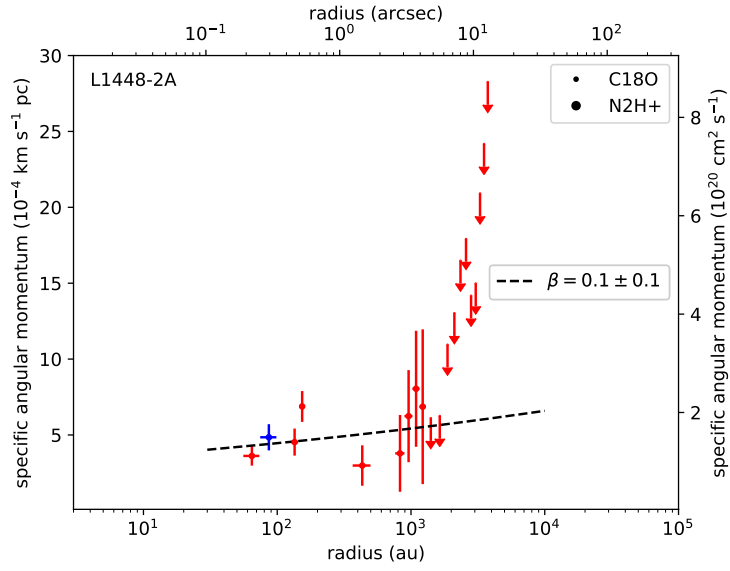
Figures 1 and 3 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for this source from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI datasets does not peak on the main protostar L1448-2A1 but in the middle of the binary system (see Table 1 and Figure 1). Hence, the origin of the coordinate offsets is chosen to be the middle of the binary system (RA:  $03^h25^m22^s.380$ , Dec.:  $30^\circ45'13''.21$ ; see Table 1) to study the kinematics in the protostellar envelope of L1448-2A.

The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 3) have an orientation between  $99^\circ \leq \Theta \leq 107^\circ$ , they show a difference  $>60^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). Therefore, these gradients at  $r < 700$  au are a merging of the kinematics between several mechanisms: ejection by outflows, orbital motions of the binary system, and rotational motions of the envelope along the equatorial plane. The  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the PdBI datasets (see top left panel on Figure 3) shows reversed gradients at scales  $r \sim 2000$  au compared to those observed at smaller scales ( $\Theta \sim 87^\circ$ , see Table 2). In the outer envelope (see top middle and right panels on Figure 3), the velocity gradients are not continuous in the same direction and not source-centered. Therefore, these gradients seem to be due to an external contamination. We notice that the gradients from the 30m datasets at scales  $r > 4500$  au (see right top and bottom panels on Figure 3) have a PA of  $14^\circ$ – $8^\circ$  and are in the opposite to the direction of the bipolar outflows (see Table 2). Moreover, the integrated intensity at these scales seems to trace an elongated structure from east to west that could be compatible with part of the filament.

The panel (a) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of L1448-2A built from the velocity gradients observed at scales  $r < 1000$  au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.9$ , see Table 3) is consistent with an infalling and rotating protostellar envelope. Therefore, we constrain the radial distribution of the specific angular momentum of L1448-2A at radii 50–1000 au (see Figure H.2).



**Fig. H.1.** Channel maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  emission from PdBI in L1448-2A. In the first panel, the outflow directions are shown by blue and red solid arrows and the equatorial plane is represented by a solid black line. The clean beam is shown by an ellipse on the bottom left. Contours are drawn in black solid lines at  $5\sigma$ ,  $7\sigma$  and so on. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 4.0 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.2.** Radial distribution of specific angular momentum along the equatorial plane for L1448-2A. Blue and red dots show the blue- and red-shifted rotational velocities, respectively. Dots and large dots show points from  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission, respectively. The arrows display upper limits of  $j$  determined from velocity maps that do not exhibit a spatial distribution of velocities as organized as one would expect from rotation motions (see Sect. 4.3 and Appendix C). The dashed line shows the best least-square fitting with a power-law model leaving the index  $\beta$  as a free parameter ( $j \propto r^\beta$ ).

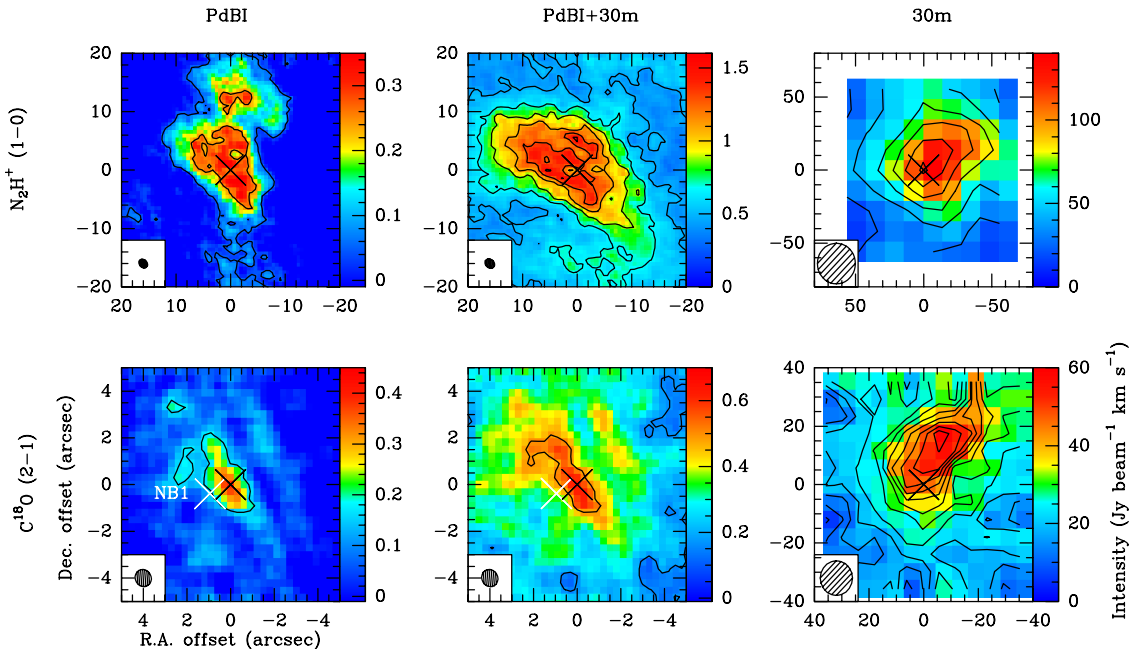
## Appendix H.2: L1448-NB

L1448-NB (or L1448-IRS3) is a Class 0 protostar in the L1448N complex in the Perseus cloud at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2011) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). This source is part of a multiple system: L1448-NA, L1448-NB, and L1448-NC. NA and NB are separated by 1700 au, and NB and NC are separated by 4900 au (Maury et al. 2019). L1448-NB is itself also a multiple system: Maury et al. (2019) find a binary system with a separation of  $\sim 140$  au. ALMA 1.3 mm observations with an angular resolution of  $\sim 0.2''$  showed L1448-NB as a triple protostar system with binaries separated by  $\sim 60$  au and a third core separated by  $\sim 180$  au from others (Tobin et al. 2016a).

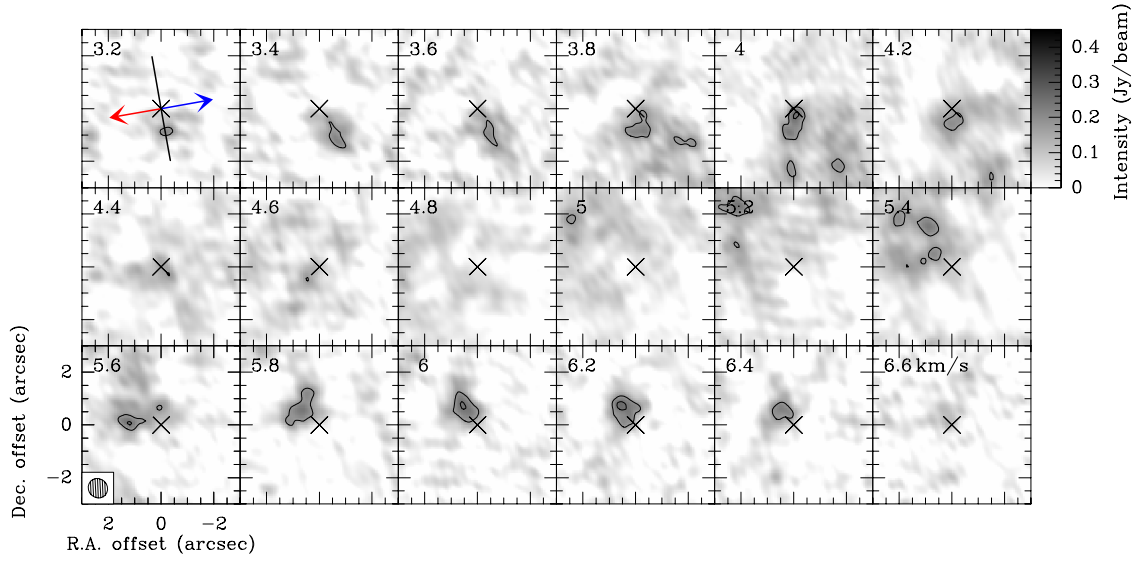
Figures H.3 and 4 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for L1448-NB from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI dataset does not peak on the main protostar L1448-NB1 but on the secondary NB2 resolved by 1.3 mm continuum emission of the binary system (see Table 1 and Figure H.3). Hence, the origin of the coordinate offsets is chosen to be the secondary protostar NB2 of the binary system (RA:  $03^{\text{h}}25^{\text{m}}36^{\text{s}}.315$ , Dec.:  $30^{\circ}45'15''.15$ ; see Table 1) to study the kinematics in the protostellar envelope of L1448-NB.

The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 4) are along a northeast-southwest axis and have an PA of  $\Theta \sim 50^\circ$ , i.e. a difference  $>50^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). Therefore, these gradients at  $r < 1000$  au are a merging of the kinematics between several mechanisms: ejection by outflows, orbital motions of the binary system NB1 and NB2, and rotational motions of the envelope along the equatorial plane. They are consistent with those observed from SMA observations of  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission by Lee et al. (2015) and Yen et al. (2015a). In the outer envelope at  $r > 1000$  au, velocity gradients are in the direction of the bipolar outflows. They have an angle between  $64^\circ \leq \Delta\Theta \leq 90^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). Therefore, these gradients are not dominated by rotational motions along the equatorial plane but by ejection motions from bipolar outflows or due to an external contamination.

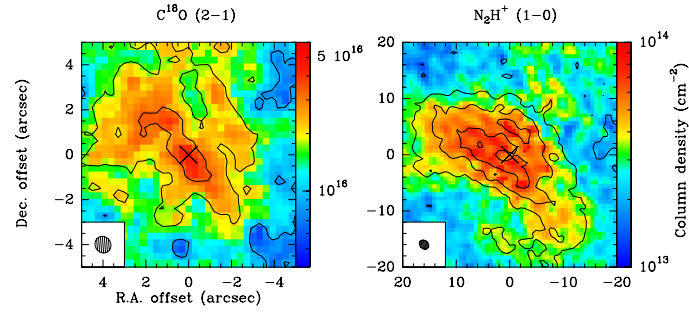
The panel (b) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of L1448-NB built from the velocity gradients observed at scales  $r < 1500$  au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.9$ , see Table 3) is consistent with an infalling and rotating protostellar envelope. Therefore, we constrain the radial distribution of the specific angular momentum of L1448-NB at radii 100–1500 au (see Figure H.6).



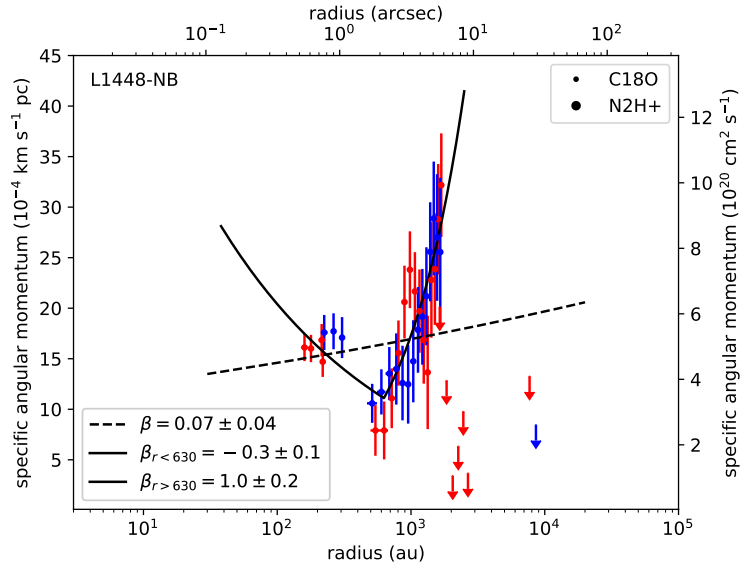
**Fig. H.3.** Same as Figure 1 for L1448-NB. The white cross represents the position of main protostar L1448-NB1 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the secondary protostar L1448-NB2 of the multiple system. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $20\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.4.** Same as Figure H.1 for L1448-NB. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 4.6 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.5.** Same Figure as D.1 for L1448-NB.



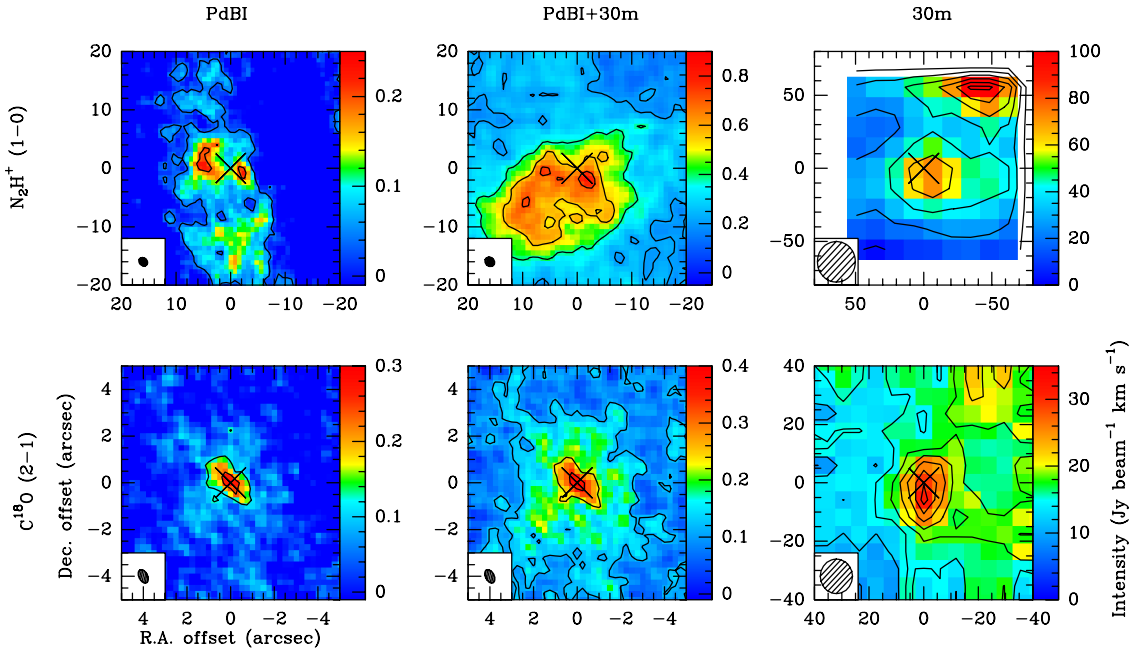
**Fig. H.6.** Same as Figure H.2 for L1448-NB. The dashed line shows the best least-square fitting with a power-law model ( $j \propto r^\beta$ ) whereas the solid line shows the best least-square fitting with broken power-law.

## Appendix H.3: L1448-C

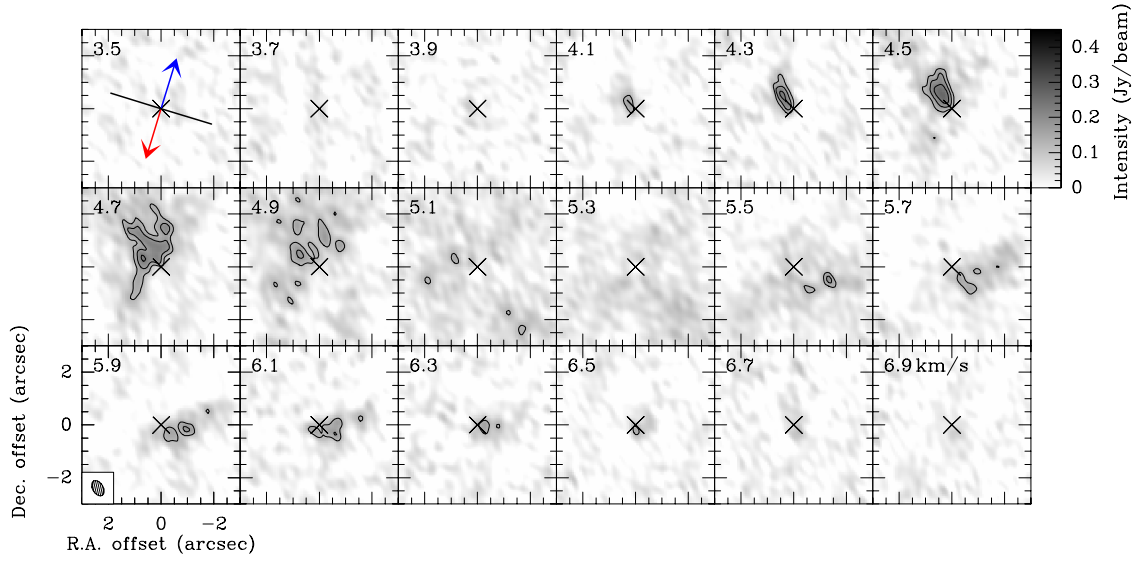
L1448-C (or L1448-mm) is located in the Perseus molecular cloud at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2011) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). This source was firstly detected as a radio source at 2 cm (Curiel et al. 1990) associated with a strong millimetric continuum emission (Bachiller et al. 1991). This Class 0 protostar (Barsony et al. 1998) has a powerful and very collimated outflow ( $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$ ; Bachiller et al. 1990; Guilloteau et al. 1992; Bachiller et al. 1995; Hirano et al. 2010). Podio & CALYPSO (in prep.) estimate the PA of this outflow at  $-17^\circ$  (see Table 1). Maret & CALYPSO (in prep.) detect for the first time hints of Keplerian rotation at scales  $r \lesssim 100$  au.

Figures H.7 and 5 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for L1448-C from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 5) have an PA  $-140^\circ < \Theta < -121^\circ$ , i.e. an angle difference  $< 30^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). This gradient is consistent with the one observed in  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  emission with SMA (Yen et al. 2013, 2015b). The 30m datasets show no velocity gradient (see bottom right panel on Figure 5). From the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top panels on Figure 5), we observed a clear velocity gradient with an orientation consistent with the outflow axis ( $\Theta \geq 152^\circ$ , see Table 2). However, we detect a weak velocity gradient along the equatorial plane. The kinematics seems to be dominated by bipolar jets/outflows or by external contamination from scales  $> 1500$  au. Curiel et al. (1999) interpreted the gradient along the equatorial plane and the gradient along the outflows at larger scales as a suggestion that the envelope is rotating and contracting at comparable velocities.

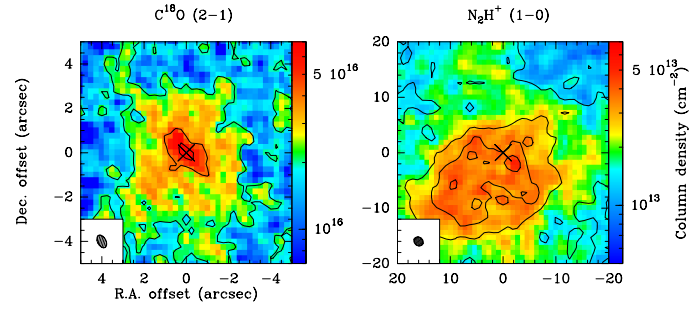
The panel (c) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of L1448-C built from the velocity gradients observed at scales  $r < 4000$  au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.4$ , see Table 3) is consistent with a Keplerian rotation but the reduced  $\chi^2$  is very high ( $\sim 6$ ). From SMA observations, Yen et al. (2013) obtained an index  $\alpha \sim -1$  on scales of 100–3000 au, consistent with an infalling and rotating protostellar envelope. At scales  $r < 1500$  au, our results are consistent with those of Yen et al. (2013): we find an index  $\alpha = -1 \pm 0.1$  and a reduced  $\chi^2 = 1.2$  considering only points at  $r < 1500$  au. The difference between the indices we found and the results of Yen et al. (2013) can be explained by a change of dominant mechanisms from inner to outer envelope scales: the kinematics is not due to pure rotation from 1500 to 4000 au. The Keplerian rotation is not a robust interpretation for this source at scales  $r < 4000$  au. Figure H.10 shows the radial distribution of the specific angular momentum of L1448-C at radii 50–4000 au.



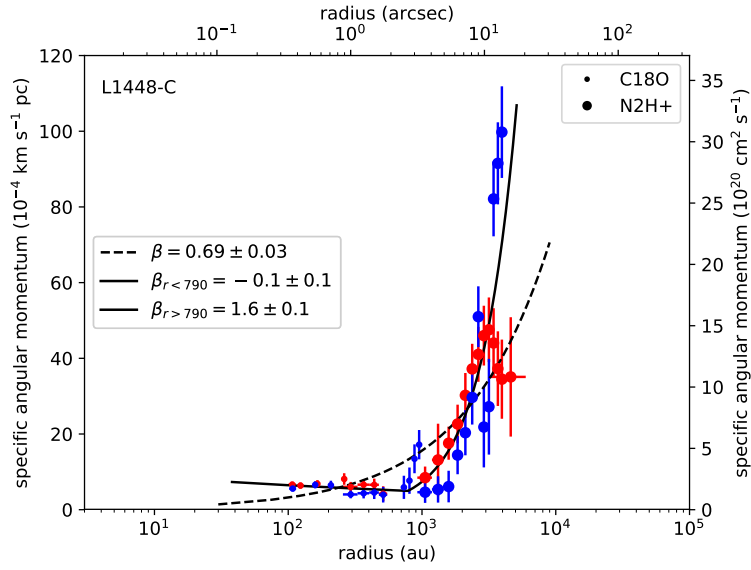
**Fig. H.7.** Same as Figure 1 for L1448-C. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $20\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $5\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4)



**Fig. H.8.** Same as Figure H.1 for L1448-C. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 5.1 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.9.** Same Figure as D.1 for L1448-C.



**Fig. H.10.** Same as Figure H.2 for L1448-C. The dashed line shows the best least-square fitting with a power-law model ( $j \propto r^\beta$ ) whereas the solid line shows the best least-square fitting with broken power-law.



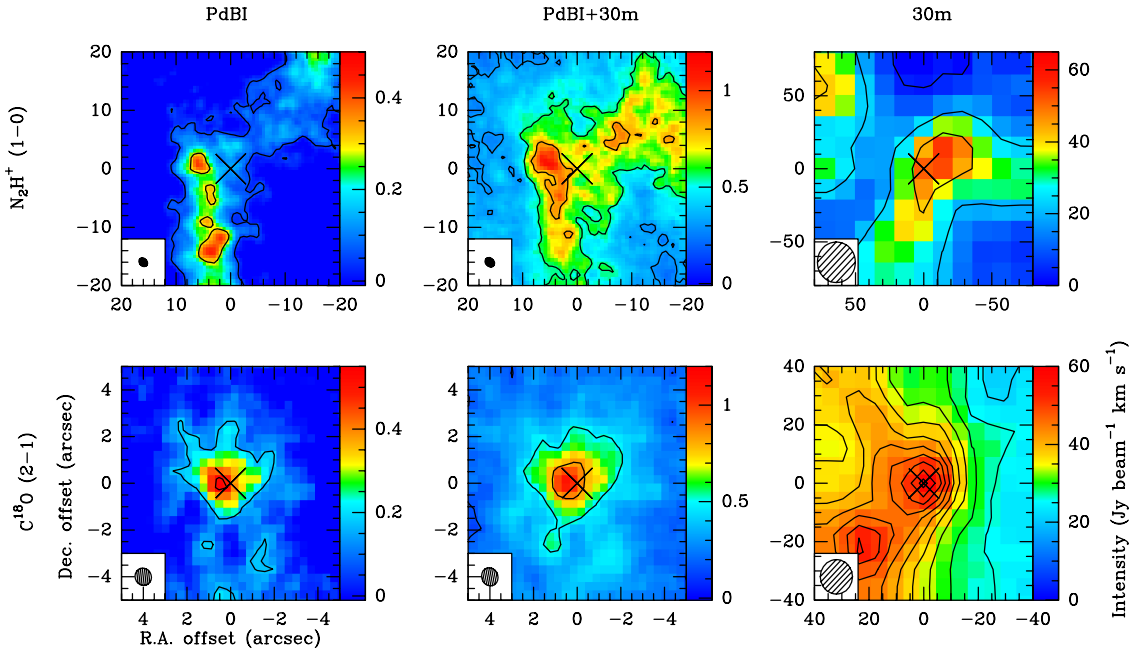
## Appendix H.4: IRAS2A

IRAS2A (also known as NGC1333-IRAS2A) is located in the molecular cloud NGC1333 in the Perseus complex at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2008) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). This class 0 protostar was firstly detected via observations of dust continuum emission at  $450 \mu\text{m}$ ,  $850 \mu\text{m}$ , and at 3 mm (Sandell et al. 1994; Sandell & Knee 2001; Jørgensen et al. 2004). The CO emission showed the presence of two bipolar outflows in the north-south east-west direction (Knee & Sandell 2000), suggesting the presence of a binary system. Podio & CALYPSO (in prep.) also detect two outflows and estimate the PA at  $205^\circ$  and  $-65^\circ$ . In this study of the kinematics, we only used the first value (see Table 1). Dust continuum observations with VLA resolve IRAS2A into a protobinary system separated by  $\sim 140$  au (Tobin et al. 2015), which is not resolved by CALYPSO observations (Maury et al. 2019).

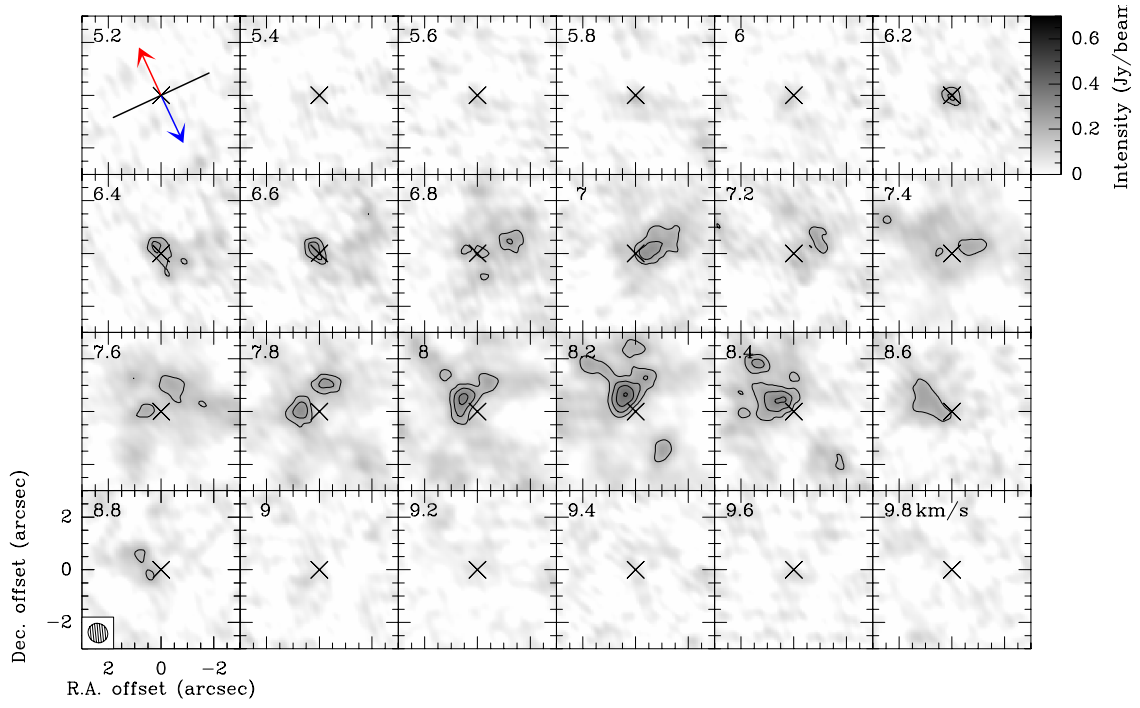
$\text{H}^{13}\text{CN}$  observations from SMA with an angular resolution  $< 1''$  ( $\sim 200$  au) do not show organized velocity gradients or hints of Keplerian motions (Brinch et al. 2009). CALYPSO methanol observations suggest the presence of a weak velocity gradient oriented in the direction perpendicular to the outflow axis, consistent with low rotational motions of the inner envelope (Maret et al. 2014).

Figures H.11 and 6 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for IRAS2A from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 6) have an angle difference  $\Delta\Theta \leq 20^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). These gradients seem to be due to rotational motions of the envelope slightly contaminated by the outflows or the orbital motions of the multiple system. The other panels on the Figure 6 show velocity gradient with a PA along a north-west south-east axis and  $-20^\circ < \Theta < -20^\circ$ . These gradients are not due to rotational motions of the envelope but motions from larger scales. Moreover, the integrated intensity trace a filamentary structure which are consistent with the filament in which the source is embedded.

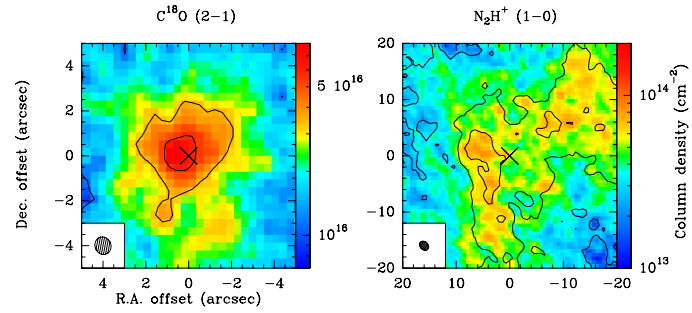
The panel (d) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of IRAS2A built from the velocity gradients observed in  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission at scales  $r < 1500$  au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.7$ , see Table 3) is consistent with a Keplerian rotation. However, we also obtain a good reduced  $\chi^2$  when we fit the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram by an infalling and rotating envelope by fixing the index of the power-law at  $-1$  ( $\sim -0.9$ , see Table 3). Hence, for this source, the CALYPSO data can not constrain the variation of the rotational velocity field with radius at the scales 50-1500 au probed in our analysis. Moreover, Keplerian rotation is not detected at the smaller envelope radii investigated by Maret CALYPSO (in prep.). Thus, the Keplerian rotation due to a large disk is not a robust interpretation for this source. Figure H.14 shows the radial distribution of the specific angular momentum of IRAS2A at radii 100–1500 au.



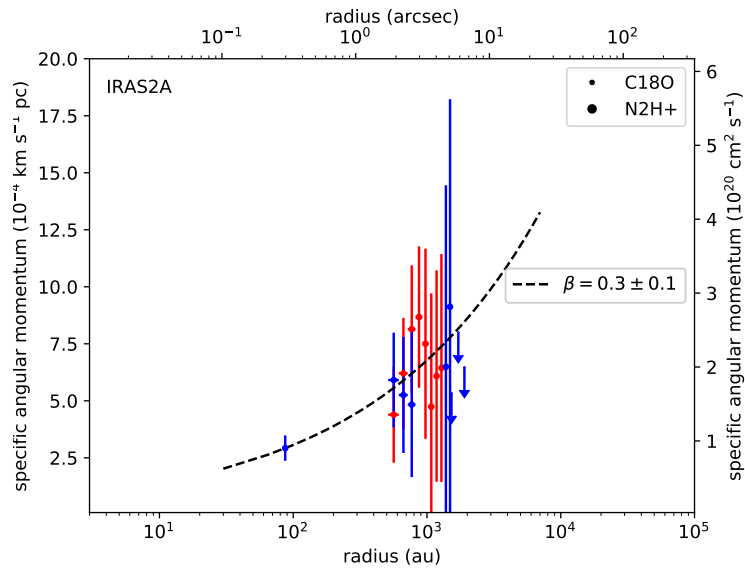
**Fig. H.11.** Same as Figure 1 for IRAS2A. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $25\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.12.** Same as Figure H.1 for IRAS2A. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 7.6 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.13.** Same Figure as D.1 for IRAS2A.



**Fig. H.14.** Same as Figure H.2 for IRAS2A.



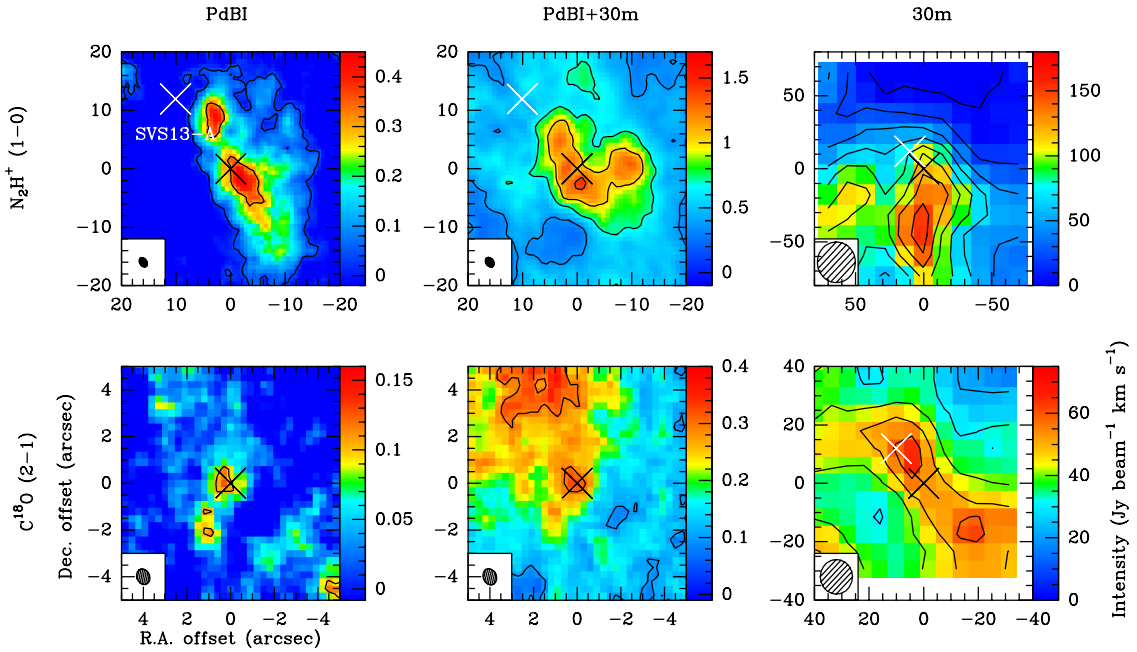
## Appendix H.5: SVS13-B

SVS13 is a multiple system located in the molecular cloud NGC1333 in the Perseus complex at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2008) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). This system is composed by three main sources which are called SVS13-A, B, and C, aligned in the north-east south-west direction (Looney et al. 2003). SVS13-A is a Class I protostar and SVS13-B is a Class 0 protostar. These sources are gathered in a big filamentary structure observed at 450  $\mu\text{m}$  and 1.3 mm (Chandler & Richer 2000; Hull et al. 2014). Observations at 70  $\mu\text{m}$  detected SVS13-A and C but not SVS13-B, which suggests that this latter is deeply embedded in the filamentary structure (Chen et al. 2009). SVS13-A has a powerful outflow observed in the north-west south-east direction by Bachiller et al. (2000); Plunkett et al. (2013). SVS13-B also harbors a very collimated outflows (Bachiller et al. 1998). Podio & CALYPSO (in prep.) estimate the PA of the outflows at  $167^\circ$  (see Table 1).

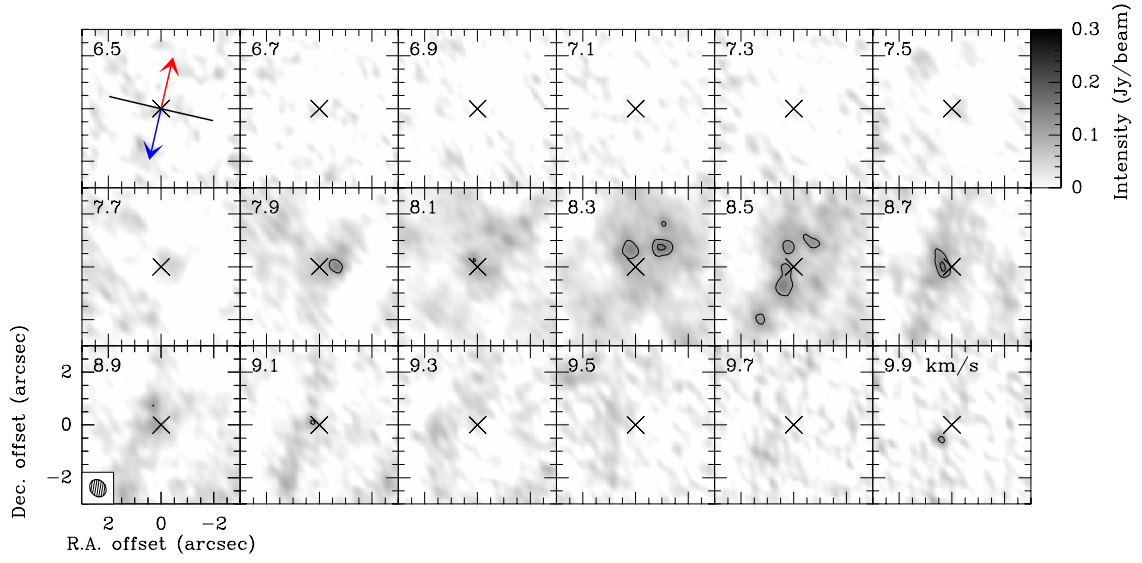
A velocity gradients with a magnitude of  $28 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  and symmetric with respect to SVS13-A and B is detected in  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from PdBI observations. This gradient suggests that the binary system is physically linked (Chen et al. 2009). A study of dust continuum emission at 8 mm by Segura-Cox et al. (2016) suggests a Keplerian disk with a radius  $\lesssim 25$  au. A similar study from CALYPSO observations at 1.3 mm also suggests an unresolved Keplerian disk with a radius  $< 60$  au (Maury et al. 2019).

Figures H.15 and 7 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for SVS13-B from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission is weakly detected ( $\sim 5\sigma$ ) from PdBI observations for this source: the emission is dominated by its companion SVS13-A. The channel maps on Figure H.16 allow us to constrain the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram with one point at  $r \sim 100$  au in the envelope (see panel (e) of Fig. 16). We observed a velocity gradient along the equatorial plane ( $v - v_{\text{sys}} < 0.4 \text{ km s}^{-1}$ , see panel (e) of Fig. 16) in the combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission ( $r < 500$  au). From the PdBI and combined velocity maps in  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top left and middle panels on Figure 7), the velocity gradient is dominated by the intrinsic velocity of the protostar SVS13-A. At larger scales ( $r > 4500$  au), the velocity gradients have an angle difference  $\Delta\theta \geq 70^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). These gradients are not due to rotational motions of the envelope but motions from larger scales. Moreover, the integrated intensity trace a filamentary structure which are consistent with the filament in which the source is embedded (see right panels on Figure 7).

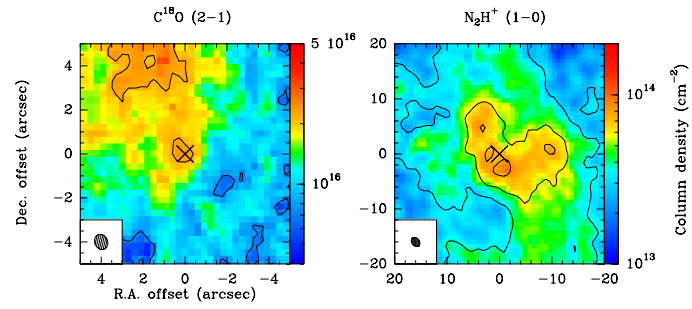
The panel (e) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of SVS13-B built from the velocity gradients observed in  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission at scales  $r < 500$  au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.9$ , see Table 3) is consistent with an infalling and rotating envelope. Figure H.18 shows the radial distribution of the specific angular momentum of IRAS2A at radii 100–500 au.



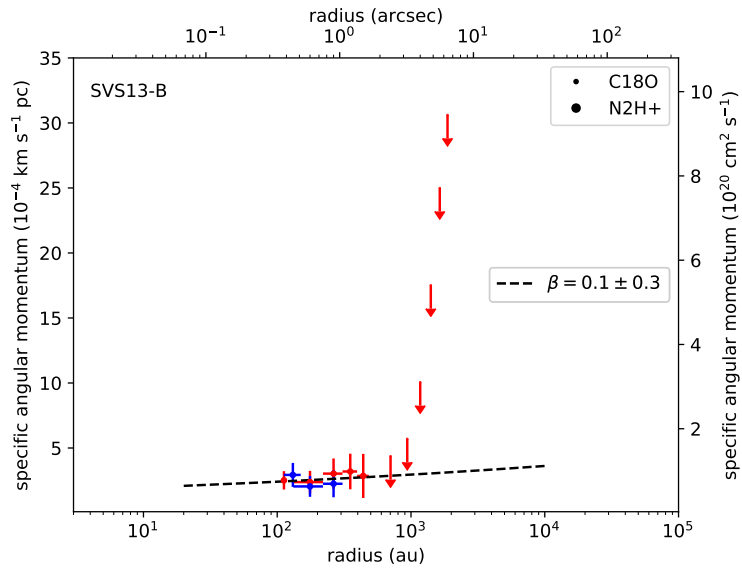
**Fig. H.15.** Same as Figure 1 for SVS13-B. The white cross represents the position of the Class I protostar SVS13-A determined from the 1.3 mm dust continuum emission (Maury et al. 2019). The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $40\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.16.** Same as Figure H.1 for SVS13-B. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 8.3 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.17.** Same Figure as D.1 for SVS13-B



**Fig. H.18.** Same as Figure H.2 for SVS13-B.

## Appendix H.6: IRAS4A

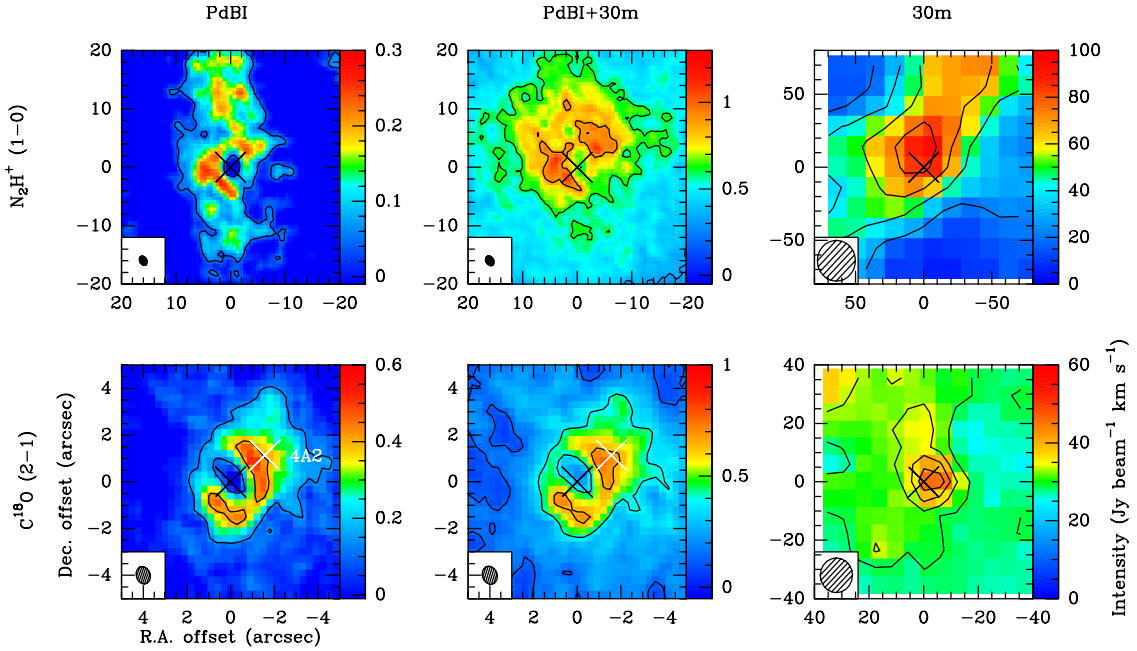
The class 0 protostar IRAS4A is located in the molecular cloud NGC1333 in the Perseus complex at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2008) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018), in the vicinity of another young multiple system, IRAS4B (Lay et al. 1995). It harbors a  $\sim 2''$  binary system (Looney et al. 2000; Girart et al. 2006; Jørgensen et al. 2007; López-Sepulcre et al. 2017; Maury et al. 2019) and the dust continuum emission at (sub)millimeter wavelengths is dominated by the main protostar IRAS4A1.

Figure H.19 shows the integrated intensity obtained for IRAS4A from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively.  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI dataset is centered on the main protostar IRAS4A1 (RA:  $03^h29^m10^s.537$ , Dec.:  $31^\circ13'30''.98$ ; see Table 1 and Figure H.19). This is why, the origin of the coordinate offsets is chosen to be the main protostar to study the kinematics in the protostellar envelope of IRAS4A. We also noticed a hole in the integrated intensity and column density (see Figure H.21) that suggests the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission may be optically thin at scales  $r \lesssim 100$  au.

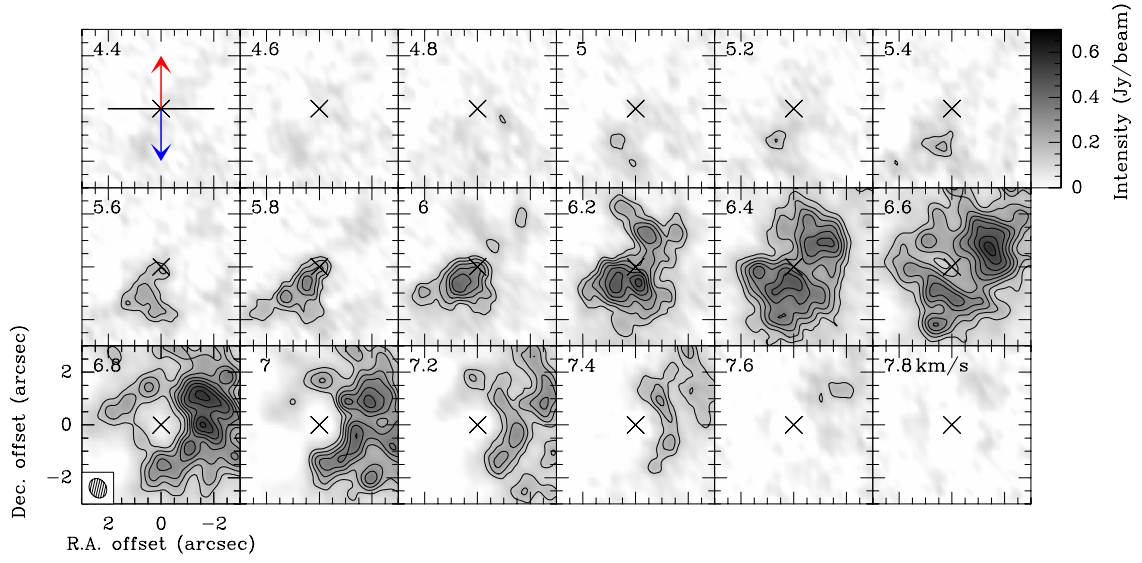
Belloche et al. (2006) found two velocity components at  $r \sim 6000$  au by analyzing CS,  $\text{C}_{34}\text{S}$  and,  $\text{N}_2\text{H}^+$  lines obtained with the 30m. This suggests that IRAS4A is collapsing with a velocity  $v < 7.30 \text{ km s}^{-1}$  triggered by a fast external compression with a velocity  $v > 7.30 \text{ km s}^{-1}$ . Figures 7 show the centroid velocity maps obtained for SVS13-B from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission respectively. To minimize contamination by external cloud compression, the velocity maps were constructed by fitting and removing a second gaussian component fixed at  $7.7 \text{ km s}^{-1}$ .

The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 8) have an angle difference  $\Delta\Theta \leq 11^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). These gradients are consistent with those observed in  $\text{C}^{17}\text{O}$  emission from SMA observations (Ching et al. 2016). We notice that the gradient is aligned along and symmetric with respect to the binary system IRAS4A1 and IRAS4A2. This could suggest that the binary system is physically linked by orbital motions. The velocity gradients observed in the PdBI velocity maps of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top left panels on Figure 8) have a direction  $\Theta \sim 69^\circ$  consistent with the equatorial plane. However, at larger scales ( $r > 1000$  au), the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is dominated by external cloud compression. The gradient have a direction  $\Theta \geq 32$ . Moreover, the integrated intensity of  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the 30m datasets (see right top panel on Figure H.19) trace the filamentary structure which are consistent with the filament in which the source is embedded.

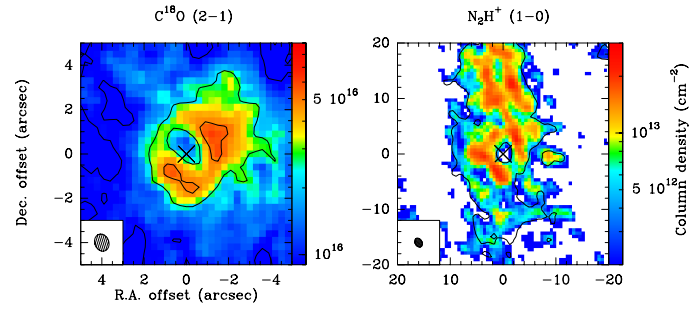
The panel (l) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of IRAS4A built from the velocity gradients observed at scales  $r < 1000$  au. This is the only source with increasing velocities from small to large scales. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim 0.8$ , see Table 3) could be interpreted by solid-body rotation, but as the velocity gradient is not uniform as expected, this is not a robust interpretation for this source (see Sect. 5.1).



**Fig. H.19.** Same as Figure 1 for IRAS4A. The white cross represents the position of secondary protostar IRAS4A2 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the main protostar IRAS4A1 of the multiple system. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $30\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.20.** Same as Figure H.1 for IRAS4A. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 6.6 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



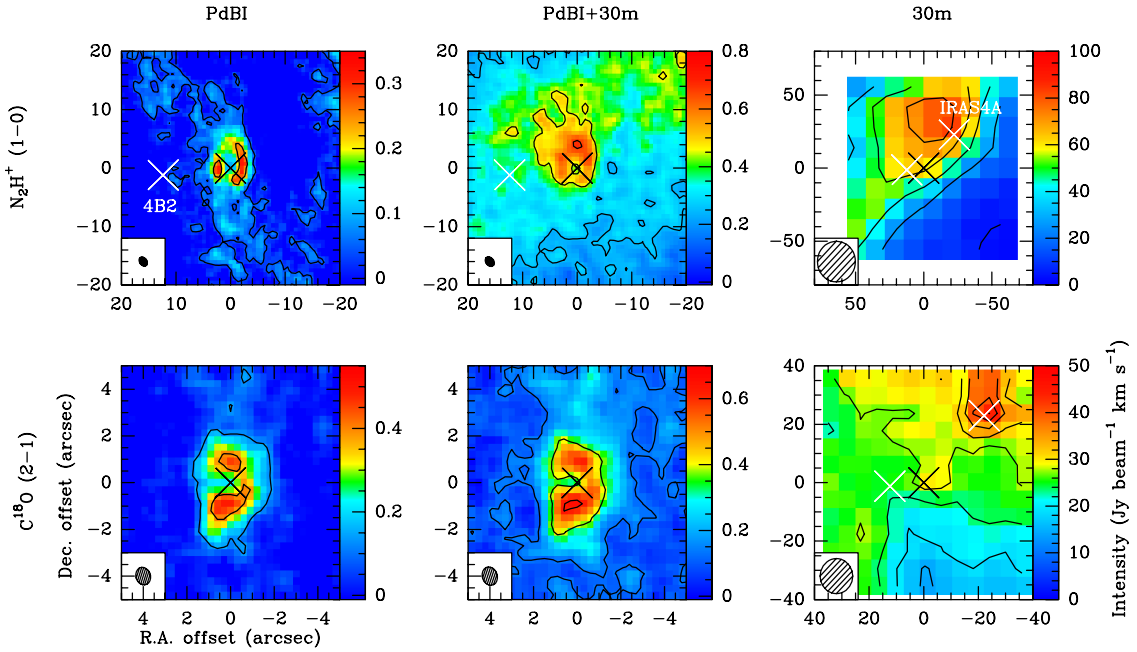
**Fig. H.21.** Same Figure as D.1 for IRAS4A. The  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  column density maps is determined from the PdBI datasets. The integrated intensity overlaid in black solid line is the integrated intensity from the 7 hyperfine components of the transition (see top left panel on Figure H.19).

## Appendix H.7: IRAS4B

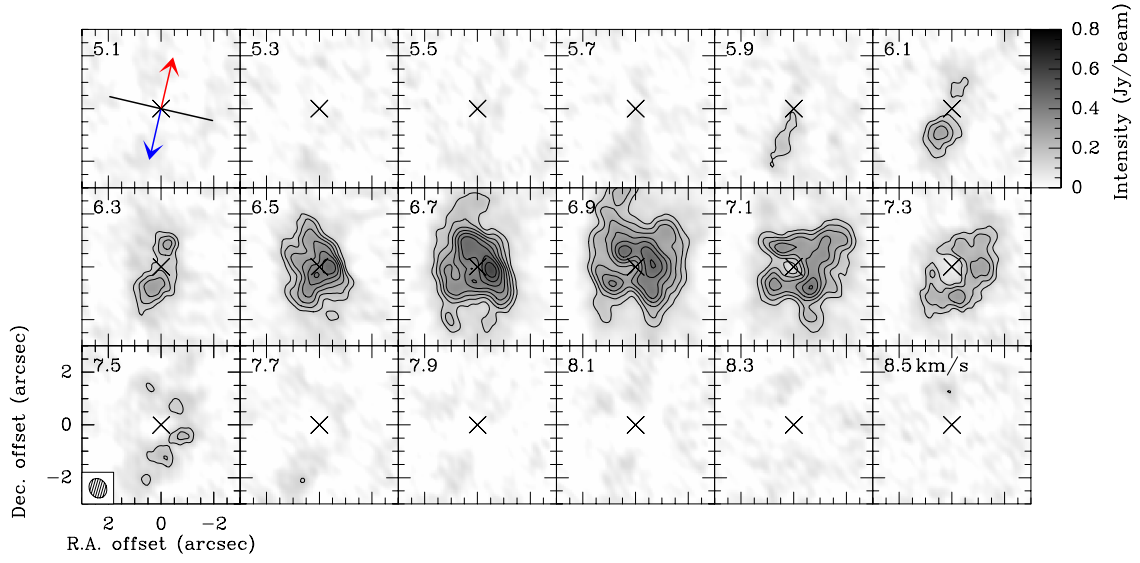
IRAS4B (or NGC1333-IRAS4B) is a Class 0 protobinary system in the Perseus molecular cloud at a distance previously estimated to be 235 pc (Hirota et al. 2008) but determined at  $(293 \pm 20)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Ortiz-León et al. 2018). The binary companions 4B1 and 4B2 are separated by  $\sim 11''$  (Looney et al. 2000; Jørgensen et al. 2007). The source harbors a young bipolar outflow almost aligned along a north-south direction (Choi 2001). Podio & CALYPSO (in prep.) distinguish two outflows: a first associated with the main protostar 4B1 at  $167^\circ$  and a second with a PA of  $-99^\circ$  (see Table 1). IRAS4B is in the vicinity of IRAS4A which undergo a collapse triggered by a fast external compression with a velocity  $v > 7.30 \text{ km s}^{-1}$  (Belloche et al. 2006). Thus, collapse of IRAS4B could have triggered in the same way. It is why, to minimize contamination by external cloud compression, the velocity maps were constructed by fitting and removing a second Gaussian component fixed at  $7.7 \text{ km s}^{-1}$  (see Figure H.22). Previous studies of  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  emission from SMA observations are detected no organized velocity gradients consistent with rotational motions (Yen et al. 2013, 2015b).

Figure 9 shows the centroid velocity maps obtained for IRAS4B from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission. The gradients observed in the PdBI and combined velocity maps of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 9) have an angle difference  $\Delta\Theta \leq 20^\circ$  compared to the equatorial plane (see Table 2). The velocity gradients observed in the PdBI velocity maps of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top left panels on Figure 9) is also consistent with the equatorial plane. However, at outer envelope scales ( $r > 1000 \text{ au}$ ), the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission shows a reversed gradient dominated by external cloud compression. Moreover, the integrated intensity of  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from the 30m datasets (see right top panel on Figure H.22) trace the a filamentary structure which are consistent with the filament in which the source is embedded.

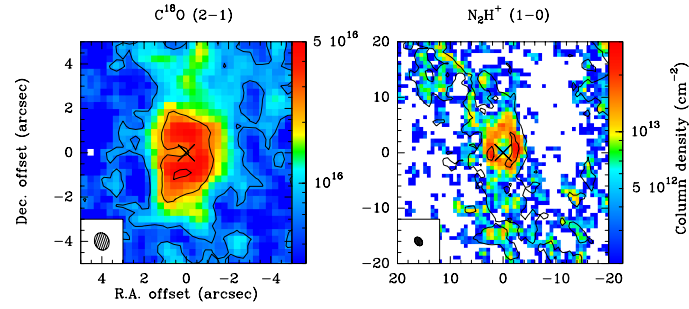
The panel (g) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of IRAS4B built from the velocity gradients observed at scales  $r < 1000 \text{ au}$ . The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.6$ , see Table 3) is consistent with a Keplerian rotation. However, we also obtain a good reduced  $\chi^2$  when we fit the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram by an infalling and rotating envelope by fixing the index of the power-law at -1 ( $\sim -0.6$ , see Table 3). Hence, for this source, the CALYPSO data can not constrain the variation of the rotational velocity field with radius at the scales 50-1000 au probed in our analysis. Moreover, Keplerian rotation is not detected at the smaller envelope radii investigated by Maret CALYPSO (in prep.). Thus, the Keplerian rotation due to a large disk is not a robust interpretation for this source. Figure H.25 shows the radial distribution of the specific angular momentum of IRAS4B at radii 100–1000 au.



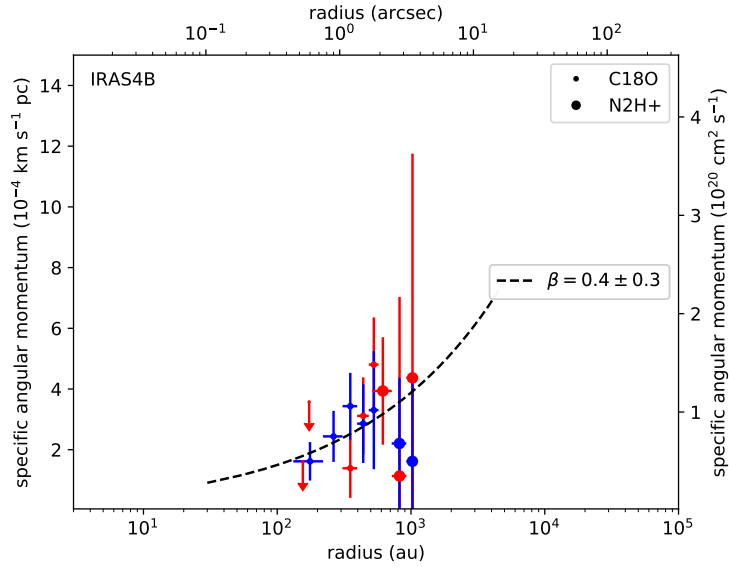
**Fig. H.22.** Same as Figure 1 for IRAS4B. The white crosses represent the position of secondary protostar IRAS4B2 and the position of IRAS4A, respectively, determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black cross represents the position of the secondary protostar L1448-NB2 of the multiple system. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $25\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.23.** Same as Figure H.1 for IRAS4B. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 6.9 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.24.** Same Figure as H.21 for IRAS4B. The  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  column density maps is determined from the PdBI datasets. The integrated intensity overlaid in black solid line is the integrated intensity from the 7 hyperfine components of the transition (see top left panel on Figure H.22)



**Fig. H.25.** Same as Figure H.2 for IRAS4B.



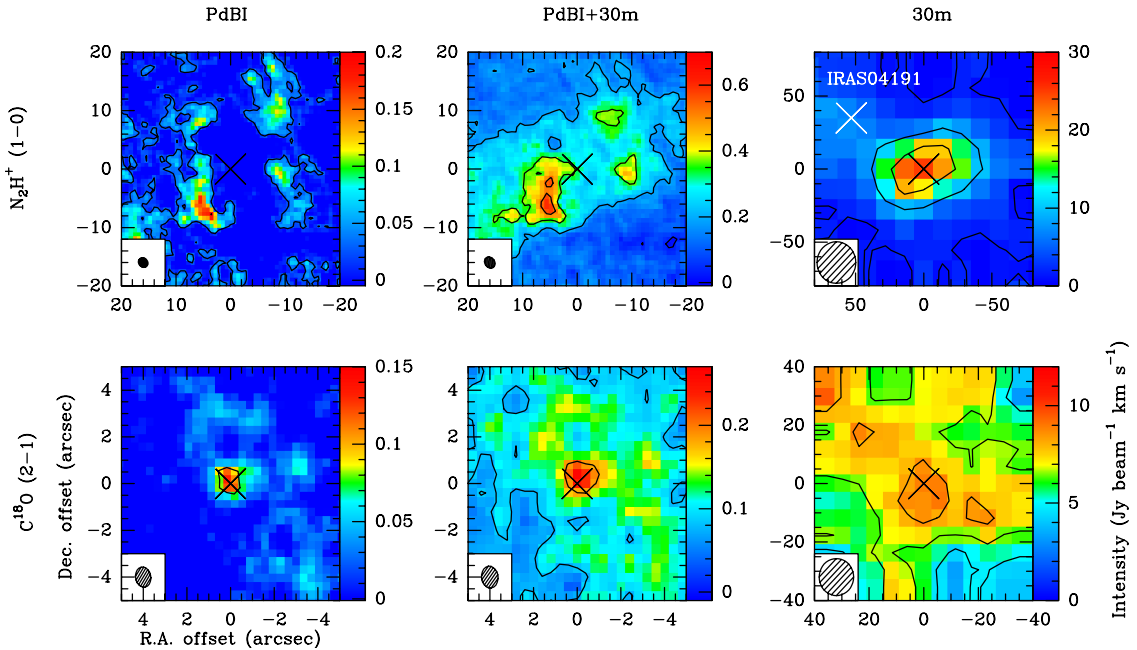
## Appendix H.8: IRAM04191

At a distance of 140 pc (Torres et al. 2009), IRAM04191+1522 (hereafter IRAM04191) is located in the southern part of the Taurus cloud in the vicinity of the Class I protostar IRAS04191. Its envelope mass ( $0.5 M_{\odot}$ , André et al. 2000), its low luminosity ( $0.1 L_{\odot}$ , Dunham et al. 2006), and its temperature suggest that it is one of the youngest accreting and isolated Class 0 sources known in Taurus ( $t \sim 1\text{--}3 \times 10^4$  year, André et al. 1999). This source harbors a strongly collimated outflow with a PA= $28^{\circ}$  (Belloche et al. 2002) and an inclination angle to the line of sight estimated at  $\sim 40^{\circ}$  (André et al. 1999; Maret et al. 2014). A new study by Podio & CALYPSO (in prep.) estimates the PA of the outflows at  $20^{\circ}$  (see Table 1). We used this later value for our study. From CALYPSO observations, Maury et al. (2019) determined an envelope mass of  $0.45 M_{\odot}$  and did not resolve candidate disk down to  $<50$  au.

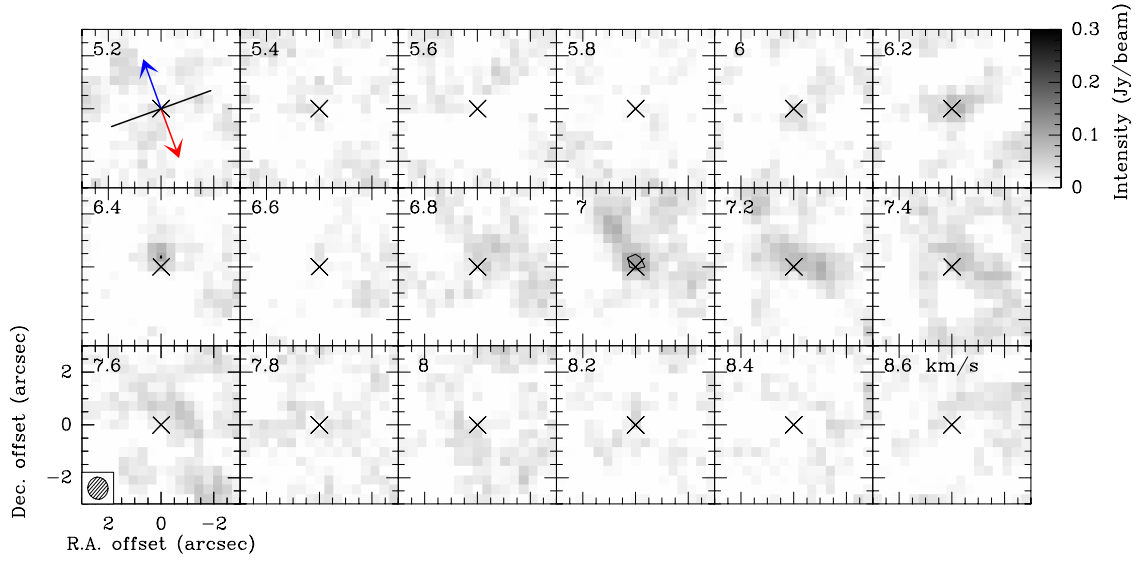
The 30m observations of several molecular lines suggests signatures of the envelope infalling motions with an estimated velocity of  $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$  to  $r \sim 1000$  au and  $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$  to  $r \sim 10000$  au (Belloche et al. 2002). These observations associated with radiative transfer model allowed to constrain kinematics of the outer envelope. A strong velocity gradient of  $\sim 40 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  was detected at scales  $\sim 3500$  au along the north-west south-east direction, i.e. in the equatorial plane. At  $\sim 1500$  au, Lee et al. (2005) detected a velocity gradient of  $\sim 100 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . These gradient are interpreted as rotational motions of the protostellar envelope (Belloche et al. 2002; Takakuwa et al. 2003).

Figures H.26 and 10 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for IRAM04191 from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission, respectively. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission is weakly detected ( $\sim 5\sigma$ ) from PdBI observations for this source which is one of the lowest luminosity sources in our sample (see bottom left panel on Figure 10). However, the combined map allows to constrain the kinematics of the protostellar envelope between 50 and 1000 au. At those scales (see bottom middle panel on Figure 10), we noticed a velocity gradients with a direction  $\Theta = -83^{\circ}$ , consistent with the equatorial plane. At  $r > 1000$  au, the velocity gradients observed in the velocity maps of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top panels on Figure 8) have a direction  $\Theta \sim 100^{\circ}$ , consistent with those detected by Belloche et al. (2002) at similar scales. Therefore, there is a reversal of the kinematics between inner ( $\sim 500$  au) and outer envelope scales ( $>1000$  au).

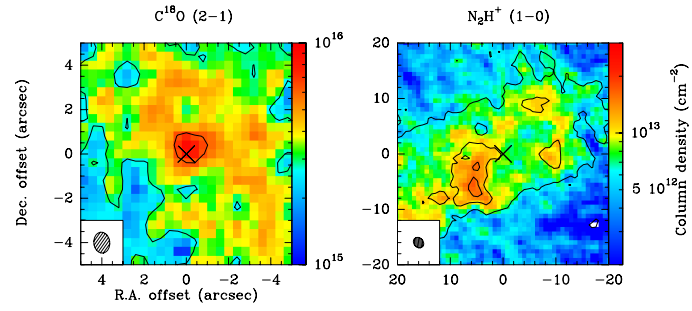
The panel (h) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of IRAM04191 built from the velocity gradients observed at scales 50–1000 au. The index of the fitting by a power-law ( $\alpha \sim -0.3$ , see Table 3) is consistent with a Keplerian rotation. However, we also obtain a good reduced  $\chi^2$  when we fit the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram by an infalling and rotating envelope by fixing the index of the power-law at -1 ( $\sim 1.1$ , see Table 3). Hence, for this source, the CALYPSO data can not constrain the variation of the rotational velocity field with radius at the scales 50-1000 au probed in our analysis. Moreover, Keplerian rotation is not detected at the smaller envelope radii investigated by Maret CALYPSO (in prep.). Thus, the Keplerian rotation due to a large disk is not a robust interpretation for this source. Figure H.29 shows the radial distribution of the specific angular momentum of IRAM04191 at radii 50–1000 au.



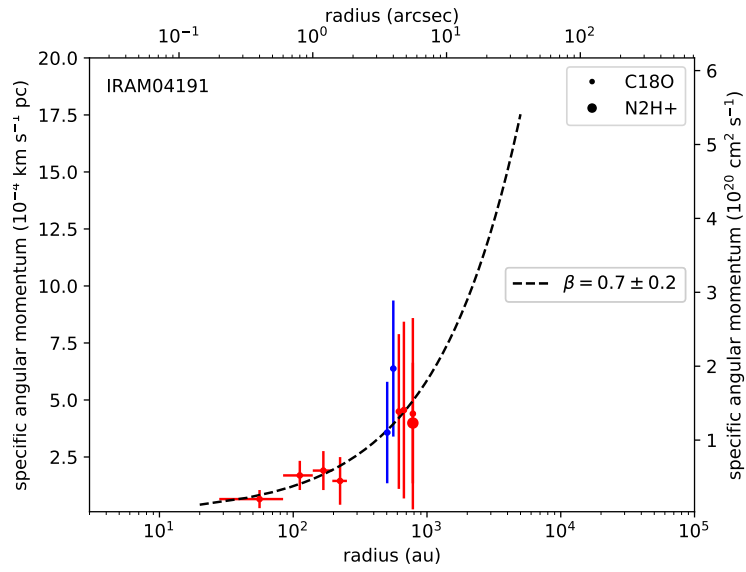
**Fig. H.26.** Same as Figure 1 for IRAM04191. The white cross represents the position of the Class I protostar IRAS04191. The black cross represents the position of IRAM04191 determined from the 1.3 mm dust continuum emission (see Table 1). The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $30\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $6\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.27.** Same as Figure H.1 for IRAM04191. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 6.6 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.28.** Same Figure as D.1 for IRAM04191.



**Fig. H.29.** Same as Figure H.2 for IRAM04191.



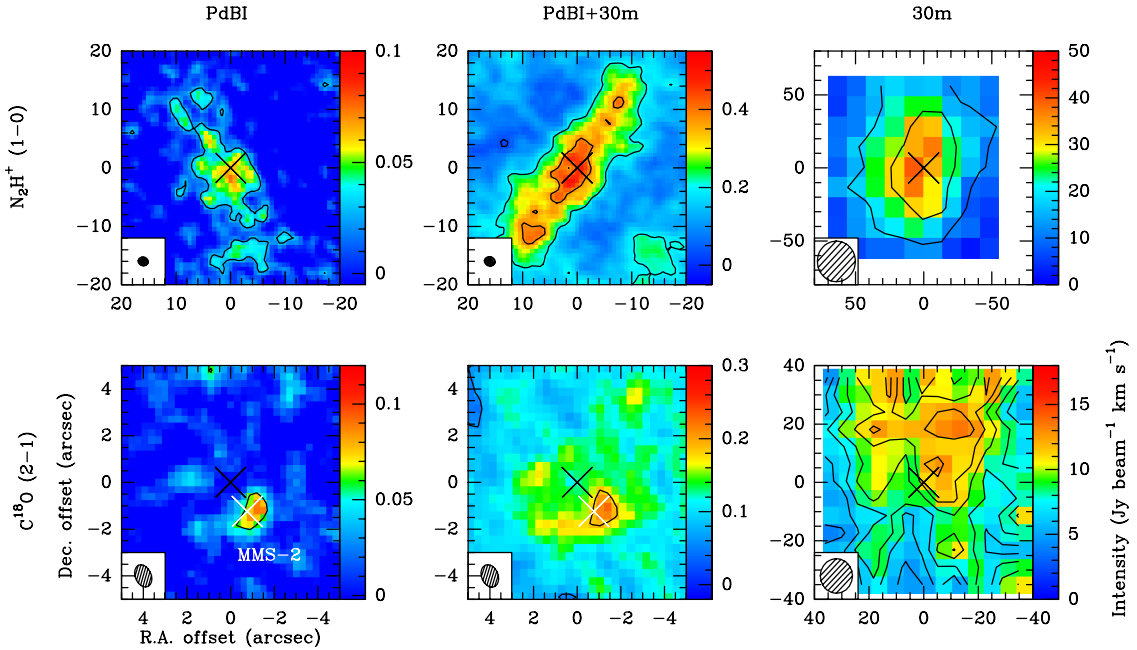
## Appendix H.9: L1521F

At a distance of 140 pc (Torres et al. 2009), L1521F (or MC27) is one of the densest cores in Taurus cloud. This source was firstly identified as a starless core (Codella et al. 1997; Onishi et al. 1999; Crapsi et al. 2004). Its very low luminosity ( $L < 0.004$ ; Maury et al. 2019) indicates that it is among the youngest known Class 0 protostars (André et al. 2000) and still may preserve the initial conditions of star formation (Terebey et al. 2009). The emission of the molecular line  $\text{HCO}^+$  showing a high central density and an asymmetric signature typical of the collapse suggests that the source is in the early stages of gravitational collapse (Onishi et al. 1999). Its low luminosity  $L_{\text{bol}} < 0.04$  (Maury et al. 2019; Ladjelate et al. in prep.) indicating that is one of the known Class 0 youngest prostars (André et al. 2000), L1521F could still preserve its initial conditions (Bourke et al. 2006; Terebey et al. 2009).  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $\text{NH}_3$  emissions from VLA observations show a flattened structure perpendicular to the outflows (Tobin et al. 2010). Podio & CALYPSO (in prep.) detect two collimated outflows but their link to the source remains uncertain. These two outflows were previously detected by Takahashi et al. (2013). We used the PA of the outflows at  $240^\circ$  in our study of the kinematics (see Table 1). Recent ALMA observations of  $^{12}\text{CO}$  emission showed a clear velocity gradient in the equatorial plane consistent with the presence of a disk of radius  $\sim 10$  au surrounded a stellar embryo of  $\sim 0.2 M_\odot$  (Tokuda et al. 2017).

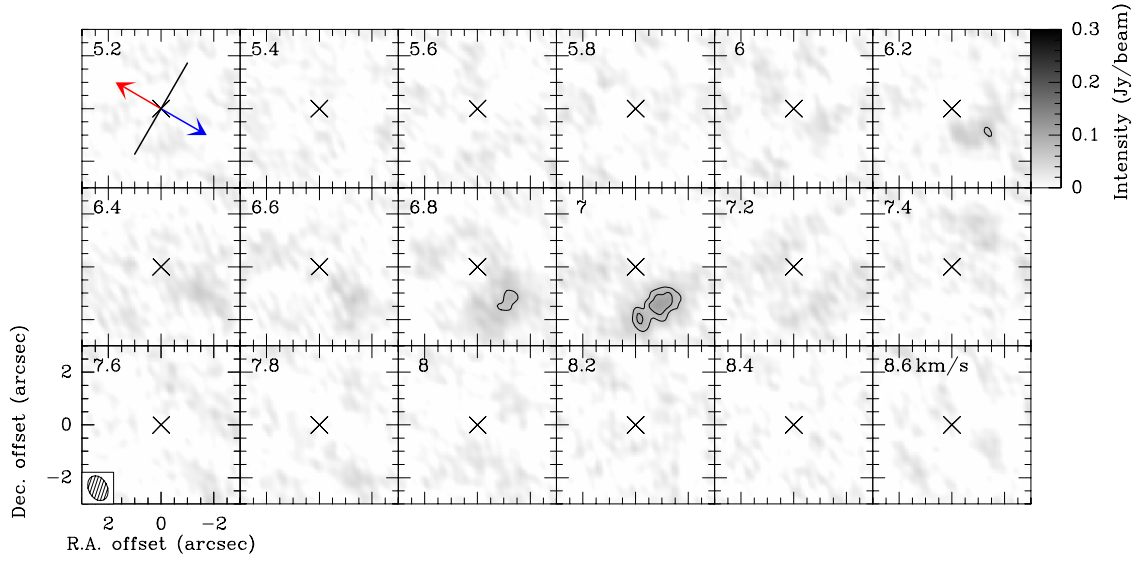
Figure 11 show the centroid intensity maps obtained for L1521F from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission. The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission is weakly detected ( $\sim 5\sigma$ ) from the PdBI observations for this source which is one of the lowest luminosity sources in our sample (see bottom left panel on Figure 11). The emission peak does not correspond to the continuum emission peak at 1.3 mm determined from the PdBI dataset by Maury et al. (2019) (see Table 1). This is consistent with the existence of a starless high-density core, MMS-2 (RA:  $4^{\text{h}}28^{\text{m}}38^{\text{s}}.89$ , Dec.:  $+26^\circ51'33''.9$ ) detected by ALMA Cycle 0 observations in dust continuum and  $\text{H}^{13}\text{CO}(3-2)$  emissions (Tokuda et al. 2014). The protostar MMS-1 (RA:  $4^{\text{h}}28^{\text{m}}38^{\text{s}}.96$ , Dec.:  $+26^\circ51'35''$ ) is also not spatially resolved in  $\text{H}^{13}\text{CO}(3-2)$  emission. The L1521F protostar is not spatially resolved by the emission  $\text{H}^{13}\text{CO}(3-2)$  but a clear velocity gradient is observed along the north-west south-east axis at outer envelope scales consistent with the equatorial plane (Tokuda et al. 2014). This velocity gradient is in the same direction as the elongated structure we observed in combined  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (see top middle panel on Figure 11) and also observed by Tobin et al. (2010). The absence of velocity gradient at small scales ( $r < 1500$  au) is interpreted as due to low dust temperature of  $T \sim 10\text{K}$  (Tokuda et al. 2014, 2016) which is not sufficient to excite high density molecules ( $E_{\text{upper}} = 15.8$  K for the molecular transition  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ ; CDMS).

Figures 11 show the centroid velocity maps obtained for L1521F from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission. Only the 30m velocity map of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (see bottom right panel on Figure 11) shows a significant gradient at radii  $\sim 3000$  au. The direction of this gradient ( $\Theta \sim -8^\circ$ ) is consistent with the equatorial plane axis and the gradients previously observed by Tokuda et al. (2014). However, we noted that the integrated intensity of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the 30m datasets does not trace the envelope but a more complex and diffuse structure.

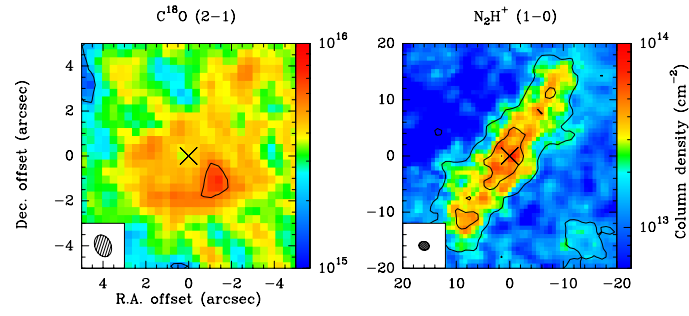
The panel (i) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of L1521F built from the velocity gradients observed at scales 1500–5000 au. The index of the fitting by a power-law is close to 0 (see Table 3). However, we also obtain a quite good reduced  $\chi^2$  when we fit the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram by an infalling and rotating envelope by fixing the index of the power-law at -1 ( $\sim -1$ , see Table 3). Hence, for this source, the CALYPSO data can not constrain the variation of the rotational velocity field with radius at the scales 1500–5000 au probed in our analysis. Figure H.33 shows the radial distribution of the specific angular momentum of L1521F at radii 1500–5000 au.



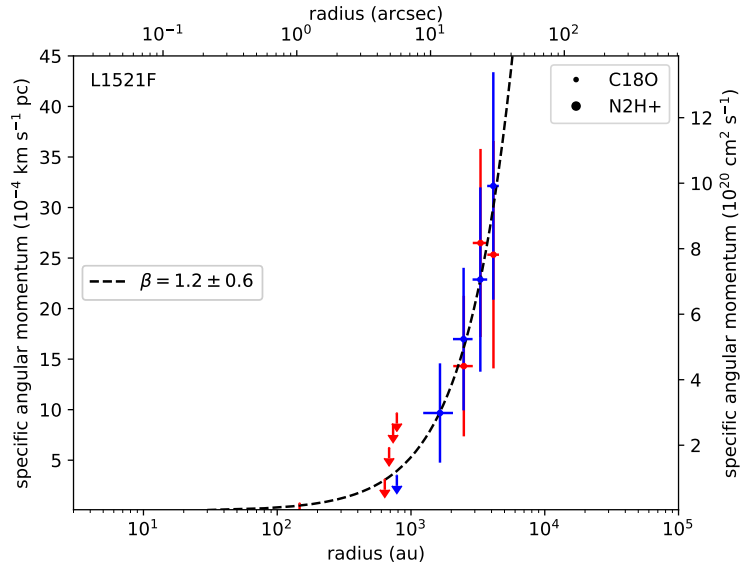
**Fig. H.30.** Same as Figure 1 for L1521F. The white cross represents the position of the starless dense core MMS-2. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $30\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.31.** Same as Figure H.1 for L1521F. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 6.55 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.32.** Same Figure as D.1 for L1521F.



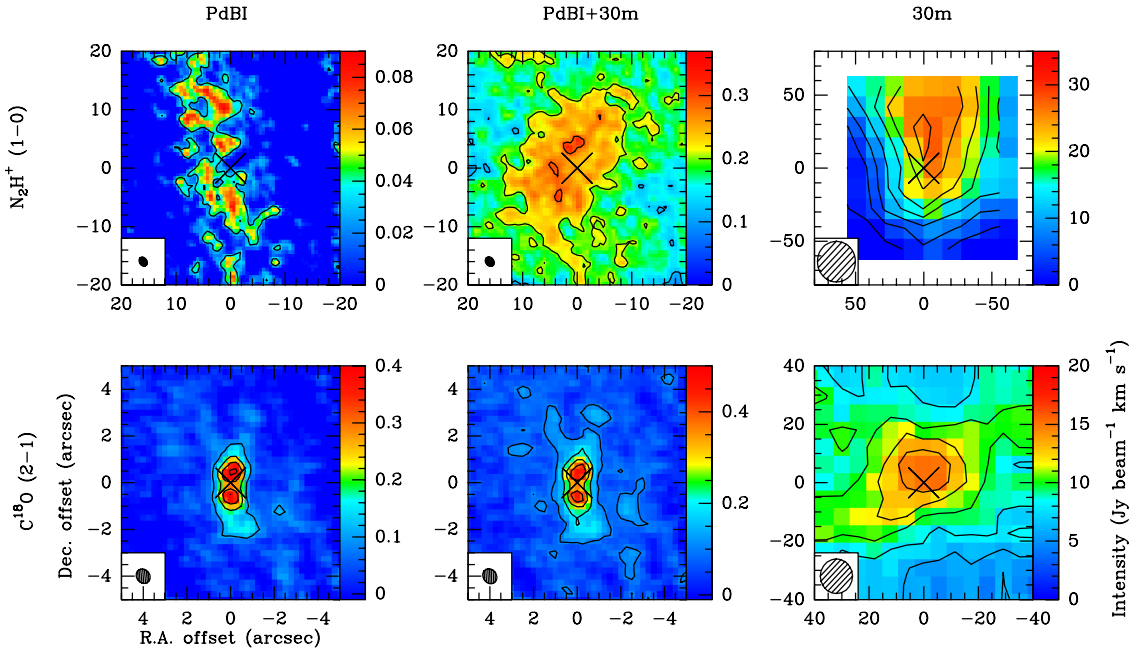
**Fig. H.33.** Same as Figure H.2 for L1521F.

## Appendix H.10: L1527

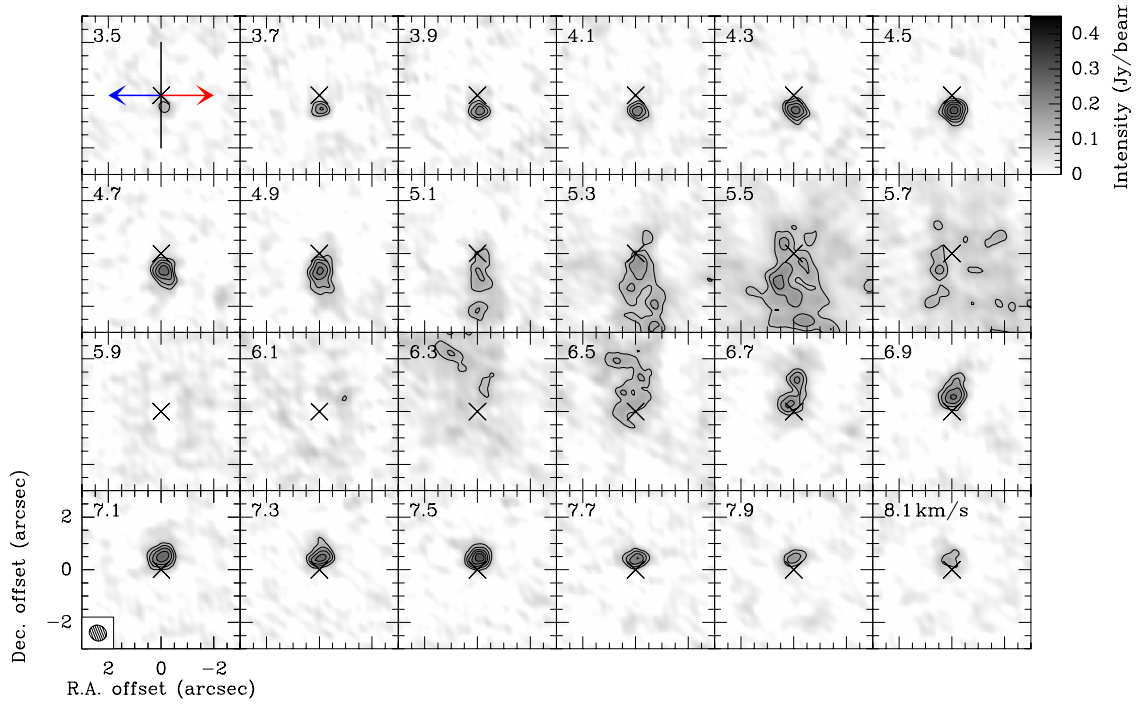
At a distance of 140 pc (Torres et al. 2009) in the Taurus molecular cloud, L1527 is the closest Class 0/I source which exhibits a candidate protoplanetary disk with an outer radius of 50–90 au around a 0.2–0.3  $M_{\odot}$  central object (Tobin et al. 2012; Ohashi et al. 2014). A recent study by Aso et al. (2017) find an outer radius of 74 au and a central mass of 0.45  $M_{\odot}$ . The embryo mass is close of the envelope mass ( $\sim 1 M_{\odot}$ ), which sets the source at the boundary between the phases Class 0 and Class I. This source is an ideal target for studying the kinematics of the envelope/disk at high angular resolution because it is seen almost edge-on, with an angle  $\sim 90^{\circ}$  with respect to the sky plane (Ohashi et al. 1997b). L1527 would also be embedded in a filament with an angle  $PA \sim 135^{\circ}$  (Marsch & HGBS, in prep).

Figures H.34 and 12 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for L1527 from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  emission, respectively. At scales  $r < 2000$  au (see left and middle panels on Figure 12), show a clear velocity gradient along the north-south axis. These velocity gradients are consistent with those observed in  $C^{18}O(2-1)$  emission with CARMA, SMA and ALMA (Tobin et al. 2012; Yen et al. 2013, 2015b; Ohashi et al. 2014). The linear gradient fits give orientations between  $-9^{\circ} < \Theta < 26^{\circ}$  which is consistent with the equatorial plane direction assumed perpendicular to the outflows (see Table 2). Velocity maps from the 30m datasets at scales  $\sim 3000$ – $5000$  au (see right panels on Figure 12) show gradients along the east-west axis opposite to the outflow direction, with an orientation  $\sim 113$ – $123^{\circ}$  (see Table 2).

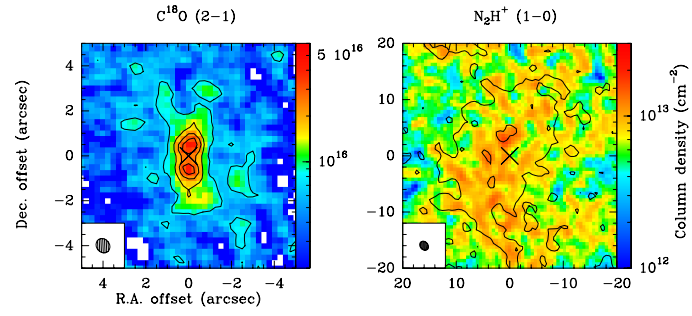
The panel (j) of Fig. 16 shows the  $PV_{\text{rot}}$  diagram of L1527 built from the velocity gradients observed at scales  $r < 2000$  au. The index of the fitting by a power-law is consistent with a rotating and infalling envelope ( $\alpha \sim -1.1$ , see Table 3). This result is consistent with previous studies of Yen et al. (2013) and Ohashi et al. (2014) which are found indices  $\sim -1$  and  $\sim -1.2$  on scales 40–500 au and 100–1500 au, respectively. Ohashi et al. (2014) constrained the specific angular momentum at  $j \sim 6 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$  at radii 100–1600 au. This value is consistent with the value we found on the Fig. H.37 which shows the radial distribution of the specific angular momentum of L1527 at radii 40–2000 au.



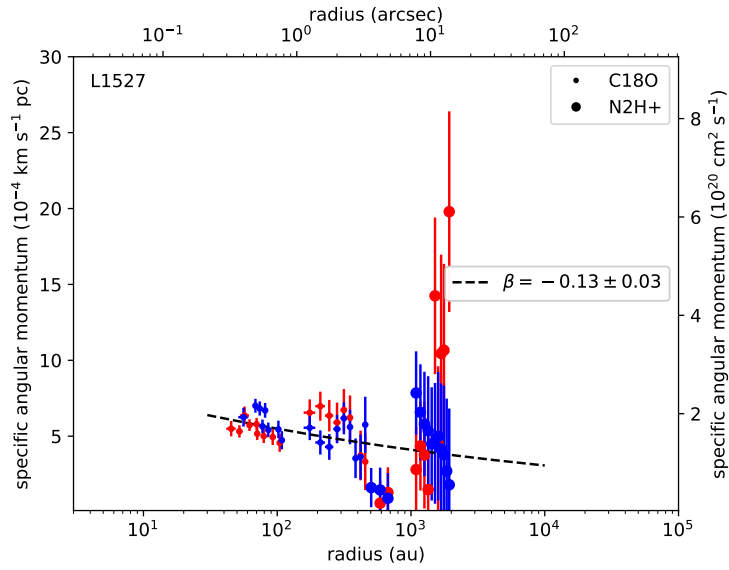
**Fig. H.34.** Same as Figure 1 for L1527. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $13\sigma$  for  $N_2H^+$  and  $5\sigma$  for  $C^{18}O$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.35.** Same as Figure H.1 for L1527. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 5.8 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.36.** Same Figure as D.1 for L1527.



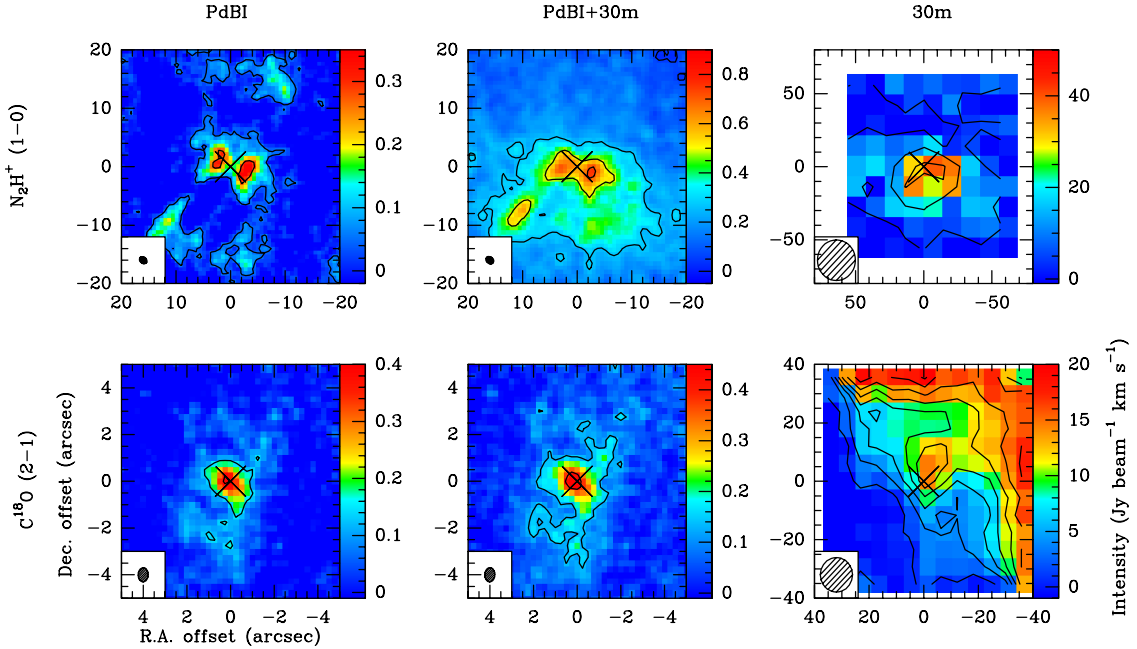
**Fig. H.37.** Same as Figure H.2 for L1527.

## Appendix H.11: L1157

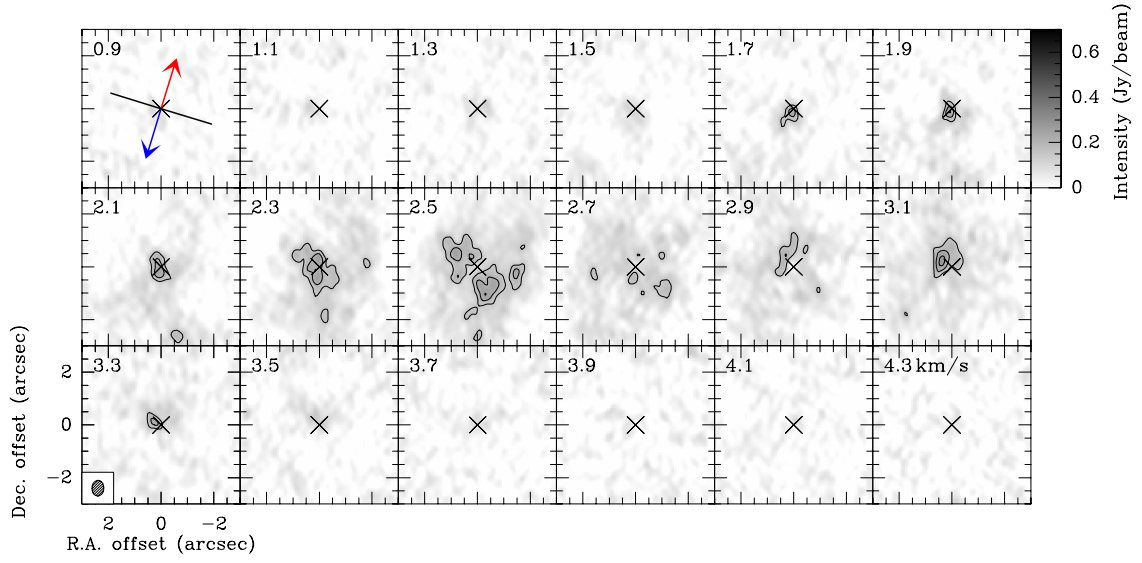
In the Cepheus molecular cloud at a distance previously estimated to be 250 pc (Looney et al. 2007) but determined at  $(352 \pm 18)$  pc by recent Gaia parallax measurements (Zucker et al. 2019), L1157 is a Class 0 protostar deeply embedded within a large circumstellar envelope (Gueth et al. 2003; Beltrán et al. 2004). The source harbors a powerful asymmetrical bipolar outflows at large scales (Tafalla & Bachiller 1995; Zhang et al. 1995; Gueth et al. 1996). Podio & CALYPSO (in prep.) estimate the PA of the outflows at  $163^\circ$  (see Table 1). Previous study of  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  observations with SMA showed no clear sign of rotational motions but kinematic models predict L1157 exhibit a possible disk with an outer radius  $<5$  au (Yen et al. 2015b).

Figures H.38 and 13 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for L1157 from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission, respectively. Velocity maps of  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission from the PdBI and combined datasets (see bottom left and middle panels on Figure 13) show gradients with a direction  $\Theta \sim 13-35^\circ$  (see Table 2). They are dominated by the kinematics of the outflows but a weak velocity gradient is observed in the equatorial plane at radii  $r < 2000$  au. Velocity maps of  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission from PdBI and combined datasets (see top left and middle panels on Figure 13) trace cavities along the outflow axis. These gradients are consistent with those detected in CARMA observations by Chiang et al. (2010); Tobin et al. (2011). At scales  $r > 2500$  au, velocity maps from the 30m datasets (right panels on Figure 13) show a gradient with a direction  $\Theta \sim -130^\circ$ , in the opposite direction with respect to small scales observed in the equatorial plane.

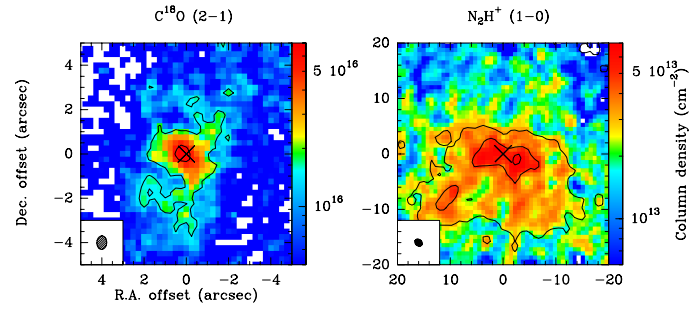
The panel (k) of Fig. 16 shows the  $\text{PV}_{\text{rot}}$  diagram of L1157 built from the velocity gradients observed at scales  $r < 500$  au. The index of the fitting by a power-law is close to 0 (see Table 3), consistent with differential rotation of the envelope. The PdBI emission channel maps (see Figure H.39) is contaminated by the outflow kinematics. To minimize this contamination and probe rotational motions in the equatorial plane, we used the method in the image plane in the PdBI dataset instead of working in the visibilities to constrain in the inner envelope (60–200 au). Figure H.41 shows the radial distribution of the specific angular momentum of L1157 at radii 60–500 au.



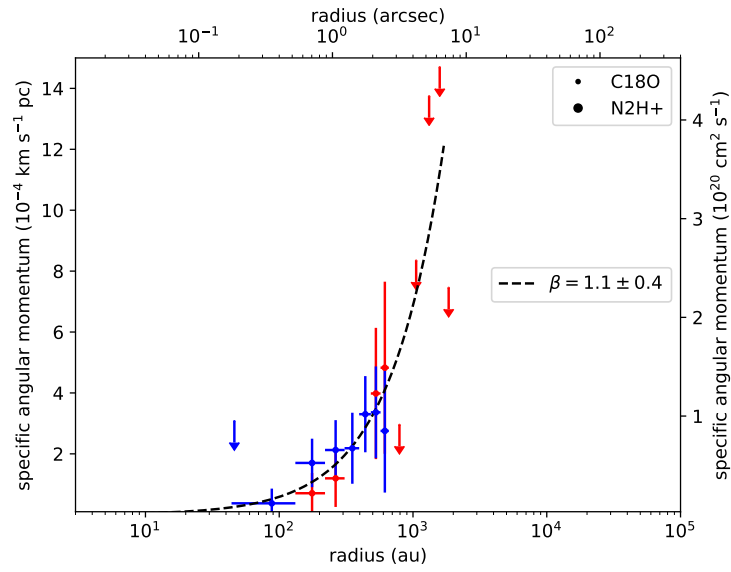
**Fig. H.38.** Same as Figure 1 for L1157. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $25\sigma$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $10\sigma$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.39.** Same as Figure H.1 for L1157. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = 2.65 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.40.** Same Figure as D.1 for L1157.



**Fig. H.41.** Same as Figure H.2 for L1157.

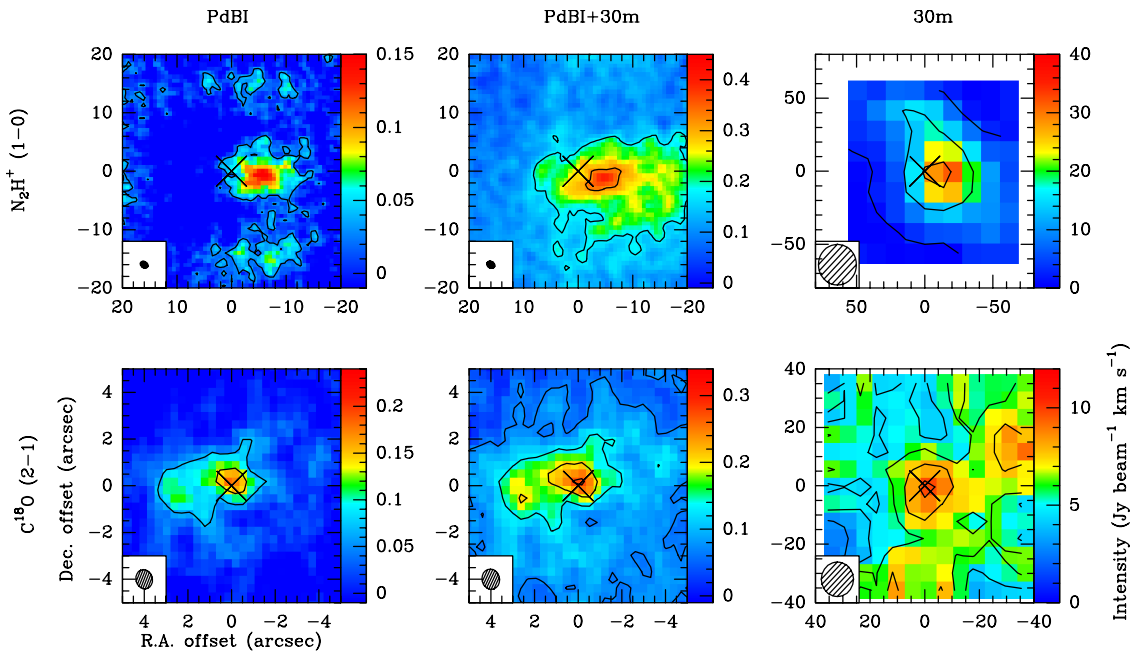


## Appendix H.12: GF9-2

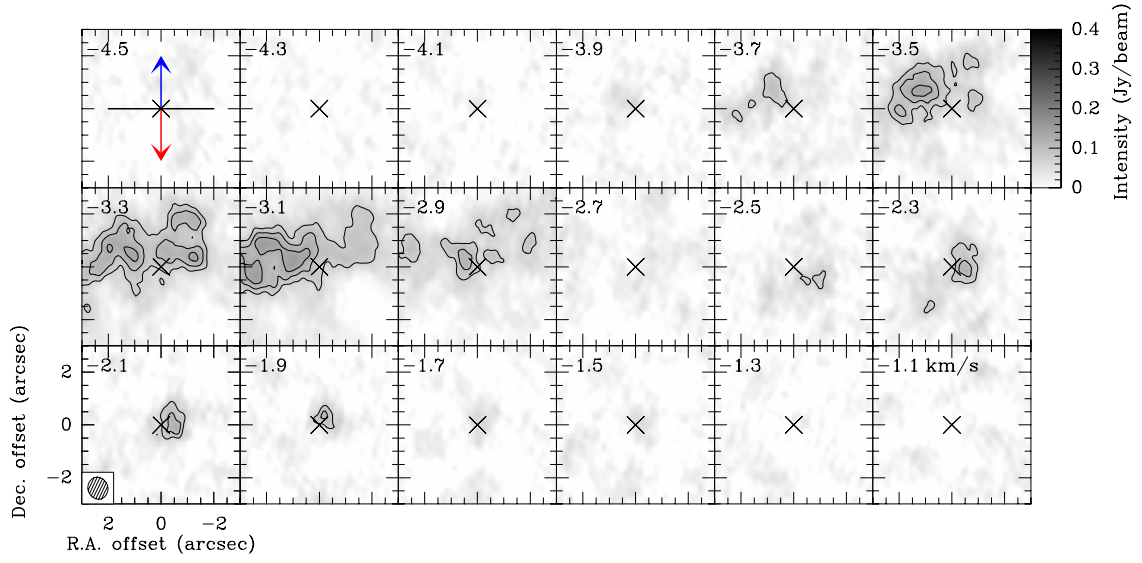
GF9-2 (L1082C Benson & Myers 1989 or GF9-Core Ciardi et al. 2000) is located in the filamentary cloud GF9-2 (or LDN 1082) at a distance of 200 pc (Wiesemeyer 1997; Wiesemeyer et al. 1998). In this study, we adopt this distance but it is very uncertain and some studies estimated a higher distance between 440-470 pc (Viotti 1969, C. Zucker, priv. comm.) and 900 pc (Reid et al. 2016). Due to its low luminosity ( $0.3 L_{\odot}$ , Wiesemeyer 1997), GF9-2 has been catalogued as a transitional object between the pre-stellar and the Class 0 phases (Wiesemeyer et al. 1999). GF9-2 would be the youngest source in our sample and would therefore retain the initial conditions of its gravitational collapse because the central embryo does not have a powerful bipolar flow (Furuya et al. 2006). Podio & CALYPSO (in prep.) detect for the first time the outflows with a PA of  $0^{\circ}$  (see Table 1).

Figures H.42 and 14 show the integrated intensity and centroid velocity maps obtained for GF9-2 from the PdBI, combined, and 30m CALYPSO datasets for the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  emission, respectively. The CALYPSO datasets allow us to constrain the kinematics of this source at the envelope scales for the first time. Only the PdBI and combined maps of the  $C^{18}O$  emission (see bottom left and middle panels on Figure 14) show a velocity gradient associated with the source. The gradient is consistent with the equatorial plane, with a direction  $-160^{\circ} < \Theta < -130^{\circ}$  (see Table 2). Moreover, the  $N_2H^+$  integrated intensity from the 30m datasets at scales  $r > 3000$  au traces the filament structure in which the source is embedded.

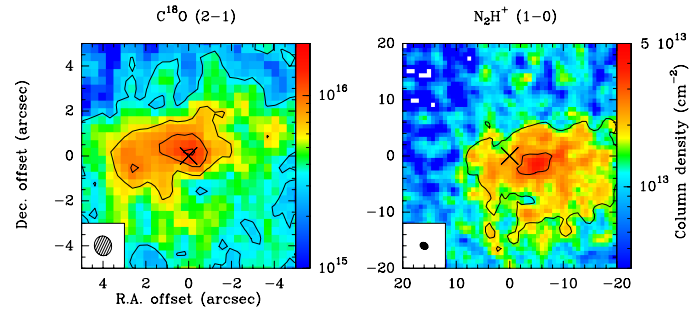
The panel (l) of Fig. 16 shows the  $PV_{\text{rot}}$  diagram of GF9-2 built from the velocity gradients observed at scales  $r < 1000$  au. The index of the fitting by a power-law is consistent with an infalling and rotating envelope ( $\sim -0.8$ , see Table 3). Figure H.45 shows the radial distribution of the specific angular momentum of GF9-2 at radii 70–1000 au.



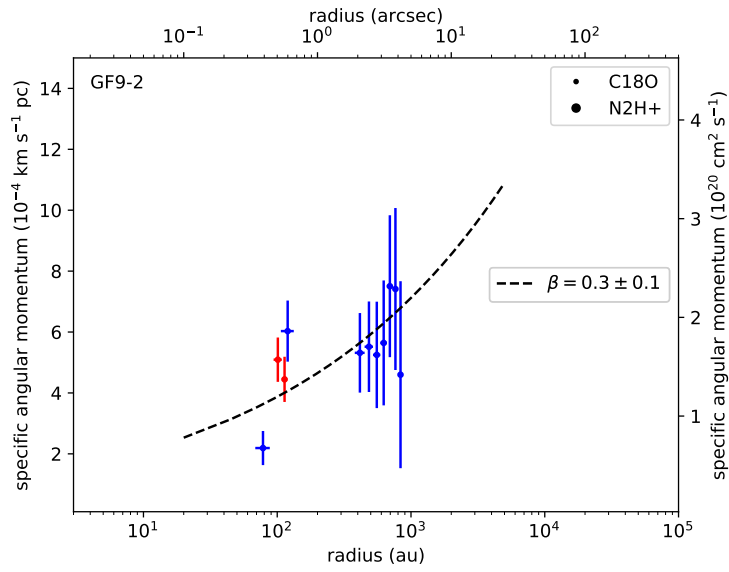
**Fig. H.42.** Same as Figure 1 for GF9-2. The black lines represent the integrated intensity contours of each tracer starting at  $5\sigma$  and increasing in steps of  $25\sigma$  for  $N_2H^+$  and  $5\sigma$  for  $C^{18}O$  (see Tables B.3 and B.4).



**Fig. H.43.** Same as Figure H.1 for GF9-2. The systemic velocity is estimated to be  $v_{\text{sys}} = -2.8 \text{ km s}^{-1}$  (see Table E.2).



**Fig. H.44.** Same Figure as D.1 for GF9-2.



**Fig. H.45.** Same as Figure H.2 for GF9-2.



## **Annexe G**

# **Proposition d'observation ALMA Cycle 6 pour caractériser le champ magnétique et l'échelle d'inversion de la rotation dans IRAM04191**

Cette demande ALMA Cycle 6 n'a pas été acceptée. La principale remarque du TAC était sur la détection robuste ( $>3\sigma$ ) de la polarisation sachant que IRAM04191 est une source de faible luminosité ( $0.1 L_{\odot}$ ). De plus, la polarisation est encore un mode expérimental sur ALMA. On souhaite soumettre à nouveau cette demande pour le Cycle 7.



# A counter-rotating disk in the Class 0 protostar IRAM 04191?

2018.1.00706.S

## ABSTRACT

Our recent ALMA observations of the solar-type protostar IRAM 04191 have revealed a very surprising velocity pattern. The C18O map shows a clear velocity gradient perpendicular to the axis of the outflow at 50 au scales, but in a direction opposite to the one we observed using combined PdBI/30m observations at the envelope large-scales. This suggests a counter-rotating disk is currently forming within the IRAM 04191 protostar.

We propose to address the formation process of this counter rotating disk by building a complete velocity profile of the envelope in the yet unexplored 50-1400 au range of envelope radii.

Since only a few magnetized models of protostellar collapse currently predict the formation of such counter-rotating structures, the observation of this rotational motions is a very constraining feature for these models. We propose to use ALMA dust polarization observations to map the magnetic topology at the envelope scales in IRAM 04191. This will 1) provide the level of magnetic field organization and its local features and 2) put strong constraints test magnetized models of protostellar collapse describing the formation of the small-scale counter-rotating disk.

<b>PI NAME:</b>	Mathilde Gaudel			<b>SCIENCE CATEGORY:</b>	ISM, star formation and astrochemistry
<b>ESTIMATED 12M TIME:</b>	<b>11.9 h</b>	<b>ESTIMATED ACA TIME:</b>	<b>5.9 h</b>	<b>ESTIMATED NON-STANDARD MODE TIME (12-M):</b>	<b>6.0 h</b>
<b>CO-PI NAME(S):</b> (Large & VLBI Proposals only)					
<b>CO-INVESTIGATOR NAME(S):</b>	Anaëlle Maury; Arnaud Belloche; Maud Galametz; Valeska Valdivia; Patrick Hennebelle; Philippe André; Sébastien Maret				
<b>DUPLICATE OBSERVATION JUSTIFICATION:</b>					

## REPRESENTATIVE SCIENCE GOALS (UP TO FIRST 30)

SCIENCE GOAL	POSITION	BAND	ANG.RES.(")	LAS.(")	ACA?	NON-STANDARD MODE
Polarization pattern Band 6	ICRS 04:21:56.8990, 15:29:46.110	6	0.500	8.000	N	Y
Rotational motions Band 6 C18O N2D+	ICRS 04:21:56.8990, 15:29:46.110	6	0.500	20.000	Y	N
Total # Science Goals : 2						

<b>SCHEDULING TIME CONSTRAINTS</b>	NONE	<b>TIME ESTIMATES OVERRIDDEN ?</b>	No
------------------------------------	------	------------------------------------	----

# A counter-rotating disk in the Class 0 protostar IRAM 04191?

## A - Scientific justification

### A.1 - From pre-stellar cores to stars: solving the angular momentum problem

Observations have shown that the material included in pre-stellar cores, formed in the densest part of ISM filaments, needs to reduce its specific angular momentum by 5 to 10 orders of magnitude before being accreted to form a solar-type star (Bodenheimer 1995). Many physical processes could participate to this transfer of angular momentum but their respective contribution are still largely unconstrained. With ages  $\sim 5 \times 10^4$  yr, Class 0 protostars represent the very first stage of the protostellar formation process ( $M_{env} \gg M_\star$ ; André et al. 2000; Evans et al. 2009; Maury et al. 2011). During this phase, most of the final stellar mass is accreted onto the central protostar but at the same time, the circumstellar envelope material has to redistribute most of its initial angular momentum. The development of large (sub)millimeter interferometric facilities has allowed to carry out sub-arcsecond observations of embedded protostars (Looney et al. 2000; Jørgensen et al. 2009; Chiang et al. 2008; Enoch et al. 2011; Maury et al. 2010, 2012), but *the angular momentum distribution in the inner envelopes of Class 0 protostars remain largely uncharacterized*, and the physical processes responsible for its redistribution / dissipation during the main accretion phase need to be identified to understand the formation mechanisms of protostellar disks and binary / multiple systems.

### A.2 - Magnetic fields role during the accretion phase

Observational studies of large Class 0 protostar samples with PdBI and VLA found only few large disks at scales  $r > 100$  au (Maury et al. 2010; Segura-Cox et al. 2016), while pure hydrodynamic models routinely form rotationally-supported protostellar disks with typical radius  $\sim 150$ -500 au, as a result of the conservation of the initial core's angular momentum during protostellar collapse. Contrasting with this picture, ideal or non-ideal magneto-hydrodynamic models could be able to better reproduce the current observational constraints: even moderate magnetic fields can significantly affect the redistribution of the angular momentum from the inner envelope to outer radii, thus preventing core fragmentation and the formation of large disks at the Class 0 stage (Price & Bate 2007; Hennebelle & Fromang 2008; Krasnopolsky et al. 2011; Li et al. 2014). *Characterization of the magnetic field at work in the inner envelopes of Class 0 protostars are necessary to quantify the role of "magnetic braking". The potential key role of non-ideal MHD effects, such as ambipolar diffusion, Ohmic dissipation, and the Hall effect, have yet to be tested observationally as to their role affecting the formation of protostellar disks during the early phases of star formation.*

### A.3 - The young Class 0 protostar IRAM 04191

IRAM 04191+1522 (hereafter IRAM 04191) is located in the Taurus molecular cloud ( $d=140$  pc; André et al. 1999). Its large envelope mass ( $1.5 M_\odot$ ), low-luminosity ( $0.1 L_\odot$ ) and temperature suggest an age of  $1\text{--}3 \times 10^4$  yr and a stellar mass  $\sim 0.05 M_\odot$ , making it one of the youngest protostars of Taurus. The protostar drives a collimated CO outflow whose inclination angle along the line of sight is estimated to be  $50^\circ$  (see Fig. 1; André et al. 1999). With its close distance and young age, *IRAM 04191 is an ideal target to investigate the kinematics in the inner part of Class 0 envelopes.*

**An infalling envelope** - Observations of both optically thin and optically thick molecular lines (e.g. CS or  $H_2CO$ ) from the IRAM 04191 envelope showed double-peaked profiles, skewed to the blue, interpreted as a direct signature of **extended inward motions in the envelope**. The analysis of these line profiles (Belloche et al. 2002) suggest an infall velocity  $v_{inf} \sim 0.15$  km s $^{-1}$  at 1750 au and  $v_{inf} \sim 0.2$  km s $^{-1}$  at 1150 au. By contrast, a relatively flat, extended infall velocity field  $v_{inf} \sim 0.1$  km s $^{-1}$  is found at  $\sim 10\,000$  au scales.

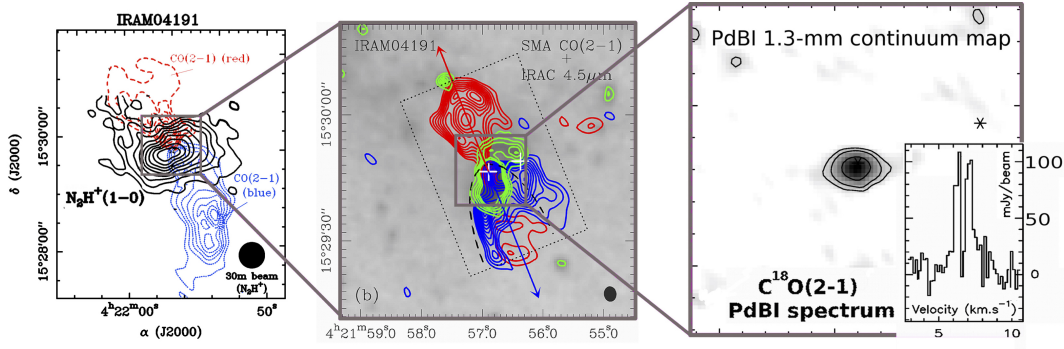


Figure 1: **Left:** IRAM 30m maps of the  $N_2H^+(1-0)$  and  $^{12}CO(2-1)$  emission towards IRAM 04191, showing the outflow emission and flattened envelope (Belloche et al. 2002). **Center:** The red/blue contours show the SMA  $CO(2-1)$  integrated intensity contours. The green contours show the Spitzer  $4.5\mu m$  emission. **Right:** PdBI 1.3 mm dust continuum map, and the  $C^{18}O(2-1)$  spectrum at the position of the peak dust continuum emission (synthesized beam of  $0.5''$ ). The limited sensitivity of our earlier PdBI observations only constrain the disk size to  $r_{disk} < 60$  au.

**A rotating protostellar envelope** - IRAM 30m observations of molecular lines ( $C^{34}S$ ,  $N_2H^+$ , etc.) by Belloche et al. (2002), combined with a radiative transfer modeling of the IRAM 04191 envelope, have enabled to constrain the outer envelope kinematics. A steep velocity gradient of  $\sim 40$  km s $^{-1}$  pc $^{-1}$  was detected along the NW-SE direction, i.e., perpendicular to the axis of the outflow, in the envelope at scales  $r \sim 3500$  au. This velocity gradient has been interpreted as rotating motions of the envelope (Belloche et al. 2002; Takakuwa et al. 2003). For the first time, our observations of IRAM 04191 with the PdBI in the framework of the CALYPSO survey (<http://irfu.cea.fr/Projets/Calypso/>) of respectively  $N_2H^+(1-0)$  and  $C^{18}O(1-0)$  lines are revealing the envelope kinematics at  $r < 3500$  au (Gaudel et al. PhD thesis, in prep.). The preliminary velocity gradients obtained from both these tracers **confirm the detection of rotational motions in the envelope at radii  $10''$  to  $30''$**  (1400 to 4000 au; see Fig. 2).

**A counter-rotating protostellar disk** - Recent ALMA observations (project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury), however, have revealed unexpected kinematics at scales  $\sim 50$ -100 au. The  $C^{18}O(2-1)$  and  $SO(6_5 - 5_4)$  emission is tracing a velocity gradient perpendicular to the axis of the outflow, but **in a direction opposite to the one observed at the envelope large-scales** (see Fig. 3). This reversal between the large- and small-scale velocity gradients suggests a counter-rotating disk is forming within the IRAM 04191 protostar.

**A magnetically-regulated collapse ?** - The first ALMA observations at high angular resolution (see Fig. 3) find **a candidate disk at scales  $\sim 40$  au, much smaller than the expectations from angular momentum conservation during protostellar collapse**. Indeed, the gravitational collapse of a centrally condensed ( $\rho \propto r^{-2}$ ) protostellar core of radius 0.1 pc that is rotating uniformly with  $E_{rot}/E_{grav} = 0.02$  (as observed in the outer envelope of IRAM 04191) would lead to the formation of a disk at  $r_d = \beta \times R_{core} = 400$  au, in less than a few thousand years. The large-scale outflow observed in IRAM 04191 seems to preclude an age so young that such a large disk would not have had the time to develop. To produce a disk size consistent with the candidate disk detected in IRAM 04191, one therefore needs to remove 75% of the angular momentum from the infalling material at scales  $r > r_d$ , in order to shrink the radius of the disk to  $r_d \lesssim 50$  au. A magnetized protostellar collapse could explain the small disk size in IRAM 04191. Recent analytical description and non-ideal MHD simulations of magnetized collapse (Hennebelle et al. 2016) suggest magnetic braking is affecting the envelope rotation at scales 100-1000 au, ultimately delaying the formation of large disks to the end of the main accretion phase. Moreover, **the intriguing counter-rotation of the disk with respect to the large scale envelope rotation pattern may be explained by non-ideal MHD models of rotating protostellar collapse including the Hall effect** (Tsukamoto et al. 2017). Here, we propose to test the possibility of a magnetized collapse at work in IRAM 04191, thanks to ALMA observations of the envelope kinematics and magnetic properties.

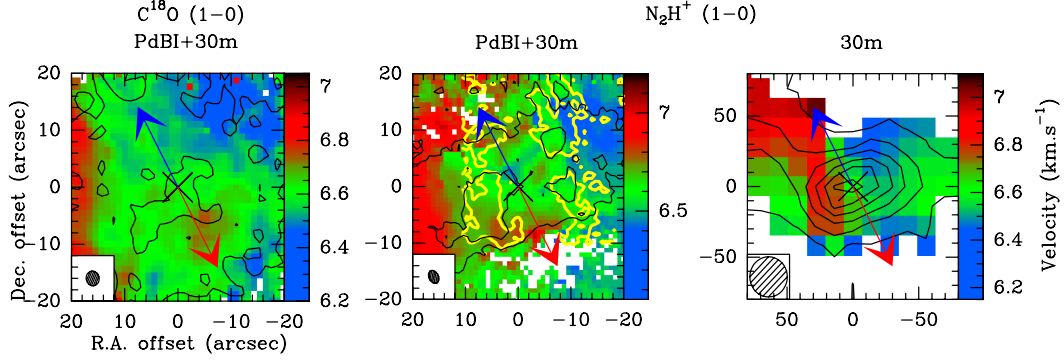


Figure 2: Combined PdBI/IRAM 30m velocity maps of the  $C^{18}O(1-0)$  and  $N_2H^+(1-0)$  transitions, showing the envelope kinematics at  $\sim 1000$  au scales. An organized predominant rotation gradient is detected along the NW-SE direction in both these tracers (Gaudel et al. PhD thesis, in prep.). In the central panel, yellow contours are the integrated intensity obtained from PdBI only, tracing a shell at scales  $\sim 10''$ . Blue and red solid arrows represent the blue- and red-shifted outflow directions.

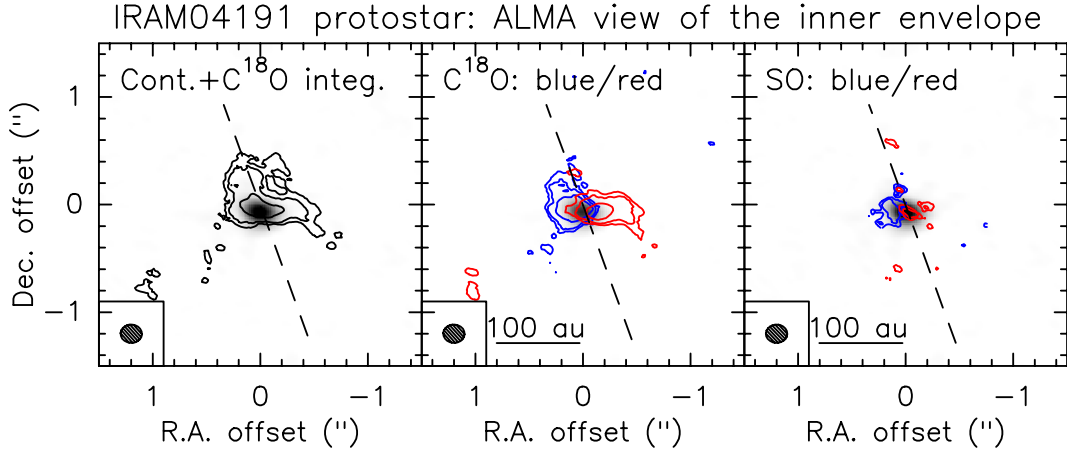


Figure 3: ALMA  $C^{18}O(2-1)$  and  $SO(6_5 - 5_4)$  maps showing the kinematics at  $\sim 100$  au scales (project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury). In these data, the velocity gradient is still detected along the NW-SE direction but in a direction opposite to the gradient measured on larger scales (see Fig. 2), with the redshifted emission dominating west and the blueshifted emission dominating east. The dashed line represents the outflow direction.

#### A.4 - Proposed observations with ALMA

The rotational motions in the IRAM 04191 outer envelope are currently only constrained at 1000-5000 au scales by PdBI and 30m observations of  $N_2H^+$ ,  $C^{18}O(1-0)$  and,  $C^{34}S$  (see Fig. 2; Gaudel et al. PhD thesis, in prep.; Belloche et al. 2002). Our ALMA Cycle 4  $C^{18}O$  and  $SO$  maps, sensitive to the kinematics at scales  $\sim 50$  au (see Fig. 3) suggest that a reversal of rotation occurs at intermediate scales (between 50 and 1000 au) in the envelope of IRAM 04191. However, our  $N_2H^+(1-0)$  and  $C^{18}O(2-1)$  PdBI observations probing the inner envelope could not provide robust constraints on the rotational motions, because of the limited sensitivity of PdBI preventing us to build moment maps from the faint emission of these lines at  $\sim 1-5''$  scales (Gaudel et al. PhD thesis, in prep.).

We propose to **probe the inner envelope scales with ALMA, and identify the region at which the reversal of rotation occurs**. Thus, we request to observe the IRAM 04191 protostellar envelope with ALMA in Band 6 to trace the rotational motions of the envelope in the [50-1400 au] range using the complementary tracers of the kinematics  $C^{18}O(2-1)$  and  $N_2D^+(3-2)$ . The emission of  $N_2D^+(3-2)$  is known to trace smaller scales than our  $N_2H^+(1-0)$  observations, in Class 0 protostars (Fig. 2 from Tobin et al. 2013), and will allow to reconnect the kinematics at  $\sim 1000$  au scales to the small envelope scales probed with  $C^{18}O$ .

Furthermore, the observed reversal between large- and small-scale velocity gradients suggest a small-scale counter-rotating protostellar disk has formed in IRAM 04191. Such pattern is extremely difficult to reproduce from a theoretical point of view. To date, **only models of non-ideal magnetized collapse including the Hall effect (Tsukamoto et al. 2017) predict the possible formation of counter-rotating structures at small-scales in protostellar envelopes**. However, no constraints on the magnetic fields in this low-luminosity object could be obtained in the pre-ALMA era, so this unique scenario can only be tested by ALMA. We propose to carry out polarization observations of the dust continuum emission at envelope scales to **map the magnetic field in IRAM 04191**, and ultimately test the predictions of Tsukamoto's model of rotating protostellar collapse.

## **B - Analysis plan: investigating the formation of a counter-rotating disk in IRAM04191**

**Build a complete rotation profile of the envelope** -  $\text{N}_2\text{D}^+$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  are two standard tracers of protostellar envelopes, widely used in the literature. Moreover, our high resolution observations with ALMA confirm  $\text{C}^{18}\text{O}$  is detected in the inner envelope. The construction of position-velocity diagrams, built from hyperfine structure or gaussian fits to the observed lines, will give us a direct access to rotational motions of the envelope, recovering the missing kinematics at the inner scales. The rotation profiles will be analyzed together with the measurements already obtained at larger (Belloche et al. 2002; Gaudel et al. PhD thesis, in prep.) and smaller scales (ALMA maps at  $\lesssim 50$  au scales) in order to robustly constrain the radius at which rotation reverses.

**Test magnetized collapse scenarios** - Our ALMA observations of the dust continuum emission will allow to probe the density distribution in the envelope. The ALMA observations of the dust polarized emission will be used to produce the first maps of the polarization intensity / fraction in the IRAM 04191 envelope. The polarization vectors will provide a complete map of the envelope magnetic field topology at envelope scales (polarization due to dust self-scattering is not an issue at these scales). We will build profiles of magnetic-to-gravitational energy ratio and magnetic-to-rotational energy ratio in the envelope, looking for a reversal of the angular momentum profile associated to a change of energy balance. In a similar fashion as our analysis in B335 (Maury et al. 2018), we will confront both the observed magnetic topology map, kinematics and density distribution to our in-house synthetic observations produced from non-ideal MHD simulations of protostellar collapse. These ALMA observations will finally shed light on the physics taking place in the prototypical Class 0 IRAM 04191, providing a coherent model reproducing the various observed constraints (infall velocities due to the protostellar collapse at 1000 au scales, mass-to-flux ratio, radial variation of rotational energy, and disk properties).

**Team strengths** - The wealth of ancillary data previously acquired by the team will be analyzed jointly to the ALMA dataset, providing a complete picture of IRAM 04191. The team gathers observational and simulation experts, used to collaborate to investigate the role of magnetic fields in the Class 0/I phase (see Galametz et al. 2018, Maury et al. 2018). Several members of the team are experts of polarization data and the interpretation of molecular line analysis in protostellar envelopes. We have in-house MHD models, and a pipeline to produce synthetic observations directly comparable to interferometric observations of protostellar envelopes (as carried out for B335).

**References** - André et al. 1999, ApJ, 513L, 7A ♦ André et al. 2000, in PP IV, p. 59 ♦ Belloche et al. 2002, A&A, 393, 927B ♦ Bodenheimer 1995, in ARAA, 33, 199 ♦ Chiang et al. 2008, ApJ, 680, 474 ♦ Enoch et al. 2011, ApJ, 195, 2, 21 ♦ Evans et al. 2009, ApJS, 181, 321 ♦ Hennebelle & Fromang 2008, A&A, 477, 9 ♦ Hennebelle et al. 2016, ApJ, 830L, 8H ♦ Jørgensen et al. 2009, ApJ, 507, 861 ♦ Krasnopolsky et al. 2011, ApJ, 733, 54K ♦ Li et al. 2014, in PP VI, p. 173 ♦ Looney, Mundy & Welch 2000, ApJ, 529, 477 ♦ Maury et al. 2010, A&A, 512, A40 ♦ Maury et al. 2011, A&A, 535, A77 ♦ Maury et al. 2012, A&A, 539, A130 ♦ Maury et al. 2018, MNRAS, tmp, 552M ♦ Price & Bate 2007, MNRAS, 377, 77 ♦ Segura-Cox et al. 2016, ApJ, 817L, 14S ♦ Takakuwa et al. 2003, ApJ, 590, 932T ♦ Tobin et al. 2013, ApJ, 765, 18T ♦ Tsukamoto et al. 2017, PASJ, 69, 95T



2018.1.00706.S

SG : 1 of 2      Polarization pattern Band 6      Band 6

We request ALMA Band 6 polarization observations of the Class 0 protostar IRAM 04191 in order to obtain the magnetic field topology at envelope scales: information on the magnetic field in the envelope will be a crucial constraint to test the predictions of magnetized rotating protostellar collapse models, quantify the role of magnetic braking, and describe the formation of the counter-rotating disk in IRAM 04191.

Science Goal Parameters

Ang.Res.	LAS	Requested RMS	RMS Bandwidth	Rep.Freq.	Cont. RMS	Cont. Bandwidth	Poln.Prod.	Non-standard mode
0.5000"	8.0"	15 μJy, 1.4 mK	9692.181 km/s, 7.5 GHz	232.000000 GHz	14.975 μJy, 1.4 mK	7.500 GHz	XX,YY,XY,YX	Yes

Use of 12m Array (43 antennas)

t_total(all configs)	t_science(C43-4)	t_total(C43-1)	Imaged area	#12m pointing	12m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate
6.0 h	1.3 h	3.0 h	8.4 "	1	offset	25.1 "	4777.7 s	335.5 GB	23.7 MB/s

Use of ACA 7m Array (10 antennas) and TP Array

t_total(ACA)	t_total(7m)	t_total(TP)	Imaged area	#7m pointing	7m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate

Spectral Setup : Spectral Line

BB	Center Freq Rest GHz	spw name	Eff #Ch p.p.	Bandwidth	Resolution	Vel. Bandwidth	Vel. Res.	Res. El. per FWHM
1	232.000000	Continuum	1920	1875.00 MHz	2.258 MHz	2423.0 km/s	2.918 km/s	343
2	234.000000	Continuum	1920	1875.00 MHz	2.258 MHz	2402.3 km/s	2.893 km/s	346
3	219.000000	Continuum	1920	1875.00 MHz	2.258 MHz	2566.9 km/s	3.091 km/s	324
4	217.000000	Continuum	1920	1875.00 MHz	2257.813 kHz	2590.5 km/s	3.119 km/s	321

1 Target

Expected Source Properties

	Peak Flux	SNR	Linewidth	RMS (over 1/3 linewidth)	linewidth / bandwidth used for sensitivity	Pol.	Pol. SNR
Line	5.00 Jy	61923.5	1000 k...	80.74 μJy, 7.3 mK	0.10	0.0%	0.0
Continuum	5.00 mJy	333.9				3.0%	10.0

Dynamic range (cont flux/line rms): 61.9

1 Tuning

No.	Target	Ra,Dec (ICRS)	V,def,frame --OR--z
1	1-IRAM_04191+1...	04:21:56, 15:29:46	6.60 km/s,lsrk,RADIO

Tuning	Target	Rep. Freq. Sky GHz	RMS (Rep. Freq.)	RMS Achieved
1	1	231.994892	14.97 μJy, 1.4 mK	14.24 uJy - 16.59 uJy

### Sensitivity Comments

Note that the bandwidth used for sensitivity is larger than 1/3 of the linewidth.

The S/N achieved for a resolution element that allows the line to be resolved will be lower than that reported.

### Justification for requested RMS and resulting S/N (and for spectral lines the bandwidth selected) for the sensitivity ca...

Our ALMA observations (project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury) with a synthesized beam of 0.2", show a peak flux of 5 mJy/beam at 220GHz.

Assuming a polarization fraction of 3%, this translates into a polarization intensity of 150 uJy/beam. To reach a S/N of 10, we thus request an rms of 15 uJy/beam.

### Justification of the chosen angular resolution and largest angular scale for the source(s) in this Science Goal.

In this proposal, we propose to probe the rotational motions in the envelope of IRAM 04191 from 50 to 1400 au to derive complementary kinematic information to the measurements done so far on larger ( $r > 1400$  au; Belloche et al. 2002; Gaudel et al. PhD thesis, in prep.) and smaller scales ( $r < 50$  au; project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury).

The polarization measurements aim at testing the predictions of magnetized models of rotating protostellar collapse which could explain the counter-rotating motions observed in the envelope of IRAM 04191, and should therefore probe similar scales as the kinematic observations. We request an angular resolution of 0.5" in Band 6 to constrain the magnetic field lines on similar scales, i.e.  $\sim 50$  au resolution.

As linear polarization is guaranteed to only meet the ALMA specification within one third of the primary beam, the largest angular scale covered will be 8", thus  $r \sim 600$  au. The dust polarization at larger envelope scales will be probed with NIKA2pol on the IRAM-30m (several co-Is are leading polarization projects of the NIKA2 camera).

### Justification of the correlator set-up with particular reference to the number of spectral resolution elements per line ...

Band 6 is the best compromise between recovering large scales (limited by one third of the primary beam) and the brightness of the dust continuum emission.

We use large continuum spectral windows in all basebands to maximize the S/N.



2018.1.00706.S

SG : 2 of 2      Rotational motions Band 6 C18O N2D+      Band 6

We request ALMA Band 6 observations of the Class 0 protostar IRAM 04191 to fully probe the rotational motions in the envelope of IRAM 04191 from 50 to 1400 au and complement the measurements done so far on larger (>1400 au; Belloche et al. 2002; Gaudel et al. PhD thesis, in prep.) and smaller scales (<50 au; project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury). Our setup includes the C18O(2-1) and the N2D+(3-2) lines. N2D+(3-2) is known to be detected at smaller scales than N2H+(1-0) in Class 0 protostars (Tobin et al. 2013) and will connect our N2H+(1-0) kinematic information at 10" scales to the C18O ones in the inner envelope.

Science Goal Parameters

Ang.Res.	LAS	Requested RMS	RMS Bandwidth	Rep.Freq.	Cont. RMS	Cont. Bandwidth	Poln.Prod.	Non-standard mode
0.5000"	20.0"	3 mJy, 304.3 mK	84 m/s, 61.5 kHz	219.573839 GHz	16.151 μJy, 1.6 mK	2.109 GHz	XX,YY	No

Use of 12m Array (43 antennas)

t_total(all configs)	t_science(C43-4)	t_total()	Imaged area	#12m pointing	12m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate
5.9 h	3.7 h	0.0 h	8.8 "	1	offset	26.5 "	13305.1 s	362.1 GB	20.5 MB/s

Use of ACA 7m Array (10 antennas) and TP Array

t_total(ACA)	t_total(7m)	t_total(TP)	Imaged area	#7m pointing	7m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Avg. Data Rate
5.9 h	5.9 h	0.0 h	15.2 "	1	offset	45.5 "	13305.1 s	8.0 GB	0.5 MB/s

Spectral Setup : Spectral Line

BB	Center Freq Rest GHz	spw name	Eff #Ch p.p.	Bandwidth	Resolution	Vel. Bandwidth	Vel. Res.	Res. El. per FWHM
1	219.573839	C18O	3840	58.59 MHz	30.518 kHz	80.0 km/s	0.042 km/s	24
2	220.398684	13CO v=0 2-1	1920	58.59 MHz	0.071 MHz	79.7 km/s	0.096 km/s	10
2	219.949442	SO 3Σ v=0 6(5)-5(4)	1920	58.59 MHz	0.071 MHz	79.9 km/s	0.096 km/s	10
3	233.000000	continuum	128	1875.00 MHz	31.250 MHz	2412.6 km/s	40.211 km/s	0
4	231.320000	N2D+	3840	58.59 MHz	0.035 MHz	75.9 km/s	0.046 km/s	22

1 Target

Expected Source Properties

	Peak Flux	SNR	Linewidth	RMS (over 1/3 linewidth)	linewidth / bandwidth used for sensitivity	Pol.	Pol. SNR
Line	25.00 mJy	16.7	1 km/s	1.5 mJy, 152.3 mK	11.90	0.0%	0.0
Continuum	0.00 uJy	0.0				0.0%	0.0

Dynamic range (cont flux/line rms): N/A

1 Tuning

Tuning	Target	Rep. Freq. Sky GHz	RMS (Rep. Freq.)	RMS Achieved
1	1	219.569005	2.99 mJy, 303.4 mK	2.99 mJy - 3.81 mJy

No.	Target	Ra,Dec (ICRS)	V,def,frame --OR--z
1	1-IRAM_04191+1...	04:21:56, 15:29:46	6.60 km/s,lsrk,RADIO

**Justification for requested RMS and resulting S/N (and for spectral lines the bandwidth selected) for the sensitivity ca...**  
 Our ALMA observations of C18O(2-1) (project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury) with a synthesized beam of 0.2", show a peak flux of 10 mJy/beam at 220GHz. Thus, C18O(2-1) intensity in the ALMA beam of 0.5" will be ~25 mJy/beam at its peak. To ensure a 10-sigma detection, we request a sensitivity of 3 mJy/beam.

**Justification of the chosen angular resolution and largest angular scale for the source(s) in this Science Goal.**

In this proposal, we propose to probe the rotational motions in the envelope of IRAM 04191 from 50 to 2000 au: this will complete our kinematic information obtained on larger ( $r > 1400$  au; Belloche et al. 2002; Gaudel et al. PhD thesis, in prep.) and smaller scales ( $r < 50$  au; project 2016.1.01284.S, PI: A. Maury).

Ultimately, this kinematic information will allow us to identify the radius at which rotation reverses: probing all scales in an homogeneous fashion is therefore crucial.

We chose to spend the same time with the ACA as the time spent with the 12m array, because while we are mostly interested in recovering scales 0.5-10", we need to include the short spacings so as to be able to reconstruct correctly the spatially-extended line emission and avoid interferometric filtering affecting the robustness of the maps at these scales.

**Justification of the correlator set-up with particular reference to the number of spectral resolution elements per line ...**

We need to determine the velocity with a high accuracy to robustly constrain the radius at which rotation reverses.

We choose a channel resolution of 0.042 km/s for the C18O(2-1) line in order to be able to perform a robust gaussian fitting of the line profile. This will allow to resolve typical rotation velocities ~0.1 km/s at scales ~1400 au (mean value from our CALYPSO study of 12 Class 0 protostars, Gaudel et al. PhD thesis, in prep.).

We choose a channel width of 0.046 km/s for the N2D+(3-2) line in order to separate and allow a robust fitting of its 7 hyperfine components, to ultimately obtain rotational velocities. A too low spectral resolution does not allow to correctly distinguish all the components which are blended, decreasing the benefit of having hyperfine components.

## **Annexe H**

# **Proposition d'observation IRAM pour caractériser l'effondrement dans les jeunes enveloppes proto-stellaires**

**IRAM**

300, rue de la Piscine  
38406 Saint-Martin-d'Hères (France)  
Fax: (33/0) 476 42 54 69

Registration n°: **108-16**Date: **15-SEP-2016**

## PROPOSAL FOR THE 30M TELESCOPE

Title: Characterizing infall in the youngest protostellar envelopes

PIs: Anaëlle Maury (FR)

CoIs: Mathilde Gaudel (FR), Arnaud Belloche (DE), Sebastien Maret (FR), Claudio Codella (IT), Sylvie Cabrit (FR), Philippe Andre (FR), Patrick Hennebelle (FR)

Proposal category: Standard

Scientific category: Low-mass star formation

Total requested time: 36.5 (Emir)

### Abstract:

While characterizing infall in protostars during the main accretion phase is a major key to our understanding of protostar formation and evolution, observationally very few Class 0 sources have good estimates of their mass infall rates - and the sparse results from the literature suggest a broad spectrum of mass infall rates in the youngest protostellar envelopes. Because mass infall rates also bear a strong link to several long-standing problems in star formation, such as the protostellar luminosity problem, and the formation of disks via angular momentum conservation, we propose to perform IRAM-30m molecular lines observations probing the infalling motions, at scales 1500-10000 AU, in 12 Class 0 protostellar envelopes where our CALYPSO PdBI data put strong constraints on density distributions and angular momentum at smaller radii <1000 AU. These IRAM-30m observations will provide a first statistical study of the velocity fields in an unprecedentedly large sample of accreting protostars and ultimately, complemented by the CALYPSO results, test the predictions of magnetically-regulated models of protostellar formation in terms of envelope kinematics.

**Sources:**

<b>Id</b>	<b>Epoch</b>	<b>RA</b>	<b>DEC</b>	<b>Vlsr (km/s)</b>
L1448-2A	J2000	03:25:22.405	30:45:13.310	4.1
L1448-NB	J2000	03:25:36.377	30:45:14.760	4.6
L1448-C	J2000	03:25:38.876	30:44:05.360	4.8
IRAS2A1	J2000	03:28:55.575	31:14:37.050	7.5
IRAS4B1	J2000	03:29:12.016	31:13:08.030	7.0
SVS13B	J2000	03:29:03.080	31:15:51.760	8.4
SerpSMM18	J2000	18:30:04.117	-02:03:02.520	7.7
SerpSMM22	J2000	18:30:12.310	-02:06:53.580	6.8
L1157	J2000	20:39:06.268	68:02:15.670	2.4
L1521F	J2000	04:28:38.942	26:51:35.160	6.5
L1527	J2000	04:39:53.874	26:03:09.670	6.0
GF9-2	J2000	20:51:29.822	60:18:38.440	-2.5

Emir technical sheet:

Time: 36.50

Frontend/Backend setups:

Setup	Band	Species/Transition	Frequency	Receiver band	$T_A^*$	Rms	$\Delta V$	Backends
1	E2 (1.3mm)	C34S(5-4)	243.35	LO	150.0	30.0	0.08	FTS50
1	E2 (1.3mm)	CS(5-4)	243.35	LI	1000.0	30.0	0.03	VESPA
1	E0 (3mm)	C34S(2-1)	96.4	LO	600.0	30.0	0.3	FTS200
1	E0 (3mm)	CS(2-1)	96.4	LI	2000.0	30.0	0.05	VESPA

Observing parameters:

Setup	Observing mode	Size X	Size Y	Switch mode	PWV	Time	Repetition	Remark
1	Track			FSw	4	1.5	9	d>200pc sources
1	Track			FSw	4	7.0	3	d<200 pc sources

Number of receiver tunings: 4

PI note:

The proposed observations will be part of the PhD thesis of Mathilde Gaudel (supervisor A. Maury): the IRAM-30m data will be used to perform an observational characterization of the velocity fields across all scales in the 12 protostellar envelopes (together with the ongoing CALYPSO angular momentum study, Gaudel+ in prep.), then a detailed comparison of the protostellar envelopes kinematics with MHD simulations of protostellar formation will be carried out.

BLANK PAGE

## CHARACTERIZING INFALL IN THE YOUNGEST PROTOSTELLAR ENVELOPES

The present proposal aims at characterizing infall motions in a sample of 12 Class 0 protostellar envelopes, where we are able to characterize angular momentum distribution, density distribution, and protostellar disk sizes, thanks to our CALYPSO PdBI dataset (see CALYPSO papers: Maret+ 2014, Maury+ 2014 and Codella+ 2014, Santangelo+ 2015, Podio+ 2016 and Anderl+ 2016).

**1 INFALL RATES IN CLASS 0 ENVELOPES: A KEY PARAMETER TO CONSTRAIN STAR FORMATION MODELS**

Class 0 protostars are dominated by large infalling envelopes, still in the main accretion phase (see André, Ward-Thompson, & Barsony 2000). From an observational point of view, it is still unclear whether, inside the collapse region, the infall velocity approaches the free fall value,  $v \propto r^{-1/2}$  and the mass infall rate,  $\dot{M}_{\text{inf}}$  is constant. In simple hydrodynamical models, the mass infall rate  $\dot{M}_{\text{inf}}$  scales as the central density  $\rho_0$  and the stellar mass  $M_*$ , and one would expect an infall region to be characterized by a density distribution of roughly  $\rho \propto r^{-3/2}$ . However our CALYPSO observations show a variety of density distributions in Class 0 envelopes (from  $\rho \propto r^{-1/2}$  to  $\rho \propto r^{-2}$ , Maury+ in prep. see Fig. 1). Density distributions shallower than that predicted by the standard collapse model might suggest that these protostellar envelopes are regulated by magnetic fields and/or turbulence (Basu & Mouschovias 1994), while very dense envelopes might be due to strong external compression that would also induce supersonic infall velocities and large infall rates.

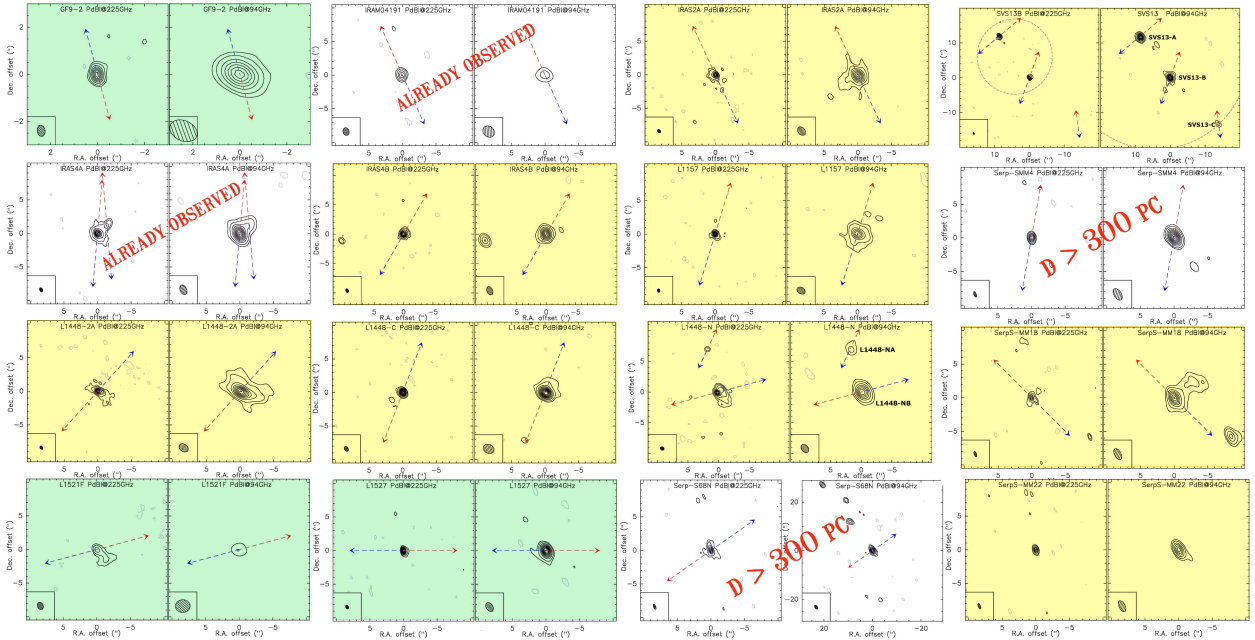


Figure 1: Maps of the dust continuum emission (observed at 225 GHz and 94 GHz with PdBI, Maury+ in prep.) from the 16 protostars targeted in the IRAM/PdBI CALYPSO large program: the typical scale shown in these maps is  $11''$ , i.e. the size of the IRAM-30m beam at 244 GHz. The 12 protostars from the CALYPSO sample at distances  $< 300$  pc proposed for the present IRAM-30m observations are highlighted (green for the 3 sources at  $d < 200$  pc and yellow for the 9 sources at  $200 < d < 300$  pc).

Beyond addressing how infall proceeds in protostellar envelopes, **mass infall rates also bear a strong link to several long-standing problems in star formation, such as the protostellar luminosity problem, and the formation of disks** via angular momentum conservation during the main accretion phase. High infall rates may increase the mass of the protostellar disk enough to force gravitational instability leading to the formation of binaries or planets and to episodic accretion. Our PdBI observations constrain the region where the infall velocities are turned by angular momentum conservation into rotational velocities but do not show evidence of large protostellar disks at radii 100-200 AU in the 12 protostars proposed for observations in the present project, suggesting magnetic braking might play a major role in regulating the kinematics of infalling envelopes (Maury+ in prep.).



Finally, **resolving infall velocities can be discriminant to constrain MHD models of protostellar formation**. For example, MHD models with different flux-to-mass ratio predict different index of the infall velocity distribution  $v_{\text{inf}}(r) \propto r^\gamma$  in the outer envelope, with a flatter profile in the case of strongly magnetized cores (see Figures 2 and 3 in Hennebelle & Fromang 2008).

## 2 PROJECT: CHARACTERIZING INFALL IN THE ENVELOPES OF CLASS 0 PROTOSTARS

While resolving infall in protostellar envelopes is a major key to our understanding of protostar formation and evolution, observationally very few protostellar sources have good estimates of their mass infall rates - and the few reliable results from the literature suggest a **broad spectrum of mass infall rates in protostellar envelopes**. In NGC1333 IRAS4A molecular line observations (Di Francesco+ 2001, Maret+ 2002, Belloche+ 2006, Mottram+ 2013) suggest  $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 1 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , which is about 70 times larger than the standard accretion rate  $\frac{c^3}{G}$  at 10 K (Shu 1977). In IRAM04191 Belloche+ (2002) find a mass infall rate two orders of magnitude smaller  $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , and argue for a collapse moderated by magnetic field effects. Interestingly enough, the accretion luminosity of IRAM04191 (Herschel observations, B. Ladjelate thesis in prep.) is significantly lower than the accretion luminosity in IRAS4A, suggesting a **possible link between envelope infall rates and protostellar accretion rates**.

The proposed observations will allow to compare envelope infall rates to accretion luminosities observed with Herschel, in a large sample of young protostars, potentially shedding light on the protostellar luminosity problem (Padoan+ 2014). Quantifying infall rates in a sample of protostellar envelopes might also indicate infall rate variations correlated to variations of density distributions or angular momentum content (both finely characterized by our CALYPSO dataset), shedding light on magnetically-regulated collapse scenarios (see Section 1).

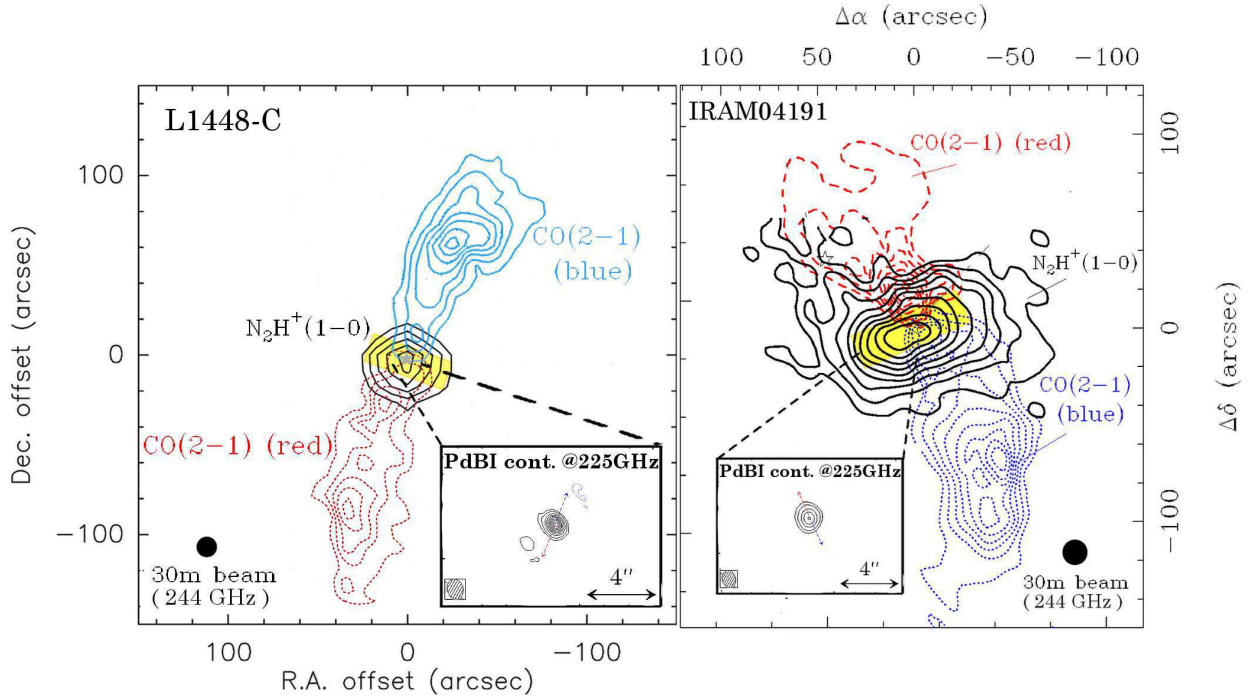


Figure 2: Two protostars from the CALYPSO sample: the Perseus protostar L1448-C and the Taurus low-luminosity protostar IRAM04191. Their envelope extent are shown by the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  integrated intensity contours (CALYPSO data and Belloche+ 2002). In both panels, the typical area we wish to probe (10,000 AU region) for infall signatures in the two groups of sources ( $d < 200$  pc and  $200 < d < 300$  pc) is highlighted in yellow.

The sample of 12 protostars we propose to target in this project represent the closest sources ( $d < 300$  pc) drawn from the CALYPSO Large Program sample, where no good estimate of accretion rates exist. While the CALYPSO program is focusing on small-scale observations of the continuum and optically thin lines emission (because of the high densities probed by the PdBI observations), and characterizes very well the

rotation/outflow kinematics at scales  $<500$  AU, we unfortunately have no good tracer of infall in the envelopes at scales  $>500$  AU yet. We propose to use the IRAM-30m telescope to probe the infall motions in this sample of 12 protostellar envelopes, using the CS and  $C^{34}S$  lines (J=5–4 and J=2–1 transitions) as infall tracers. We will carry out 1D radiative transfer models to reproduce the observed line profiles, similar to the method performed successfully in IRAM04191 by Belloche+ (2002).

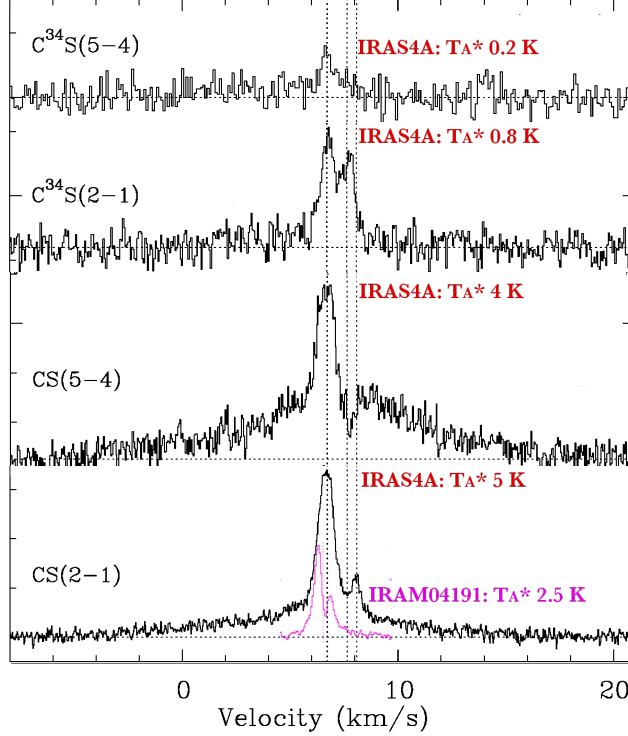


Figure 3: CS emission lines measured with IRAM-30m towards the center of the IRAS4A envelope (Belloche+ 2006) in Perseus. For comparison the CS(2-1) emission line in the lowest luminosity sources in our CALYPSO sample (IRAM04191 in Taurus, Belloche+ 2002) is shown. These two sources have robust infall rates from previous CS observations so they won't be observed again, but since they represent the brightest and faintest source in the CALYPSO sample, their line strengths are used as candles for the remaining 12 sources included in the present sample. In order to probe the weakest  $C^{34}S(5-4)$  emission line in the protostellar envelopes, we request a 30mK rms for the 3 lower-luminosity sources (L1521-F, L1527 and GF9-2) and 50mK rms for the remaining 9 brighter sources, in a 50kHz channel.

### 3 TECHNICAL JUSTIFICATION

**Lines** - CS lines are well known infall tracers because they trace high densities and are optically thick (see Fig. 2), while the  $C^{34}S$  lines are used as corresponding optically thin lines, which linewidth also constrain infall velocities (see e.g. Belloche+ 2002). We choose the J=5–4 line since the  $11''$ -beam of IRAM-30m at 244 GHz allows to probe envelope scales  $\sim 1500$ -3000 AU for our sample of sources at  $d < 300$ pc, and it has been shown to be adequate to trace the inner envelope of low-mass protostars (see e.g. Belloche+ 2002, Belloche+ 2006). Thanks to EMIR versatility, we can also observe the complementary J=2–1 transition at 3mm, tracing the colder, outer parts of the envelope. The FTS 50 will allow us to observe the CS(5–4) and  $C^{34}S(5-4)$  with a channel spacing of 0.06 km/s, which is sufficient to resolve both the lines spectrally (1-5 km/s broad depending on the source). As a bonus, we will use VESPA to observe the CS (5-4) in ultra high resolution mode in the E230 band, allowing a detailed modeling of the line profiles down to infall velocities  $\sim 0.05$  km s $^{-1}$ . The E090 band will be used to target the CS(2-1) line, using VESPA with a spectral resolution of 20 kHz, and the  $C^{34}S(2-1)$  as a bonus line in the FTS200. This setup is shown Fig. 4.

**Observing strategy** - Our goal is to probe a  $\sim 10,000$  AU region in all the sources of our sample: we plan to proceed by a series of deep integration along the equatorial planes of the protostellar envelopes, with a sampling depending on the distance of our sources. For the 3 sources at  $d < 200$  pc, we will execute

5 pointings along a 1' length for the sources (see an example of coverage on a Taurus source, shown as the yellow box in the IRAM04191 map of Fig. 2), while for the 9 sources at  $200 < d < 300$  pc, we will execute 3 pointings along a 40'' length in the equatorial plane.

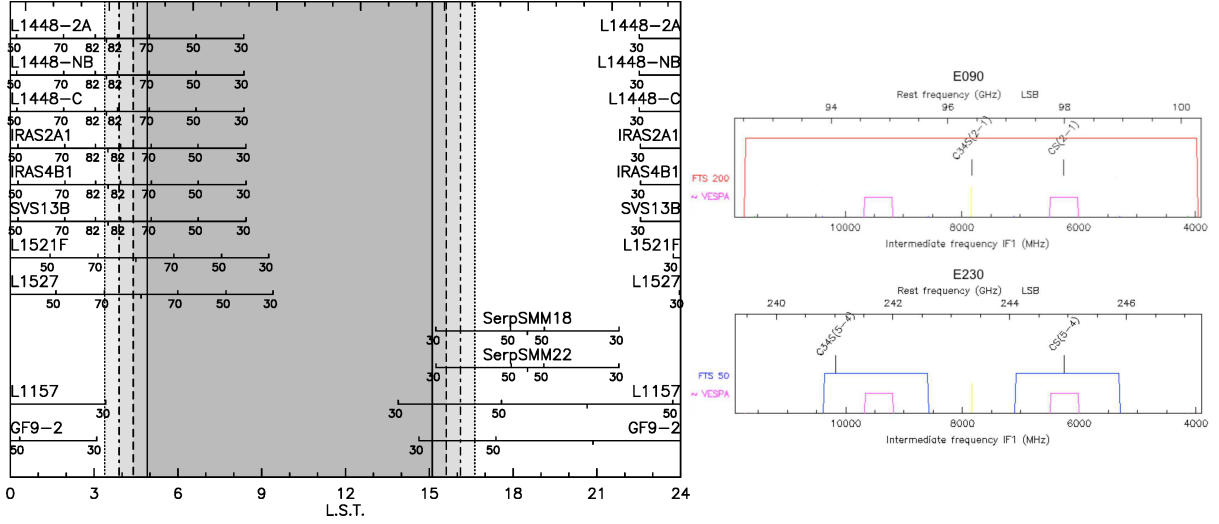


Figure 4: Visibility of the sample of Class 0 sources (February 2017) from Pico Veleta, and illustration of the spectral setup.

**Requested sensitivities** - Based on the  $C^{34}S(5-4)$  brightness in the two extreme sources in the CALYPSO sample (see Fig. 3, note that these 2 sources are not re-observed in the current proposal but their line strengths are used as candles for the remaining 12 sources included in the proposed sample), we estimate that the 3 fainter sources require a rms  $\sim 30$  mK per pointing, while the  $C^{34}S(5-4)$  emission in the brighter 9 sources in our sample should be detected at  $>5\sigma$  with an rms 50 mK. Note that the CS lines are expected to be brighter than  $C^{34}S(5-4)$  by a factor 4-6 and will therefore be detected at signal-to-noise levels  $>10\sigma$  allowing a detailed modeling of their line profile. For a channel width of 50kHz (enough to resolve the  $C^{34}S$  lines, improved spectral resolution of 20 kHz is used for the much brighter CS lines), a 30mK-rms frequency-switch pointing needs 86 minutes, while each 50mK-rms pointing requires 30 minutes integration, assuming average winter conditions.

Altogether, for a source typical elevation of 45.0 degrees and average winter conditions (4.0 mm of pwv, Tsys 290.3 K[Ta\*] per pixel), the time estimator predicts a **total telescope time of 36.5hr for the 12 sources in our project**.

Note that this project is part of Mathilde Gaudel PhD thesis: the IRAM-30m data will be used together with the CALYPSO data to perform an observational characterization of the velocity fields at all scales in the CALYPSO protostellar envelopes (together with the ongoing angular momentum study, Gaudel+ in prep.), then a detailed comparison of the protostellar envelopes kinematics with MHD simulations of protostellar formation will be carried out.

*References:* Anderl, S., Maret, S., Cabrit, S., & CALYPSO collaboration, 2016, A&A, 591, 3 \* André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., 2000, in Protostars & Planets IV \* Basu, S., Mouschovias, T., 1994, ApJ, 432, 720 Belloche, A., André, P., et al., 2002, A&A, 393, 927 \* Belloche, A., Hennebelle, P., André, P., 2006, A&A, 453, 145 \* Codella, C., Maury, A. J., Gueth, F., & CALYPSO collaboration, 2014, A&A, 563, 3 \* Di Francesco, J., Myers, P., et al., 2001, ApJ, 562, 770 \* Hennebelle, P. & Fromang, S., 2008, A&A, 477, 9 \* Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., et al., 2005, ApJ, 672, L121 \* Maret, S., Ceccarelli, C. et al., 2002, A&A, 395, 573 \* Maret, S., Belloche, A., Maury, A. J., & CALYPSO collaboration, 2014, A&A, 563, 1 \* Maury, A. J., Belloche, A., André, Ph., & CALYPSO collaboration, 2014, A&A, 563, 2 \* Mottram, J. C., van Dishoeck, E., et al., 2013, A&A, 558, A126 \* Padoan, P., Haugbolle, T., Nordlund, A., 2014, ApJ, 797, 32 \* Podio, L., Codella, C., Gueth, F., & CALYPSO collaboration, 2016, A&A, 593, 4 \* Santangelo, G., Codella, C., Cabrit, S., & CALYPSO collaboration, 2015, A&A, 584, 126 \* Shu, F., 1977, ApJ, 214, 488 \*



## **Annexe I**

**Rms et détection du pic d'intensité dans les spectres pour les sources de l'échantillon CALYPSO observées avec le 30m dans le cadre de la caractérisation de la vitesse d'effondrement**

TABLE I.1 – Rms et détection du pic d'intensité dans les spectres de chaque traceur selon les longueurs d'onde et les positions le long du plan équatorial pour les sources de l'échantillon CALYPSO observées avec le 30m dans le cadre de la caractérisation de la vitesse d'effondrement.

Sources	1 mm			2 mm			3 mm	
	C <sup>34</sup> S	CS FTS	CS VESPA	C <sup>34</sup> S	CS FTS	CS VESPA	C <sup>34</sup> S	CS
off 0''								
L1521F	–	–	–	21 $\sigma$ (14 mK)	121 $\sigma$ (14 mK)	123 $\sigma$ (13 mK)	27 $\sigma$ (21 mK)	74 $\sigma$ (23 mK)
L1527	–	–	–	6 $\sigma$ (13 mK)	78 $\sigma$ (10 mK)	–	25 $\sigma$ (9 mK)	170 $\sigma$ (8 mK)
GF9-2	1 $\sigma$ (27 mK)	10 $\sigma$ (27 mK)	10 $\sigma$ (30 mK)	6 $\sigma$ (20 mK)	64 $\sigma$ (17 mK)	52 $\sigma$ (21 mK)	24 $\sigma$ (8 mK)	156 $\sigma$ (8 mK)
L1448-2A	2 $\sigma$ (56 mK)	9 $\sigma$ (56 mK)	8 $\sigma$ (64 mK)	10 $\sigma$ (19 mK)	65 $\sigma$ (20 mK)	56 $\sigma$ (23 mK)	34 $\sigma$ (12 mK)	175 $\sigma$ (12 mK)
L1448-NB	–	–	–	20 $\sigma$ (19 mK)	131 $\sigma$ (20 mK)	114 $\sigma$ (23 mK)	50 $\sigma$ (12 mK)	28 $\sigma$ (14 mK)
L1448-C	–	–	–	11 $\sigma$ (21 mK)	85 $\sigma$ (20 mK)	65 $\sigma$ (26 mK)	30 $\sigma$ (13 mK)	200 $\sigma$ (13 mK)
L1157	3 $\sigma$ (28 mK)	45 $\sigma$ (31 mK)	38 $\sigma$ (35 mK)	8 $\sigma$ (23 mK)	110 $\sigma$ (20 mK)	92 $\sigma$ (24 mK)	27 $\sigma$ (8 mK)	312 $\sigma$ (8 mK)
SerpS-MM18	8 $\sigma$ (26 mK)	92 $\sigma$ (26 mK)	83 $\sigma$ (30 mK)	22 $\sigma$ (25 mK)	105 $\sigma$ (21 mK)	88 $\sigma$ (25 mK)	64 $\sigma$ (9 mK)	240 $\sigma$ (9 mK)
SerpS-MM22	2 $\sigma$ (25 mK)	22 $\sigma$ (24 mK)	20 $\sigma$ (29 mK)	11 $\sigma$ (24 mK)	55 $\sigma$ (20 mK)	45 $\sigma$ (24 mK)	65 $\sigma$ (8 mK)	104 $\sigma$ (12 mK)
off 10''								
L1521F	–	–	–	9 $\sigma$ (40 mK)	40 $\sigma$ (34 mK)	36 $\sigma$ (41 mK)	30 $\sigma$ (23 mK)	76 $\sigma$ (23 mK)
GF9-2	–	–	–	5 $\sigma$ (15 mK)	47 $\sigma$ (13 mK)	38 $\sigma$ (16 mK)	15 $\sigma$ (10 mK)	90 $\sigma$ (10 mK)
L1448-2A	–	–	–	9 $\sigma$ (22 mK)	74 $\sigma$ (19 mK)	61 $\sigma$ (23 mK)	29 $\sigma$ (14 mK)	130 $\sigma$ (15 mK)
L1448-NB	–	–	–	11 $\sigma$ (31 mK)	112 $\sigma$ (25 mK)	93 $\sigma$ (30 mK)	31 $\sigma$ (20 mK)	200 $\sigma$ (20 mK)
L1448-C	–	–	–	6 $\sigma$ (33 mK)	59 $\sigma$ (29 mK)	48 $\sigma$ (36 mK)	21 $\sigma$ (17 mK)	139 $\sigma$ (18 mK)
L1157	–	–	–	8 $\sigma$ (17 mK)	125 $\sigma$ (15 mK)	103 $\sigma$ (18 mK)	22 $\sigma$ (11 mK)	245 $\sigma$ (11 mK)
SerpS-MM18	–	–	–	18 $\sigma$ (18 mK)	109 $\sigma$ (16 mK)	92 $\sigma$ (19 mK)	34 $\sigma$ (12 mK)	112 $\sigma$ (13 mK)
SerpS-MM22	–	–	–	14 $\sigma$ (18 mK)	60 $\sigma$ (15 mK)	48 $\sigma$ (19 mK)	38 $\sigma$ (12 mK)	81 $\sigma$ (13 mK)

**Notes.** Détection (rms)

TABLE I.1 – Suite de la table I.1.

Sources	1 mm			C <sup>34</sup> S	2 mm		C <sup>34</sup> S	3 mm	
	C <sup>34</sup> S	CS FTS	CS VESPA		CS FTS	CS VESPA		CS	CS
off -10''									
L1521F	–	–	–	9σ (39 mK)	39σ (34 mK)	35σ (42 mK)	29σ (23 mK)	67σ (24 mK)	
GF9-2	–	–	–	7σ (16 mK)	73σ (13 mK)	56σ (17 mK)	16σ (11 mK)	119σ (11 mK)	
L1448-2A	–	–	–	8σ (24 mK)	57σ (21 mK)	48σ (25 mK)	27σ (16 mK)	125σ (16 mK)	
L1448-NB	–	–	–	12σ (31 mK)	93σ (27 mK)	76σ (33 mK)	28σ (20 mK)	143σ (23 mK)	
L1448-C	–	–	–	5σ (35 mK)	40σ (31 mK)	41σ (39 mK)	17σ (19 mK)	117σ (18 mK)	
L1157	–	–	–	5σ (17 mK)	99σ (15 mK)	87σ (17 mK)	14σ (12 mK)	175σ (12 mK)	
SerpS-MM18	–	–	–	26σ (19 mK)	111σ (18 mK)	100σ (20 mK)	54σ (13 mK)	157σ (14 mK)	
SerpS-MM22	–	–	–	14σ (19 mK)	66σ (15 mK)	55σ (18 mK)	47σ (11 mK)	107σ (14 mK)	
off 20''									
SerpS-MM18	–	–	–	10σ (19 mK)	72σ (16 mK)	58σ (20 mK)	25σ (11 mK)	90σ (12 mK)	
SerpS-MM22	–	–	–	7σ (28 mK)	33σ (24 mK)	27σ (29 mK)	25σ (18 mK)	60σ (17 mK)	
off -20''									
SerpS-MM18	–	–	–	28σ (20 mK)	106σ (17 mK)	90σ (20 mK)	63σ (13 mK)	164σ (14 mK)	
SerpS-MM22	–	–	–	7σ (39 mK)	24σ (34 mK)	20σ (42 mK)	18σ (25 mK)	34σ (25 mK)	

Notes. Détection (rms)





# Bibliographie

- Agra-Amboage, V., Dougados, C., Cabrit, S., Garcia, P. J. V., & Ferruit, P. 2009, *A&A*, 493, 1029
- Alonso-Albi, T., Fuente, A., Crimier, N., et al. 2010, *A&A*, 518
- Anderl, S., Maret, S., Cabrit, S., et al. 2016, *A&A*, 591, A3
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 27
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- André, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, *ApJ*, 513, L57
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, 59
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, *ApJ*, 723, 1241
- Anglada, G., Rodriguez, L. F., Torrelles, J. M., et al. 1989, *ApJ*, 341, 208
- Arquilla, R. & Goldsmith, P. F. 1986, *ApJ*, 303, 356
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 529, L6
- Arzoumanian, D., André, P., Könyves, V., et al. 2018, *arXiv e-prints*, [arXiv :1810.00721](https://arxiv.org/abs/1810.00721)
- Aso, Y., Ohashi, N., Aikawa, Y., et al. 2017, *ApJ*, 849, 56
- Audard, M., Ábrahám, P., Dunham, M. M., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, 387
- Bachiller, R., Andre, P., & Cabrit, S. 1991, *A&A*, 241, L43
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., & Lazareff, B. 1990, *A&A*, 231, 174
- Bachiller, R., Gueth, F., Guilloteau, S., Tafalla, M., & Dutrey, A. 2000, *A&A*, 362, L33
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Dutrey, A., Planesas, P., & Martin-Pintado, J. 1995, *A&A*, 299, 857
- Bachiller, R., Guilloteau, S., Gueth, F., et al. 1998, *A&A*, 339, L49
- Bachiller, R. & Pérez Gutiérrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93
- Bachiller, R., Pérez Gutiérrez, M., Kumar, M. S. N., & Tafalla, M. 2001, *A&A*, 372, 899
- Barsony, M., Ward-Thompson, D., André, P., & O'Linger, J. 1998, *ApJ*, 509, 733
- Basu, S. 1998, *ApJ*, 509, 229
- Bate, M. R. 1998, *ApJ*, 508, L95

- Belloche, A. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 62, 25–66
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, A&A, 393, 927
- Belloche, A., Hennebelle, P., & André, P. 2006, A&A, 453, 145
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Moscadelli, L., et al. 2016, A&A, 593, A49
- Beltrán, M. T., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2004, A&A, 416, 631
- Benson, P. J. & Myers, P. C. 1989, The Astrophysical Journal Supplement Series, 71, 89
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, ApJ, 570, L101
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Blitz, L. 1993, in Protostars and Planets III, 125
- Bodenheimer, P. 1978, ApJ, 224, 488
- Bodenheimer, P. 1995, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 33, 199
- Bodenheimer, P., Tohline, J. E., & Black, D. C. 1980, ApJ, 242, 209
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, MNRAS, 285, 201
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, A&A, 311, 858
- Boss, A. P. & Myhill, E. A. 1995, ApJ, 451, 218
- Bourke, T. L., Myers, P. C., Evans, Neal J., I., et al. 2006, ApJ, 649, L37
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, A&A, 272, 176
- Braiding, C. R. & Wardle, M. 2012a, MNRAS, 427, 3188
- Braiding, C. R. & Wardle, M. 2012b, MNRAS, 422, 261
- Braine, J., Rosolowsky, E., Gratier, P., Corbelli, E., & Schuster, K. F. 2018, A&A, 612, A51
- Braun, R. & Walterbos, R. A. M. 1985, A&A, 143, 307
- Brinch, C., Crapsi, A., Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., & Hill, T. 2007, A&A, 475, 915
- Brinch, C., Jørgensen, J. K., & Hogerheijde, M. R. 2009, A&A, 502, 199
- Burkert, A. & Bodenheimer, P. 2000, ApJ, 543, 822
- Cabrit, S., Codella, C., Gueth, F., et al. 2007, A&A, 468, L29
- Cabrit, S., Lagage, P. O., McCaughrean, M., & Olofsson, G. 1997, A&A, 321, 523
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., et al. 2010, Science, 330, 1209
- Casali, M. M., Eiroa, C., & Duncan, W. D. 1993, A&A, 275, 195
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002a, ApJ, 572, 238
- Caselli, P., Myers, P. C., & Thaddeus, P. 1995, ApJ, 455, L77
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Zucconi, A., et al. 2002b, ApJ, 565, 344
- Cassen, P. & Moosman, A. 1981, Icarus, 48, 353
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, ApJ, 471, 400

- Cernicharo, J. 1991, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 342, 287
- Chandler, C. J. & Richer, J. S. 2000, *ApJ*, 530, 851
- Chapman, N. L., Goldsmith, P. F., Pineda, J. L., et al. 2011, *ApJ*, 741, 21
- Chen, X., Launhardt, R., & Henning, T. 2007, *ApJ*, 669, 1058
- Chen, X., Launhardt, R., & Henning, T. 2009, *ApJ*, 691, 1729
- Chiang, H.-F., Looney, L. W., Tobin, J. J., & Hartmann, L. 2010, *ApJ*, 709, 470
- Ching, T.-C., Lai, S.-P., Zhang, Q., et al. 2016, *ApJ*, 819, 159
- Chini, R., Reipurth, B., Sievers, A., et al. 1997, *A&A*, 325, 542
- Choi, M. 2001, *ApJ*, 553, 219
- Chrysostomou, A., Bacciotti, F., Nisini, B., et al. 2008, *A&A*, 482, 575
- Ciardi, A. & Hennebelle, P. 2010, *MNRAS*, 409, L39
- Ciardi, D. R., Woodward, C. E., Clemens, D. P., Harker, D. E., & Rudy, R. J. 2000, *AJ*, 120, 393
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2007, *A&A*, 462, L53
- Codella, C., Cabrit, S., Gueth, F., et al. 2014a, *A&A*, 568, L5
- Codella, C., Lorenzani, A., Gallego, A. T., Cesaroni, R., & Moscadelli, L. 2004, *A&A*, 417, 615
- Codella, C., Maury, A. J., Gueth, F., et al. 2014b, *A&A*, 563, L3
- Codella, C., Welser, R., Henkel, C., Benson, P. J., & Myers, P. C. 1997, *A&A*, 324, 203
- Coffey, D., Bacciotti, F., Ray, T. P., Eisloffel, J., & Woitas, J. 2007, *ApJ*, 663, 350
- Cotton, W. D. 2017, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 129, 094501
- Cox, E. G., Harris, R. J., Looney, L. W., et al. 2018, *ApJ*, 855, 92
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., et al. 2004, *A&A*, 420, 957
- Crimier, N., Ceccarelli, C., Maret, S., et al. 2010, *A&A*, 519, A65
- Curiel, S., Raymond, J. C., Rodriguez, L. F., Canto, J., & Moran, J. M. 1990, *ApJ*, 365, L85
- Curiel, S., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., & Anglada, G. 1999, *ApJ*, 527, 310
- Daniel, F., Dubernet, M. L., Meuwly, M., Cernicharo, J., & Pagani, L. 2005, *MNRAS*, 363, 1083
- Desmurs, J. F., Codella, C., Santiago-García, J., Tafalla, M., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, 498, 753
- Dhabal, A., Mundy, L. G., Rizzo, M. J., Storm, S., & Teuben, P. 2018, *ApJ*, 853, 169
- Dib, S., Hennebelle, P., Pineda, J. E., et al. 2010, *ApJ*, 723, 425
- Dotson, J. L., Vaillancourt, J. E., Kirby, L., et al. 2010, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 186, 406
- Duffin, D. F. & Pudritz, R. E. 2009, *ApJ*, 706, L46
- Dunham, M. M., Evans, Neal J., I., Bourke, T. L., et al. 2006, *ApJ*, 651, 945
- Dutrey, A., Henning, T., Guilloteau, S., et al. 2007, *A&A*, 464, 615
- Emprechtinger, M., Caselli, P., Volgenau, N. H., Stutzki, J., & Wiedner, M. C. 2009, *A&A*, 493, 89

- Endres, C. P., Schlemmer, S., Schilke, P., Stutzki, J., & Müller, H. S. P. 2016, *Journal of Molecular Spectroscopy*, 327, 95
- Enoch, M. L., Evans, Neal J., I., Sargent, A. I., & Glenn, J. 2009, *ApJ*, 692, 973
- Evans, Neal J., I. 1999, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37, 311
- Evans, Neal J., I., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 321
- Fendt, C. & Camenzind, M. 1996, *A&A*, 313, 591
- Fleck, R. C., J. & Clark, F. O. 1981, *ApJ*, 245, 898
- Flower, D. R. 2001, *MNRAS*, 328, 147
- Friesen, R. K., Pineda, J. E., co-PIs, et al. 2017, *ApJ*, 843, 63
- Furuya, R. S., Kitamura, Y., & Shinnaga, H. 2006, *ApJ*, 653, 1369
- Galametz, M., Maury, A., Girart, J. M., et al. 2018, *A&A*, 616, A139
- Gallet, F. & Bouvier, J. 2013, *A&A*, 556, A36
- Galli, D., Lizano, S., Shu, F. H., & Allen, A. 2006, *ApJ*, 647, 374
- Gillis, J., Mestel, L., & Paris, R. B. 1974, *Ap&SS*, 27, 167
- Girart, J. M. & Acord, J. M. P. 2001, *ApJ*, 552, L63
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Goldsmith, P. F. & Arquilla, R. 1985, in *Protostars and Planets II*, 137–149
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004, *A&A*, 414, 633
- Grossman, E. N., Masson, C. R., Sargent, A. I., et al. 1987, *ApJ*, 320, 356
- Gueth, F., Bachiller, R., & Tafalla, M. 2003, *A&A*, 401, L5
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 2000, in *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford, Vol. 217, 291
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1996, *A&A*, 307, 891
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., & Lucas, R. 1992, *A&A*, 265, L49
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105
- Haisch, Karl E., J., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Hall, J. S. 1951, *AJ*, 56, 40
- Harsono, D., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., et al. 2014, *A&A*, 562, A77
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Heiles, C. & Katz, G. 1976, *AJ*, 81, 37

- Hennebelle, P. & Ciardi, A. 2009, *A&A*, 506, L29
- Hennebelle, P. & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
- Hennebelle, P., Whitworth, A. P., Gladwin, P. P., & André, P. 2003, *MNRAS*, 340, 870
- Heyer, M., Gong, H., Ostriker, E., & Brunt, C. 2008, *ApJ*, 680, 420
- Heyer, M. H. & Terebey, S. 1998, *ApJ*, 502, 265
- Hiltner, W. A. 1951, *ApJ*, 114, 241
- Hirano, N., Ho, P. P. T., Liu, S.-Y., et al. 2010, *ApJ*, 717, 58
- Hirano, N., Liu, S.-Y., Shang, H., et al. 2006, *ApJ*, 636, L141
- Hueso, R. & Guillot, T. 2005, *A&A*, 442, 703
- Hull, C. L. H., Plambeck, R. L., Kwon, W., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 213, 13
- Imara, N. & Blitz, L. 2011, *ApJ*, 732, 78
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2009, *ApJ*, 701, 260
- Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, *MNRAS*, 226, 461
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 125, 161
- Jones, A. P., Köhler, M., Ysard, N., Bocchio, M., & Verstraete, L. 2017, *A&A*, 602, A46
- Joos, M., Hennebelle, P., & Ciardi, A. 2012, *A&A*, 543, A128
- Joos, M., Hennebelle, P., Ciardi, A., & Fromang, S. 2013, *A&A*, 554, A17
- Jørgensen, J. K. 2004, *A&A*, 424, 589
- Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Myers, P. C., et al. 2007, *ApJ*, 659, 479
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., Blake, G. A., et al. 2004a, *A&A*, 415, 1021
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & Schöier, F. L. 2004b, *A&A*, 413, 993
- Jørgensen, J. K. & van Dishoeck, E. F. 2010, *ApJ*, 710, L72
- Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., Visser, R., et al. 2009, *A&A*, 507, 861
- Kaas, A. A., Olofsson, G., Bontemps, S., et al. 2004, *A&A*, 421, 623
- Karska, A., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., et al. 2013, *A&A*, 552, A141
- Kirk, H., Myers, P. C., Bourke, T. L., et al. 2013, *ApJ*, 766, 115
- Knee, L. B. G. & Sandell, G. 2000, *A&A*, 361, 671
- Koch, E. W. & Rosolowsky, E. W. 2015, *MNRAS*, 452, 3435
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, in *Protostars and Planets IV*, 759
- Krasnopolsky, R., Li, Z.-Y., & Shang, H. 2010, *ApJ*, 716, 1541
- Krasnopolsky, R., Li, Z.-Y., & Shang, H. 2011, *ApJ*, 733, 54
- Kunz, M. W. & Mouschovias, T. C. 2009, *MNRAS*, 399, L94
- Kurono, Y., Saito, M., Kamazaki, T., Morita, K.-I., & Kawabe, R. 2013, *ApJ*, 765, 85

- Kurtovic, N. T., Pérez, L. M., Benisty, M., et al. 2018, *ApJ*, 869, L44
- Kuznetsova, A., Hartmann, L., & Heitsch, F. 2019, *ApJ*, 876, 33
- Kwon, W., Looney, L. W., Crutcher, R. M., & Kirk, J. M. 2006, *ApJ*, 653, 1358
- Kwon, W., Stephens, I., Tobin, J., et al. 2018, ArXiv e-prints, arXiv :1805.07348
- Lada, C. J. 1987, in *Star Forming Regions*, Vol. 115, 1
- Ladd, E. F., Adams, F. C., Casey, S., et al. 1991, *ApJ*, 382, 555
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1995, *ApJ*, 452, L73
- Lee, C.-F. 2011, *ApJ*, 741, 62
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Beuther, H., et al. 2006, *ApJ*, 639, 292
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Codella, C., et al. 2018, *ApJ*, 856
- Lee, C.-F., Li, Z.-Y., Ho, P. T. P., et al. 2017, *ApJ*, 843
- Lee, K. I., Dunham, M. M., Myers, P. C., et al. 2015, *ApJ*, 814, 114
- Lefèvre, C., Cabrit, S., Maury, A. J., et al. 2017, *A&A*, 604
- Li, D. & Goldsmith, P. F. 2012, *ApJ*, 756, 12
- Li, P. S., McKee, C. F., Klein, R. I., & Fisher, R. T. 2008, *ApJ*, 684, 380
- Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Shang, H. 2011, *ApJ*, 738, 180
- Li, Z.-Y. & McKee, C. F. 1996, *ApJ*, 464, 373
- Lindberg, J. E., Jørgensen, J. K., Brinch, C., et al. 2014, *A&A*, 566
- Lommen, D., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Crapsi, A. 2008, *A&A*, 481, 141
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2003, *ApJ*, 592, 255
- López-Sepulcre, A., Sakai, N., Neri, R., et al. 2017, *A&A*, 606, A121
- Loughnane, R. M., Vázquez-Semadeni, E., & Naranjo- Romero, R. 2018, ArXiv e-prints, arXiv :1808.04792
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Machida, M. N. 2011, in *Computational Star Formation*, Vol. 270, 65–72
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2008, *ApJ*, 676, 1088
- Machida, M. N. & Matsumoto, T. 2011, *MNRAS*, 413, 2767
- Mangum, J. G. & Shirley, Y. L. 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, 266
- Maret, S., Belloche, A., Maury, A. J., et al. 2014, *A&A*, 563, L1
- Maret, S., Bergin, E. A., & Lada, C. J. 2007, *ApJ*, 670, L25
- Maret, S., Ceccarelli, C., Caux, E., Tielens, A. G. G. M., & Castets, A. 2002, *A&A*, 395, 573
- Masunaga, H. & Inutsuka, S.-i. 1999, *ApJ*, 510, 822

- Masunaga, H. & Inutsuka, S.-i. 2000, *ApJ*, 536, 406
- Masunaga, H., Miyama, S. M., & Inutsuka, S.-i. 1998, *ApJ*, 495, 346
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., et al. 1994, *ApJ*, 420, 439
- Mathieu, R. D. 2004, in *Stellar Rotation*, Vol. 215, 113
- Matthews, B. C., McPhee, C. A., Fissel, L. M., & Curran, R. L. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182, 143
- Maury, A. J., André, P., Hennebelle, P., et al. 2010, *A&A*, 512, A40
- Maury, A. J., André, P., Men'shchikov, A., Könyves, V., & Bontemps, S. 2011, *A&A*, 535
- Maury, A. J., André, P., Testi, L., et al. 2019, *A&A*, 621, A76
- Mellon, R. R. & Li, Z.-Y. 2008, *ApJ*, 681, 1356
- Mellon, R. R. & Li, Z.-Y. 2009, *ApJ*, 698, 922
- Mizuno, A., Onishi, T., Hayashi, M., et al. 1994, *Nature*, 368, 719
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Motogi, K., Sorai, K., Niinuma, K., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 349
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Mouschovias, T. C. 1976a, *ApJ*, 206, 753
- Mouschovias, T. C. 1976b, *ApJ*, 207, 141
- Mouschovias, T. C. 1985, *A&A*, 142, 41
- Mouschovias, T. C. 1991, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 342, 449
- Myers, A. T., McKee, C. F., Cunningham, A. J., Klein, R. I., & Krumholz, M. R. 2013, *ApJ*, 766, 97
- Nakamura, F. & Li, Z.-Y. 2008, *ApJ*, 687, 354
- Nakano, T. 1998, *ApJ*, 494, 587
- Nakano, T., Nishi, R., & Umebayashi, T. 2002, *ApJ*, 573, 199
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., & Momose, M. 1997a, *ApJ*, 475, 211
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., et al. 1997b, *ApJ*, 488, 317
- Ohashi, N., Saigo, K., Aso, Y., et al. 2014, *ApJ*, 796, 131
- O'Linger, J., Wolf-Chase, G., Barsony, M., & Ward-Thompson, D. 1999, *ApJ*, 515, 696
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 51, 257
- Ortiz-León, G. N., Dzib, S. A., Kounkel, M. A., et al. 2017, *ApJ*, 834, 143
- Ortiz-León, G. N., Loinard, L., Dzib, S. A., et al. 2018, *ApJ*, 869, L33
- Ouyed, R. & Pudritz, R. E. 1997, *ApJ*, 484, 794
- Oya, Y., Moriwaki, K., Onishi, S., et al. 2018, *ApJ*, 854
- Oya, Y., Sakai, N., López-Sepulcre, A., et al. 2016, *ApJ*, 824

- Palau, A., Walsh, C., Sánchez-Monge, Á., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 2723
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, *A&A*, 550, A38
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, *ApJ*, 394, 117
- Pérez, L. M., Benisty, M., Andrews, S. M., et al. 2018, *ApJ*, 869, L50
- Piétu, V., Guilloteau, S., Di Folco, E., Dutrey, A., & Boehler, Y. 2014, *A&A*, 564, A95
- Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, *ApJ*, 737, 72
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 586, A138
- Plummer, H. C. 1911, *MNRAS*, 71, 460
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Corder, S. A., et al. 2013, *ApJ*, 774, 22
- Podio, L., Codella, C., Gueth, F., et al. 2015, *A&A*, 581
- Price, D. J. & Bate, M. R. 2007, *Ap&SS*, 311, 75
- Pudritz, R. E. & Norman, C. A. 1983, *ApJ*, 274, 677
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 277
- Qiu, K., Zhang, Q., Beuther, H., & Yang, J. 2007, *ApJ*, 654, 361
- Qiu, K., Zhang, Q., Megeath, S. T., et al. 2008, *ApJ*, 685, 1005
- Qiu, K., Zhang, Q., & Menten, K. M. 2011, *ApJ*, 728, 6
- Reid, M. J., Dame, T. M., Menten, K. M., & Brunthaler, A. 2016, *ApJ*, 823, 77
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39, 403
- Reipurth, B., Clarke, C. J., Boss, A. P., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, 267
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy*
- Sadavoy, S. I., Di Francesco, J., André, P., et al. 2014, *ApJ*, 787
- Saito, M., Sunada, K., Kawabe, R., Kitamura, Y., & Hirano, N. 1999, *ApJ*, 518, 334
- Sakai, N., Oya, Y., Sakai, T., et al. 2014a, *ApJ*, 791
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., et al. 2014b, *Nature*, 507, 78
- Sandell, G. & Knee, L. 2001, in *Science with the Atacama Large Millimeter Array*, ed. A. Wootten, Vol. 235, 154
- Sandell, G., Knee, L. B. G., Aspin, C., Robson, I. E., & Russell, A. P. G. 1994, *A&A*, 285, L1
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *ApJ*, 747, 21
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2013, *MNRAS*, 429, 3371
- Schneider, S. & Elmegreen, B. G. 1979, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 41, 87
- Segura-Cox, D. M., Harris, R. J., Tobin, J. J., et al. 2016, *ApJ*, 817, L14
- Segura-Cox, D. M., Looney, L. W., Stephens, I. W., et al. 2015, *ApJ*, 798, L2
- Seifried, D., Banerjee, R., Klessen, R. S., Duffin, D., & Pudritz, R. E. 2011, *MNRAS*, 417, 1054



- Seifried, D., Pudritz, R. E., Banerjee, R., Duffin, D., & Klessen, R. S. 2012, *MNRAS*, 422, 347
- Shimajiri, Y., André, P., Palmeirim, P., et al. 2019, *A&A*, 623, A16
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., & Cai, M. 2006, *ApJ*, 647, 382
- Shu, F. H., Lizano, S., & Adams, F. C. 1987, in *Star Forming Regions*, Vol. 115, 417–433
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Smith, R. J., Shetty, R., Beuther, H., Klessen, R. S., & Bonnell, I. A. 2013, *ApJ*, 771, 24
- Smith, R. J., Shetty, R., Stutz, A. M., & Klessen, R. S. 2012, *ApJ*, 750, 64
- Snell, R. L. & Loren, R. B. 1977, *ApJ*, 211, 122
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium*
- Stephens, I. W., Looney, L. W., Kwon, W., et al. 2013, *ApJ*, 769, L15
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *ApJ*, 508, L99
- Tafalla, M. & Bachiller, R. 1995, *ApJ*, 443, L37
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., et al. 1998, *ApJ*, 504, 900
- Takahashi, S., Ohashi, N., & Bourke, T. L. 2013, *ApJ*, 774, 20
- Takakuwa, S., Ohashi, N., & Hirano, N. 2003, *ApJ*, 590, 932
- Takakuwa, S., Tsukamoto, Y., Saigo, K., & Saito, M. 2018, *ApJ*, 865, 51
- Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 68, 24
- Terebey, S., Chandler, C. J., & Andre, P. 1993, *ApJ*, 414, 759
- Terebey, S., Fich, M., Noriega-Crespo, A., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1918
- Terebey, S. & Padgett, D. L. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, ed. B. Reipurth & C. Bertout, Vol. 182, 507–514
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Tobin, J. J., Dunham, M. M., Looney, L. W., et al. 2015, *ApJ*, 798, 61
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Bergin, E., et al. 2012a, *ApJ*, 748, 16
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2011, *ApJ*, 740, 45
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2012b, *Nature*, 492, 83
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Looney, L. W., & Chiang, H.-F. 2010, *ApJ*, 712, 1010
- Tobin, J. J., Kratter, K. M., Persson, M. V., et al. 2016a, *Nature*, 538, 483
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Li, Z.-Y., et al. 2016b, *ApJ*, 818, 73
- Tobin, J. J., Looney, L. W., Mundy, L. G., Kwon, W., & Hamidouche, M. 2007, *ApJ*, 659, 1404
- Tokuda, K., Onishi, T., Matsumoto, T., et al. 2016, *ApJ*, 826, 26

- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2017, *ApJ*, 849, 101
- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2014, *ApJ*, 789, L4
- Tomida, K., Tomisaka, K., Matsumoto, T., et al. 2013, *ApJ*, 763, 6
- Torres, R. M., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F. 2009, *ApJ*, 698, 242
- Tsamis, Y. G., Rawlings, J. M. C., Yates, J. A., & Viti, S. 2008, *MNRAS*, 388, 898
- Tsukamoto, Y., Okuzumi, S., Iwasaki, K., Machida, M. N., & Inutsuka, S.-i. 2017, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 69, 95
- Ulrich, R. K. 1976, *ApJ*, 210, 377
- Umemoto, T., Iwata, T., Fukui, Y., et al. 1992, *ApJ*, 392, L83
- Viotti, R. 1969, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 40, 75
- Walmsley, M., Caselli, P., Zucconi, A., & Galli, D. 2002, in *The Origin of Stars and Planets : The VLT View*, 29
- Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & Andre, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Whelan, E. T., Ray, T. P., Bacciotti, F., et al. 2005, *Nature*, 435, 652
- Whelan, E. T., Ray, T. P., Comeron, F., Bacciotti, F., & Kavanagh, P. J. 2012, *ApJ*, 761, 120
- Wiesemeyer, H. 1997, PhD thesis, Institut de Radio Astronomie Millimétrique, 300, Rue de la Piscine, Domaine Universitaire de Grenoble, F-38406 Saint- Martin-d'Hères CEDEX, France
- Wiesemeyer, H., Cox, P., Gusten, R., & Zylka, R. 1999, in *The Universe as Seen by ISO*, ed. P. Cox & M. Kessler, Vol. 427, 533
- Wiesemeyer, H., Gusten, R., Cox, P., Zylka, R., & Wright, M. C. H. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 132, *Star Formation with the Infrared Space Observatory*, ed. J. Yun & L. Liseau, 189
- Williams, J. P. & Myers, P. C. 2000, *ApJ*, 537, 891
- Wolf-Chase, G. A., Barsony, M., & O'Linger, J. 2000, *AJ*, 120, 1467
- Wurster, J., Price, D. J., & Bate, M. R. 2016, *MNRAS*, 457, 1037
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Takakuwa, S., et al. 2015a, *ApJ*, 799, 193
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Koch, P. M., et al. 2015b, *ApJ*, 812, 129
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., & Ohashi, N. 2011, *ApJ*, 742, 57
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Ohashi, N., et al. 2014, *ApJ*, 793, 1
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Ohashi, N., & Ho, P. T. P. 2013, *ApJ*, 772
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 451, L71
- Zhang, Q., Sridharan, T. K., Hunter, T. R., et al. 2007, *A&A*, 470, 269
- Zhang, S., Hartmann, L., Zamora-Avilés, M., & Kuznetsova, A. 2018, *MNRAS*, 480, 5495
- Zucker, C., Speagle, J. S., Schlafly, E. F., et al. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv :1902.01425



**Titre :** Etudes à haute résolution angulaire de la cinématique des enveloppes proto-stellaires

**Mots clés :** Formation d'étoile, Proto-étoile, Observations millimétriques, Cinématique, Moment cinétique

**Résumé :** Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel de condensations pré-stellaires. Le jeune embryon stellaire (phase Classe 0) croît en masse par l'accrétion progressive de l'enveloppe de gaz et de poussières dans lequel il est enfoui. Par conservation du moment cinétique, si le moment du cœur pré-stellaire est totalement transféré à l'embryon pendant la phase d'accrétion, la force gravitationnelle ne peut contrer la force centrifuge et l'embryon se fragmente prématurément. Pour former une étoile comme notre Soleil, l'enveloppe en rotation doit nécessairement réduire son moment cinétique de 5 à 10 ordres de grandeur en l'évacuant ou en le redistribuant. L'un des principaux défis de la formation stellaire est de quantifier l'ampleur de ce "problème du moment cinétique" et d'identifier les mécanismes responsables de la redistribution du moment.

L'objectif de cette thèse est d'étudier la cinématique des enveloppes proto-stellaires de Classe 0 afin d'établir leurs distributions de moment cinétique. Pour cela, j'ai utilisé des observations de raies moléculaires à haute résolution angulaire de l'Interféromètre du Plateau de Bure et du télescope de 30m de l'IRAM issues du large programme CALYPSO (Continuum and Lines in Young Protostellar Objects, PI : Ph. André) pour un échantillon de 12 proto-étoiles de Classe 0 à une distance  $d < 400$  pc. Cette ana-

lyse a permis de mesurer des mouvements de rotation différentielle et d'établir, pour la première fois, des distributions radiales du moment cinétique spécifique sur une grande gamme d'échelles ( $\sim 50-10000$  au) dans 11 des 12 enveloppes proto-stellaires de l'échantillon. Deux régimes distincts ont ainsi été mis en exergue: un profil constant à petites échelles ( $< 1600$  au) et une augmentation du moment avec le rayon aux grandes échelles ( $1600-10000$  au). Le profil constant montre que la matière participant directement à la formation de l'étoile possède un moment cinétique spécifique ( $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ,  $< 1600$  au) similaire à celui observé dans les petits disques entourant les étoiles T-Tauri. Les gradients de vitesse observés aux grandes échelles ( $> 3000$  au), historiquement utilisés pour mesurer la rotation des cœurs et quantifier le problème du moment cinétique, ne sont pas dus à la pure rotation des enveloppes proto-stellaires, mais sont dominés par d'autres mécanismes. Plusieurs scénarios sont donc discutés pour interpréter le changement de régime dans les profils de moment cinétique aux échelles  $> 1600$  au: une empreinte des conditions initiales de la phase pré-stellaire, un changement de mécanismes dominants (contre-rotation, transition effondrement-rotation) ou l'influence de la dynamique des filaments interstellaires (turbulence, effondrement, chocs) dans lesquels les proto-étoiles sont enfouies.

**Title :** Kinematic studies of protostellar envelopes at high angular resolution

**Keywords :** Star formation, Protostar, Millimetric observations, Kinematics, Angular momentum

**Abstract :** Stars form via the gravitational collapse of a pre-stellar condensation. The young stellar embryo (Class 0 phase) mass increases via the progressive accretion of the gaseous and dusty envelope within which it is buried. As a direct consequence of the angular momentum conservation, if the angular momentum of the pre-stellar core is totally transferred to the central embryo during the accretion phase, the gravitational force can not counteract the centrifugal force and the embryo fragments prematurely before reaching the main sequence. To form a star such as our Sun, the rotating envelope needs to reduce its angular momentum by 5 to 10 orders of magnitude by ejecting or redistributing it. One of the main challenges of stellar formation is to quantify the amplitude of this "angular momentum problem" and identify the mechanisms responsible for the angular momentum redistribution.

The goal of this PhD thesis is to study the kinematics of Class 0 protostellar envelopes in order to probe the distribution of their angular momentum. To do this, I used high-resolution observations of molecular lines with the Plateau de Bure Interferometer and the 30m telescope at IRAM taken as part of the large programme CALYPSO (Continuum and Lines in Young Protostellar Objects, PI : Ph. André). The sample gathers 12 Class 0 protostars with dis-

tances  $d < 400$  pc. This analysis allows to measure differential rotation motions and provides, for the first time in a large sample, robust constraints on the radial distributions of specific angular momentum in a large range of scales ( $\sim 50-10000$  au) for 11 of the 12 protostellar envelopes targeted in the sample. Two distinct regimes are revealed: a constant profile at small scales ( $< 1600$  au) and an increasing of the angular momentum at larger radii ( $1600-10000$  au).

The constant profile shows that the specific angular momentum ( $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ,  $< 1600$  au) of the material directly involved in the star formation is similar to the value observed in the small disks surrounding the T-Tauri stars. Velocity gradients observed on large scales ( $> 3000$  au) - that are historically used to measure the rotation of the core and quantify the angular momentum problem - are not due to pure envelope rotation but can be dominated by other mechanisms. I discuss several scenarios in order to interpret this change of regime in the angular momentum profiles at scales  $> 1600$  au: the imprints of the initial conditions of the pre-stellar phase, a change of dominant mechanisms (counter-rotation, transition between infall and rotation) or the influence of the interstellar filament dynamics (turbulence, collapse, shocks) within which protostars are buried.

