

École doctorale
Astronomie et Astrophysique d'Ile de France
Université Paris-Sud XI

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Arnaud BELLOCHE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR ÈS SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Spécialité : Astrophysique

STRUCTURE EN VITESSE DES ENVELOPPES PROTOSTELLAIRES : EFFONDREMENT GRAVITATIONNEL ET ROTATION

Soutenue le 29 novembre 2002 devant le jury composé de :

M.	Guillaume	PINEAU DES FORÊTS	Président
M ^{me}	Édith	FALGARONE	Rapporteur
M.	Malcolm	WALMSLEY	Rapporteur
M.	Philippe	ANDRÉ	Directeur de thèse au CEA
M.	Didier	DESPOIS	Directeur de thèse

Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette

Table des matières

Remerciements	xi
Résumé	xiii
Abstract	xv
1 Formation des étoiles et structure en vitesse	1
1.1 Scénario de formation des étoiles de faible masse	2
1.1.1 Les grandes lignes de la formation d'une étoile	2
1.1.2 Séquence évolutive empirique	4
1.1.3 Les proto-étoiles de classe 0	6
1.1.4 Les cœurs préstellaires	7
1.2 Théories de l'effondrement gravitationnel	10
1.2.1 Etats d'équilibre isothermes	10
1.2.2 Solutions auto-similaires de l'effondrement isotherme	11
1.2.3 Autres modèles isothermes non magnétiques	13
1.2.4 Modèles isothermes magnétiques	16
1.3 Observation de la structure en vitesse des enveloppes protostellaires . .	18
1.3.1 Observation de mouvements de rotation	18
1.3.2 Observation de mouvements d'effondrement	19
1.3.3 Techniques d'observation	20
1.4 Plan de travail	22
2 Notions de transfert radiatif et code numérique	23
2.1 Eléments de transfert radiatif	23
2.1.1 Grandeurs photométriques et températures	23

2.1.2	Processus radiatifs et collisionnels	25
2.1.3	Les équations couplées du transfert radiatif	26
2.1.4	Opacité d'une raie	28
2.1.5	Notion de densité critique à travers le système à deux niveaux	29
2.1.6	Densité de colonne	31
2.1.7	Rapport d'intensités de raie intégrées	32
2.1.8	Application à l'estimation de la température extérieure dans l'enveloppe d'IRAM 04191	34
2.2	Le code numérique de transfert radiatif MAPYSO	37
2.2.1	Description du code	37
2.2.2	Utilisation du code	40
2.2.3	Validation du code	42
2.3	Paramètres spectroscopiques	43
2.3.1	Fréquences des transitions	43
2.3.2	Structures hyperfines de N_2H^+ et N_2D^+	43
2.3.3	Moments dipolaires et taux de collision	46
3	Signatures d'effondrement gravitationnel et de rotation	47
3.1	Spectroscopie et accès aux vitesses	47
3.1.1	Effet Doppler	47
3.1.2	Vitesse systémique	48
3.1.3	Largeur de raie et turbulence	48
3.1.4	Largeur de raie et masse viriel	51
3.2	Signature spectroscopique de la rotation	52
3.2.1	Cartes de vitesse centroïde	52
3.2.2	Analyse de diagrammes position-vitesse	53
3.3	Signature spectroscopique de l'effondrement	55
3.3.1	Spectres auto-absorbés asymétriques	56
3.3.2	Extension spatiale de l'effondrement	61
3.3.3	Effet de la turbulence sur la signature d'effondrement	64
3.3.4	Modèle à deux couches de Myers	65
3.3.5	Effet de la rotation sur la signature d'effondrement	65

4	Effondrement et rotation dans l'enveloppe d'IRAM 04191	71
4.1	Introduction	71
4.2	Article BADB02: "Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus: Infall, rotation and outflow"	72
4.3	Compléments sur les simulations numériques	95
4.4	Rotation différentielle plutôt que rotation solide	96
4.5	Compléments sur la comparaison aux modèles d'effondrement gravitationnel	99
4.5.1	Modèle de Shu	99
4.5.2	Autres modèles non-magnétiques	101
4.5.3	Modèles isothermes magnétiques avec rotation	103
4.6	Structure en vitesse d'IRAM 04191 à petite échelle	107
4.6.1	Nouvelles observations interférométriques au Plateau de Bure	107
4.6.2	Analyse de la carte d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$	107
4.6.3	Discussion du déficit d'abondance observé en N_2H^+	112
4.6.4	Confirmation de la présence de rotation différentielle	114
4.6.5	Largeur de raie	118
4.6.6	Conclusion sur les observations interférométriques	120
5	Structure en vitesse des condensations préstellaires de ρ Oph	121
5.1	Nouvelles observations en raies moléculaires	121
5.2	Détection des condensations en $N_2H^+(1-0)$	123
5.3	Masses viriel et turbulence	126
5.4	Effondrement gravitationnel	129
5.4.1	Signatures d'effondrement gravitationnel	129
5.4.2	Simulations du transfert radiatif pour l'effondrement gravitationnel du cœur Oph C-S	131
5.4.3	Discussion de l'effondrement dans Oph C-S	139
5.5	Structure en vitesse des cœurs denses	140
5.5.1	Gradients de vitesse	140
5.5.2	Discussion des gradients de vitesse mesurés dans Oph C-S, E et F	146
5.6	Mouvements relatifs des condensations	149

6	Comparaison d'IRAM 04191 à d'autres sources	153
6.1	Sources du nuage du Taureau	153
6.2	Sources protostellaires dans des proto-amas	157
	Conclusions et perspectives	163
	Annexe	167

Table des figures

1.1	Séquence évolutive pour la formation des étoiles de faible masse	5
1.2	Carte de l'enveloppe et du flot bipolaire d'IRAM 04191	8
1.3	Etats d'équilibre d'un nuage isotherme	11
1.4	Schémas d'évolution d'une enveloppe protostellaire en effondrement gravitationnel isotherme	12
1.5	Modèle d'effondrement gravitationnel de Foster & Chevalier (1993)	14
1.6	Taux d'accrétion du modèle de Foster & Chevalier (1993)	15
1.7	Modèle magnétique d'effondrement gravitationnel isotherme de Basu & Mouschovias (1994)	16
2.1	Diagramme des processus radiatifs et collisionnels couplant deux niveaux d'énergie d'une molécule	25
2.2	Conventions de notation et de signe pour le transfert radiatif	27
2.3	Rapports d'intensités de raie intégrées en fonction de la température	33
2.4	Rapports d'intensités intégrées et de températures pic $C^{18}O/C^{17}O$	35
2.5	Algorithme des codes numériques BERNES et MAPYSO	38
2.6	Affinage de la convergence et réduction du bruit statistique avec le code BERNES	41
2.7	Structures hyperfines de N_2H^+ et N_2D^+	44
2.8	Ajustement du spectre hyperfin de $N_2H^+(1-0)$ sur la position centrale d'IRAM 04191	45
3.1	Diagramme position-vitesse $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ d'IRAM 04191	54
3.2	Diagrammes position-vitesse pour deux modèles d'enveloppe en rotation solide et différentielle	55
3.3	Signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel dans une enveloppe protostellaire en contraction	56
3.4	Variations de la signature spectroscopique d'effondrement avec l'opacité	60

3.5	Effet de la forme du profil de vitesse radiale sur la signature spectroscopique d'effondrement	61
3.6	Rayon de la couche absorbante dans une enveloppe en effondrement	62
3.7	Effet de la turbulence sur la signature spectroscopique d'effondrement	64
3.8	Effet de la rotation sur la signature spectroscopique d'effondrement	67
3.9	Carte d'isovitesse projetée du modèle d'enveloppe en rotation différentielle sans effondrement présenté sur la Fig. 3.8	68
4.1	Profils de température d'excitation et d'opacité du modèle sphérique 1D retenu pour IRAM 04191	95
4.2	Propriétés physiques du modèle en rotation différentielle retenu pour IRAM 04191	96
4.3	Comparaison des diagrammes position-vitesse des modèles bruités DIF1 et SOL5	98
4.4	Comparaison d'IRAM 04191 avec le modèle de Shu (1977)	100
4.5	Comparaison d'IRAM 04191 avec le modèle de Shu (1977) avec une vitesse du son effective plus élevée	100
4.6	Comparaison d'IRAM 04191 avec l'effondrement isotherme d'une sphère de Bonnor-Ebert	101
4.7	Comparaison d'IRAM 04191 avec un modèle d'effondrement non isotherme	102
4.8	Comparaison d'IRAM 04191 avec un modèle d'effondrement isotherme en rotation	104
4.9	Comparaison d'IRAM 04191 avec le modèle magnétique d'effondrement n° 8 de Basu & Mouschovias (1995a)	105
4.10	Carte PdBI de l'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191	108
4.11	Carte d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191 combinant les observations PdBI et 30m	109
4.12	Profil radial moyen d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191	111
4.13	Carte PdBI des vitesses centroïdes de l'enveloppe d'IRAM 04191	115
4.14	Carte des vitesses centroïdes de l'enveloppe d'IRAM 04191 combinant les observations PdBI et 30m	116
4.15	Carte des vitesses centroïdes de l'enveloppe d'IRAM 04191 combinant les observations PdBI et 30m	117
4.16	Contraintes observationnelles sur les mouvements de rotation dans l'enveloppe d'IRAM 04191	118
4.17	Profils radiaux moyens de largeur de raie $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191	119

5.1	Carte en émission continue millimétrique du nuage moléculaire principal de ρ Oph	122
5.2	Cartes d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ des cœurs denses Oph A, B2, C, E et F	124
5.3	Signature spectroscopique d'effondrement dans 6 condensations préstellaires de ρ Oph	131
5.4	Propriétés physiques du modèle d'enveloppe 1D sphérique C1	132
5.5	Propriétés physiques du modèle d'enveloppe 1D sphérique C2	132
5.6	Propriétés physiques du modèle d'enveloppe 1D sphérique C3	132
5.7	Spectres CS et $C^{34}S$ observés vers OphC-MM5 et spectres du modèle C1	134
5.8	Spectres CS et $C^{34}S$ observés vers OphC-MM5 et spectres du modèle C2	134
5.9	Spectres CS et $C^{34}S$ observés vers OphC-MM5 et spectres du modèle C3	135
5.10	Effets d'un champ de vitesse de contraction uniforme sur les spectres centraux de OphC-MM5	136
5.11	Effets de ΔV_{turb} et de V_{max} sur les spectres centraux de OphC-MM5 . .	137
5.12	Effets de R_{max} et de V_{max} sur les spectres centraux de OphC-MM5 . . .	138
5.13	Cartes des vitesses centroïdes $N_2H^+(1-0)$ des cœurs denses Oph A, B2, C, E et F	143
5.14	Cartes des vitesses centroïdes $N_2H^+(1-0)$ des deux composantes du cœur dense Oph F	144
5.15	Cartes des vitesses centroïdes $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$ du cœur dense Oph E	144
5.16	Carte des vitesses systématiques $N_2H^+(1-0)$ des condensations préstellaires de ρ Oph	150
5.17	Gradient de vitesse moyen dans ρ Oph	151
6.1	Cartes de L1544 en émission continue à 1.3 mm et en $N_2H^+(1-0)$	154
6.2	Cartes de MC 27 en $C^{18}O(1-0)$, $H^{13}CO^+(1-0)$ et CS(3-2)	156
6.3	Modélisation des spectres CS et $C^{34}S$ en direction d'IRAS 4A	160

Liste des tableaux

2.1	Densités critiques de CO, C ¹⁸ O, CS, C ³⁴ S, N ₂ H ⁺ et HCO ⁺	30
2.2	Estimation de la température cinétique dans la partie externe de l'enveloppe d'IRAM 04191 à partir de C ¹⁸ O	36
2.3	Moments dipolaires et taux de collision	46
3.1	Bilan sur le sens de l'asymétrie d'un spectre optiquement épais	59
4.1	Rotation différentielle et rotation solide dans l'enveloppe d'IRAM 04191	97
5.1	Fréquences des transitions moléculaires observées dans ρ Oph	123
5.2	Paramètres de raie N ₂ H ⁺ (1-0) des condensations de Oph B	125
5.3	Paramètres de raie N ₂ H ⁺ (1-0) des condensations de Oph A, C, E et F	126
5.4	Masses viriel et support turbulent des condensations de ρ Oph	127
5.5	Caractéristiques des modèles d'effondrement C1, C2 et C3	135
5.6	Gradients de vitesse moyens dans Oph C-S, E et F	146
5.7	Estimation du support rotationnel dans quelques condensations et cœurs denses de ρ Oph	148
5.8	Dispersion de vitesse des condensations préstellaires de ρ Oph	149

Remerciements

Je remercie très sincèrement Philippe André d'avoir dirigé ma thèse au Service d'Astrophysique avec autant d'attention et de compétence. Je lui suis reconnaissant de m'avoir transmis avec toujours beaucoup d'enthousiasme les éléments indispensables pour comprendre la physique des étoiles jeunes. Ses talents d'observateur, que j'ai pu apprécier lors de nos séjours au pied du radiotélescope du Pico Veleta, ont constitué une excellente formation pour le novice que j'étais, et je lui en sais gré. Je le remercie également pour sa relecture attentive de mon manuscrit de thèse et ses critiques toujours constructives qui m'ont permis de l'améliorer. Par la suite, j'espère pouvoir poursuivre de manière fructueuse la collaboration que nous avons établie au cours de ces trois années.

Je souhaite également remercier Didier Despois pour les échanges que nous avons eus à propos du transfert radiatif. Merci aussi à Stéphan Blinder pour son aide salutaire concernant le code numérique MAPYSO. Enfin, un grand merci à Sylvain Bontemps pour son accueil très sympathique lors de mon passage à Bordeaux et, histoire plus ancienne, pour avoir guidé mes premiers pas dans le domaine de la formation stellaire lors du stage que j'ai effectué avec lui à l'Observatoire de Stockholm en 1997. Je lui sais gré des conseils avisés qu'il m'a prodigués ensuite lors du choix de mon sujet de thèse.

C'est avec plaisir que je remercie Edith Falgarone et Malcolm Walmsley, les deux rapporteurs de cette thèse, pour les critiques constructives qu'ils ont apportées à mon travail. Je suis également reconnaissant à Guillaume Pineau des Forêts pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse en acceptant d'en être le président du jury.

Je tiens à remercier également les astronomes et les autres membres du personnel de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) pour l'aide qu'ils m'ont apportée lors de mes séjours au Pico Veleta et à Grenoble.

Je remercie vivement Laurent Vigroux et Pierre-Olivier Lagage, chefs successifs du Service d'Astrophysique du CEA/Saclay, de m'avoir permis d'effectuer ma recherche au SAp dans d'excellentes conditions de travail. L'efficacité et la gentillesse des secrétaires, informaticienne et bibliothécaire du SAp y sont pour beaucoup, et je les en remercie.

Les trois années et quelques mois que j'ai passés au SAp ont été riches en rencontres humaines, qui m'ont permis de surmonter les difficultés et moments de doute qui ne manquent pas de surgir au cours d'une thèse. Dans le plus grand désordre, je remercie chaleureusement : Irapuan Rodrigues, mon collègue de bureau, pour sa tranquillité et nos

discussions sur le Brésil; Lydie Koch-Miramond pour son hospitalité musicale et son engagement vis-à-vis des problèmes du Monde; Pierre Lesaffre pour les sonates jouées ensemble et nos discussions sur l'effondrement gravitationnel; Sébastien Couvidat pour son bagou quotidien et sa présence salutaire lors des longs week-ends studieux de l'été 2002; Myha Vuong pour son attention, sa gentillesse et la pâte à tartiner au chocolat noir; Emeric Le Floc'h pour son soutien régulier et nos séances de natation; Yaël Fuchs pour son strudle aux pommes et son investissement pour la communauté qui force l'admiration; Jérôme Ballot pour sa sympathie et nos quelques sorties concerts; Frédérique Motte pour ses encouragements et nos discussions sur la formation stellaire; Jean-Pierre Chièze pour la qualité de son enseignement en DEA et les conseils scientifiques qu'il m'a accordés au SAp.

Je suis également reconnaissant à Michel Perault ainsi qu'aux autres membres du Laboratoire de RadioAstronomie de l'Ecole Normale Supérieure de Paris pour leur accueil lors des deux derniers mois de préparation de ma thèse qui ont coïncidé avec les premiers mois de ma prise de fonction en tant qu'ATER à l'ENS.

Je remercie aussi tous les relecteurs de ce manuscrit, en particulier Christophe Winisdoerffer. Je tiens à remercier également tous les amis présents lors de ma soutenance de thèse, qu'ils soient venus du Perche, de Toulouse, de Paris, de Cachan, de Maisons-Alfort ou du reste de la région parisienne. Mention spéciale au Syrien présent ce jour là...

Mon attrait pour l'astrophysique s'est développé grâce au talent d'enseignants que je tiens à saluer. Je suis en particulier profondément reconnaissant à M. Félix, professeur de physique en classe de Maths Sup au Lycée Montesquieu du Mans, pour avoir éveillé, au fil de ses cours, ma curiosité pour cette discipline. Il a ainsi amorcé et donné un sens au parcours que j'ai suivi par la suite.

Ma persévérance pendant ces trois années de thèse a également été nourrie par de belles expériences musicales. C'est avec plaisir que je remercie les clarinettistes de Massy pour leur bonne humeur, Rémi Lerner pour ses cours de clarinette de qualité, et Marie Renée Cazabon pour ses talents de chef de chœur. Enfin, je tiens à remercier chaleureusement les musiciens du Perche, de Saint Malo et de l'ensemble Da Capo pour les aventures musicales de longue date, avec une mention toute particulière à Pierre-Yves Colombi, professeur de clarinette éveilleur.

Enfin, je remercie très sincèrement mes parents et mon frère pour le soutien qu'ils m'ont toujours apporté. Leurs talents artistiques et culinaires sont sources de vitalité!

Ce travail repose sur l'analyse d'observations réalisées avec les radiotélescopes de l'IRAM. C'est pourquoi je dédie ce manuscrit à la mémoire des victimes des deux accidents du Plateau de Bure, qui ont marqué la première année de ma thèse.

Résumé

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel de condensations préstellaires au sein de nuages moléculaires. L'objectif principal de cette thèse est de tester, à partir d'observations de transitions moléculaires millimétriques, différents modèles d'effondrement. L'enjeu est de comprendre comment la masse d'une étoile est fixée et dans quelle mesure l'environnement et les conditions initiales influencent l'évolution dynamique d'une condensation. Pour cela, nous avons étudié la structure en vitesse de condensations à partir de signatures spectroscopiques de rotation et de contraction.

Nous montrons que l'enveloppe de la proto-étoile de classe 0 IRAM 04191 située dans le nuage du Taureau est animée de mouvements de contraction subsoniques dans sa majeure partie et qu'elle est en rotation différentielle. Nous proposons que la partie interne de l'enveloppe correspond à un cœur supercritique se découplant de la partie externe toujours soutenue par le champ magnétique. Nous suggérons que les propriétés cinématiques d'IRAM 04191 sont représentatives des conditions physiques caractérisant les proto-étoiles isolées juste après la formation de l'embryon stellaire central.

D'autre part, l'étude des condensations préstellaires du proto-amas de Rho Ophiuchi montre que les taux d'accrétion associés sont un ordre de grandeur plus forts que pour IRAM 04191, ce qui suggère un effondrement induit par une perturbation extérieure. Nous montrons aussi que les condensations n'auront pas le temps d'orbiter significativement à travers le proto-amas avant de donner naissance à des étoiles de pré-séquence principale. Cela ne favorise pas les scénarii de formation stellaire qui font appel à des interactions dynamiques pour expliquer la fonction de masse initiale des étoiles.

En conclusion, nous suggérons que l'effondrement est spontané dans les régions de formation d'étoile isolée comme le nuage du Taureau alors qu'il est probablement induit dans les proto-amas.

Mots clés : Formation d'étoiles - Observations millimétriques - Transfert radiatif - Proto-étoiles - Condensations préstellaires - Proto-amas - Effondrement gravitationnel - Rotation.

Abstract

Stars form from the gravitational collapse of prestellar condensations in molecular clouds. The major aim of this thesis is to compare the predictions of collapse models with observations of both very young (class 0) protostars and starless condensations in millimeter molecular lines. We wish to understand what determines the masses of forming stars and whether the initial conditions have an effect on the dynamical evolution of a condensation. Using a Monte-Carlo radiative transfer code, we analyze rotation and infall spectroscopic signatures to study the velocity structure of a sample of protostellar condensations.

We show that the envelope of the class 0 protostar IRAM 04191 in the Taurus molecular cloud is undergoing both extended, subsonic infall and fast, differential rotation. We propose that the inner part of the envelope is a magnetically supercritical core in the process of decoupling from the ambient cloud still supported by the magnetic field. We suggest that the kinematical properties observed for IRAM 04191 are representative of the physical conditions characterizing isolated protostars shortly after point mass formation.

On the other hand, a similar study for the prestellar condensations of the Rho Ophiuchi protocluster yields mass accretion rates that are an order of magnitude higher than in IRAM 04191. This suggests that individual protostellar collapse in clusters is induced by external disturbances. Moreover, we show that the condensations do not have time to orbit significantly through the protocluster gas before evolving into protostars and pre-main-sequence stars. This seems inconsistent with models which resort to dynamical interactions and competitive accretion to build up a mass spectrum comparable to the stellar initial mass function.

We conclude that protostellar collapse is nearly spontaneous in regions of isolated star formation such as the Taurus cloud but probably strongly induced in protoclusters.

Key words : Star formation - Millimeter observations - Radiative transfer - Protostars - Prestellar condensations - Protoclusters - Gravitational collapse - Rotation.

Chapitre 1

Formation des étoiles et structure en vitesse

Les étoiles de notre galaxie, dont le soleil est le représentant le plus proche de nous, naissent au sein des nuages moléculaires, grandes structures magnétisées et généralement gravitationnellement liées, constituées de gaz et de poussière. La phase gazeuse contient essentiellement H_2 et He, mais également des traces de molécules et ions moléculaires plus complexes comme CO, CS, H_2O , N_2 , NH_3 , HCO^+ , N_2H^+ ... On distingue deux types de nuages moléculaires selon leur taille et leur masse. Les complexes moléculaires géants s'étendent sur plusieurs dizaines de parsecs, ont une masse $M \sim 10^5$ - $10^6 M_\odot$, une densité¹ moyenne $n_{H_2} \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ et une température cinétique $T_K \sim 15$ - 30 K (cf. Blitz 1993; van Dishoeck et al. 1993; Williams, Blitz, & McKee 2000). Les nuages moléculaires sombres sont de taille plus réduite (quelques parsecs), moins massifs ($M \sim 10^3$ - $10^4 M_\odot$) et plus froids (10 - 20 K) (cf. Cernicharo 1991; van Dishoeck et al. 1993). Ces derniers (comme Taurus-Auriga et ρ Ophiuchi) forment uniquement des étoiles de faible masse ($M \lesssim 2 M_\odot$) tandis que les complexes moléculaires géants, comme Orion A et Orion B, produisent également des étoiles massives de type OB ($M \sim 10$ - $25 M_\odot$).

Ces sites de formation stellaire, denses et froids, sont opaques au rayonnement dans le domaine visible (ils apparaissent donc sombres sur les photographies de la Voie Lactée, et leur forme rappelle celles des nuages atmosphériques, d'où leur nom), mais ils rayonnent de l'infrarouge au domaine radio. Des progrès sensibles dans la compréhension des premières phases de la formation d'étoile ont été réalisés durant ces deux dernières décennies grâce au développement des techniques d'observation dans les domaines infrarouge et millimétrique. Nous commencerons par décrire brièvement les principales étapes qui conduisent à la formation d'une étoile de faible masse et nous donnerons les caractéristiques observationnelles des objets qui suivent cette évolution (cœurs pré-

1. Dans tout cet exposé, les densités seront notées n_{H_2} et seront exprimées en nombre de particules de masse moléculaire moyenne par unité de volume (le cm^3 , la communauté scientifique n'ayant pas complètement adopté le système d'unités internationales en astrophysique...). Dans les nuages moléculaires, la masse moléculaire moyenne est $\mu m_H = 2.33 m_H$, avec m_H la masse atomique de l'hydrogène. La relation entre la densité n_{H_2} et la masse volumique ρ est $n_{H_2} = \frac{\rho}{\mu m_H}$.

stellaires, protoétoiles et étoiles de pré-séquence principale). Nous présenterons ensuite les grandes lignes de différents modèles de formation d'étoile, en insistant sur la structure en vitesse qu'ils prédisent en termes de mouvements de rotation et d'effondrement gravitationnel. Afin de distinguer ces différents modèles et améliorer notre compréhension de la formation stellaire, ce travail de thèse a pour objectif d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles sur la structure en vitesse des objets préstellaires et protostellaires. Nous terminerons par conséquent cette introduction en rappelant les principaux résultats observationnels concernant cet aspect cinématique de la formation stellaire obtenus durant les quinze dernières années. Nous présenterons également brièvement les deux radiotélescopes que nous avons utilisés au cours de ce travail.

1.1 Scénario de formation des étoiles de faible masse

1.1.1 Les grandes lignes de la formation d'une étoile

La formation d'une étoile de type solaire (de faible masse, $M \lesssim 2 M_{\odot}$), voire d'une étoile de masse intermédiaire ($2 \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$), se déroule en trois actes : la *phase préstellaire* au cours de laquelle un fragment de nuage se condense progressivement, la *phase protostellaire* pendant laquelle un embryon stellaire apparaît au sein de la condensation et grossit en masse en accrétant la matière de celle-ci qui s'effondre gravitationnellement, et la *phase de pré-séquence principale* pendant laquelle la jeune étoile se contracte de manière quasistatique. A l'issue de ces trois phases, l'étoile commence la fusion de l'hydrogène en son cœur et elle restera sur la séquence principale tant que les réactions nucléaires pourront lui apporter l'énergie nécessaire pour contrebalancer la gravitation. Le soleil est actuellement à la moitié de sa vie sur la séquence principale.

Les grandes lignes du processus conduisant à la naissance d'une étoile sont décrites par André, Ward-Thompson & Barsony (2000) (AWB00 dans la suite). Ce processus commence par la fragmentation d'un nuage moléculaire en un certain nombre de cœurs denses gravitationnellement liés, initialement en équilibre grâce aux gradients de pression thermique, magnétique et turbulente (Mouschovias 1991; Vázquez-Semadeni et al. 2000) contrebalançant la gravitation. L'évolution de ces fragments est gouvernée par des mécanismes tels que la diffusion ambipolaire² (Shu, Adams & Lizano 1987; Mouschovias 1991), la dissipation de la turbulence (Nakano 1998; Williams & Myers 2000), et/ou l'arrivée d'une perturbation extérieure (Bonnell et al. 1997; Hennebelle et al.

2. La matière constituant les nuages moléculaires est partiellement ionisée par les rayons cosmiques, particules énergétiques produites dans les chocs générés par les supernovae, et dans une moindre mesure éjectées dans les vents stellaires. On exprime la quantité de matière ionisée par la fraction d'ionisation $x_e = n_e/n_{H_2}$, n_e étant la densité d'électrons. Dans les nuages moléculaires, elle est typiquement de $\sim 10^{-9}$ - 10^{-6} (cf. Williams et al. 1998; Caselli et al. 1998; Bergin et al. 1999; Evans 1999; Caselli et al. 2002b). Les particules ionisées sont soutenues par le champ magnétique, et transmettent ce support magnétique aux particules neutres via les collisions. Lorsque ces collisions entre particules ne sont pas suffisamment fréquentes, la matière neutre diffuse progressivement à travers la matière ionisée et les lignes de champ magnétique : c'est la diffusion ambipolaire.

2002). Ces mécanismes conduisent à une perte progressive de support (magnétique ou turbulent) ou à une augmentation de la pression extérieure. Le fragment devient à un moment donné gravitationnellement instable et commence à s'effondrer sur lui-même. Cette phase d'effondrement dynamique reste quasiment isotherme car l'énergie libérée par la compression du gaz est évacuée efficacement par le rayonnement thermique de la poussière (cf. Larson 1969). Il est possible également que la contraction du fragment se fasse de manière quasistatique uniquement (cf. Shu 1977). Dans tous les cas, le profil de densité de la condensation devient de plus en plus piqué et tend vers $\rho \propto r^{-2}$ (cf. Whitworth & Summers 1985; Blottiau, Bouquet, & Chièze 1988; Foster & Chevalier 1993).

Lorsque la densité centrale dépasse $n_{H_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (cf. Larson 1969), la région interne commence à devenir opaque au rayonnement des poussières et l'évolution devient adiabatique. La température s'élève et l'effondrement est progressivement ralenti. Lorsque la densité atteint $n_{H_2} \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (cf. Boss & Yorke 1995; Bate 1998; Masunaga, Miyama & Inutsuka 1998), un équilibre hydrostatique s'établit dans la région centrale : c'est la formation du premier cœur protostellaire de rayon $R \sim 5 \text{ UA}$ et de masse $M \sim 0.01 M_\odot$. La matière s'accumule sur ce premier cœur dont la densité et la température continuent d'augmenter. Lorsque la température atteint 2000 K, la dissociation de H_2 , endothermique, provoque l'effondrement gravitationnel du premier cœur qui aboutit, en un temps très court ($\sim 0.1 \text{ an}$, cf. Masunaga & Inutsuka 2000), à la formation du deuxième cœur protostellaire, de taille stellaire ($1\text{-}3 R_\odot$). On définit habituellement l'origine des temps ($t = 0$) comme le moment où se forme l'embryon stellaire central³. *Cet instant clôt la phase préstellaire et marque le début de la phase protostellaire.* Le système est alors constitué d'un embryon stellaire (cœur de taille stellaire quasiment en équilibre hydrostatique et se contractant de manière quasistatique) entouré d'une enveloppe protostellaire (possiblement en effondrement gravitationnel).

La phase protostellaire est la phase d'accrétion principale au cours de laquelle la matière de l'enveloppe en effondrement est accrétée par l'embryon stellaire dont la masse croît au cours du temps. En réalité, comme le fragment préstellaire initial possède un moment cinétique non nul, la conservation de ce moment cinétique au cours de l'effondrement (à partir du moment où le freinage magnétique par le nuage ambiant n'est plus efficace, cf. Basu & Mouschovias 1994 – dans la suite BM94) conduit à la formation d'un disque centrifuge en accrétion sur l'embryon stellaire (Terebey, Shu & Cassen 1984; Stahler et al. 1994). Pendant cette phase d'accrétion, l'énergie potentielle de gravitation de la matière accrétée est dissipée dans un choc d'accrétion sous forme de rayonnement. Cette luminosité d'accrétion vaut $L_{acc} \sim GM_\star \dot{M}_{acc} / R_\star$, avec M_\star la masse de l'embryon stellaire, R_\star son rayon et \dot{M}_{acc} le taux d'accrétion (cf. par ex. Shu et al. 1987). Après $t = 0$, une onde de raréfaction se propage du centre vers l'extérieur de l'enveloppe à la vitesse du son, laissant derrière elle un profil de densité $\rho \propto r^{-1.5}$ et un profil de vitesse radiale $v \propto r^{-0.5}$ (Shu 1977; Masunaga & Inutsuka 2000). D'autre part, les observations ont montré que, d'une manière *a priori* surprenante, la phase

3. La distinction entre le premier et le deuxième cœurs est temporellement négligeable devant les échelles de temps de la phase préstellaire qui précède et de la phase protostellaire qui suit ($\sim 10^5 \text{ ans}$).

d'accrétion s'accompagne parallèlement d'une éjection de matière assez puissante le long des pôles (cf. la revue de Bachiller 1996). Cette éjection de matière évacue une partie du moment cinétique de l'enveloppe en effondrement (Königl & Pudritz 2000) et se manifeste sous forme de jets/flots bipolaires bien visibles par exemple en émission CO (Bontemps et al. 1996).

Lorsque la phase d'accrétion principale se termine, l'objet stellaire central ayant presque accumulé sa masse finale a déjà commencé à brûler le deutérium (à une température de $\sim 10^6$ K). Il apparaît sur la *ligne de naissance* ("birthline", cf. Stahler 1988; Palla 2002) et devient visible en optique (ou seulement en infrarouge s'il est enfoui dans le nuage moléculaire). Pendant cette phase de pré-séquence principale (PMS), la jeune étoile se contracte de manière quasistatique, sur une échelle de temps appelée temps de Kelvin-Helmoltz $t_{KH} = GM_*^2/R_*L_*$ (quelques 10^7 ans, cf. Stahler & Walter 1993), bien supérieure à l'échelle de temps caractéristique de la phase protostellaire pour les étoiles de faible masse (temps de chute libre $t_{ff} \sim 10^5$ ans). Lorsque la température devient suffisante ($\sim 10^7$ K) pour enclencher les réactions de fusion de l'hydrogène, l'étoile atteint la séquence principale⁴.

1.1.2 Séquence évolutive empirique

Les progrès des techniques infrarouge et millimétrique ont permis durant les deux dernières décennies de sonder de plus en plus profondément les nuages moléculaires et d'identifier observationnellement les différents stades qui mènent à la naissance d'une étoile de faible masse. Une classification empirique des objets stellaires jeunes détectés en infrarouge a tout d'abord été établie à partir des propriétés de leur distribution spectrale d'énergie (SED) dans le proche et moyen infrarouge (cf. Lada 1987). Trois classes (I, II et III) ont été distinguées selon la pente logarithmique $\alpha_{IR} = d \log(\lambda F_\lambda) / d \log(\lambda)$ de cette SED entre $2.2 \mu\text{m}$ et $10\text{-}25 \mu\text{m}$. Ensuite, avec le développement de la radio-astronomie millimétrique, la cartographie des cœurs denses des nuages moléculaires en émission continue thermique des poussières a permis de découvrir des condensations protostellaires plus froides que les sources infrarouges. André et al. (1990a) ont ainsi mis en évidence en CO un flot bipolaire d'éjection de matière, signe d'une activité de formation stellaire, associé à la source radio VLA 1623⁵, source non détectée en infrarouge mais présentant une forte émission thermique de poussières à 1.3 mm (André et al. 1990b). Cette découverte a conduit André, Ward-Thompson & Barsony (1993 – AWB93 dans la suite) à définir une nouvelle classe d'objet (la classe 0), dont VLA 1623 est le prototype (cf. § 1.1.3). André & Montmerle (1994) ont complété cette classification infrarouge et millimétrique par une étude de la poussière circumstellaire de ces objets en émission continue millimétrique. La séquence classe 0, I, II, III a été interpré-

4. Pour les étoiles de masse $M > 8 M_\odot$, l'évolution est beaucoup plus rapide et l'étoile arrive sur la séquence principale sans passer par une phase PMS : la fusion de l'hydrogène commence alors que l'étoile est encore en phase d'accrétion.

5. Cette source est située dans le cœur dense Oph A du nuage moléculaire de ρ Ophiuchi (cf. Chap. 5).

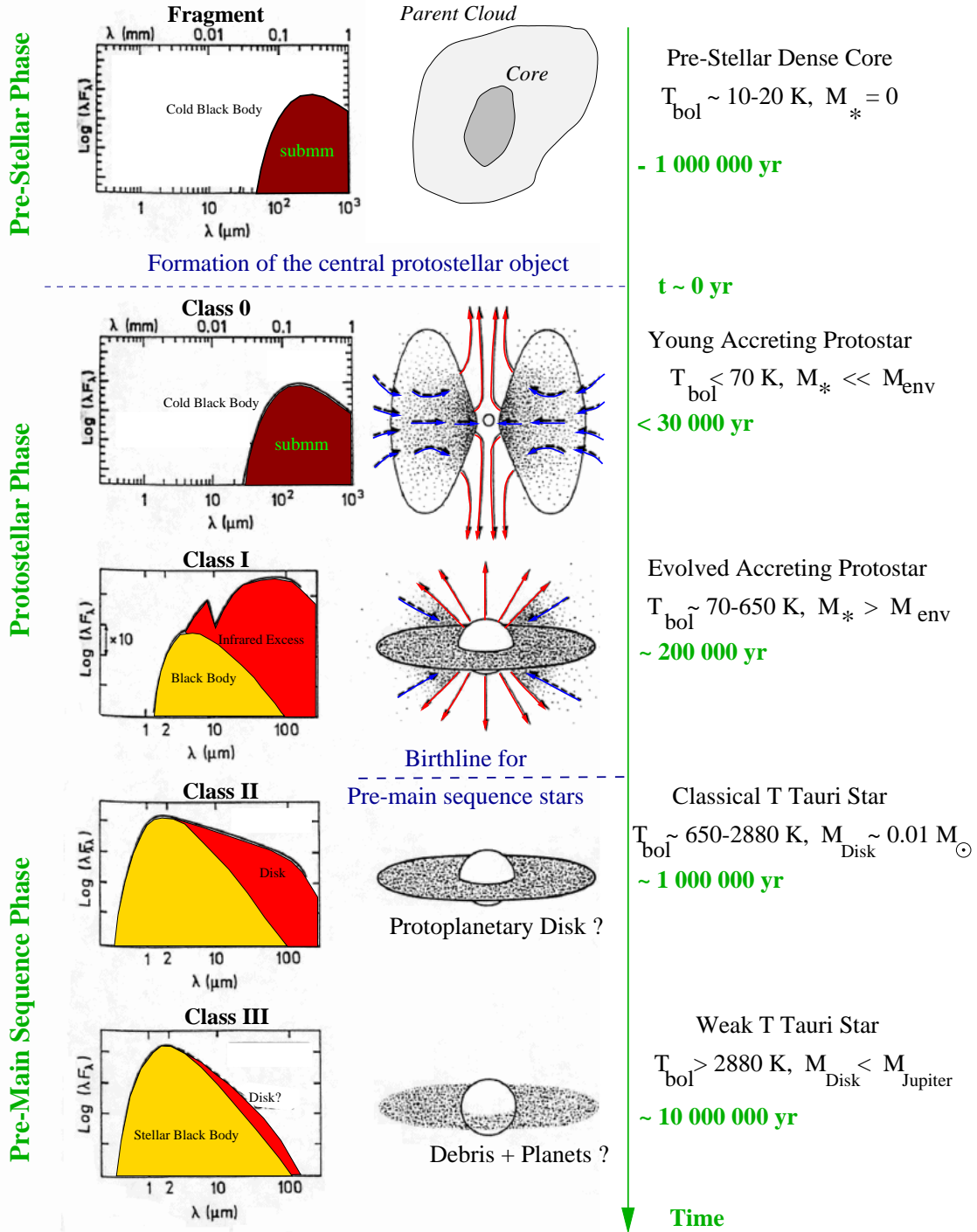


FIG. 1.1 – Séquence évolutive pour la formation des étoiles de faible masse suivant leur distribution spectrale d'énergie (à gauche) et leur masse circumstellaire (à droite). Figure extraite de André (2002a).

tée comme une séquence chronologique qui décrit l'évolution conduisant à la formation d'une étoile de faible masse (cf. Fig. 1.1 et Lada 1987; André 1994; André & Montmerle 1994; AWB93; AWB00).

Dans ce scénario, les objets de classe 0 sont les proto-étoiles les plus jeunes, au tout début de la phase d'accrétion principale. Ils sont constitués d'un embryon stellaire (de masse M_*) entouré d'une enveloppe encore massive ($M_{env} > M_*$) en effondrement gravitationnel, probablement aussi d'un disque en formation, et sont accompagnés d'un flot bipolaire puissant et collimaté. Etant encore très enfouis dans leur enveloppe, ils sont invisibles en infrarouge proche et moyen, et leur SED pique dans le domaine submillimétrique. Ils évoluent sur une échelle de temps de l'ordre de 3×10^4 ans (cf. AWB00)⁶, et deviennent des objets de classe I lorsque $M_{env} < M_*$. Ceux-ci sont alors les objets les plus jeunes détectables dans le proche infrarouge à $2 \mu\text{m}$. Ces proto-étoiles plus évoluées sont caractérisées par $\alpha_{IR} > 0$ et sont typiquement âgées de $1-2 \times 10^5$ ans (Greene et al. 1994; Kenyon & Hartmann 1995). Elles sont entourées d'un disque d'accrétion, d'une enveloppe plus ténue et d'un flot bipolaire moins puissant et moins collimaté. Leur SED est constituée d'un corps noir stellaire et d'un fort excès infrarouge provenant de l'émission du disque. Lorsque l'accrétion de la matière de l'enveloppe se termine, elles deviennent des sources de classe II, puis III, caractérisées par $-1.5 < \alpha_{IR} < 0$ (disque optiquement épais en infrarouge) et $\alpha_{IR} < -1.5$ (disque optiquement mince en infrarouge) respectivement. Celles-ci correspondent aux étoiles de pré-séquence principale, appelées étoiles T Tauri "classiques" et "à raies faibles" respectivement ("Classical T Tauri Stars", CTTS, et "Weak-line T Tauri Stars", WTTS). Les premières, âgées de quelques 10^6 ans au plus, sont encore entourées d'un disque (éventuellement protoplanétaire) qui produit un excès infrarouge dans leur SED, tandis que les secondes, plus évoluées en moyenne (jusqu'à quelques 10^7 ans), n'ont plus qu'un disque de débris (contenant éventuellement des planètes) qui ne produit plus qu'un léger excès infrarouge. Dans les deux cas, l'enveloppe circumstellaire n'existe quasiment plus.

1.1.3 Les proto-étoiles de classe 0

Les objets de classe 0 sont observationnellement les meilleurs candidats pour être les proto-étoiles très jeunes au tout début de la phase d'accrétion principale. Ils sont par conséquent d'un grand intérêt pour étudier les conditions initiales de l'effondrement gravitationnel. Ils sont définis par les critères observationnels suivants (cf. AWB93; AWB00) :

1. Existence d'une preuve indirecte de la présence d'un embryon stellaire : par exemple, détection d'une source compacte en continuum radio centimétrique, éjection de matière dans un flot puissant et collimaté observé en CO, ou présence d'une source

6. Cette échelle de temps ne fait pas encore l'objet d'un consensus. A partir d'un relevé récent de nuages sombres (sélectionnés sur des critères optiques) réalisé avec la caméra de bolomètres SCUBA sur le télescope JCMT, Visser, Richer & Chandler (2002) concluent que la durée de vie de la phase de classe 0 pourrait être similaire à celle de la phase de classe I, soit approximativement un ordre de grandeur supérieure à celle indiquée ici.

de chauffage interne.

2. Présence d’une enveloppe circumstellaire de gaz et de poussière, observée sous la forme d’une émission en continuum millimétrique piquée au centre mais spatialement étendue.
3. Fraction importante de la luminosité bolométrique émise dans le domaine submillimétrique ($L_{smm}/L_{bol} \gg 0.5\%$, où L_{smm} est mesurée à partir de $350 \mu\text{m}$), ce qui suggère une masse d’enveloppe supérieure à la masse de l’embryon stellaire ($M_{env} > M_*$). En pratique, cela correspond souvent à une SED “froide”, avec une température bolométrique $T_{bol} < 70 \text{ K}$ (cf. Chen et al. 1995).

La propriété 1 permet de distinguer les proto-étoiles de classe 0 des condensations préstellaires (cf. § 1.1.4) qui ne présentent pas d’émission compacte en continuum radio (Bontemps 1996; Yun et al. 1996; Harvey et al. 2002). Les propriétés 2 et 3 permettent de distinguer les proto-étoiles de classe 0 des objets plus évolués de classe I et II.

Jusqu’à maintenant, entre 30 et 40 sources ont été identifiées comme proto-étoiles de classe 0 (cf. Tab. 1 de AWB00). Elles présentent en général la signature spectroscopique particulière produite par l’effondrement gravitationnel (cf. § 1.3.2 et 3.3), ce qui confirme leur nature protostellaire. Leur profil de densité est en général compatible avec une loi de puissance en r^{-p} , avec $p = 1.5-2$ (Motte & André 2001). La durée de vie de ces proto-étoiles est estimée à $\sim 3 \times 10^4$ ans à partir des rapports statistiques des populations des différentes classes et des échelles de temps dynamiques caractérisant les flots bipolaires. Cependant cette durée de vie est encore incertaine (cf. la note 6 p. 6) et pourrait être différente d’un nuage à l’autre (André, Motte & Belloche 2001).

La plus grande partie de cette thèse (cf. Chap. 4) est consacrée à l’étude détaillée d’une proto-étoile de classe 0, IRAM 04191+1522 (IRAM 04191 dans la suite), découverte par André, Motte, & Bacmann (1999 – AMB99 dans la suite) à proximité de la proto-étoile de classe I IRAS 04191+1523 dans la partie sud du nuage moléculaire du Taureau (cf. Fig.1.2). Ses faibles luminosité et température bolométriques ($L_{bol} \sim 0.15 L_{\odot}$ et $T_{bol} \sim 18 \text{ K}$), le rapport élevé de la masse de son enveloppe sur sa luminosité bolométrique ($M_{env}/L_{bol}^{0.6} = 1.6 M_{\odot}/L_{\odot}^{0.6}$) et la courte échelle de temps dynamique apparente du flot bipolaire qui lui est associé ($t_{dyn} \sim 8 \times 10^3$ ans) en font actuellement la proto-étoile la plus jeune connue dans ce nuage (cf. AMB99). L’étude de la structure en vitesse de son enveloppe est par conséquent d’un grand intérêt pour distinguer les différents modèles de formation d’étoile (cf. § 1.2).

1.1.4 Les cœurs préstellaires

Les cœurs préstellaires (cf. AWB00; Walmsley 2002) sont les précurseurs des étoiles et correspondent aux fragments gravitationnellement liés des nuages moléculaires qui sont en train de se condenser mais n’ont pas encore formé d’embryon stellaire en leur centre ($M_x = 0$, cf. Fig.1.1). Ces objets sont identifiés par des observations en émission de raies moléculaires traçant le gaz dense comme NH_3 (Myers & Benson 1983; Benson & Myers 1989) et en émission continue submillimétrique et millimétrique des

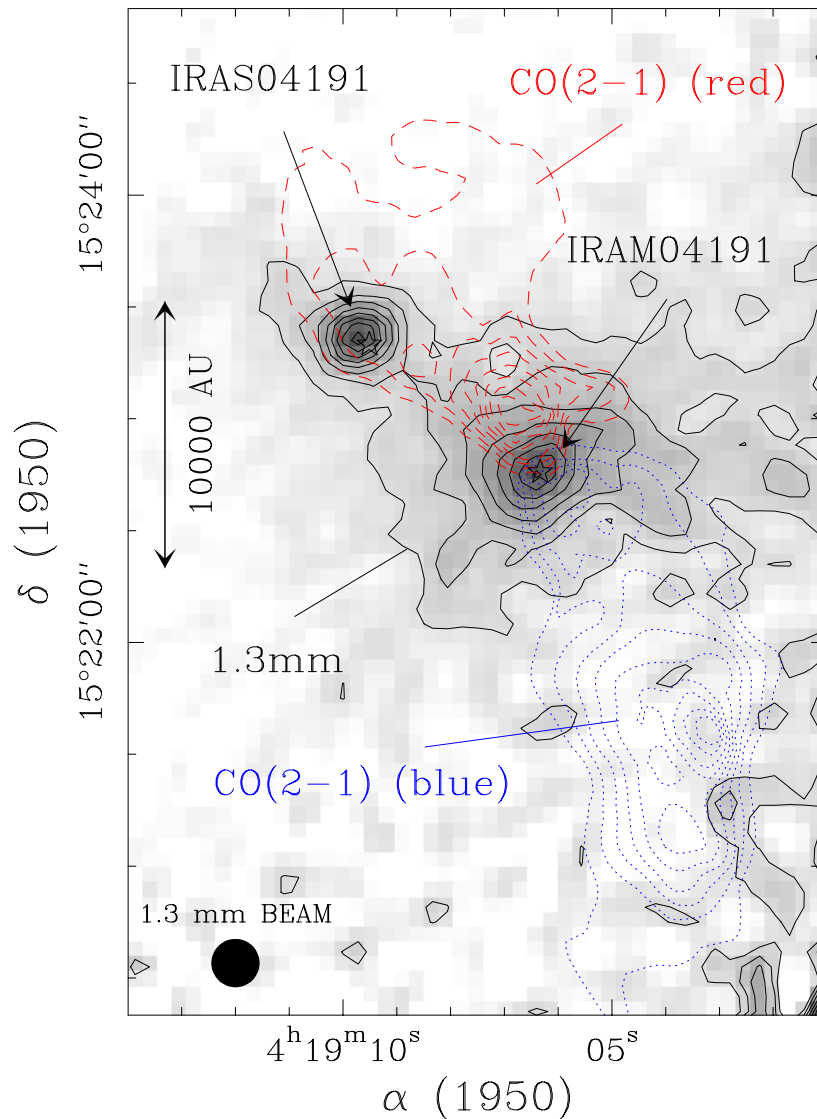


FIG. 1.2 – Carte de l’objet de classe 0 IRAM 04191 en émission continue des poussières à 1.3 mm (échelle de gris et contours en trait plein) obtenue par Motte & André (2001) avec la caméra de bolomètre MAMBO installée au foyer du radiotélescope de 30m de l’IRAM. Le contour de base est à 25 mJy/lobe et l’écart entre deux contours est de 15 mJy/lobe. La résolution effective de $13''$ est indiquée en bas à gauche. Les contours du flot bipolaire détecté en CO par André, Motte, & Bacmann (1999) avec le télescope de 30m sont superposés en pointillé et en tiret. L’émission continuum piquée au nord-est d’IRAM 04191 provient de la proto-étoile de classe I IRAS 04191.

poussières (Ward-Thompson et al. 1994; Ward-Thompson, Motte & André 1999). Ils ont des masses comparables à celles des enveloppes de proto-étoiles de classe 0 mais sont plus étendus. L’étude de leur structure en densité montre qu’ils ont un profil de densité plat dans la région interne (Ward-Thompson et al. 1994; André et al. 1996; Ward-Thompson et al. 1999; Alves et al. 2001), qui décroît ensuite approximativement

en r^{-2} vers l'extérieur. De plus, il a été établi récemment à partir d'observations moyen-infrarouges en absorption que certains cœurs préstellaires isolés ont des bords abrupts, plus pentus que $\rho \propto r^{-3}$ au delà de $r \sim 15000$ UA, ce qui suggère un réservoir de masse fini (Bacmann et al. 2000).

Les températures (du gaz et des grains) des cœurs préstellaires sont très basses, de l'ordre de 10-13 K (Myers & Benson 1983; AWB00). Les observations indiquent qu'ils n'ont pas de source interne de chauffage et ne sont chauffés que de l'extérieur par le champ de rayonnement interstellaire (cf. par ex. Ward-Thompson, André & Kirk 2002), qui agit principalement sur les poussières, et par les rayons cosmiques, qui chauffent surtout le gaz. Un équilibre thermique s'établit entre ce chauffage externe et le refroidissement assuré par le rayonnement des poussières et le rayonnement dans les transitions moléculaires. Toutefois, la température du gaz et la température des grains ne sont approximativement égales que lorsque le gaz et la poussière sont bien couplés, pour des densités $n_{H_2} \gtrsim 10^5$ cm $^{-3}$ (Ceccarelli, Hollenbach, & Tielens 1996; Doty & Neufeld 1997; Lesaffre 2002). Les modèles qui établissent les bilans thermiques dans les cœurs préstellaires montrent que la température centrale du gaz et des grains peut descendre jusqu'à des températures aussi faibles que $\sim 6-8$ K (Masunaga & Inutsuka 2000; Evans et al. 2001; Zucconi, Walmsley & Galli 2001; Lesaffre 2002; Galli, Walmsley & Gonçalves 2002).

La durée de vie d'un cœur préstellaire dépend de sa densité centrale (cf. Jessop & Ward-Thompson 2000; AWB00). Typiquement, elle est de l'ordre de $0.3-1 \times 10^6$ ans pour une densité centrale $n_{H_2} \sim 10^4-10^5$ cm $^{-3}$. Dans un certain nombre d'entre eux, la signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel a été détectée (cf. § 1.3.2 et, par ex., Tafalla et al. 1998).

Dans les régions de formation d'étoiles en amas, des cartographies en émission continue (sub)millimétrique des poussières (cf. par ex. Motte, André & Neri 1998; Johnstone et al. 2000; Motte & André 2001) ont mis en évidence la présence d'un grand nombre de fragments gravitationnellement liés, souvent organisés en filament. L'échelle de fragmentation (distance typique entre les condensations) est de l'ordre de 0.03 pc. Ces condensations ont des densités centrales plus élevées ($n_{H_2} \sim 10^6-10^8$ cm $^{-3}$) que les cœurs préstellaires de régions de formation d'étoiles plus isolée comme le nuage moléculaire du Taureau. La distribution de masse de ces condensations est remarquable dans la mesure où elle ressemble fortement à la fonction de masse initiale des étoiles (cf. Motte, André & Neri 1998; Motte & André 2001; André 2002b). Ceci suggère que les condensations sont de nature préstellaire et qu'elles donneront chacune naissance à une (ou ~ 2) étoile(s).

1.2 Théories de l'effondrement gravitationnel

Pour un système sphérique auto-gravitant sans pression, le temps de chute libre t_{ff} d'une couche de rayon R englobant une masse M , donc de densité moyenne $\bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi R^3}$, est (cf. par ex. Spitzer 1978) :

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}}}. \quad (1.1)$$

Ce temps de chute libre peut s'exprimer également en fonction de R et M :

$$t_{ff} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{R^3}{2GM}}. \quad (1.2)$$

Il est de l'ordre de 10^5 ans pour une densité moyenne $n_{H_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. En réalité, différents supports (thermique, turbulent, et/ou magnétique) soutiennent les cœurs préstellaires pendant une partie de la phase préstellaire. Nous rappelons tout d'abord quelques résultats sur les états d'équilibre isothermes avant de donner un aperçu des différentes théories de l'effondrement gravitationnel qui ont été proposées au cours des trois dernières décennies.

1.2.1 Etats d'équilibre isothermes

La Fig. 1.3a présente le lieu ("tortillon") des états d'équilibre d'une sphère isotherme de masse M et de rayon R , confinée par une pression extérieure P_{ext} . Les états d'équilibre stables sont situés sur la courbe en trait plein, tandis que la courbe en pointillé représente les états d'équilibre instables. Le point marque la position de la sphère de Bonnor-Ebert critique (Ebert 1955; Bonnor 1956) de masse M_{crit} au delà de laquelle il n'existe pas d'état d'équilibre :

$$M_{crit} = 1.18 \frac{a_s^4}{G^{3/2} P_{ext}^{1/2}}, \quad (1.3)$$

avec $a_s = (kT/\mu m_H)^{1/2}$ la vitesse du son isotherme. Pour une température plus faible à même pression extérieure, la masse critique décroît et se déplace le long de la droite $M \propto R^2$ indiquée sur la Fig. 1.3a (Chièze 1987). Poincaré a montré que chaque passage par un point à tangente horizontale sur le tortillon ("point tournant") ajoute un mode d'instabilité (Chièze, communication privée). La première rencontre est l'instabilité gravitationnelle (cf. Chièze 1987; Chièze & Pineau des Forêts 1987) et correspond à la sphère de Bonnor-Ebert critique pour laquelle le contraste de densité initial ρ_c/ρ_{ext} est de 14.3. Le deuxième point tournant correspond à l'instabilité gravothermale (Antonov 1962), et le contraste de densité y est de 709 (Chièze, communication privée). Cette série de points tournants converge vers la sphère singulière isotherme (SIS), état d'équilibre hautement instable qui contient tous les modes d'instabilité et possède le profil de densité $\rho = a_s^2/2\pi Gr^2$ (Chandrasekhar 1957).

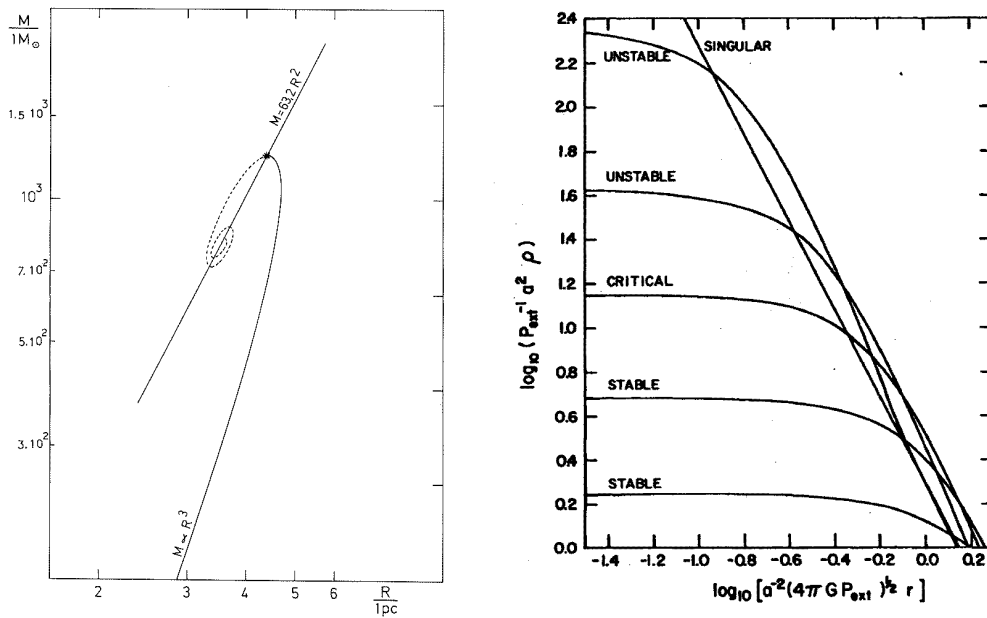


FIG. 1.3 – (a) *A gauche* : lieu des états d'équilibre d'un nuage isotherme de masse M et de rayon R confiné par une pression extérieure P_{ext} (calculé ici pour $T/\mu = 61.4$ K et $P_{ext}/k = 3800$ K cm $^{-3}$). La courbe en trait plein indique les états d'équilibre stables, celle en pointillé les états d'équilibre instables. Le point marque la position de la sphère de Bonnor-Ebert critique de masse M_{crit} au delà de laquelle il n'existe plus d'état d'équilibre ($M > M_{crit}$). Cette masse critique se déplace vers le bas le long de la droite lorsque la température décroît. Figure extraite de Chièze (1987). (b) *A droite* : profils de densité des états d'équilibre d'une sphère isotherme (de vitesse du son isotherme a) confinée par une pression extérieure P_{ext} . Le profil de la sphère de Bonnor-Ebert critique délimite les régions d'équilibres stables et instables. Le profil de la sphère singulière isotherme est également indiqué. Figure extraite de Shu (1977).

Ces états d'équilibre ont un profil de densité caractérisé par un plateau central et une densité tendant vers un profil en r^{-2} vers l'extérieur (cf. Fig. 1.3b). Les états d'équilibre stables possèdent un contraste de densité inférieur au contraste critique de Bonnor-Ebert (14.3). Au contraire, les états d'équilibre instables se trouvent au delà de la sphère de Bonnor-Ebert critique le long de la courbe en pointillé sur la Fig. 1.3a et ont un contraste de densité de plus en plus élevé au fur et à mesure qu'on se rapproche de la SIS (cf. Fig. 1.3b).

1.2.2 Solutions auto-similaires de l'effondrement isotherme

Whitworth & Summers (1985) ont montré qu'il existe un ensemble continu fini à deux dimensions de solutions auto-similaires de l'effondrement gravitationnel sphérique isotherme. Toutes ces solutions partagent le même type de comportement. Initialement ($t < 0$), une *onde de compression* (générée par une perturbation extérieure par exemple)

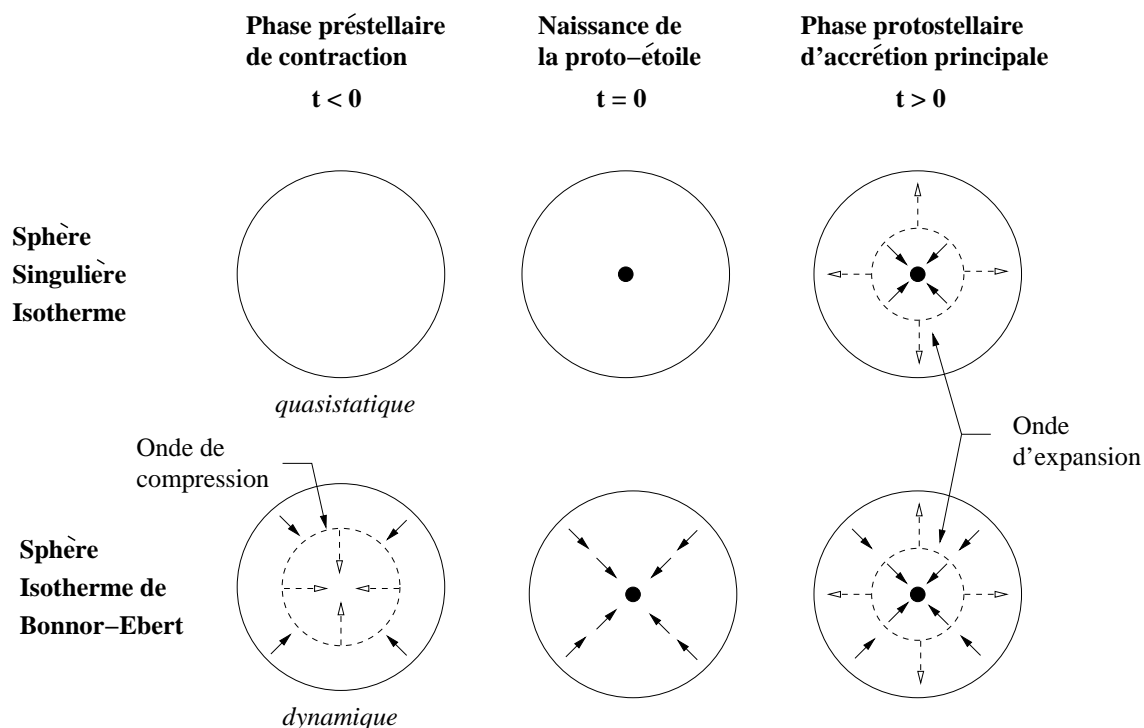


FIG. 1.4 – Schémas montrant l'évolution d'une enveloppe protostellaire dans le cadre de la théorie de Shu (1977) (en haut) et de l'effondrement d'une sphère de Bonnor-Ebert (en bas) (cf. par ex. Foster & Chevalier 1993). Les flèches en tiret indiquent le sens de propagation de l'onde de compression (dans la phase préstellaire) et de l'onde de raréfaction (dans la phase protostellaire). Les flèches en trait plein montrent le mouvement de la matière (l'absence de flèche signifie équilibre ou évolution quasistatique). Le point noir symbolise l'embryon stellaire central qui apparaît à $t = 0$.

se propage de l'extérieur vers l'intérieur du système, à la vitesse du son isotherme a_s , et produit derrière elle un champ de vitesse radiale uniforme v_0 ainsi qu'un profil de densité en r^{-2} . Lorsqu'elle atteint le centre (à $t = 0$), une masse ponctuelle se forme (c'est l'embryon stellaire). Pour $t > 0$, la masse ponctuelle grossit par accrétion et une onde de raréfaction se propage à travers l'enveloppe en effondrement de l'intérieur vers l'extérieur, à la vitesse du son. Elle laisse derrière elle un champ de vitesse de chute libre $v_{inf} \propto r^{-0.5}$ et un profil de densité en $r^{-1.5}$. Ces solutions se distinguent par la valeur absolue de la vitesse v_0 et la normalisation du profil de densité à $t = 0$.

Cet ensemble de solutions auto-similaires inclut les deux solutions extrêmes obtenues par Larson (1969)-Penston (1969) et Shu (1977). La solution de Larson-Penston prend pour conditions initiales un système de densité uniforme et de vitesse nulle. La vitesse d'effondrement atteinte derrière l'onde de compression est $v_0 = -3.3a_s$ et le profil de densité à $t = 0$ est $4.4a_s^2/2\pi Gr^2$. Shu (1977) a critiqué cette solution en lui reprochant ses conditions initiales *ad hoc* et a proposé une autre solution auto-similaire décrivant l'effondrement d'une SIS de l'intérieur vers l'extérieur. Grâce à son élégance

et aux prédictions quantitatives claires qu'elle faisait, cette solution a constitué le paradigme de la formation d'étoile pendant près de deux décennies et a été considérée comme le *modèle standard*. Shu propose que pendant la phase préstellaire, le système se condense de manière quasistatique (par diffusion ambipolaire) pour atteindre à $t = 0$ la structure d'une SIS statique: $\rho = a_s^2/2\pi Gr^2$ et $v_0 = 0$ (cf. § 1.2.1). La propagation de l'onde d'expansion à travers l'enveloppe *statique* déclenche alors la phase d'accrétion. Cette phase est caractérisée par un *taux d'accrétion constant* $\dot{M} = 0.975a_s^3/G$, ~ 47 fois moindre que le taux d'accrétion prédit par la solution de Larson-Penston à $t = 0$ (cf. Hunter 1977). *Dans ce modèle, la zone en effondrement gravitationnel est par conséquent inexistante au moment de la formation de l'embryon stellaire ($t = 0$), et s'étend progressivement à tout le milieu, son rayon augmentant linéairement avec le temps*⁷ (cf. Fig. 1.4). De plus, Terebey, Shu & Cassen (1984) ont proposé un traitement perturbatif pour inclure dans ce modèle une rotation lente avec une vitesse angulaire initialement uniforme ("rotation solide"), supposée atteinte lors de la phase préstellaire de contraction quasistatique grâce à un freinage magnétique efficace. Ces auteurs estiment que leur traitement perturbatif est valide en pratique pour une vitesse angulaire initiale $\Omega < 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$). Cette solution garde les caractéristiques de la solution de Shu (1977) au delà du rayon centrifuge ($R_c = G^3 \dot{M}^3 t^3 \Omega^2 / 16 a_s^8$, cf. Shu et al. 1987, 1993). Pour $r < R_c$, la barrière centrifuge conduit à la formation d'un disque, dont le rayon croît comme t^3 et par lequel transite la matière accrétée de l'enveloppe.

1.2.3 Autres modèles isothermes non magnétiques

Malgré son statut de "modèle standard" acquis pendant de nombreuses années, le modèle de Shu a été récemment remis en cause à la fois du point de vue observationnel et du point de vue théorique. D'un point de vue observationnel, les mouvements d'effondrement mis en évidence dans des condensations préstellaires (cf. § 1.3.2) vont à l'encontre de l'idée d'une phase préstellaire complètement quasistatique supposée par Shu. Du point de vue théorique, Whitworth et al. (1996) lui reprochent notamment de partir d'un état initial hautement improbable (la SIS). En effet, tous les chemins menant à cet état d'équilibre passent par des états hors-équilibre ou par des états d'équilibre instables. Etant donné la forte instabilité d'un système qui tendrait vers la SIS, la moindre perturbation devrait déclencher l'effondrement gravitationnel. Les simulations numériques de nuages isothermes confirment ce point de vue: en partant d'un état d'équilibre stable, une légère augmentation de la masse du système (Foster & Chevalier 1993) ou une augmentation de la pression extérieure (Lesaffre 2002; Hennebelle et al. 2002) déclenche inmanquablement l'effondrement gravitationnel dès que la masse du système dépasse la masse limite de Bonnor-Ebert (ou que celle-ci devient inférieure à la masse du système, cf. l'équation 1.3 reliant M_{crit} à P_{ext})⁸.

7. Shu, Adams & Lizano (1987) notent que d'autres mécanismes de support (magnétique et/ou turbulent) peuvent être pris en compte en considérant une vitesse du son effective a_{eff} plus élevée.

8. Les simulations numériques incluant le champ magnétique et la diffusion ambipolaire montrent également que l'effondrement gravitationnel se déclenche avant d'atteindre l'état de SIS (cf. § 1.2.4, voir également Basu 1997).

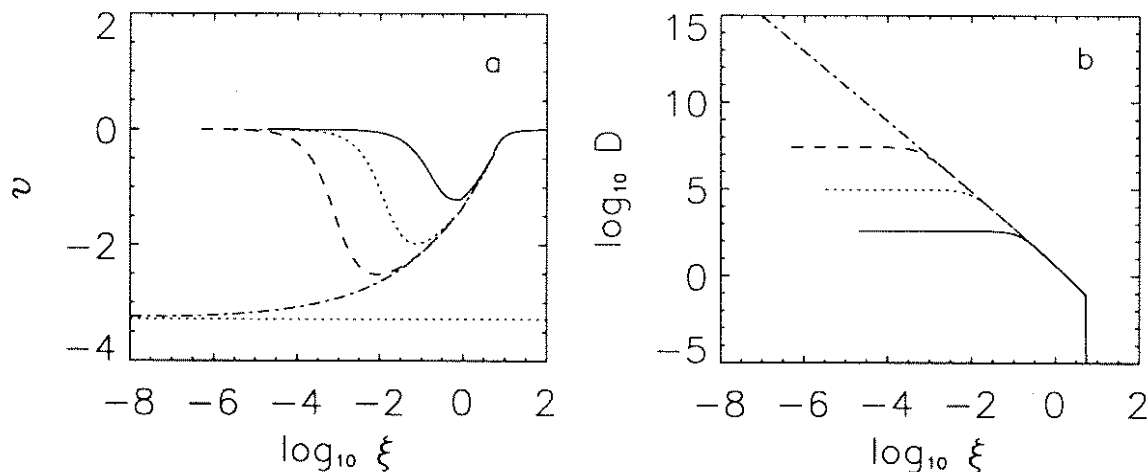


FIG. 1.5 – Profils de vitesse (a) et de densité (b) de la simulation numérique d’effondrement gravitationnel d’une sphère de Bonnor-Ebert critique (Foster & Chevalier 1993). L’évolution chronologique se fait dans le sens trait plein, pointillé, tiret, tiret-point. La dernière courbe correspond à l’instant de formation de l’embryon stellaire central ($t = 0$). La droite horizontale en pointillé sur le panneau (a) montre le profil de vitesse de la solution auto-similaire de Larson-Penston à $t = 0$. La vitesse u , la densité ρ et le rayon r s’obtiennent à partir des variables adimensionnées v , D , et ξ par les relations : $v = \frac{u}{a_s}$, $D = \frac{\rho}{\rho_c}$ et $\xi = \frac{r}{a_s} \sqrt{4\pi G \rho_c}$, où a_s est la vitesse du son isotherme et ρ_c la densité centrale initiale. Figure extraite de Foster & Chevalier (1993).

Nous montrons sur la Fig. 1.5 les résultats d’une simulation hydrodynamique de l’effondrement isotherme d’une sphère de Bonnor-Ebert critique réalisée par Foster & Chevalier (1993). Ces auteurs appliquent comme perturbation de l’état d’équilibre initial une augmentation de 10% du profil de densité. A $t < 0$, une onde de compression se propage de l’extérieur vers l’intérieur et provoque la mise en mouvement de la matière (comportement semblable au comportement universel des solutions auto-similaires de Whitworth & Summers 1985, cf. § 1.2.2). Cela se traduit par un profil de vitesse en forme de bosse, dont le côté externe reste le même mais dont le maximum se déplace vers l’intérieur (cf. Fig. 1.5a). Parallèlement, le contraste de densité augmente progressivement et le rayon du plateau central décroît (cf. Fig. 1.5b). A $t = 0$, la vitesse centrale atteint celle de la solution de Larson-Penston (mais, à la différence de celle-ci, la vitesse n’est pas uniforme dans l’enveloppe), et la densité atteint un profil en r^{-2} . A cet instant, Foster & Chevalier (1993) signalent que 44% de la masse est en mouvement supersonique⁹, ce qui contraste fortement avec les conditions initiales statiques de la solution de Shu (1977). Ces vitesses non nulles dans l’enveloppe au moment de la for-

9. Le choix du protocole de perturbation (tant qu’il reste “raisonnable”) influe relativement peu sur ce pourcentage de matière supersonique à $t = 0$. En effet, les simulations numériques de Lesaffre (2002) montrent qu’une variation quasi-statique de la pression extérieure (avec une constante de temps de variation $t_{P_{ext}} \sim 10^9$ ans, bien supérieure à l’échelle de temps de l’effondrement) conduit elle aussi à l’effondrement gravitationnel du système, avec 36% de masse supersonique à $t = 0$ (66% pour $t_{P_{ext}} \sim 10^6$ ans, cf. § 4.5.2).

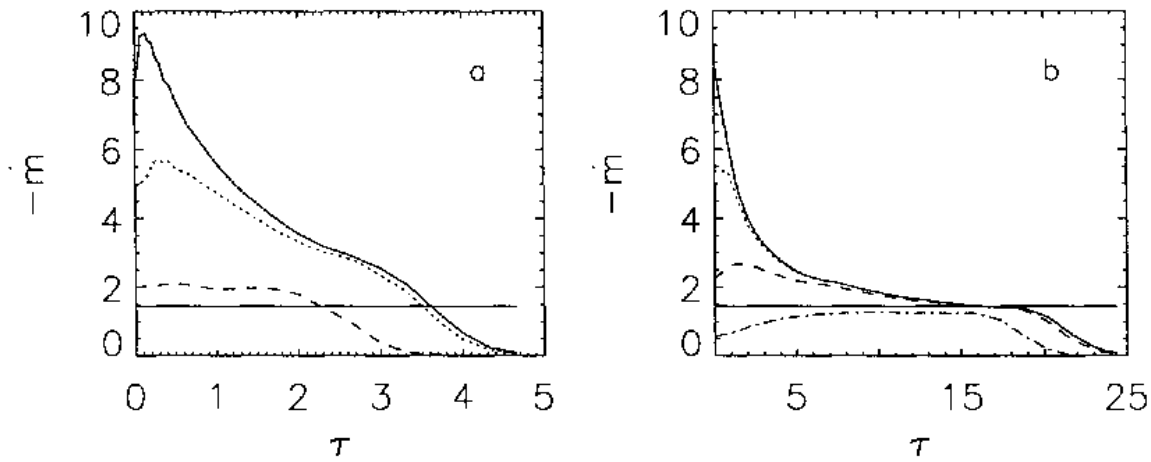


FIG. 1.6 – Evolution du taux d'accrétion au cours de l'effondrement gravitationnel d'une sphère de Bonnor-Ebert (Foster & Chevalier 1993), après la formation de l'embryon stellaire central ($t > 0$). Le panneau (a) correspond à une sphère de Bonnor-Ebert critique ($\xi_{max} = 6.45$, cf. Fig. 1.5) et le panneau (b) à une sphère initialement en équilibre instable avec $\xi_{max} = 20$. Sur chaque panneau, les différentes courbes donnent l'évolution du taux d'accrétion à différents rayons: $\xi = 0.3, 1.0, 3.0, 10$ pour les courbes en trait plein, pointillé, tiret, tiret-point, respectivement. L'unité de temps τ vaut $t\sqrt{4\pi G\rho_c}$ et le taux d'accrétion est exprimé en unité de a_s^3/G . La droite horizontale indique le taux d'accrétion constant de la solution correspondant au cas $A = 2.2$ de Shu (1977). Figure extraite de Foster & Chevalier (1993).

mation de l'embryon stellaire impliquent, au début de la phase protostellaire ($t > 0$), un taux d'accrétion beaucoup plus fort (d'un facteur ~ 10) que le taux a_s^3/G prédit par la solution de Shu (1977). Ce taux d'accrétion n'est pas uniforme (il est plus fort à petit rayon qu'à grand rayon), et il décroît au cours du temps pour finalement tomber à zéro lorsque le réservoir de masse est épuisé (cf. Fig. 1.6a). Néanmoins, lorsque l'effondrement se déclenche à partir d'un état d'équilibre instable, donc de contraste de densité plus élevé que le contraste critique de Bonnor-Ebert (cf. § 1.2.1), Foster & Chevalier (1993) montrent qu'après une forte décroissance, le taux d'accrétion reste approximativement constant égal à a_s^3/G , puis tombe à zéro lorsque le réservoir de masse est épuisé (cf. Fig. 1.6b). Ainsi, la solution de Larson-Penston décrit relativement bien l'effondrement dans la région centrale autour de $t = 0$, tandis que celle de Shu (1977) devient appropriée plus tard pendant la phase d'accrétion (uniquement lorsque le contraste de densité initial est supérieur au contraste critique de Bonnor-Ebert).

En résumé, l'effondrement gravitationnel d'une sphère isotherme non singulière possède des caractéristiques bien différentes de celles du modèle de Shu (1977). L'enveloppe est notamment déjà en mouvement au moment de la formation de l'embryon stellaire central (cf. Fig. 1.4), et le taux d'accrétion plus élevé décroît au cours du temps.

Un certain nombre d'autres simulations hydrodynamiques d'effondrement gravitationnel sans champ magnétique ont été effectuées. Citons par exemple (sans souci d'ex-

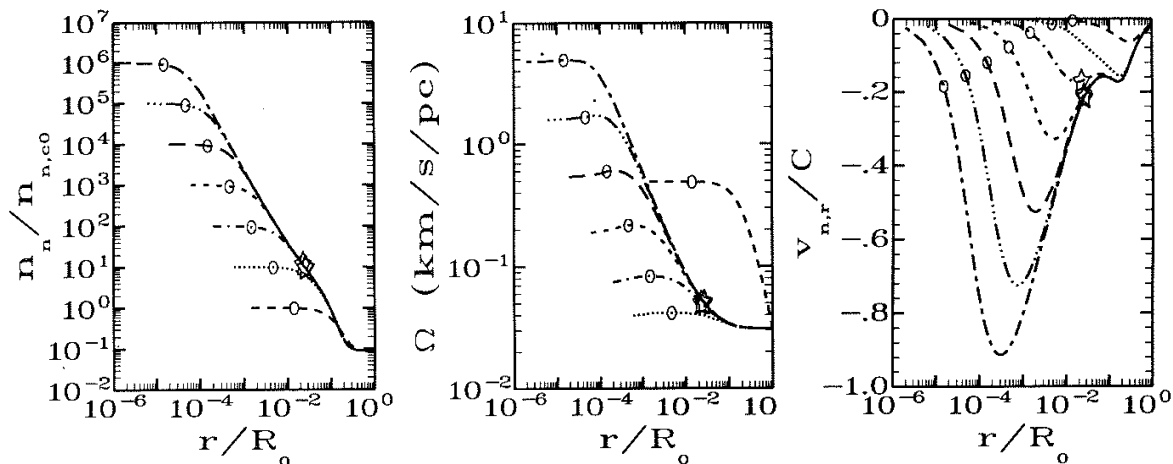


FIG. 1.7 – Evolution au cours du temps (a) du profil de densité (à gauche), (b) du profil de vitesse angulaire (au milieu) et (c) du profil de vitesse radiale des particules neutres (à droite) du modèle de diffusion ambipolaire n° 2 de BM94. La densité centrale augmente d’un facteur 10 d’une courbe à l’autre, au fur et à mesure de la contraction. L’étoile indique le rayon du cœur supercritique (à partir du moment où il apparaît, 3^{ème} courbe, en tiret-point). Le rayon est normalisé par le rayon initial du nuage $R_0 = 5.76$ pc, la densité est normalisée par la densité centrale initiale et la vitesse est normalisée par la vitesse du son isotherme $C = 0.188$ km s⁻¹. L’évolution de la 1^{ère} à la 3^{ème} courbe prend 1.556×10^7 ans, puis seulement 3.5×10^5 ans de la 3^{ème} à la 7^{ème} courbe. Figure extraite de BM94.

haustivité) les simulations relaxant l’hypothèse d’isothermie (cf. par ex. Masunaga et al. 1998; Masunaga & Inutsuka 2000; Lesaffre 2002), les simulations isothermes incluant la rotation (cf. par ex. Boss & Hartmann 2001), les simulations isothermes d’effondrement induit par compression (cf. par ex. Hennebelle et al. 2002).

1.2.4 Modèles isothermes magnétiques

Le champ magnétique est une source de support non négligeable contre la gravitation¹⁰ (cf. Heiles et al. 1993; McKee et al. 1993; Crutcher 2001; Ciolek & Basu 2001). Par le mécanisme de freinage magnétique, le champ magnétique peut également jouer un rôle important dans la redistribution du moment cinétique dans les cœurs préstellaires (cf. Mouschovias 1991). Néanmoins, le mécanisme de diffusion ambipolaire (cf. note 2 p. 2) est “le moyen inventé par la gravitation pour gagner sa bataille contre le champ magnétique” (Mouschovias 1991), et permet aux cœurs préstellaires de se contracter puis de s’effondrer gravitationnellement.

Mouschovias et ses collaborateurs ont développé des modèles numériques d’effon-

10. Même si la question de savoir si les nuages moléculaires sont supercritiques (champ magnétique suffisant pour contrebalancer la gravitation) ou souscritiques n’est pas tranchée (cf. par ex. Myers & Goodman 1988a; Crutcher et al. 1993; Troland et al. 1996; Crutcher 1999).

drement gravitationnel de nuages magnétisés (Ciolek & Mouschovias 1993, 1994) en rotation (Basu & Mouschovias 1994, 1995a,b – BM94, BM95a, BM95b dans la suite). La Fig. 1.7 présente les profils de densité (a), de vitesse angulaire (b) et de vitesse radiale des particules neutres (c) du modèle n° 2 de BM94 incluant les effets de la diffusion ambipolaire et du freinage magnétique. Le nuage est initialement souscritique, soutenu par un champ magnétique uniforme dans la direction perpendiculaire à ce champ. Dans la direction parallèle au champ, l'équilibre est assuré par la pression thermique : le nuage est par conséquent aplati dans la direction du champ. Ce modèle prédit une évolution en deux phases : tout d'abord une contraction quasistatique, puis l'effondrement dynamique d'une partie du nuage devenue supercritique.

Pendant la première phase, le nuage se contracte de manière quasistatique grâce à la diffusion ambipolaire (sur une échelle de temps de l'ordre de 10 fois le temps de chute libre). Parallèlement, le freinage magnétique réduit la vitesse angulaire en évacuant une partie du moment cinétique (sur une échelle de temps de quelques temps de chute libre) et impose une vitesse angulaire quasiment uniforme, égale à la vitesse angulaire supposée uniforme du milieu ambiant (passage de la courbe en tiret à celle en pointillé sur la Fig. 1.7b). Au cours de la contraction, le rapport masse sur flux magnétique du nuage augmente. Dès qu'il dépasse la valeur critique $\left(\frac{M}{\phi_B}\right)_{crit} \sim \left(\frac{1}{63G}\right)^{1/2}$ (Mouschovias & Spitzer 1976), sa région interne devient supercritique et commence à s'effondrer de manière dynamique (elle est également supercritique thermiquement), tandis que les parties externes du nuage demeurent souscritiques et restent supportées par le champ magnétique. Ce processus fait par conséquent apparaître une échelle spatiale particulière, qui sépare le cœur supercritique en effondrement (dont le rayon est symbolisé par une étoile à partir des 3^{ème} courbes sur les Fig. 1.7a à c) du reste du nuage toujours souscritique. Pendant cette deuxième phase, le cœur supercritique s'effondre en conservant son moment cinétique et son profil de vitesse angulaire tend vers $\Omega \propto 1/r$ à $t = 0$.

Ce profil de vitesse angulaire non uniforme (rotation différentielle) à $t = 0$ est très différent du profil uniforme (rotation solide) supposé par Terebey et al. (1984) pour inclure la rotation dans le modèle SIS de Shu (1977) (cf. § 1.2.2). L'évolution temporelle du rayon centrifuge r_c pour ces deux modèles est en conséquence assez différente puisque le modèle magnétique prévoit $r_c \propto m_{acc}(t)$ et le modèle SIS donne $r_c \propto m_{acc}(t)^3$ (cf. § 1.2.2), avec $m_{acc}(t)$ la masse accrétée. Le taux de croissance du disque centrifuge est par conséquent *initialement* plus élevé pour le modèle magnétique que pour le modèle SIS (cf. Fig. 1 de Basu 1998). De plus, ces modèles magnétiques prévoient, comme les modèles purement hydrodynamiques partant d'un état d'équilibre non singulier (cf. § 1.2.3), une décroissance du taux d'accrétion dans la phase protostellaire, avec un taux maximum $\dot{M}_{acc} \sim 6-10 a_s^3/G$ à $t = 0$ (Ciolek & Königl 1998; Basu 1998).

1.3 Observation de la structure en vitesse des enveloppes protostellaires

L'étude de la structure en vitesse (en terme de mouvements de rotation et de contraction) des cœurs préstellaires et des enveloppes protostellaires est un moyen privilégié pour différencier les modèles d'effondrement gravitationnel : phase préstellaire dynamique/quasistatique, taux d'accrétion variable/constant, distribution du moment cinétique à $t = 0$ (qui constituera les conditions initiales de la nébuleuse protoplanétaire)... Nous commencerons par rappeler les principaux résultats observationnels obtenus pendant la dernière quinzaine d'années concernant la rotation et l'effondrement des enveloppes protostellaires¹¹. Puis nous présenterons brièvement les deux instruments que nous avons utilisés pour observer les cœurs denses et les enveloppes protostellaires au sein des nuages moléculaires.

1.3.1 Observation de mouvements de rotation

Goodman et al. (1993) ont détecté la présence de rotation dans $\sim 70\%$ des 43 cœurs denses NH_3 qu'ils ont analysés (échantillon GBFM93). Sur une échelle de ~ 0.1 pc correspondant à des densités $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, ils concluent que les gradients de vitesse mis en évidence sont compatibles avec de la rotation solide, de vitesse angulaire $0.3 < \Omega < 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (valeur typique : $1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) correspondant à un rapport de l'énergie cinétique de rotation sur l'énergie potentielle de gravitation $0.002 < \beta < 1.4$ (valeur typique : 0.02), indépendant du rayon R du cœur. La distribution de moment cinétique spécifique J/M de ces cœurs suit approximativement la loi $J/M \propto R^{1.6}$. D'autre part, dans leur étude de 15 petits globules de Bok¹² de tailles comparables à celles des cœurs denses de GBFM93 (échantillon KC97), Kane & Clemens (1997) précisent que ces globules présentent tous des signes de rotation, approximativement solide pour une majorité d'entre eux, mais avec également la présence de mouvements de cisaillement. Les moments cinétiques spécifiques sont du même ordre que ceux mesurés par GBFM93. De plus, ces auteurs montrent (cf. leur Fig. 23) que les moments cinétiques spécifiques moyens des deux échantillons GBFM93 et KC97 sont ~ 2 ordres de grandeurs plus petits que ceux mesurés à plus grande échelle (~ 1 pc) par Arquilla & Goldsmith (1986 – échantillon AG86) dans des nuages moléculaires observés en ^{13}CO (densité $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$), pour lesquels les vitesses angulaires sont de $\sim 1\text{-}3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (voir également Arquilla & Goldsmith 1985; Goldsmith & Arquilla 1985)¹³.

Ohashi (1999) a montré, à partir d'observations interférométriques à petite échelle ($r \lesssim 2000 \text{ UA}$), que le moment cinétique spécifique d'un échantillon de 8 enveloppes

11. Les détails des techniques utilisées pour mesurer les mouvements de rotation et de contraction sont apportés dans les § 3.2 et 3.3.

12. Voir la revue de Bok (1977) sur ces petits nuages sombres isolés.

13. Signalons que l'un des nuages de l'échantillon AG86 (B361) semble caractérisé par une région centrale (de rayon $R \sim 0.16\text{-}0.25$ pc selon la distance supposée) en rotation solide, et une région externe en rotation différentielle (avec $\Omega \propto r^{-1}$).

et disques circumstellaires du nuage du Taureau (objets de classe 0 et I) est approximativement constant ($\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$) et indépendant du rayon d'observation (cf. également Ohashi et al. 1997b; Myers, Evans & Ohashi 2000). La rotation observée est souvent différentielle (cf. par ex. Momose et al. 1998), parfois même compatible avec une rotation képlérienne (cf. Ohashi et al. 1997a).

Deux régimes de rotation semblent par conséquent apparaître (au moins dans le nuage moléculaire du Taureau): un régime de rotation angulaire approximativement uniforme (caractérisant les cœurs denses) et un régime de moment cinétique spécifique constant (caractérisant la partie interne des enveloppes protostellaires). Ohashi et al. (1997b) ont interprété le rayon à la jonction de ces deux régimes ($r \sim 0.03 \text{ pc}$) comme l'échelle caractéristique de l'effondrement gravitationnel dans le nuage du Taureau (voir aussi Ohashi 1999). Au delà de cette échelle, un mécanisme semble uniformiser la rotation (freinage magnétique?) et en deçà, l'effondrement gravitationnel a lieu en conservant le moment cinétique. Il serait intéressant de savoir si l'existence de ces deux régimes se retrouve dans d'autres nuages, notamment les régions de formation d'étoiles en amas telles que le nuage moléculaire de $\rho \text{ Oph}$.

1.3.2 Observation de mouvements d'effondrement

Les détections de mouvements de contraction dans les condensations préstellaires et les enveloppes protostellaires obtenues depuis une dizaine d'années reposent essentiellement sur une signature spectroscopique particulière en raies moléculaires millimétriques que nous expliquerons au Chap. 3 (cf. par ex. Evans 1999; Myers et al. 2000; André 2002a). Deux approches complémentaires ont été suivies pour étudier l'effondrement gravitationnel: observer un grand nombre de sources afin d'obtenir une information statistique sur la présence ou non de la signature spectroscopique d'effondrement dans chaque classe d'objet, ou étudier en détails un objet particulier présentant cette signature, à l'aide de cartographies et (souvent) de simulations numériques de transfert radiatif.

Lee, Myers, & Tafalla (1999) ont observé un échantillon de 220 cœurs préstellaires. Sur 69 détectés à la fois en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ et $\text{CS}(2-1)$, 17 cœurs semblent révéler la présence de mouvements de contraction, dont 10 ont été considérés comme candidats sérieux par Lee et al. (2001) à partir de cartographies complémentaires. Les vitesses mesurées sont de l'ordre de $0.05-0.1 \text{ km s}^{-1}$ (donc subsoniques), et les zones en contraction s'étendent jusqu'à un rayon $r \sim 0.06-0.14 \text{ pc}$. Gregersen & Evans (2000) ont également observé en $\text{HCO}^+(3-2)$ une zone en contraction étendue dans $\sim 50\%$ des cœurs préstellaires détectés en émission continue submillimétrique par Ward-Thompson et al. (1994). Ces résultats généralisent les conclusions qui ont été obtenues sur le cœur préstellaire L1544 dans le nuage du Taureau pour lequel une zone en effondrement étendue ($r \sim 0.1 \text{ pc}$) avec des vitesses subsoniques ($\sim 0.02-0.1 \text{ km s}^{-1}$) a été mise en évidence (cf. Tafalla et al. 1998; Williams et al. 1999; Ohashi et al. 1999; Tafalla 2001). Notons que des vitesses sensiblement plus élevées ($\sim 0.2-0.3 \text{ km s}^{-1}$ à 2000-3000 UA) ont été mesurées par Onishi, Mizuno & Fukui (1999) dans la condensation préstellaire MC27 du Taureau,

probablement sur le point de former l’embryon stellaire central (Onishi et al. 2001). Dans tous les cas, *la détection de zones en effondrement étendues dans les cœurs préstellaires indique qu’une partie de la phase préstellaire se déroule de manière dynamique avant d’aboutir à la formation de l’embryon stellaire central.*

La recherche de la signature d’effondrement a également été entreprise dans les enveloppes protostellaires de classe 0 et de classe I (cf. Mardones et al. 1997; Gregersen et al. 1997, 2000). Même si sa détection peut être rendue plus délicate à cause des flots bipolaires d’éjection de matière présents dans tous ces objets, environ la moitié de l’échantillon présente cette signature. De plus, durant les quinze dernières années, trois sources de classe 0 présentant cette signature (ainsi que la signature de rotation) ont été particulièrement étudiées : B335 dans un globule de Bok (cf. Zhou et al. 1993; Zhou 1995; Choi et al. 1995; Wilner et al. 2000), L1527 dans le nuage du Taureau (cf. Myers et al. 1995; Zhou, Evans, & Wang 1996; Ohashi et al. 1997a) et IRAS 16293-2422 dans le nuage de ρ Oph (cf. Walker et al. 1986; Menten et al. 1987; Zhou 1995; Narayanan, Walker & Buckley 1998; Imai, Iwata, & Miyoshi 1999; Ceccarelli et al. 2000). Ces sources ont souvent été interprétées uniquement dans le cadre du modèle de Shu (1977), B335 ayant même été considérée comme le “rêve du théoricien” (Myers, Evans & Ohashi 2000). Par ailleurs, des observations interférométriques ont permis de mettre en évidence la présence de mouvements d’effondrement à l’aide d’autres signatures spectroscopiques (cf. § 3.3) dans un certain nombre de proto-étoiles (cf. Ohashi 1999; Myers, Evans & Ohashi 2000; Di Francesco et al. 2001). Dans le Chap. 4, nous présenterons une étude détaillée de la structure en vitesse de la proto-étoile de classe 0 actuellement la plus jeune du nuage moléculaire du Taureau, IRAM 04191, découverte par André, Motte, & Bacmann (1999).

1.3.3 Techniques d’observation

Les radiotélescopes (sub)millimétriques au sol sont particulièrement bien adaptés pour étudier les régions de formation d’étoiles puisqu’on trouve, dans les bandes de transparence de l’atmosphère terrestre¹⁴ à 0.85, 1.3, 2 et 3 mm (\sim 330-370, 200-290, 130-170 et 80-110 GHz, cf. Annexe B de Wild 1999), un certain nombre de transitions moléculaires de rotation excitées aux températures typiquement rencontrées (10-30 K). L’observation de ces transitions se fait par détection hétérodyne. Ces radiotélescopes sont également adaptés pour mesurer l’émission continue thermique de la poussière froide (détection bolométrique).

Nous avons utilisé les deux instruments de l’Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM)¹⁵ : le radiotélescope de 30 m de diamètre et l’interféromètre du Plateau

14. Dans le domaine (sub)millimétrique, l’opacité de l’atmosphère est essentiellement due à la présence de vapeur d’eau ainsi qu’à des bandes d’émission de O_2 (cf. Fig. 8.1 de Rohlfs & Wilson 1996). Les radiotélescopes sont par conséquent installés en altitude, pour diminuer au maximum la quantité de vapeur d’eau sur la ligne de visée. En général, la période d’hiver est la plus propice pour observer.

15. Institut fondé en 1979 par la *Max-Planck-Gesellschaft* allemande et le Centre National de la

de Bure.

Le radiotélescope de 30 m (cf. Wild 1999) est situé à 2900 m d'altitude sur les pentes du Pico Veleta dans la Sierra Nevada, près de Grenade (Andalousie, Espagne). Il est utilisé depuis 1985 et est actuellement le radiotélescope millimétrique à antenne unique le plus performant autour de 1.3 mm. Son miroir parabolique de 30 m de diamètre lui permet d'obtenir des résolutions angulaires (*HPBW*) de 22-31'' dans la bande à 3 mm, 14-19'' à 2 mm et 9-12'' à 1.3 mm¹⁶. Jusqu'à quatre récepteurs hétérodynes peuvent être utilisés simultanément, ce qui permet d'observer plusieurs transitions en même temps dans la même direction du ciel. Depuis 2001, une nouvelle caméra à 230 GHz (HERA), constituée de 9 récepteurs hétérodynes, permet d'augmenter considérablement l'efficacité de cartographie du télescope. L'analyse spectrale du signal collecté est réalisée soit par une série de filtres, soit par un autocorrélateur dont la résolution spectrale peut descendre jusqu'à 10 kHz (soit 0.03 km s⁻¹ à 100 GHz). Par ailleurs, les observations de l'émission continue des poussières à 1.2 mm sont réalisées avec la caméra de bolomètres MAMBO constituée de 37 récepteurs (et bientôt 117) espacés de $\sim 20''$ (caméra développée par le *Max-Planck-Institut für Radioastronomie* de Bonn).

L'interféromètre millimétrique de l'IRAM (cf. Neri 2001) est situé à 2550m d'altitude sur le Plateau de Bure dans les Alpes. Cet instrument (appelé PdBI dans la suite), constitué de 3 télescopes de 15 m de diamètre lorsqu'il a vu le jour en 1995, puis de 5 télescopes en 1996, possède maintenant 6 télescopes. Grâce à sa grande surface collectrice, il est pour le moment l'interféromètre millimétrique le plus sensible. A l'heure actuelle, lorsque l'on veut atteindre une résolution angulaire de l'ordre de la seconde d'arc dans le domaine millimétrique, il est nécessaire d'utiliser un interféromètre, instrument constitué de plusieurs télescopes mobiles (pour la suite, on appelle L la distance séparant les deux plus éloignés : c'est la "ligne de base" maximale) dont on combine les signaux de manière cohérente. Le signal ainsi synthétisé contient une partie de l'information qu'on obtiendrait avec un télescope unique de diamètre L . La rotation de la Terre est mise à profit pour collecter le maximum de cette information puisqu'elle modifie au cours du temps l'orientation des différentes paires de télescopes et leurs longueurs projetées dans un plan perpendiculaire à la direction de la source. L'objectif est de couvrir le plus densément possible la surface qu'occuperait le télescope unique de diamètre L (on parle de synthèse d'ouverture). Pour y parvenir, on peut également, en complément, changer la configuration de l'interféromètre en déplaçant les télescopes. Dans le cas du PdBI, on utilise principalement 4 configurations. Dans la configuration la plus étendue, la ligne de base maximale (L) est actuellement de l'ordre de 400 m, ce qui permet d'atteindre des résolutions angulaires de $\sim 1.1''$ à 100 GHz et $\sim 0.5''$ à 230 GHz (cf. 2002, IRAM Newsletter, 53, 11-14).

Recherche Scientifique français, en collaboration avec l'*Instituto Geografico Nacional* espagnol, devenu membre à part entière en 1990.

16. La relation $HPBW = 2460/\nu(\text{GHz})$ est une bonne approximation reliant la résolution effective du télescope à la fréquence d'observation, cf. Tab. 2 de la lettre n° 53 de l'IRAM (2002, IRAM Newsletter, 53, 9). La résolution d'un radiotélescope est limitée par la diffraction ($\sim \lambda/D$), d'où l'intérêt d'un diamètre le plus grand possible (à condition de maîtriser les problèmes mécaniques de déformation du miroir, de précision du pointage...).

La calibration et la réduction des données de ces deux instruments est réalisée à l'aide d'un ensemble de logiciels conçus par l'Observatoire de Grenoble et l'IRAM.

1.4 Plan de travail

L'objectif principal de cette thèse est d'apporter des contraintes observationnelles aux modèles de formation d'étoile en étudiant la structure en vitesse des enveloppes de proto-étoiles de classe 0 et des condensations préstellaires. Pour cela, nous utilisons un code numérique de transfert radiatif qui permet de simuler des spectres de transitions moléculaires à partir de modèles paramétrés d'enveloppe en effondrement gravitationnel et en rotation. Les spectres synthétisés sont ajustés aux spectres que nous avons observés et l'on déduit de cet ajustement les caractéristiques de la structure en vitesse des objets étudiés, en terme d'effondrement gravitationnel et de rotation.

Le Chap. 2 commence par rappeler les notions de transfert radiatif auxquelles il sera abondamment fait appel par la suite. Il présente également le code numérique de transfert radiatif MAPYSO que nous avons utilisé pour modéliser les sources étudiées.

Nous expliquons ensuite dans le Chap. 3 comment la spectroscopie de transitions moléculaires dans le domaine millimétrique permet d'accéder à la structure en vitesse des enveloppes protostellaires.

Le Chap. 4 constitue la plus grande partie de ce travail de thèse et présente l'étude détaillée de la structure en vitesse de la proto-étoile de classe 0 IRAM 04191, située dans le nuage moléculaire du Taureau, région dans laquelle les étoiles se forment de manière plutôt isolée. Dans un premier temps, à partir d'observations réalisées avec le télescope de 30m de l'IRAM, nous utilisons MAPYSO pour préciser la structure en vitesse de l'enveloppe d'IRAM 04191 à l'échelle de rayon $r \sim 1500 - 14000$ UA, que nous comparons ensuite aux prédictions d'un certain nombre de modèles de formation d'étoile (§ 4.1 à 4.5). Dans un second temps, nous complétons l'analyse de la structure en vitesse à plus petite échelle à partir d'observations interférométriques obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure (§ 4.6).

Le Chap. 5 est consacré à l'étude d'un échantillon de condensations préstellaires situées dans le nuage moléculaire de ρ Ophiuchi (ρ Oph), région de formation d'étoiles en amas. La structure en vitesse des cœurs denses au sein desquels sont apparues ces condensations est analysée en terme de mouvements de contraction et de rotation (?). Nous présentons également une analyse des mouvements relatifs des condensations au sein du nuage moléculaire de ρ Oph.

Enfin, en guise de synthèse, le Chap. 6 compare la structure en vitesse d'IRAM 04191 avec celle d'autres sources du nuage du Taureau, ainsi que d'autres objets situés dans des régions de formation d'étoiles en amas, pour tenter de distinguer les caractéristiques de l'effondrement gravitationnel dans ces régions aux modes de formation d'étoile apparemment différents.

Chapitre 2

Notions de transfert radiatif et code numérique

Les condensations dans lesquelles naissent les étoiles de faible masse au sein des nuages moléculaires sont des milieux denses et très froids constitués de gaz et de poussières, caractérisés par des densités $n_{H_2} \sim 10^4\text{-}10^6 \text{ cm}^{-3}$ et des températures cinétiques de l'ordre de 10-30 K. Ces conditions physiques sont telles que les régions de formation d'étoiles sont opaques au rayonnement dans le domaine visible et émettent un rayonnement de l'infrarouge proche, voire de l'infrarouge moyen seulement, au domaine radio. Dans le domaine millimétrique, ce rayonnement est constitué d'une émission continue, l'émission thermique des poussières, et de raies spectrales, correspondant à l'émission du gaz dans des transitions moléculaires de rotation. Une grande partie de ce travail de thèse consacré à l'étude de la structure en vitesse des enveloppes protostellaires repose sur l'analyse de spectres de transitions moléculaires obtenus à l'aide de radiotélescopes millimétriques. Ce chapitre rappelle tout d'abord quelques notions simples sur l'interaction entre la matière et le rayonnement nécessaires pour la compréhension de ces spectres, puis il décrit le code numérique de transfert radiatif que nous avons employé pour modéliser les sources étudiées. Enfin, la dernière partie précise les paramètres spectroscopiques que nous avons utilisés.

2.1 Eléments de transfert radiatif

2.1.1 Grandeurs photométriques et températures

Un rayonnement est caractérisé par son intensité spécifique monochromatique I_ν (ou luminance ou brillance monochromatique, cf. Léna, Lebrun & Mignard 1996), qui représente la puissance transportée à travers une unité de surface normale à la direction de propagation, par unité de fréquence et par unité d'angle solide (unité SI: $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$). On note \bar{I}_ν l'intensité spécifique monochromatique moyennée sur toutes les directions ($\bar{I}_\nu = \frac{1}{4\pi} \oint I_\nu d\Omega$, unité SI: $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Elle est liée à la den-

sité d'énergie monochromatique moyenne \bar{u}_ν (unité SI: $\text{J m}^{-3} \text{Hz}^{-1}$) par la relation $\bar{I}_\nu = \frac{c}{4\pi} \bar{u}_\nu$. La puissance transportée à travers une unité de surface normale à la direction de propagation, par unité de fréquence et dans un angle solide Ω donné est le flux F_ν (ou éclairement monochromatique, cf. Léna et al. 1996) et s'obtient par la relation $F_\nu = \int_\Omega I_\nu \cos \theta d\Omega$. En radioastronomie, l'unité de flux utilisée est le Jansky ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

Lorsque le rayonnement est un rayonnement de corps noir, l'intensité spécifique I_ν est égale à la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} , \quad (2.1)$$

entièrement caractérisée par la température thermodynamique T . Pour un rayonnement quelconque à une fréquence donnée, on définit par analogie au rayonnement de corps noir la température de brillance T_b comme la température du rayonnement de corps noir qui aurait la même intensité spécifique, soit $I_\nu = B_\nu(T_b)$. Cette notion est très utile en radioastronomie puisque, lorsque l'approximation de Rayleigh-Jeans est valide ($h\nu \ll kT$), on obtient $I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_b$, soit une relation de proportionnalité directe entre la température de brillance et l'intensité spécifique. En pratique, l'approximation de Rayleigh-Jeans n'est pas tout à fait valide dans le domaine millimétrique aux températures caractéristiques des cœurs denses des nuages moléculaires. Par exemple, pour la fréquence de la transition CS(2-1) et une température de 10 K, $h\nu/kT$ vaut 0.5. C'est pourquoi on définit une grandeur supplémentaire, la température de rayonnement effective $J_\nu(T_b)$ (voir par ex. Kutner & Ulich 1981) par la relation :

$$J_\nu(T_b) = \frac{c^2}{2k\nu^2} B_\nu(T_b) , \quad (2.2)$$

qui n'est égale à la température de brillance que lorsque l'approximation de Rayleigh-Jeans est valide.

En radioastronomie, l'un des intérêts de décrire le rayonnement d'une transition moléculaire par une température plutôt que par son intensité vient de ce que, sous certaines conditions (cf. § 2.1.5), elle donne facilement accès à la température du gaz. La température cinétique T_k est la température caractérisant la distribution de vitesse thermique des particules du milieu, supposée maxwellienne. Lorsque l'équilibre thermodynamique local (ETL) est établi dans le milieu (cf. § 2.1.5), cette température décrit également la répartition statistique des molécules dans les différents niveaux de rotation selon la distribution de Boltzmann: $\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_{ul}/kT_k}$, où les indices u et l désignent les niveaux haut et bas de la transition de fréquence ν_{ul} , et g_u et g_l leurs dégénérescences. Par analogie, lorsque les conditions d'ETL ne sont pas remplies, on définit la température d'excitation T_{ex} d'une transition comme le paramètre permettant d'écrire le rapport des populations des niveaux sous une forme analogue à celle de Boltzmann :

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}} . \quad (2.3)$$

Lorsque l'ETL est établi pour la transition considérée, la température d'excitation et la température cinétique sont égales.

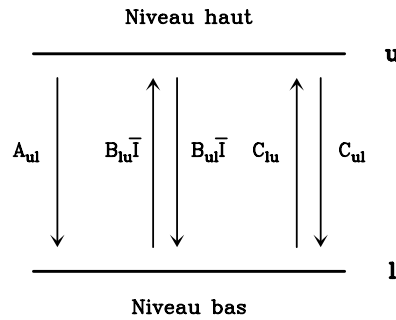


FIG. 2.1 – Diagramme des processus radiatifs et collisionnels couplant les niveaux haut (u) et bas (l) d'une transition moléculaire. De gauche à droite : émission spontanée, absorption, émission induite, excitation collisionnelle et désexcitation collisionnelle.

2.1.2 Processus radiatifs et collisionnels

La répartition statistique des molécules dans les différents niveaux de rotation est déterminée par les processus radiatifs d'absorption, d'émission spontanée et d'émission induite d'un photon, et les processus collisionnels entre molécules. Considérons une transition entre deux niveaux u et l (cf. Fig. 2.1), décrite par un profil de raie $\phi(\nu)$ piqué à la fréquence ν_{ul} et normalisé à 1 ($\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$). Une molécule dans l'état u peut se désexciter spontanément en émettant un photon de fréquence ν_{ul} et on note A_{ul} la probabilité d'émission spontanée d'un photon par seconde. A l'opposé, une molécule dans l'état l peut absorber un photon incident à la fréquence ν_{ul} et passer dans l'état u . La probabilité d'absorption d'un photon par seconde est proportionnelle à l'intensité \bar{I} du rayonnement moyennée sur les angles et sur le profil de la transition ($\bar{I} = \int \bar{I}_\nu \phi(\nu) d\nu$), et est notée $B_{lu} \bar{I}$. Enfin, Einstein a montré l'existence de l'émission stimulée, processus inverse de l'absorption, qui correspond à la désexcitation radiative d'une molécule dans l'état u induite par un photon incident. La probabilité d'émission stimulée par seconde, également proportionnelle à \bar{I} , est notée $B_{ul} \bar{I}$. Ces trois coefficients A_{ul} , B_{ul} et B_{lu} , appelés coefficients d'Einstein, ne dépendent que des propriétés quantiques de la molécule et sont liés par les deux relations (voir par ex. Elitzur 1992; Rybicki & Lightman 1979) :

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (2.4)$$

$$A_{ul} = \frac{2h\nu_{ul}^3}{c^2} B_{ul} \quad (2.5)$$

Pour les transitions dipolaires moléculaires de rotation, le coefficient d'Einstein A_{ul} dépend du moment dipolaire μ de la molécule :

$$A_{ul} = \frac{64\pi^4 \nu_{ul}^3}{3hc^3} \mu_{ul}^2, \quad (2.6)$$

avec μ_{ul} le module de l'élément de matrice de l'opérateur moment dipolaire entre les états u et l . Pour une molécule linéaire comme CS ou CO, dont les niveaux d'énergie

sont caractérisés par un seul nombre quantique J , cet élément s'exprime $\mu_{ul}^2 = \mu^2 \frac{J+1}{2J+3}$ pour la transition du niveau $u = J + 1$ vers le niveau $l = J$ (cf. Townes & Schawlow 1975, § 1.4), avec μ le moment dipolaire de la molécule.

Aux processus radiatifs couplant les niveaux d'énergie d'une molécule s'ajoutent les collisions inélastiques entre molécules qui induisent des transitions non radiatives. La probabilité C_{lu} d'excitation collisionnelle d'une molécule de l'état l vers l'état u par seconde est le produit de la densité n de collisionneurs, essentiellement H_2 et He qui sont les espèces moléculaires et atomiques dominantes dans les nuages moléculaires, par un coefficient de collision γ_{lu} qui dépend de la section efficace de collision et de la fonction de distribution des vitesses (cf. par ex. Flower 1999). La probabilité C_{ul} de désexcitation collisionnelle est reliée à C_{lu} par :

$$g_l C_{lu} = g_u C_{ul} e^{(-h\nu_{ul}/kT_k)} \quad (2.7)$$

2.1.3 Les équations couplées du transfert radiatif

Les caractéristiques du rayonnement émis dans une transition moléculaire et émergent d'un nuage découlent de l'interaction entre la matière et le rayonnement. Tout d'abord, la propagation du rayonnement dans un milieu le long d'une abscisse curviligne l (cf. Fig. 2.2) est décrite par l'équation du transfert radiatif qui exprime le taux de variation de l'intensité spécifique monochromatique du rayonnement en fonction des propriétés d'absorption et d'émission du milieu (voir par ex. Mihalas 1970; Rybicki & Lightman 1979). Elle s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu, \quad (2.8)$$

avec κ_ν et ϵ_ν les coefficients d'absorption et d'émission monochromatiques du milieu, qui dépendent des populations des niveaux par les relations :

$$\kappa_\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ul} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \Phi(\nu) \quad (2.9)$$

$$\epsilon_\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ul} n_u A_{ul} \Phi(\nu). \quad (2.10)$$

Introduisons deux nouvelles grandeurs : la profondeur optique ou opacité $\tau_\nu = -\int \kappa_\nu dl$ (cf. Fig. 2.2), et la fonction source $S_\nu = \epsilon_\nu/\kappa_\nu$. La définition de la température d'excitation T_{ex} donnée au § 2.1.1 est telle que la fonction source s'exprime simplement comme $S_\nu = B_\nu(T_{ex})$ (voir par ex. Elitzur 1992, § 2.4.6). Elle permet d'écrire également le coefficient d'absorption sous une autre forme :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ul}^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} (1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}}) \Phi(\nu). \quad (2.11)$$

L'équation 2.8 se réécrit en fonction de τ_ν et de S_ν :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \quad (2.12)$$

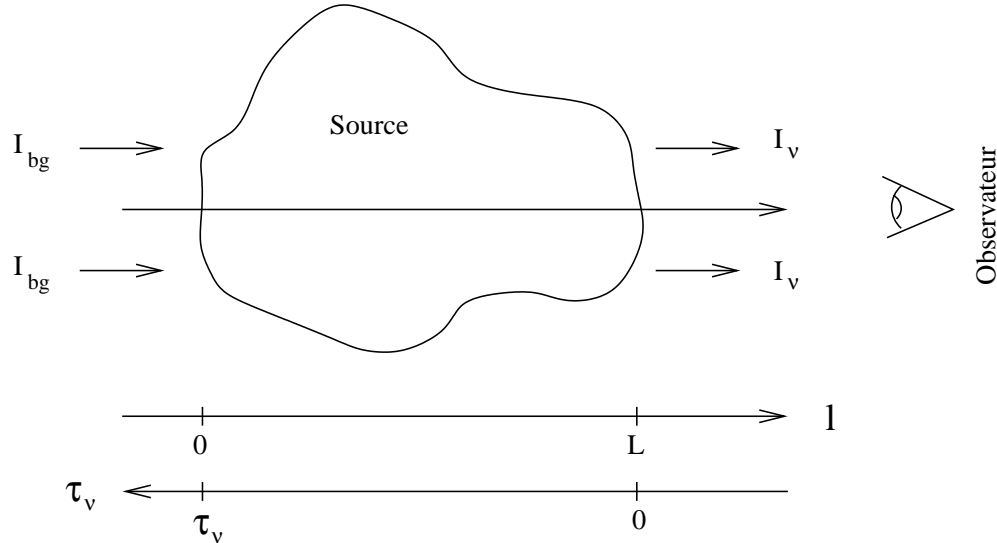


FIG. 2.2 – Schéma illustrant les conventions de notation et de signe utilisées. L’observateur est placé à droite et regarde dans la direction de la source (dont l’avant est à droite, l’arrière à gauche). Un rayonnement de fond (I_{bg}) illumine la source par derrière. L’intensité émergente de la source est I_ν . L’abscisse curviligne le long de la direction de propagation du rayonnement (flèche pointant vers l’observateur) est l . Son origine est placée à l’arrière de la source (cf. l’axe orienté vers la droite en bas). L’axe de l’opacité le long de la ligne de visée est lui orienté vers la gauche. Son origine est placée devant la source et l’opacité croît à mesure que l’on s’enfonce dans la source.

La solution formelle de cette équation donnant l’intensité spécifique émergente est :

$$I_\nu = I_{bg}e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu e^{-t_\nu} dt_\nu , \quad (2.13)$$

où τ_ν est la profondeur optique totale du milieu considéré et I_{bg} l’intensité spécifique du rayonnement de fond (par exemple le corps noir cosmologique à 2.73 K). Dans un cas général, la simplicité apparente de cette solution n’est qu’un leurre puisqu’elle contient toujours le couplage du rayonnement avec la matière : la fonction source et l’opacité sont à ce stade toujours indéterminées puisque les coefficients d’absorption et d’émission qui les définissent dépendent des populations des niveaux, qui dépendent elles-mêmes du champ de rayonnement.

A cette équation du transfert radiatif, il faut ajouter les équations de l’équilibre statistique. Elles expriment les taux de variation des populations des niveaux en fonction des taux de collision entre molécules et des phénomènes radiatifs d’absorption, d’émission spontanée et d’émission induite, qui font intervenir explicitement le champ de rayonnement moyen \bar{I}_ν . En effet, pour un système à N niveaux d’énergie, l’équation générale qui régit l’évolution au cours du temps de la population du niveau i s’écrit, pour tout i compris entre 1 et N :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -n_i \sum_{j \neq i} P_{ij} + \sum_{j \neq i} n_j P_{ji} , \quad (2.14)$$

où $P_{ij} = A_{ij} + B_{ij}\bar{I}_{ij} + C_{ij}$ si $i > j$ et $P_{ij} = B_{ij}\bar{I}_{ij} + C_{ij}$ si $i < j$, avec \bar{I}_{ij} l'intensité spécifique monochromatique à la fréquence ν_{ij} moyennée sur toutes les directions. L'hypothèse d'équilibre statistique impose $\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$ pour tout i :

$$0 = -n_i \sum_{j \neq i} P_{ij} + \sum_{j \neq i} n_j P_{ji}. \quad (2.15)$$

Ce système de N équations n'en contient que $N-1$ indépendantes, mais on y adjoint l'équation de conservation du nombre total de molécules. Ces N équations constituent finalement le système d'équations de l'équilibre statistique des populations, contenant N inconnues (les n_i) et dépendant explicitement du champ de rayonnement moyen \bar{I}_ν .

Le problème du transfert radiatif est alors complètement posé. Ce jeu d'équations, constitué de l'équation du transfert radiatif et du système d'équations de l'équilibre statistique des populations, exprime le couplage non-linéaire entre la matière et le rayonnement qui est à l'origine de la complexité de la modélisation du transfert radiatif. Il est ainsi souvent nécessaire de recourir à des simulations numériques (cf. § 2.2) pour résoudre ces équations. Néanmoins, le problème est largement simplifié lorsque l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL) est valide puisque, dans ce cas, la fonction source S_ν est simplement égale à la fonction de Planck $B_\nu(T_k)$. Si l'on connaît le profil de température $T_k(l)$ le long de la ligne de visée, alors l'intégrale de la solution formelle de l'équation du transfert radiatif (Eq. 2.13) peut être calculée sans difficulté.

2.1.4 Opacité d'une raie

L'opacité monochromatique d'une raie, ou profondeur optique τ_ν (cf. § 2.1.3), est une grandeur sans dimension. Elle traduit la quantité de molécules qui se trouvent dans l'état bas de la transition et qui vont absorber le rayonnement incident à la fréquence ν . Elle est en réalité réduite de la contribution de l'émission stimulée qui agit comme une "absorption négative". L'opacité au centre de la raie $\tau_{\nu,0}$ s'exprime à partir de l'équation 2.11 et en utilisant la relation $\Phi(\nu_{ul}) \approx 1/\Delta\nu = c/(\nu_{ul}\Delta\nu)$ (cf. § 3.1.3 de Lequeux, Falgarone & Ryter 2002) :

$$\tau_{\nu,0} = \frac{c^3}{8\pi\nu_{ul}^3} \frac{g_u}{g_l} \frac{N_l}{\Delta\nu} A_{ul} (1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}}), \quad (2.16)$$

avec N_l la densité de colonne des molécules dans le niveau l et $\Delta\nu$ la largeur de raie à mi-hauteur (FWHM, exprimée en unité de vitesse).

Une raie est dite optiquement épaisse lorsque $\tau_{\nu,0} \gg 1$ alors qu'on parle d'une raie optiquement mince lorsque $\tau_{\nu,0} \ll 1$. Comme ces deux notions seront abondamment utilisées dans la suite de cet exposé, nous allons illustrer ce qu'elles représentent pour un observateur.

Considérons le cas simple d'un nuage dans lequel la fonction source S_ν , égale à $B_\nu(T_{ex})$, est constante. En intégrant l'équation 2.13, l'intensité émergente devient :

$$I_\nu = B_\nu(T_{bg})e^{-\tau_\nu} + B_\nu(T_{ex})(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.17)$$

En pratique, pour s'affranchir en partie de la contribution de l'atmosphère terrestre, les observations sont réalisées en mode ON-OFF, qui conduit à $I_{\nu, obs} = I_{\nu} - B_{\nu}(T_{bg})$. On obtient donc :

$$I_{\nu, obs} = (B_{\nu}(T_{ex}) - B_{\nu}(T_{bg})) (1 - e^{-\tau_{\nu}}) . \quad (2.18)$$

Examinons les deux cas extrêmes avec, pour simplifier, $B_{\nu}(T_{ex}) \gg B_{\nu}(T_{bg})$. Pour une transition optiquement épaisse ($\tau_{\nu} \gg 1$), $I_{\nu} \simeq B_{\nu}(T_{ex})$: on "voit" la fonction source, donc la température d'excitation de la transition. Cette intensité représente approximativement le rayonnement émis par la couche d'épaisseur optique $\tau_{\nu} \sim 1$ en partant du bord le plus proche de l'observateur, et masque l'émission des couches plus internes. Si au contraire la transition est optiquement mince ($\tau_{\nu} \ll 1$), alors $I_{\nu} = \tau_{\nu} B_{\nu}(T_{ex})$: l'intensité est proportionnelle à la fonction source ET à la quantité de matière émettrice le long de la ligne de visée. L'observateur voit donc la totalité de la matière émettrice du milieu le long de la ligne de visée.

En résumé, un spectre optiquement épais renseigne directement sur la température d'excitation de la transition moléculaire dans le milieu alors qu'un spectre optiquement mince, une fois connue ou supposée la température d'excitation, reflète la quantité de matière sur la ligne de visée.

2.1.5 Notion de densité critique à travers le système à deux niveaux

Une transition moléculaire est dite thermalisée lorsque l'ETL est établi, ce qui se traduit par une température d'excitation égale à la température cinétique du gaz. Or, pour certaines transitions, les conditions physiques des condensations protostellaires (densité de l'ordre de $n_{H_2} \sim 10^4$ - 10^6 cm^{-3}) ne permettent pas l'établissement de l'ETL, qui est gouverné au premier ordre par la densité du milieu. L'examen du modèle simple à deux niveaux permet de définir la notion de densité critique au-delà de laquelle une transition est thermalisée, et est un premier pas vers la compréhension du transfert radiatif hors ETL.

Pour un système à deux niveaux u et l , les équations d'évolution des populations n_u et n_l s'écrivent (cf. Eq. 2.14) :

$$\frac{\partial n_l}{\partial t} = -\frac{\partial n_u}{\partial t} = -n_l(C_{lu} + B_{lu}\bar{I}) + n_u(C_{ul} + A_{ul} + B_{ul}\bar{I}) . \quad (2.19)$$

A l'état stationnaire et lorsque l'intensité du rayonnement est suffisamment faible (transition optiquement mince) pour que les termes $B_{lu}\bar{I}$ et $B_{ul}\bar{I}$ soient négligeables, c'est-à-dire lorsque les molécules sont excitées collisionnellement et se dés excitent par émission spontanée ou par collision, on obtient $\frac{n_u}{n_l} = \frac{C_{lu}}{C_{ul} + A_{ul}}$ d'où, avec l'équation 2.7 :

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu/kT_k} \frac{1}{1 + A_{ul}/C_{ul}} . \quad (2.20)$$

L'écart à la situation d'ETL est donc gouverné par le terme A_{ul}/C_{ul} et la transition est thermalisée lorsque la dés excitation par collision domine sur l'émission spontanée

($C_{ul} \gg A_{ul}$). Comme le terme de collision C_{ul} est proportionnel à la densité de collisionneurs n_{H_2} ($C_{ul} = n_{H_2} \gamma_{ul}$), la condition précédente devient $n_{H_2} \gg \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}}$. Une transition est donc thermalisée lorsque la densité du milieu est grande devant la densité critique qu'on définit par :

$$n_{cr} = \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}}. \quad (2.21)$$

Le terme A_{ul}/C_{ul} vaut par conséquent n_{cr}/n_{H_2} .

Le Tab. 2.1 (p. 30) donne les densités critiques de quelques transitions moléculaires étudiées dans cet exposé. Il illustre le fait que, pour une molécule donnée, la densité critique est plus forte pour des transitions de fréquences plus élevées, en lien avec la forte dépendance du coefficient d'émission spontanée avec la fréquence (cf. Eq. 2.6). Ce tableau montre également que, du fait de son très faible moment dipolaire, CO (de même que ses isotopes comme $C^{18}O$) est une molécule beaucoup plus facilement thermalisable que CS et N_2H^+ (ou leurs isotopes comme $C^{34}S$ et N_2D^+). Les molécules comme CS et N_2H^+ , ainsi que par exemple HCO^+ , H_2CO , C_3H_2 (et isotopes), sont par conséquent des traceurs de milieux plus denses – avec des densités de l'ordre de 10^5 - 10^6 cm^{-3} , typiques des cœurs denses des nuages – que CO.

Lorsque les termes radiatifs $B_{l_u \bar{l}}$ et $B_{u \bar{l}}$ ne sont pas négligeables dans l'équation 2.19, il n'est plus possible d'obtenir une expression explicite du rapport des populations puisque \bar{I} en dépend par l'intermédiaire de l'équation de transfert. La méthode de la probabilité d'échappement, introduite pour la première fois par Sobolev (1958),

TAB. 2.1 – Densités critiques de quelques transitions de CO, $C^{18}O$, CS, $C^{34}S$, N_2H^+ et HCO^+ à 10 K

Transition ($u-l$)	ν_{ul} (GHz)	B_e (GHz)	μ (Debye)	A_{ul} (s^{-1})	réf. ^a	γ_{ul} ($cm^{-3} s$)	réf. ^b	n_{cr} (cm^{-3})
CO(1-0)	115.3	57.6	0.110	7.2×10^{-8}	(1)	2.3×10^{-11}	(5)	3.1×10^3
CO(2-1)	230.5	57.6	0.110	6.9×10^{-7}	(1)	2.5×10^{-11}	(5)	2.8×10^4
$C^{18}O$ (1-0)	109.8	54.9	0.110	6.2×10^{-8}	(1)	2.3×10^{-11}	(5)	2.7×10^3
$C^{18}O$ (2-1)	219.6	54.9	0.110	5.9×10^{-7}	(1)	2.5×10^{-11}	(5)	2.4×10^4
CS(2-1)	98.0	24.5	1.958	1.7×10^{-5}	(2)	5.5×10^{-11}	(6)	3.1×10^5
CS(3-2)	147.0	24.5	1.958	6.1×10^{-5}	(2)	4.7×10^{-11}	(6)	1.3×10^6
CS(5-4)	244.9	24.5	1.958	3.0×10^{-4}	(2)	3.4×10^{-11}	(6)	8.8×10^6
$C^{34}S$ (2-1)	96.4	24.1	1.958	1.6×10^{-5}	(2)	5.5×10^{-11}	(6)	2.9×10^5
$C^{34}S$ (3-2)	144.6	24.1	1.958	5.8×10^{-5}	(2)	4.7×10^{-11}	(6)	1.2×10^6
$C^{34}S$ (5-4)	241.0	24.1	1.958	2.8×10^{-4}	(2)	3.4×10^{-11}	(6)	8.2×10^6
N_2H^+ (101-012)	93.2	46.6	3.40	3.6×10^{-5}	(3)	2.6×10^{-10}	(7)	1.4×10^5
N_2H^+ (3-2)	279.5	46.6	3.40	1.3×10^{-3}	(3)	4.5×10^{-10}	(7)	2.9×10^6
HCO^+ (1-0)	89.2	44.6	3.91	4.2×10^{-5}	(3,4)	2.6×10^{-10}	(7)	1.6×10^5
HCO^+ (3-2)	267.6	44.6	3.91	1.5×10^{-3}	(3,4)	4.5×10^{-10}	(7)	3.3×10^6

Références : (a) Moment dipolaire et paramètres spectroscopiques : (1) Blake et al. (1987) et Lovas & Krupenie (1974) ; (2) Lovas & Krupenie (1974) ; (3) Pickett et al. (1998) ; (4) Botschwina (1989).

(b) Taux de collision : (5) Flower & Launay (1985) ; (6) Turner et al. (1992), extrapolés en dessous de 20 K par N.J. Evans (communication privée) ; (7) Flower (1999).

est une méthode d'approximation qui permet de découpler les équations statistiques des populations de l'équation de transfert. Elle consiste en l'introduction d'un facteur multiplicatif local β décrivant la probabilité qu'un photon a de s'échapper du nuage après son émission, mesurée par l'écart de \bar{I} à la fonction source locale S : $\beta = 1 - \frac{\bar{I}}{S}$ (voir par exemple Elitzur 1992, § 2.6). La probabilité qu'un photon soit réabsorbé par le milieu est de ce fait $1 - \beta = \frac{\bar{I}}{S}$. L'élimination de \bar{I} conduit alors à remplacer les termes radiatifs de l'équation des populations 2.19 par $\beta A_{ul} n_u$. On est ramené formellement au cas précédent en remplaçant A_{ul} par βA_{ul} . Qualitativement, cela traduit le fait que l'émission spontanée d'un photon n'affecte pas nécessairement les populations statistiques puisque sa réabsorption éventuelle ramène le système dans l'état statistique initial. Finalement, le rapport des populations s'écrit :

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-h\nu/kT_k} \frac{1}{1 + \beta n_{cr}/n_{H_2}} . \quad (2.22)$$

Or le comportement asymptotique de β avec l'opacité est le suivant (cf. Elitzur 1992, § 2.6.1) :

$$\beta = \begin{cases} 1 & \text{si } \tau \ll 1 \\ \frac{1}{\tau} & \text{si } \tau \gg 1 \end{cases} ,$$

donc l'augmentation de la profondeur optique diminue la densité critique effective : *une raie optiquement épaisse est thermalisée plus facilement qu'une raie optiquement mince de même rapport A_{ul}/C_{ul}* (cf. § 3.3.1 et Fig. 3.3c). Par exemple les transitions de $C^{32}S$ (noté habituellement CS) sont davantage thermalisées que celles de son isotope $C^{34}S$, 22.5 fois moins abondant (voir par exemple Fig. 2.6a et b). En résumé, une transition moléculaire est d'autant plus proche d'être thermalisée que la densité de collisionneurs et son opacité sont élevées.

En conclusion, l'analyse d'un spectre fait appel à deux notions distinctes : le degré de thermalisation et l'opacité de la transition moléculaire. La température de brillance T_b du rayonnement émergent tend vers la température d'excitation T_{ex} lorsque la profondeur optique augmente, et celle-ci tend elle-même vers la température cinétique T_k lorsque la raie se thermalise (densité croissante et/ou opacité croissante).

2.1.6 Densité de colonne

La mesure de l'intensité intégrée du spectre d'une transition optiquement mince donne accès à la densité de colonne N de la molécule considérée, c'est-à-dire la quantité de molécules contenues le long de la ligne de visée dans un cylindre de section unité. En utilisant l'équation 2.11 et en supposant une température d'excitation uniforme dans le milieu, la densité de colonne dans le niveau l s'écrit, sachant que $\int f(\nu) d\nu = \int f(\nu) \frac{\nu_{ul}}{c} d\nu$:

$$N_l = \frac{8\pi}{c^3} \frac{g_l}{g_u} \frac{\nu_{ul}^3}{A_{ul}} \frac{1}{(1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}})} \int \tau_\nu d\nu . \quad (2.23)$$

L'équation 2.18 appliquée à une transition optiquement mince permet d'éliminer τ_ν :

$$N_l = \frac{8\pi}{c^3} \frac{g_l}{g_u} \frac{\nu_{ul}^3}{A_{ul}} \frac{1}{(1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}})} \frac{1}{J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})} \int J_\nu(T_b) dv. \quad (2.24)$$

Pour une transition thermalisée, la densité de colonne totale N de la molécule dépend de la fonction de partition rotationnelle $Z(T_k) = \sum_j g_j e^{-E_j/kT_k}$, et vaut $N = \frac{N_l}{g_l} Z(T_k) e^{E_l/kT_k}$. Dans le cas d'une molécule linéaire comme CO ou CS, l'énergie du niveau l par rapport au niveau fondamental s'exprime simplement par $E_l = hB_e l(l+1)$, où B_e est la constante rotationnelle caractérisant la molécule (cf. colonne 3 du Tab. 2.1 p. 30). Le développement asymptotique de la fonction de partition d'une molécule linéaire s'écrit (cf. Herzberg 1945, § 5.1) :

$$Z(T_k) = \frac{kT_k}{hB_e} + \frac{1}{3} + \frac{1}{15} \frac{hB_e}{kT_k} + \frac{4}{315} \left(\frac{hB_e}{kT_k} \right)^2 + \frac{1}{315} \left(\frac{hB_e}{kT_k} \right)^3 + \dots \quad (2.25)$$

Pour les molécules comme CS ou CO et une température cinétique supérieure à 6 K, $hB_e/kT_k < 0.5$ donc $Z \sim \frac{kT_k}{hB_e} + \frac{1}{3}$. D'où la densité de colonne totale N :

$$N = \frac{8\pi k^2}{h^2 c^3} \frac{\nu_{ul}^2}{g_u B_e A_{ul}} e^{hB_e l(l+1)/kT_k} \frac{T_k + \frac{hB_e}{3k}}{1 - J_\nu(T_{bg})/J_\nu(T_k)} \int J_\nu(T_b) dv. \quad (2.26)$$

2.1.7 Rapport d'intensités de raie intégrées

Lorsque l'hypothèse d'ETL est valide, le calcul du rapport d'intensités intégrées de *deux transitions optiquement minces* d'une même molécule ou d'un même ion permet d'estimer la température cinétique du gaz, sans avoir besoin de connaître l'abondance de la molécule. Considérons deux transitions de fréquences ν_{ul} et ν_{tb} . Pour une molécule linéaire pour laquelle $\nu_{ul} = 2B_e u$ (avec une très bonne approximation), le calcul de N_l/N_b en utilisant les équations 2.24 et 2.6 conduit à :

$$\frac{I_{ul}}{I_{tb}} = \frac{\int J_\nu^{ul}(T_b) dv}{\int J_\nu^{tb}(T_b) dv} = e^{-\frac{(E_u - E_t)}{kT_{ex}^t}} \left(\frac{u}{t} \right)^2 \frac{1 - J_\nu^{ul}(T_{bg})/J_\nu^{ul}(T_{ex}^{ul})}{1 - J_\nu^{tb}(T_{bg})/J_\nu^{tb}(T_{ex}^{tb})}. \quad (2.27)$$

A l'ETL, on a $T_{ex}^{ul} = T_{ex}^{tb} = T_{ex}^{ut} = T_K$. D'autre part, si les deux transitions ont la même largeur de raie, le rapport des opacités au centre des raies est égal au rapport des opacités totales et s'écrit :

$$\frac{\tau_{\nu,0}^{ul}}{\tau_{\nu,0}^{tb}} = \frac{\int \tau_\nu^{ul} dv}{\int \tau_\nu^{tb} dv} = \frac{\int J_\nu^{ul}(T_b) dv}{\int J_\nu^{tb}(T_b) dv} \times \frac{J_\nu^{tb}(T_{ex}^{tb}) - J_\nu^{tb}(T_{bg})}{J_\nu^{ul}(T_{ex}^{ul}) - J_\nu^{ul}(T_{bg})}. \quad (2.28)$$

Dans le cas de *deux transitions optiquement épaisses*, le rapport des températures pic des raies se calcule aisément à partir de l'équation 2.18 et s'écrit :

$$\frac{T_{ul}}{T_{tb}} = \frac{J_\nu^{ul}(T_{ex}^{ul}) - J_\nu^{ul}(T_{bg})}{J_\nu^{tb}(T_{ex}^{tb}) - J_\nu^{tb}(T_{bg})}. \quad (2.29)$$

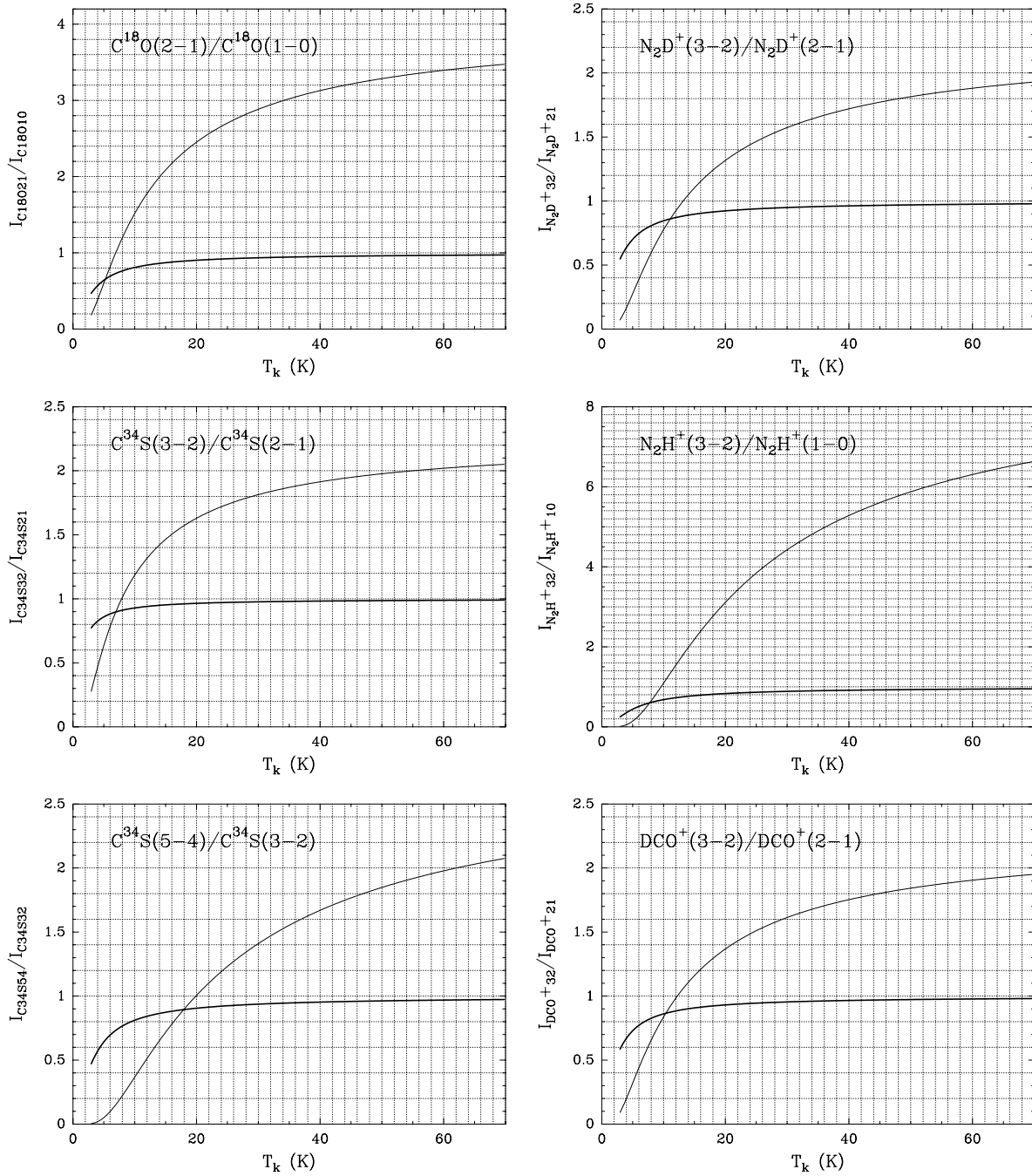


FIG. 2.3 – *Rapports d'intensités intégrées en fonction de la température pour $C^{18}O$, $C^{34}S$, N_2D^+ , N_2H^+ et DCO^+ , calculés en supposant l'ETL établi et un facteur de remplissage du lobe du télescope identique pour les deux transitions, et en ignorant la structure hyperfine pour N_2H^+ et N_2D^+ . Sur chaque graphique, les courbes montrent le cas de deux transitions optiquement minces (trait fin) et le cas de deux transitions optiquement épaisses (trait gras).*

Si les deux transitions ont la même largeur de raie, on peut approcher leur rapport d'intensités intégrées par le rapport des températures pic ci-dessus.

La figure 2.3, inspirée de Levreault (1988) mais calculée sans négliger le rayonnement de fond¹, montre l'évolution de quelques rapports d'intensités de raie pour $C^{18}O$, $C^{34}S$, N_2D^+ , N_2H^+ et DCO^+ en fonction de la température, *en supposant l'ETL établi* et un facteur de remplissage du lobe de l'antenne identique pour les deux transitions. Ces calculs ont été effectués pour les deux cas limites de deux transitions optiquement minces et de deux transitions optiquement épaisses. Dans le cas optiquement mince, le rapport de raies tend vers le carré du rapport des indices des niveaux hauts des deux transitions lorsque la température croît. Il n'est plus alors un bon estimateur de la température. Pour le cas optiquement épais², l'invalidité de l'approximation de Rayleigh-Jeans vers les basses températures provoque un écart à l'unité.

2.1.8 Application à l'estimation de la température extérieure dans l'enveloppe d'IRAM 04191

Dans les régions internes de l'enveloppe d'IRAM 04191 (cf. Chap. 4), $C^{18}O$ (comme CO) est certainement fortement déplété, c'est-à-dire adsorbé sur la surface des grains (d'un facteur 10 à 100, voir par ex. Bacmann et al. 2002; Bergin et al. 2002; Tafalla et al. 2002). L'émission des deux transitions $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ est par conséquent sans doute dominée par les couches externes de l'enveloppe ($r \sim 7000 - 14000$ UA) et le rapport d'intensités intégrées de ces deux transitions peut être utilisé pour estimer la température du gaz dans la partie externe de l'enveloppe d'IRAM 04191 (cf. § 4.1 de Belloche et al. 2002 – BADB02 dans la suite). A partir des spectres pris sur la direction perpendiculaire au flot bipolaire jusqu'à un rayon de $60''$ et en dégradant la résolution spatiale des observations $C^{18}O(2-1)$ à celle de $C^{18}O(1-0)$, on mesure un rapport d'intensités intégrées moyen de 1.5 ± 0.3 (en T_{mb}). Comme les densités critiques des deux transitions $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ sont de l'ordre de 3×10^3 et 2×10^4 cm^{-3} (cf. Tab. 2.1 p. 30), il est raisonnable de penser qu'elles sont thermalisées dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Le cas optiquement mince de la Fig. 2.3 implique alors une température minimale de 10 ± 2 K. Dans la suite, nous estimons l'opacité de ces deux transitions.

Nous commençons par estimer l'opacité de $C^{18}O(1-0)$ à partir du rapport d'intensités intégrées $C^{18}O(1-0)/C^{17}O(1-0)$. La mesure de ce rapport sur la position centrale d'IRAM 04191, plus appropriée que celle du rapport des températures pic (cf. Fig. 2.4 et l'annexe B de Ladd, Fuller & Deane 1998), donne une valeur de 4.1 ± 0.9 , en prenant une incertitude de calibration de 10% pour chaque transition (4.1 ± 0.5 en ne tenant compte que du bruit statistique sur chaque spectre). Cette valeur est compatible avec le rapport d'abondances standard $[C^{18}O]/[C^{17}O]$ mesuré dans le milieu interstellaire

1. Dans le cas de $C^{18}O$, nous obtenons un rapport d'intensités de raie un peu plus fort ($\sim 0.06-0.12$ en absolu, sur la plage de températures 3-40 K) que celui calculé par Levreault (1988) à la même température.

2. De manière rigoureuse, ce rapport est en fait le rapport des températures pic et ne vaut le rapport d'intensités intégrées que si les largeurs de raie des deux transitions sont à peu près identiques.

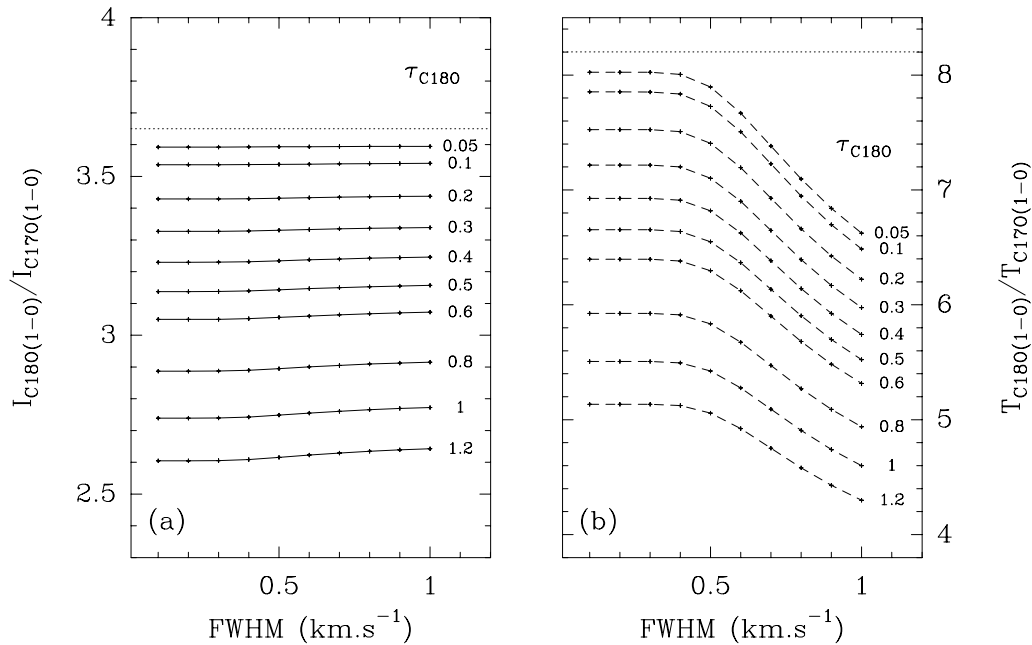


FIG. 2.4 – Rapport d’intensités intégrées (a) et rapport de températures pic (b) $C^{18}O(1-0)/C^{17}O(1-0)$ en fonction de la largeur de raie, calculés pour différentes opacités de $C^{18}O(1-0)$ et en tenant compte de la structure hyperfine de $C^{17}O(1-0)$ (cf. Ladd et al. 1998). La droite en pointillé représente le rapport d’abondance utilisé (3.65) pour (a), et ce rapport corrigé du poids relatif de la composante principale du triplet $C^{17}O(1-0)$ pour (b). Ces courbes montrent que le rapport d’intensités intégrées est quasiment indépendant de la largeur de raie (FWHM) alors que le rapport de températures pic y est très sensible dès que les composantes hyperfines se chevauchent (i.e. vers $FWHM \sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$).

local 3.65 ± 0.15 (cf. Penzias 1981). La valeur limite inférieure (~ 3.2) du rapport mesuré donne, à partir de la Fig. 2.4a, une limite supérieure à la profondeur optique de la transition $C^{18}O(1-0)$: $\tau \lesssim 0.45$. D’autre part, le rapport des températures pic $^{13}CO(1-0)/C^{18}O(1-0)$ mesuré (2.2 ± 0.4) est significativement plus faible que le rapport d’abondances mesuré dans le milieu interstellaire local: Myers, Linke & Benson (1983) préconisent $[^{13}CO]/[C^{18}O] = 5.5$ (qui est le rapport terrestre), tandis que l’on déduit $[^{13}C]/[^{12}C] \times [^{16}O]/[^{18}O] = 7.3 \pm 1.0$ de Wilson & Rood (1994). Avec un rapport d’abondances de 7.3 et en faisant les mêmes hypothèses que Myers et al. (1983) (notamment un rapport “largeur de raie sur longueur d’émission le long de la ligne de visée” identique pour les deux transitions), la limite supérieure du rapport mesuré (~ 2.6) donne une limite inférieure à l’opacité de $C^{18}O(1-0)$: $\tau \gtrsim 0.46$. La combinaison de ces deux résultats suggère une opacité de $C^{18}O(1-0)$ de l’ordre de $0.4 - 0.5$.

L’équation 2.28 permet alors d’estimer l’opacité de $C^{18}O(2-1)$ à partir de celle de $C^{18}O(1-0)$. Le dernier facteur du membre de droite de l’équation 2.28 varie seulement de 0.8 à 0.9 lorsque la température varie de 10 à 30 K. Par conséquent, pour une

TAB. 2.2 – Estimation de la température cinétique dans la partie externe de l’enveloppe d’IRAM 04191 à partir de $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$.

Transition	ν	F_{eff}	B_{eff}	$T_a^{*,peak}$ (K)	T_{mb}^{peak} (K)	$B_\nu(T_{bg})$ (K)	τ	$B_\nu(T_{ex})$ (K)	T_{ex} (K)
$C^{18}O(1-0)$	109.8	0.92	0.73	2.50	3.15	0.89	0.4	10.4	12.9
							0.5	8.9	11.3
$C^{18}O(2-1)$	219.6	0.86	0.42	2.45	5.04	0.23	0.88	8.84	13.4
							1.10	7.78	12.3

température de cet ordre, le rapport d’intensités intégrées $C^{18}O(2-1)/C^{18}O(1-0)$ donné plus haut implique un rapport d’opacité d’environ 1.7-1.9. L’opacité de $C^{18}O(2-1)$ est donc de l’ordre de 0.7-1.0 (mais cette valeur n’est qu’approximative puisqu’on a fait l’hypothèse de transitions optiquement minces pour utiliser l’équation 2.28).

Les deux transitions $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ sont par conséquent marginalement optiquement minces. La température $T_K = 10 \pm 2$ K estimée plus haut constitue donc seulement une limite inférieure à la température extérieure de l’enveloppe d’IRAM 04191. En supposant toujours l’ETL mais sans faire l’hypothèse de transitions optiquement minces, on peut estimer de manière plus juste l’opacité de $C^{18}O(2-1)$ à partir de celle de $C^{18}O(1-0)$ si on suppose connue la température cinétique. Pour une molécule linéaire comme $C^{18}O$, l’opacité au centre de la transition ul avec $u = J$ et $l = J - 1$ s’écrit (cf. Eq. 2.16 et Goldsmith & Langer 1999) :

$$\tau_{ul} = \frac{8\pi^3\mu^2}{3h} \frac{N}{Z} \frac{1}{\Delta\nu} J e^{-hB_e J(J+1)/kT_{ex}} (e^{2hB_e J/kT_{ex}} - 1), \quad (2.30)$$

Cette équation permet de calculer, à partir de la température cinétique supposée, le rapport d’opacité τ_{21}/τ_{10} . Pour $T_k = 12 \pm 1$ K, on obtient $\tau_{21}/\tau_{10} = 2.1 \pm 0.1$. D’où une opacité de $C^{18}O(2-1)$ de l’ordre de 0.85 – 1.1 si la température est de l’ordre de 12 – 13 K.

La température du gaz peut également être estimée directement à partir de la température pic des spectres centraux (exprimée en T_{mb}) puisqu’on dispose maintenant d’une estimation de l’opacité. D’après l’équation 2.18, $B_\nu(T_{ex}) = B_\nu(T_{bg}) + I_{peak,obs}/(1 - e^{-\tau})$. Avec $T_{bg} = 2.73$ K et $T_{ex} = T_k$, on obtient $T_k \sim 11.5 - 13$ K pour $C^{18}O(1-0)$ (cf. Tab. 2.2 p. 36). Pour $C^{18}O(2-1)$, l’opacité estimée plus haut donne $T_k \sim 12.5 - 13.5$ K, ce qui est cohérent avec l’hypothèse faite pour calculer cette opacité.

L’analyse des spectres $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ conduit donc à une température cinétique du gaz de l’ordre de 12-13 K dans les couches externes de l’enveloppe d’IRAM 04191. Cette température est légèrement supérieure à celle estimée par Benson & Myers (1989) en NH_3 (qui trace cependant des régions plus denses que $C^{18}O$) pour les cœurs denses du Taureau ($\sim 10 \pm 2$ K).

2.2 Le code numérique de transfert radiatif MAPYSO

Les transitions moléculaires comme CS(2-1), CS(3-2), CS(5-4) ou HCO⁺(3-2) qui permettent de sonder les régions denses ($n \gtrsim 10^5\text{-}10^6 \text{ cm}^{-3}$) des nuages moléculaires ne sont pas thermalisées dans la totalité d'une enveloppe protostellaire. Lorsque l'on veut analyser les spectres observés pour en déduire les propriétés physiques du milieu, il est par conséquent indispensable d'utiliser un code numérique pour calculer le transfert radiatif en prenant en compte suffisamment de niveaux de rotation. Pour modéliser les spectres présentés dans la suite, nous avons utilisé le code numérique de transfert radiatif MAPYSO, conçu par Stéphane Blinder et Didier Despois à l'Observatoire de Bordeaux (Blinder 1997).

2.2.1 Description du code

Cet outil est constitué de deux codes numériques distincts. Le premier code, appelé BERNES, utilise une méthode de Monte-Carlo (Bernes 1979) pour calculer, en géométrie sphérique à une dimension, les populations des niveaux de rotation de la molécule considérée dans tout le milieu, que les conditions de l'ETL soient établies ou non. A partir de ces populations, le second code, nommé MAPYSO (Blinder 1997), calcule le transfert radiatif le long de chaque ligne de visée, et réalise la convolution par le lobe du télescope pour permettre une comparaison directe avec les spectres observés. La Fig. 2.5 présente un algorithme simplifié de ces deux codes numériques.

La méthode de Monte-Carlo développée par Bernes (1979) est une procédure itérative (n_{iter} itérations). En partant de populations des niveaux initiales choisies par l'utilisateur (en général les populations à l'ETL, *a priori* différentes des populations réelles), elle consiste à évaluer, à chaque itération, le champ de rayonnement moyen (\bar{I}_ν , cf. § 2.1.3) généré dans le milieu. Ce champ de rayonnement moyen permet ainsi, par inversion du système d'équations de l'équilibre statistique des populations (cf. Eq. 2.15), de donner une nouvelle estimation des populations des niveaux, point de départ de l'itération suivante. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que les populations des niveaux et le champ de rayonnement moyen soient en équilibre statistique, c'est-à-dire qu'ils deviennent stables d'une itération à l'autre.

Concrètement, à chaque itération, le champ de rayonnement moyen est évalué en simulant la propagation des photons dans le milieu étudié par un certain nombre de photons modèles (n_{phot} , typiquement quelques dizaines de milliers). Ces photons modèles proviennent de l'émission spontanée des molécules excitées du milieu ainsi que du rayonnement entrant aux bords du système (par exemple le rayonnement du corps noir cosmologique à 2.73 K et/ou le rayonnement d'une source centrale). Le milieu est discrétisé en cellules concentriques (n_{shell} , typiquement de 20 à 30). A chaque itération, la répartition des photons modèles à émettre dans chaque cellule et en provenance des bords du système est évaluée au prorata du taux d'émission spontanée dans chaque cellule et du flux entrant aux bords du système. Ensuite, dans chaque cellule, chaque

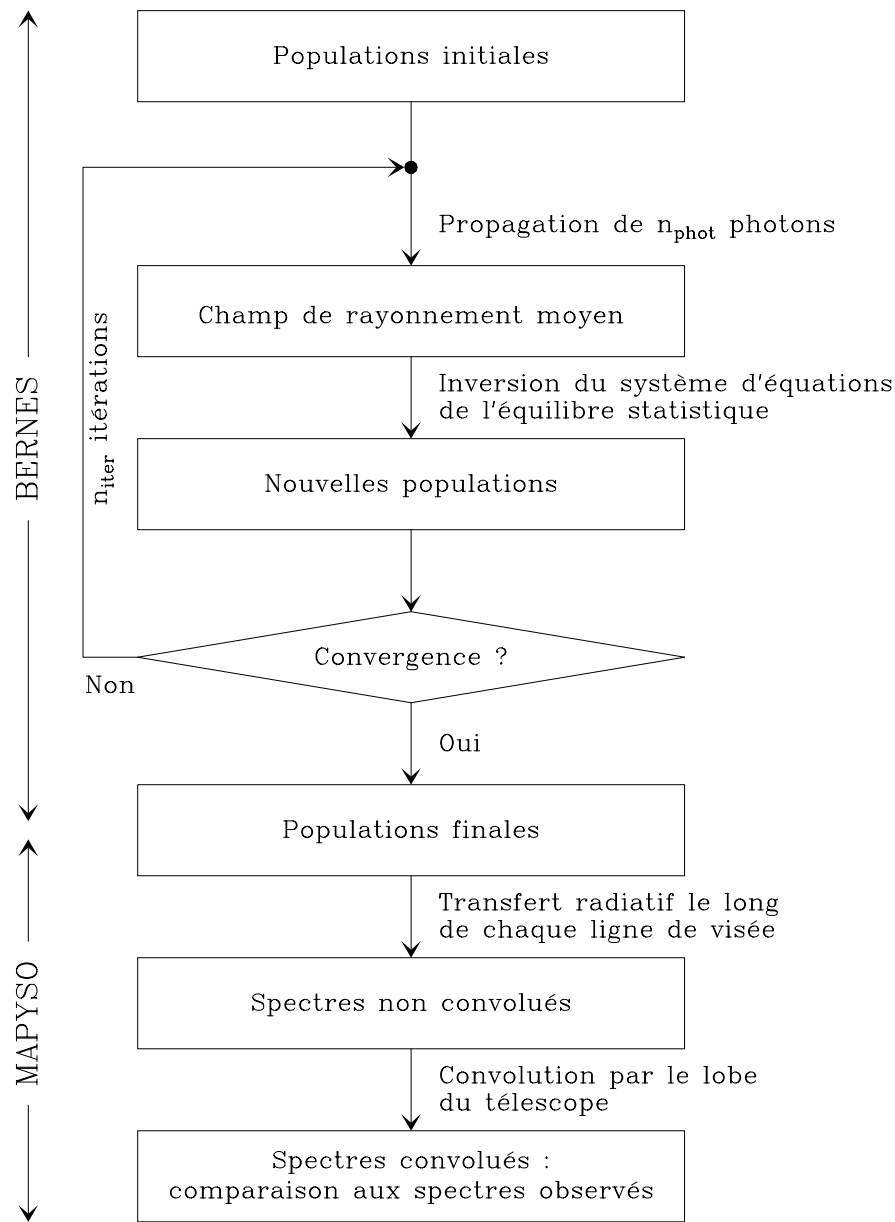


FIG. 2.5 – *Algorithme simplifié des deux codes numériques BERNES et MAPYSO utilisés pour synthétiser des spectres de transitions moléculaires issus d’enveloppes protostellaires.*

photon modèle est émis à une position aléatoire, dans une direction de propagation aléatoire, avec une fréquence aléatoire (ces tirages au sort sont l’essence de la méthode Monte-Carlo). Il est affecté d’un poids reflétant le nombre réel de photons qu’il représente. Ce photon se propage en ligne droite, par pas discret. Après chaque pas, son poids est diminué (augmenté) du nombre d’absorptions (d’émissions induites). Ce photon est suivi jusqu’à ce qu’il sorte du système. Le processus est réitéré avec un nouveau

photon modèle, jusqu'à ce que n_{phot} photons aient été émis et se soient propagés dans le milieu. A l'issue de la propagation de ces n_{phot} photons modèles, le nombre d'absorptions par molécule comptabilisé (et stocké dans un compteur) dans chaque cellule est une estimation du champ de rayonnement moyen (au coefficient d'absorption d'Einstein près).

La convergence d'une telle méthode est lente (en $1/\sqrt{n_{iter}}$) et dépend beaucoup de l'opacité des raies simulées. Le nombre minimum d'itérations nécessaire pour atteindre la convergence est de l'ordre de l'opacité maximale car un photon modèle ne peut pas propager l'information sur les conditions d'excitation et le champ de rayonnement du lieu où il est émis beaucoup plus loin qu'une profondeur optique à chaque itération (cf. Bernes 1979). Pour réduire le temps de calcul, la propagation d'un photon modèle sert simultanément pour chacune des transitions moléculaires (dont le nombre est limité typiquement à 8 ou 10). Notons que le tirage au sort de la fréquence d'un photon modèle pour une transition donnée est réalisé en tenant compte de la dispersion de vitesse thermique et de la dispersion de vitesse "turbulente" des molécules (cf. § 3.1.3) autour de la fréquence de résonance au repos de la transition, affectée du décalage Doppler lié à la projection du mouvement de la matière sur la direction de propagation du photon.

A l'issue de la simulation réalisée avec BERNES, la connaissance des populations des niveaux dans tout le milieu rend l'équation 2.13 complètement déterminée. La solution de cette équation de transfert radiatif est calculée par le code MAPYSO, l'intégration étant effectuée par la méthode des trapèzes, avec un pas d'échantillonnage ajustable par dichotomie (cf. Chap. 6 de Blinder 1997), pour prendre correctement en compte toutes les variations fortes des propriétés du milieu le long de chaque ligne de visée. MAPYSO a été conçu pour traiter un milieu sphérique, avec une géométrie sphérique (donc une seule dimension) ou cylindrique (deux dimensions). Dans le cas d'un modèle cylindrique 2D, MAPYSO doit être utilisé à l'ETL, à moins qu'un modèle sphérique 1D approché ne suffise pour décrire correctement les conditions d'excitation des raies et puisse être simulé avec BERNES (cf. § 5.1 de BADB02). Enfin, pour permettre une comparaison directe avec les spectres observés, le code réalise la convolution des spectres simulés par le lobe du télescope, approché par une gaussienne à deux dimensions (voir Blinder 1997 pour les tests de la méthode de convolution). Pour les simulations numériques des Chap. 4 et 5, nous avons utilisé les caractéristiques du télescope de 30m de l'IRAM (cf. § 1.3.3).

Les deux codes BERNES et MAPYSO sont gérés par un seul fichier de paramètres d'initialisation : ajustement des paramètres de la simulation Monte-Carlo, définition des diverses grilles de discrétisation, choix du nombre de transitions et des paramètres de convolution par le lobe du télescope. Ce fichier permet de choisir entre plusieurs modèles physiques spécifiques (par ex. le modèle de Shu 1977), mais il autorise également l'utilisation d'un fichier externe décrivant les propriétés du milieu (profils de densité, abondance, température cinétique, vitesse). Pour augmenter la flexibilité de ces deux codes, nous avons créé une interface supplémentaire permettant de générer des modèles physiques décrits par des profils en lois de puissance par morceaux.

2.2.2 Utilisation du code

Les deux objectifs à atteindre pour réaliser une simulation correcte avec BERNES sont de converger suffisamment près de la solution réelle et de minimiser l'amplitude du bruit statistique sur les profils de température d'excitation, bruit inhérent à la méthode de Monte-Carlo (tirages au sort). Une estimation du nombre minimum d'itérations nécessaire pour converger est donnée par la profondeur optique maximale du jeu de transitions à simuler (connue *a posteriori*). L'affichage après chaque itération i de la variation relative maximale $\frac{\Delta p}{p}|_{max}$ de population entre les itérations i et $i - 1$ permet de suivre l'évolution des populations, et l'on pourrait fixer comme critère de convergence le passage de cette valeur en dessous d'un seuil X prédéfini (par exemple 1%). Cependant, lorsque la convergence est lente, le fait d'atteindre ce seuil X ne signifie pas que le calcul a convergé à mieux que $X\%$ de la solution réelle. De plus, au bout d'un certain nombre d'itérations, la grandeur $\frac{\Delta p}{p}|_{max}$ devient dominée par le bruit statistique et ne reflète plus la convergence. En pratique, nous avons choisi de contrôler la convergence de chaque simulation *a posteriori* en visualisant l'évolution des populations des niveaux dans chaque cellule en fonction du numéro de l'itération.

D'autre part, l'amplitude du bruit statistique sur les populations des niveaux peut être réduite de plusieurs façons. En premier lieu, elle est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons modèles (cf. par ex. Juvela 1997). Comme le temps de calcul d'une simulation est dominé par le temps passé à suivre la propagation des photons dans le milieu, il croît linéairement avec le nombre de photons. Le choix du nombre de photons modèles résulte donc d'un compromis entre le temps de calcul et l'amplitude du bruit statistique résiduel toléré. De plus, l'amplitude du bruit statistique peut être encore réduite en utilisant, pour l'inversion du système d'équations de l'équilibre statistique, non pas le seul contenu des compteurs de l'itération réalisée mais une moyenne du contenu des compteurs de cette itération et d'un certain nombre d'itérations précédentes (Bernes 1979). En revanche, la technique de réduction de la variance par l'introduction d'un champ de rayonnement de référence développée par Bernes (1979) a été remise en cause par Pagani (1998) et nous ne l'avons pas utilisée.

Pour concilier les exigences de convergence, de réduction du bruit et de minimisation du temps de calcul, nous avons adopté la stratégie suivante inspirée de Bernes (1978) et Pagani (1998), que nous estimons valide pour les transitions d'opacité inférieure à 100 (cf. Fig. 2.6): une première simulation de 100 itérations est réalisée en prenant pour conditions initiales les populations à l'ETL, avec un nombre réduit de photons modèles (1000) et en mettant les compteurs à zéro après chaque itération (c'est-à-dire sans moyenniser les résultats d'itérations successives). Ce premier calcul permet de converger rapidement mais conserve encore un bruit statistique important (cf. les courbes en trait fin sur la Fig. 2.6). Les populations finales de cette simulation servent ensuite comme conditions initiales pour une seconde simulation dont l'objectif est de réduire l'amplitude du bruit statistique et d'affiner la convergence (cf. les courbes en gras sur la Fig. 2.6). Elle est réalisée avec un grand nombre de photons (40000) et en mettant les compteurs à zéro toutes les 5 itérations. Pour les simulations présentées dans le

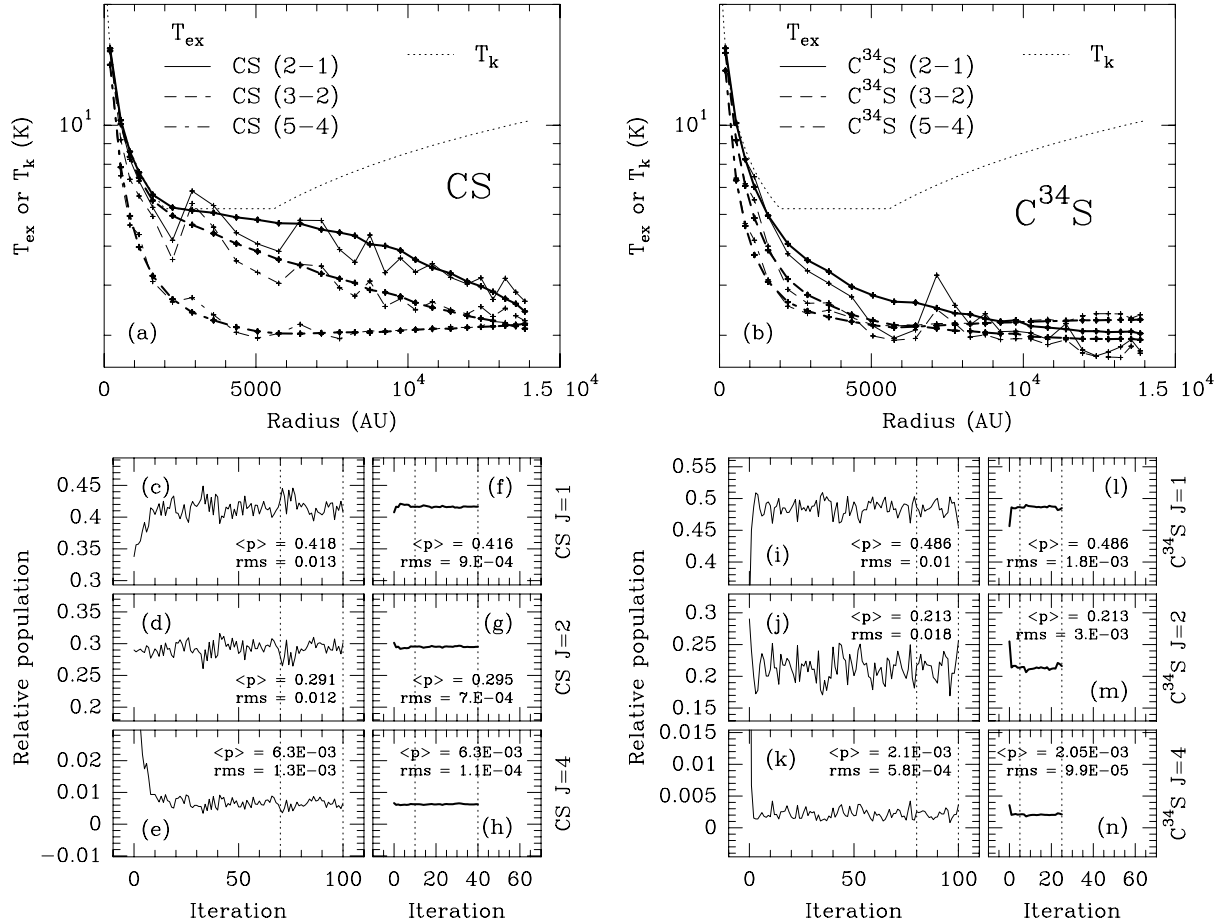


FIG. 2.6 – Profils de température d’excitation calculés avec le code numérique *BERNES* pour les transitions (2-1), (3-2) et (5-4) de CS (a) et $C^{34}S$ (b). Le modèle physique utilisé est le modèle 1D présenté dans le Chap. 4. Les courbes en trait fin sont le résultat de la première simulation optimisée pour une convergence grossière mais rapide (cf. § 2.2.2). Celles en gras montrent les profils finaux, issus de la seconde simulation destinée à la réduction du bruit statistique. L’écart du profil de température d’excitation au profil de température cinétique (courbe en pointillé) révèle, pour chaque transition, la région de la source où l’ETL n’est plus établi. Notons que les transitions de CS, optiquement épaisses, sont davantage thermalisées que celle de $C^{34}S$, isotope 22.5 fois moins abondant (cf. § 2.1.5). Les diagrammes suivants montrent l’évolution des populations relatives des trois niveaux $J = 1, 2, 4$ dans la 13^{ème} cellule ($6800 < r < 7500$ UA) au cours de la première simulation (courbes en trait fin : c, d, e pour CS et i, j, k pour $C^{34}S$), puis au cours de la seconde simulation (courbes en gras : f, g, h pour CS et l, m, n pour $C^{34}S$). Sur chaque diagramme sont affichés la valeur moyenne de la population relative du niveau considéré et l’écart quadratique moyen calculés sur l’intervalle compris entre les lignes verticales en pointillé. L’affinage de la convergence et la réduction du bruit statistique apparaissent clairement pour la seconde simulation.

Chap. 4, nous avons fixé le nombre d’itérations à 25 pour $C^{34}S$ et 40 pour CS. Cette procédure conduit à un bruit statistique résiduel de quelques % sur les populations. La comparaison de deux simulations indépendantes montre que l’incertitude sur l’intensité des spectres calculés ensuite par MAPYSO est du même ordre.

Pour un modèle sphérique à une dimension, la synthèse des spectres convolués est obtenue avec MAPYSO à partir des profils de température d’excitation finaux issus de la seconde simulation de BERNES. Comme BERNES est conçu pour ne fonctionner qu’à une dimension, il n’est pas possible de modéliser, avec les outils dont nous disposons, l’émission hors-ETL d’une source dont la symétrie n’est pas sphérique. Néanmoins, dans le cas d’un modèle à géométrie cylindrique, une simulation hors-ETL est envisageable si on peut l’approcher convenablement par un modèle sphérique pour calculer les profils de température d’excitation avec BERNES. C’est le cas des simulations 2D présentées dans le Chap. 4, dont l’objectif est d’inclure la rotation. La source est modélisée avec des profils sphériques de température cinétique, densité, abondance, vitesse radiale pour BERNES, et on lui ajoute un champ de vitesse azimuthale cylindrique pour la synthèse des spectres avec MAPYSO (cf. § 5.1 de BADB02 pour la justification).

2.2.3 Validation du code

Nous avons effectué un certain nombre de tests et vérifications afin de contrôler le fonctionnement des codes BERNES et MAPYSO. Ces tests nous ont permis d’identifier et corriger une erreur glissée dans le code Monte Carlo BERNES. Après la parution du code originel dans un rapport de l’Observatoire de Stockholm (Bernes 1978), cette erreur avait en fait été signalée par Bernes lui-même dans un “erratum” dont nous n’avons eu connaissance que par la suite (Van der Tak, communication privée). Nous ne présentons ici que le résultat de deux tests effectués après la correction de cette erreur. Ces deux tests ont été définis par les participants à l’atelier de travail sur le transfert radiatif en raies moléculaires qui s’est tenu à Leiden en mai 1999 (cf. van Zadelhoff et al. 2002, et <http://www.strw.leidenuniv.nl/~radtrans/>). On trouve sur le site internet de cet atelier les profils de température d’excitation des 9 premières transitions de HCO^+ calculés par 7 codes différents dans le cadre du modèle de Shu (1977), pour deux abondances différentes de HCO^+ (10^{-9} et 10^{-8}). L’accord entre nos simulations et celles des 7 participants est excellent, avec toutefois un écart de température de $\sim 20\%$ dans la région centrale de rayon $\sim \frac{1}{20}R_{ext}$ pour les transitions $HCO^+(2-1)$, (3-2) et (4-3) dans le cas de forte abondance (10^{-8}). Il est possible que l’augmentation du nombre de cellules (20 pour ce test) améliore le résultat, de même que la prise en compte de la non-uniformité de la dispersion de vitesse turbulente que la flexibilité actuelle de notre code ne permet pas encore. Cependant, il est plus probable que cet écart révèle les difficultés de notre code à converger lorsque l’opacité des raies devient trop importante (elle dépasse 100 pour $HCO^+(2-1)$ dans le deuxième test) car il n’a pas été optimisé pour traiter ces cas extrêmes (cf. par ex. Hartstein & Liseau 1998; Hogerheijde & van der Tak 2000).

2.3 Paramètres spectroscopiques

2.3.1 Fréquences des transitions

Comme nous le verrons au § 3.3.2, une excellente précision sur les fréquences au repos des transitions observées est nécessaire pour comparer les spectres de transitions différentes (de la même molécule ou de molécules différentes). Les fréquences des principales transitions que nous avons utilisées sont reportées, avec leurs incertitudes, dans le Tab. 1 de BADB02. Elles proviennent soit de mesures en laboratoire (Vrtilék, Gottlieb & Thaddeus 1987; Klapper et al. 2001; Gottlieb, Myers & Thaddeus 2002), soit de comparaisons d’observations (Lee, Myers & Tafalla 2001).

Signalons qu’une nouvelle mesure en laboratoire de la fréquence ν_0 de $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$ serait la bienvenue, car sa détermination observationnelle est encore incertaine. Par comparaison de spectres (supposés) optiquement minces en direction de L1512, Caselli et al. (1995) obtiennent $\nu_0 = 93176.265 \pm 0.007$ MHz à partir de la fréquence de $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}-1_{01})$ 85338.905 ± 0.006 MHz déterminée en laboratoire par Vrtilék et al. (1987). Par ailleurs, à partir d’observations de la même source, Lee et al. (2001) proposent $\nu_0 = 93176.258 \pm 0.008$ MHz (incertitude estimée par nos soins) par comparaison avec $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ de fréquence 109782.1734 ± 0.0063 MHz (Winnewisser, Winnewisser & Winnewisser 1985). Ces deux valeurs de ν_0 sont relativement proches, mais elles sont plus faibles d’environ 50 kHz (soit 0.16 km s^{-1}) que la valeur $\nu_0 = 93176.310 \pm 0.010$ MHz recommandée par Lovas (1992) qui est une mesure faite en laboratoire par Cazzoli et al. (1985). Dans le Chap. 4, nous avons choisi d’utiliser la fréquence $\nu_0 = 93176.258$ MHz déterminée par Lee et al. (2001).

2.3.2 Structures hyperfines de N_2H^+ et N_2D^+

Un certain nombre de molécules observées dans le milieu interstellaire ont une structure hyperfine qui lève la dégénérescence des niveaux de rotation et éclate la raie en un multiplet. C’est le cas de N_2H^+ , N_2D^+ et C^{17}O par exemple. Cette structure en multiplet est parfois intéressante puisqu’elle permet d’estimer l’opacité de la raie et de déterminer avec une meilleure précision les vitesses centroïdes (cf. § 3.1.2).

La Fig. 2.7 montre les structures hyperfines de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{H}^+(3-2)$, $\text{N}_2\text{D}^+(2-1)$ et $\text{N}_2\text{D}^+(3-2)$, déterminée par Caselli et al. (1995) et Gerin et al. (2001). Alors que le multiplet à 7 composantes de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ contient une composante bien isolée (la composante 101-012), les trois autres transitions ont une structure hyperfine complexe qui rend l’analyse des spectres difficile. La mesure des largeurs de raie et des vitesses centroïdes doit donc impérativement tenir compte de cette structure hyperfine. Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé la méthode HFS (ajustement par une méthode des moindres carrés) du logiciel CLASS développé par l’IRAM et l’Observatoire de Grenoble (Buisson et al. 2002a). Les quatre paramètres de sortie de HFS sont : l’opacité totale (τ_{tot}) P_4 , la largeur à mi-hauteur intrinsèque P_3 , la vitesse “LSR” (cf. § 3.1.2)

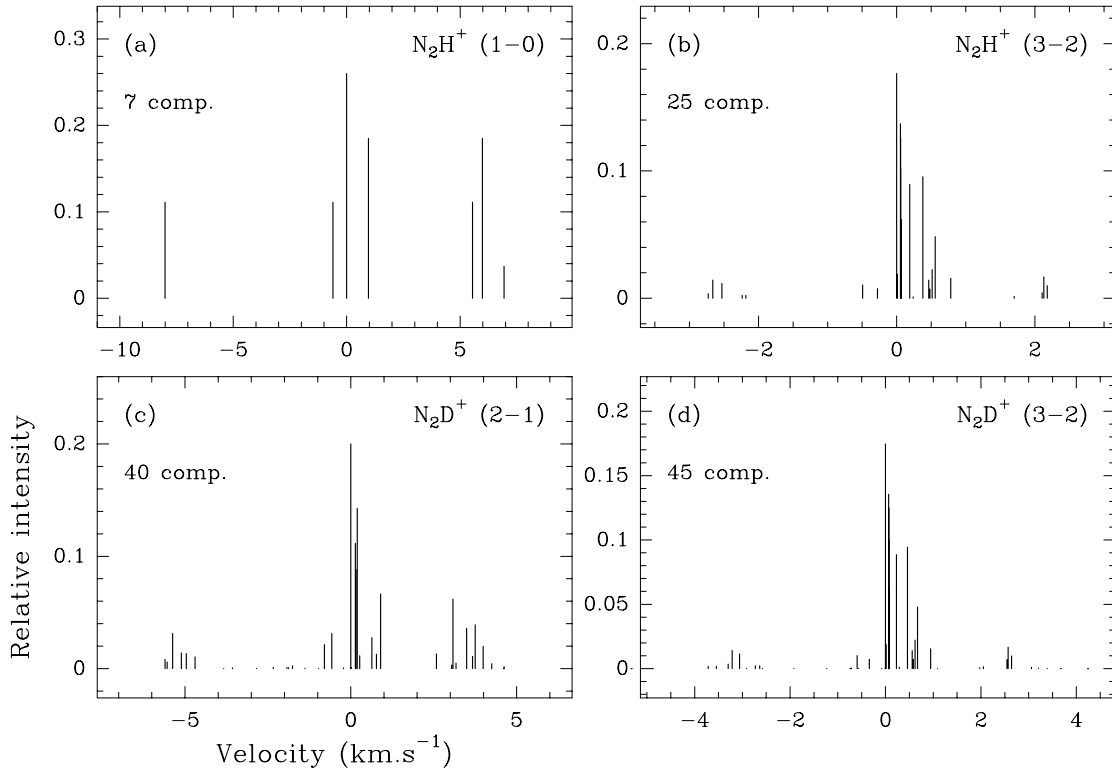


FIG. 2.7 – Structure hyperfine des transitions (a) $N_2H^+(1-0)$, (b) $N_2H^+(3-2)$, (c) $N_2D^+(2-1)$ et (d) $N_2D^+(3-2)$, d'après Caselli et al. (1995) et Gerin et al. (2001). L'origine des vitesses est placée sous la composante principale. La composante isolée à gauche sur le panneau (a) est la transition $N_2H^+(101-012)$.

P_2 et un paramètre d'intensité P_1 . Pour un multiplet à N composantes de positions relatives v_i et d'intensités relatives r_i ($\sum r_i = 1$), l'ajustement du spectre $T_a^*(v)$ est calculé avec la fonction suivante :

$$T_{ant}(v) = \frac{P_1}{P_4} (1 - e^{\tau(v)}), \quad (2.31)$$

où $\tau(v)$ vaut :

$$\tau(v) = P_4 \times \sum_{i=1}^N r_i e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}(v-v_i-P_2)}{P_3}\right)^2}. \quad (2.32)$$

L'équation 2.32 montre que P_4 est la somme des opacités prises au centre de chaque composante si celles-ci ne se chevauchent pas. S'il n'y a pas de chevauchement (c'est le cas pour la composante isolée de $N_2H^+(1-0)$), l'opacité au centre de la composante i est $\tau(v_i + P_2) = P_4 \times r_i$. De plus sa température pic vaut $T_{ant}(v_i + P_2) = P_1 \times r_i$ si elle est optiquement mince, et $T_{ant}(v_i + P_2) = P_1/P_4$ si elle est optiquement épaisse. Dans tous les cas, si l'hypothèse d'une température d'excitation uniforme le long de la ligne de visée est valide, l'équation 2.18 permet d'écrire :

$$P_1/P_4 \times \frac{F_{eff}}{B_{eff}} = B_\nu(T_{ex}) - B_\nu(T_{bg}), \quad (2.33)$$

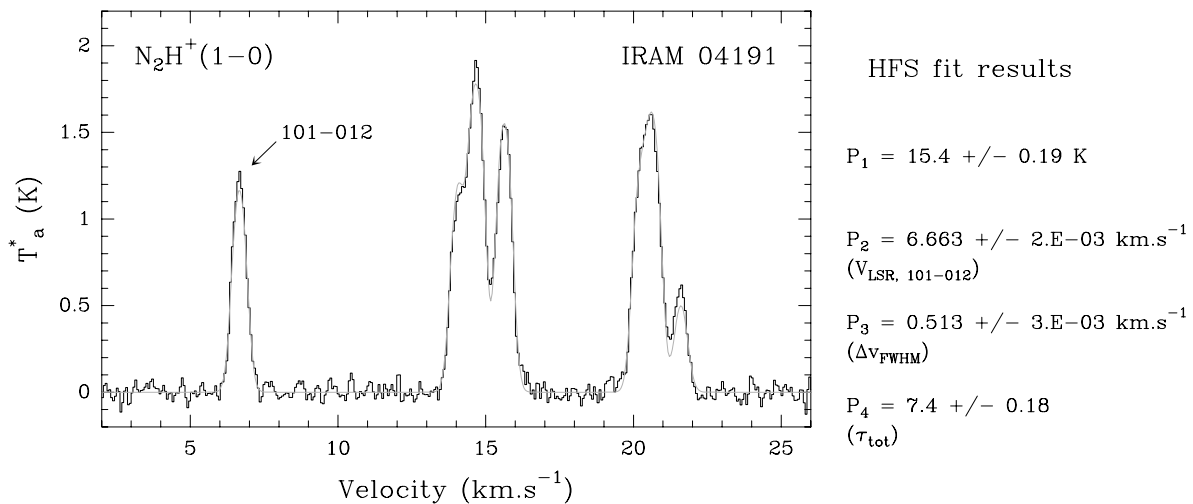


FIG. 2.8 – Ajustement du spectre hyperfin de $N_2H^+(1-0)$ sur la position centrale d’IRAM 04191. Les résultats de l’ajustement sont présentés à droite (voir § 2.3.2). L’axe des abscisses gradué en vitesse est défini par rapport à la fréquence de la composante isolée 101-012 du multiplet. La vitesse du pic de cette composante correspond par conséquent à la vitesse systémique V_{LSR} de la source (cf. § 3.1.2).

où le rapport $\frac{F_{eff}}{B_{eff}}$ permet de faire la conversion de T_a^* en T_{mb} (cf. § 8.2 de Rohlfs & Wilson 1996). Il est utile de signaler dès à présent que la méthode HFS suppose *une température d’excitation identique* pour les N composantes du multiplet. Sachant que les opacités des composantes d’un multiplet peuvent être très différentes (elles varient d’un facteur 1 à 7 pour $N_2H^+(1-0)$ par exemple), cette approximation ne tient pas compte des effets du transfert radiatif qui réduisent la densité critique d’une transition lorsqu’elle est opaque (cf. § 2.1.5). Cela peut peut-être expliquer parfois les difficultés à ajuster simultanément les intensités pic des N composantes.

L’ajustement d’un multiplet apporte davantage d’information que l’ajustement d’une gaussienne sur un spectre simple puisque qu’il permet d’estimer l’opacité totale de la transition (et donc l’opacité de chaque composante). De plus, la position en vitesse est en général déterminée avec davantage de précision lorsque le rapport signal sur bruit n’est pas très bon. La Fig. 2.8 montre l’ajustement HFS réalisé sur le spectre $N_2H^+(1-0)$ central d’IRAM 04191. Avec les incertitudes de pointage du télescope et l’incertitude sur la fréquence, nous avons estimé l’incertitude sur la vitesse systémique à 0.03 km s^{-1} (cf. § 3.3 de BADB02). On déduit une vitesse systémique de la source $v_{LSR} = 6.66 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$. Le paramètre P_4 donne une opacité de ~ 0.8 pour la composante isolée 101-012. Si on suppose que la température d’excitation de la raie est uniforme, alors l’équation 2.33 donne $T_{ex} = 5.6 \pm 0.2 \text{ K}$. L’incertitude ne tient compte que des incertitudes sur P_1 et P_4 et ne prend pas en compte l’incertitude apportée par l’hypothèse d’une température d’excitation identique pour toutes les composantes. Comme la raie n’est certainement pas thermalisée dans toute l’enveloppe, cette valeur donne une limite inférieure à la température cinétique du gaz.

TAB. 2.3 – *Références des moments dipolaires et des taux de collision utilisés pour CO, CS, H₂CO, HCO⁺ et N₂H⁺.*

Molécule	Moment dipolaire μ (Debye)	Référence du moment dipolaire	Référence des taux de collision
CO	0.1098	Blake et al. (1987)	Flower & Launay (1985) ^a
CS	1.958	Lovas & Krupenie (1974)	Turner et al. (1992) ^b
H ₂ CO	2.331	Johnson et al. (1972)	Green (1991) ^c
N ₂ H ⁺	3.40	Pickett et al. (1998)	Flower (1999) ^d
HCO ⁺	3.91	Botschwina (1989)	Flower (1999) ^e

- (a) Taux de collision CO-H₂ (para).
- (b) Taux de collision CS-H₂ extrapolés en dessous de 20 K par N.J. Evans (communication privée). Ce sont les taux utilisés par Choi et al. (1995).
- (c) Taux de collision H₂CO-He obtenus sur le site internet de “ADC/CDS Standard Document for Catalog” (<http://adc.gsfc.nasa.gov/adc-cgi/cat.pl?/catalogs/6/6051/>) et multipliés par 2.2 comme suggéré par l’auteur pour obtenir les taux H₂CO-H₂.
- (d) Nous avons utilisé les taux HCO⁺-H₂, comme suggéré par Monteiro (1984).
- (e) Taux de collision HCO⁺-H₂ de 10 à 400 K, disponibles sur le site internet du serveur CCP7 (<http://ccp7.dur.ac.uk/>). L’auteur nous a gracieusement communiqué un jeu plus complet descendant jusqu’à 5 K.

Notons que la structure hyperfine à 7 composantes de N₂H⁺(1-0) calculée par Caselli et al. (1995) ne prend pas en compte le couplage magnétique spin-rotation de l’hydrogène. L’éclatement des 7 composantes par ce couplage supplémentaire, qui n’est pas résolu par les observations actuelles, ne devrait pas produire d’élargissement supérieur à 20 kHz (Pearson 2001, communication privée), soit ~ 0.06 km s⁻¹. Par conséquent, les largeurs de raie N₂H⁺(1-0) déterminées avec la méthode HFS à 7 composantes ne devraient pas être affectées de plus de quelques pourcents par la structure hyperfine réelle de la transition.

2.3.3 Moments dipolaires et taux de collision

Le Tab. 2.3 (p. 46) récapitule les valeurs des moments dipolaires utilisés pour les simulations du transfert radiatif avec MAPYSO, ainsi que les références des taux de collision que nous avons employés. Les mêmes moments dipolaires et taux de collision ont été utilisés pour les isotopes des espèces moléculaires présentées dans ce tableau.

Chapitre 3

Signatures d’effondrement gravitationnel et de rotation

L’étude de la structure en vitesse des enveloppes protostellaires a pour objectif de comprendre la dynamique de l’effondrement gravitationnel, en particulier préciser l’évolution du taux d’accrétion au cours du temps et déterminer ce qui fixe le réservoir de masse à partir duquel une étoile se forme. La spectroscopie de transitions moléculaires dans le domaine millimétrique est un moyen d’accès privilégié à cette structure en vitesse, ce qui est introduit dans la première partie de ce chapitre. Nous présentons ensuite les diagnostics que nous avons utilisés pour mesurer la rotation dans les enveloppes protostellaires. Enfin, nous expliquons la signature spectroscopique classique de l’effondrement gravitationnel que nous avons abondamment analysée et modélisée au cours de ce travail.

3.1 Spectroscopie et accès aux vitesses

Observé depuis la Terre, le mouvement d’un objet se déplaçant dans l’espace se décompose en deux composantes orthogonales : le mouvement propre, qui correspond au déplacement apparent dans le plan du ciel, et le mouvement radial, qui correspond au déplacement le long de la ligne de visée (droite joignant la Terre à l’objet). Les observations analysées dans cet exposé permettent seulement d’accéder aux vitesses radiales des sources observées.

3.1.1 Effet Doppler

Le processus physique de base qui permet de mesurer les vitesses de la matière à partir de spectres de transitions moléculaires est l’effet Doppler. La fréquence observée d’un photon émis par une molécule est augmentée (“décalée vers le bleu”) ou réduite (“décalée vers le rouge”) par rapport à la fréquence au repos ν_0 de la transition selon que

le photon est émis dans la direction du mouvement de la molécule ou dans la direction opposée. Le décalage en fréquence est directement relié à la projection de la vitesse \vec{v} (non relativiste ici) de la molécule sur la direction de propagation \vec{n} du photon :

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{\vec{v} \cdot \vec{n}}{c}, \quad (3.1)$$

où c est la vitesse de la lumière. Pour une vitesse projetée de l'ordre de la vitesse du son à 10 K typique des nuages moléculaires ($a = \sqrt{kT_k/\mu m_H} = 0.19 \text{ km s}^{-1}$, avec $\mu = 2.33$ la masse moléculaire moyenne), le décalage en fréquence est d'environ 60 kHz pour une fréquence ν_0 de 100 GHz. La meilleure résolution spectrale de l'autocorrélateur du télescope de 30m de l'IRAM étant de 10 kHz (cf. § 1.3.3), il est possible d'accéder, en radioastronomie millimétrique, à des vitesses minimales de l'ordre d'une fraction de la vitesse du son. Comme le contenu en fréquence d'un spectre millimétrique renseigne directement sur les vitesses des molécules projetées sur la ligne de visée, les spectres millimétriques sont toujours visualisés avec un axe des abscisses gradué en vitesse, avec la conversion $\delta v = -c\delta\nu/\nu_0$: une vitesse plus élevée en abscisse signifie une fréquence plus basse, donc un décalage "vers le rouge".

3.1.2 Vitesse systémique

La vitesse "système" d'une source est la vitesse de déplacement d'ensemble de cet objet dans le référentiel local standard au repos (défini à partir du mouvement d'ensemble des étoiles du voisinage solaire, cf. § 8.4.1. de Rohlfs & Wilson 1996). Elle peut se définir comme la vitesse moyenne pondérée en masse de l'ensemble de la matière qui constitue cet objet. En pratique, cette vitesse systémique est estimée à partir d'une transition optiquement mince, dont le spectre contient l'émission de toute la matière se trouvant sur la ligne de visée dans l'état haut de la transition, pondérée en masse et en température d'excitation (cf. § 2.1.4). Elle s'obtient par le calcul de la vitesse centroïde de la raie (moment d'ordre 1 du spectre) ou par l'ajustement d'une gaussienne sur le spectre observé. La mesure des vitesses systémiques d'un échantillon de condensations préstellaires dans un nuage moléculaire permet par exemple d'estimer la dispersion de vitesse dans ce nuage et d'apporter des contraintes aux modèles de formation d'étoiles en amas (cf. § 5.6 et Belloche, André & Motte 2001).

3.1.3 Largeur de raie et turbulence

La largeur à mi-hauteur (FWHM) d'un spectre optiquement mince est dominée par la dispersion de vitesse des molécules X émettrices le long de la ligne de visée¹. Cette

1. La largeur naturelle des raies et l'élargissement par collisions (cf. Cagnac & Pebay-Peyroula 1975; Rybicki & Lightman 1979) sont en effet négligables devant l'élargissement dû à la dispersion des vitesses (de l'ordre de 0.2-1.0 km s⁻¹) : pour CS(2-1), par exemple, $\Delta v_{nat} \sim c(A_{21} + A_{10})/2\pi\nu_{21} \sim 9 \times 10^{-12}$ km s⁻¹ et $\Delta v_{coll} \sim cn\gamma_{21}/2\pi\nu_{21} \lesssim 3 \times 10^{-8}$ km s⁻¹ pour une densité inférieure à 10⁹ cm⁻³.

dispersion de vitesse des molécules a trois origines :

- l’agitation thermique du gaz qui, avec une distribution de vitesse gaussienne, conduit à une dispersion $\sigma_{th} = \sqrt{kT_k/m_X}$, avec m_X la masse de la molécule X. La largeur à mi-hauteur associée² est $\Delta v_{th} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_{th}$. A 10 K, $\Delta v_{th} = 0.13$ km s⁻¹ pour N₂H⁺ et $\Delta v_{th} = 0.10$ km s⁻¹ pour C³⁴S. L’élargissement thermique d’une raie dépend de la masse de la molécule, mais il est important de noter que, du point de vue du bilan d’énergie dans un nuage, c’est la dispersion thermique de la particule de masse moléculaire moyenne ($\mu m_H = 2.33 m_H$) qui compte. A 10 K, $\Delta v_{th}^\mu = 0.44$ km s⁻¹ ($\sigma_{th}^\mu = 0.19$ km s⁻¹, c’est également la vitesse du son isotherme).
- les mouvements non-thermiques qualifiés de “turbulents”.
- les mouvements de matière à grande échelle comme l’effondrement gravitationnel (cf. § 1.3.2 et 3.3), la rotation (cf. § 1.3.1 et 3.2), ou l’éjection dans les flots bipolaires.

Les transitions moléculaires observées dans les nuages moléculaires et leurs cœurs denses ont toujours des largeurs de raie supérieures à la largeur thermique (ce qui n’implique pas nécessairement des mouvements supersoniques puisqu’il faut comparer la dispersion non-thermique à la dispersion thermique *de la particule de masse moyenne*). A grande échelle, ces largeurs de raie mettent en évidence des mouvements supersoniques de matière ($\Delta v \sim 0.5 - 2$ km s⁻¹ pour le nuage moléculaire du Taureau, cf. Larson 1981), dont l’origine n’est pas l’effondrement gravitationnel des nuages dans leur ensemble, qui impliquerait un taux de formation d’étoiles trop élevé (cf. Zuckerman & Palmer 1974), mais plutôt la turbulence, même si l’origine de cette turbulence n’est pas encore bien établie (turbulence hydrodynamique, turbulence magnétohydrodynamique associée ou non à des ondes d’Alfvén ou magnétozonores...).

Sur des échelles variant de 0.1 à 100 pc dans les nuages et complexes moléculaires, Larson (1981) a mis en évidence deux corrélations (appelées depuis “lois de Larson”) entre la taille des structures observées et leur largeur de raie ($\Delta v \propto L^a$, avec $a = 0.38$), ainsi qu’entre leur taille et leur densité moyenne ($n \propto L^b$, avec $b = -1.1$). Il a montré également que ces structures sont approximativement virialisées (deux de ces trois propriétés seulement sont indépendantes, cf. Myers & Goodman 1988b). En remarquant que la relation taille-largeur de raie observée est similaire à celle qu’on obtient dans le cas d’une turbulence subsonique incompressible de Kolmogorov ($a = 1/3$), Larson a interprété ces résultats comme la preuve que la dispersion de vitesse observée dans les nuages moléculaires provient d’une hiérarchie de mouvements turbulents, avec cascade d’énergie des grandes échelles vers les petites échelles, même si les nuages sont compressibles et leurs largeurs de raie supersoniques. Depuis, un certain nombre d’études ont été menées (par ex. Myers 1983; Falgarone, Puget & Pérault 1992; Fuller & Myers 1992; Goodman et al. 1998) qui conduisent toutes à des corrélations similaires ($a \sim 0.5$ et $b \sim -1.0$). Elles étendent ces conclusions à des régions en régime subsonique (Myers 1983), à des

2. Dans tout cet exposé, on notera σ la dispersion de vitesse d’une distribution gaussienne proportionnelle à $e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}}$, et $\Delta v = \sqrt{8 \ln 2} \sigma$ la largeur à mi-hauteur correspondante.

structures non gravitationnellement liées (Falgarone et al. 1992), et confirment que ces relations sont non seulement valables sur un échantillon de nuages mais caractérisent également les propriétés internes de chaque nuage (Fuller & Myers 1992).

L'origine de la turbulence interstellaire n'est pas encore clairement établie. Cependant, le champ magnétique joue probablement un rôle important dans la structure des nuages moléculaires. En effet, les mesures d'amplitude de champ magnétique ont montré qu'il y a approximativement équipartition des énergies magnétique, cinétique et gravitationnelle, et que les mouvements supersoniques observés sont du même ordre que la vitesse d'Alfvén (Myers & Goodman 1988a,b; Crutcher et al. 1993; Goodman & Heiles 1994; Crutcher 1999). Cela suggère fortement que la turbulence a un caractère magnétique, générée par des ondes d'Alfvén, ou plus généralement un mélange d'ondes magnéto-sonores (turbulence "MHD"), ce qui peut être compatible avec la corrélation $\Delta V \propto L^{0.5}$ (cf. la relation $\Delta V \propto B^{0.5} L^{0.5}$ de Mouschovias & Psaltis 1995). Cependant, que la turbulence soit d'origine magnétique ou purement hydrodynamique, les simulations numériques montrent que l'échelle de temps de dissipation est courte, de l'ordre du (ou inférieur au) temps de traversée des nuages (cf. Stone, Ostriker & Gammie 1998; Mac Low et al. 1998), et qu'un mécanisme d'alimentation est nécessaire pour expliquer les durées de vie observées des nuages moléculaires. Les sources d'énergie possibles sont les vents stellaires, les flots bipolaires, la photoionisation par le champ de rayonnement des étoiles nouvellement formées, les mouvements de cisaillement induits par la rotation différentielle de la Galaxie (cf. les références dans Mac Low et al. 1998)... Dans les régions de formation d'étoiles de faible masse, cette alimentation en énergie est probablement réalisée à grande échelle plutôt qu'à petite échelle (par ex. Basu & Murali 2001; Hartmann 2002). Néanmoins, il se pourrait également que le champ de gravité et la fragmentation soient suffisants pour empêcher la dissipation trop rapide de l'énergie cinétique des nuages (Chièze & Lesaffre, communication privée).

La loi de Larson pour la largeur de raie, corrigée de l'élargissement thermique, ne semble pas se prolonger indéfiniment à petite échelle. Même si elle s'étend au régime subsonique (Myers 1983), Barranco & Goodman (1998) ont montré que la largeur de raie d'un échantillon de cœurs denses NH_3 devient constante en deçà de ~ 0.1 pc, et qu'il reste un résidu non-thermique ($\Delta v_{NT} \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$), subsonique mais non nul, à ces échelles. C'est pourquoi Goodman et al. (1998) parlent d'une transition vers la "cohérence" dans les régions de formation d'étoiles de faible masse lorsque l'on passe des nuages à grandes échelles, en régime non-thermique supersonique, vers les cœurs denses, en régime quasi thermique où un résidu de turbulence subsonique ne s'est pas complètement dissipé. Cette transition s'effectuerait à une échelle de $R_{coh} \sim 0.1$ pc. Les cœurs denses de faible masse semblent donc être "des îlots de relative tranquillité dans une mer agitée" (Goodman et al. 1998). De même, Caselli et al. (2002c) mesurent des dispersions de vitesse relativement uniformes dans les parties internes ($R \lesssim 0.1$ pc) d'un échantillon de cœurs denses observés en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, mais leur analyse conduit à une longueur de cohérence de seulement 0.01 pc, qu'ils interprètent comme la longueur de "coupure" en deçà de laquelle les ondes d'Alfvén ne peuvent plus se propager et donc apporter de support turbulent. Cependant, l'interprétation d'une transition vers la

“cohérence” est encore matière à débat puisque les observations dans différents traceurs donnent une certaine dispersion dans les largeurs de raie (cf. par ex. Butner, Lada & Loren 1995; Evans 1999)³.

Le code MAPYSO que nous utilisons pour simuler le transfert radiatif dans les enveloppes protostellaires inclut une contribution non-thermique à l’élargissement des raies. Cette contribution non-thermique est microscopique dans le sens où elle est prise en compte comme un élargissement (gaussien) supplémentaire du profil d’émission de la transition en tout point de l’espace. En pratique, pour l’étude d’IRAM 04191, nous avons couplé une dispersion non-thermique *uniforme* à la dispersion thermique et aux mouvements d’ensemble (effondrement et rotation). Cette approximation, qui présente l’avantage de faciliter l’exploration de l’espace des paramètres libres, est justifiée dans le cadre des “cœurs denses cohérents” puisque la taille de l’enveloppe d’IRAM 04191 ($R \sim 0.07$ pc) est de l’ordre de R_{coh} . A cette échelle, la relation $\Delta v_{turb} \propto \rho^{-1/2}$ déduite des lois de Larson et utilisée par Lizano & Shu (1989) et Zhou (1992) n’est certainement plus valable⁴. Notre approximation d’une dispersion de vitesse turbulente uniforme suppose néanmoins que le flot bipolaire d’éjection de matière n’a pas réinjecté d’énergie turbulente dans l’enveloppe en effondrement (ou l’a fait, mais de manière uniforme).

3.1.4 Largeur de raie et masse viriel

La largeur de raie mesurée sur un spectre optiquement mince d’une condensation d’un nuage moléculaire renseigne sur l’état de ce système. En effet, à partir du théorème du viriel, on peut exprimer la condition d’équilibre d’une structure en l’absence de champ magnétique (cf. par ex. Spitzer 1978; Lequeux, Falgarone & Ryter 2002)⁵ :

$$2U + \Omega = 3VP_{ext} , \quad (3.2)$$

où U est l’énergie interne ($\frac{3}{2}M\sigma^2$ avec σ la dispersion de vitesse 1D des particules, qui se réduit à $\frac{3MkT}{2\mu m_H}$ en l’absence de turbulence et de mouvements d’ensemble), Ω l’énergie potentielle de gravitation, V le volume et P_{ext} la pression extérieure aux bords du nuage. Pour un nuage sphérique de rayon R avec un profil de densité en loi de puissance ($\rho \propto r^{-s}$, avec s différent de 2.5 et 3), l’énergie potentielle de gravitation s’écrit $\Omega = -\gamma \frac{GM^2}{R} = -\frac{3-s}{5-2s} \frac{GM^2}{R}$. Dans le cas d’une sphère isotherme critique, $\gamma \sim 0.732$ (Chièze 1987).

3. Signalons que les simulations numériques de cœurs denses isothermes et turbulents en effondrement gravitationnel réalisées par Vázquez-Semadeni, Cantó & Lizano (1998) aboutissent à une dispersion de vitesse turbulente *croissant* avec la densité, ce qui est un comportement opposé à la loi de Larson. Ces auteurs obtiennent $\sigma_{turb} \propto \rho^{1/4-1/2}$ selon que l’effondrement est purement hydrodynamique ou magnétohydrodynamique avec plus ou moins de support magnétique. Cependant, ce comportement n’a pas été observé jusqu’à maintenant.

4. D’autant plus qu’on n’observe pas de différence notable de largeur de raie entre $N_2H^+(1-0)$ et $C^{18}O(1-0)$. Cette dernière transition trace pourtant des régions de l’enveloppe moins denses et plus étendues que $N_2H^+(1-0)$.

5. Voir McKee et al. (1993) pour la prise en compte du champ magnétique dans le théorème du viriel.

Pour une condensation préstellaire typique du nuage moléculaire de ρ Ophiuchi par exemple (cf. Chap. 5), le terme de pression extérieure peut être négligé en première approximation par rapport à l'énergie potentielle de gravitation : $\frac{3V P_{ext}}{|\Omega|} \sim 0.1$ pour $M = 0.5 M_{\odot}$, $s = 2$, $R = 3000$ UA et $P_{ext}/k \sim 8 \times 10^5$ K cm⁻³. Dans ce cas, la condition d'équilibre se réduit à $2U + \Omega = 0$. Or la largeur de raie ΔV (FWHM) d'une transition optiquement mince qui sonde toute la matière d'une condensation est liée à l'énergie interne par la relation :

$$U = \frac{3}{2} M \left(\frac{\Delta V^2}{8 \ln 2} - \frac{kT_k}{m_{obs}} + \frac{kT_k}{\mu m_H} \right), \quad (3.3)$$

avec T_k la température du gaz, m_{obs} la masse de la molécule observée, $\mu m_H = 2.33 m_H$ la masse moléculaire moyenne. La condition d'équilibre s'écrit alors :

$$M_{vir} = \frac{5 - 2s}{3 - s} \frac{3R}{G} \left(\frac{\Delta V^2}{8 \ln 2} - \frac{kT_k}{m_{obs}} + \frac{kT_k}{\mu m_H} \right). \quad (3.4)$$

La masse M_{vir} est appelée *masse viriel*. Dans le cadre des approximations faites plus haut, une condensation de masse M est gravitationnellement liée lorsque $M < 2M_{vir}$, en équilibre viriel lorsque $M = M_{vir}$ et en effondrement gravitationnel lorsque $M > M_{vir}$.

3.2 Signature spectroscopique de la rotation

3.2.1 Cartes de vitesse centroïde

Le spectre d'une transition optiquement mince contient l'émission de l'ensemble de la matière sur la ligne de visée. Par conséquent, la vitesse centroïde (cf. § 3.1.2) mesurée sur ce spectre donne la vitesse projetée moyenne sur la ligne de visée. Or pour deux points quelconques d'une enveloppe en rotation solide⁶, le champ de vitesse de rotation n'introduit pas de mouvement relatif projeté le long de la droite qui passe par ces deux points : $(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \cdot (\vec{v}_2 - \vec{v}_1) = -\vec{r}_1 \cdot (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}_2) - \vec{r}_2 \cdot (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}_1) = 0$ (cf. par ex. Ward-Thompson & Buckley 2001)⁷. En particulier, la vitesse de rotation projetée est constante le long de la ligne de visée donc, en présence de rotation solide, la vitesse centroïde est théoriquement un accès direct au champ de vitesse de rotation.

La carte de vitesse centroïde d'une transition optiquement mince permet de mettre en évidence la présence de gradients de vitesse dans une enveloppe (voir par ex. Arquilla & Goldsmith 1986; Goodman et al. 1993; Belloche et al. 2002). Dans le cas d'une rotation solide de vitesse angulaire Ω_0 autour d'un axe incliné d'un angle $i \neq 0$ par

6. La rotation solide est définie par une vitesse angulaire Ω uniforme, donc une vitesse de rotation v_{rot} qui varie linéairement avec la distance R à l'axe de rotation ($v_{rot} = \Omega R \propto R$).

7. Cela découle directement de la définition du solide : la distance entre deux points quelconques reste constante au cours du temps, quel que soit le mouvement, en particulier lorsque le solide est en rotation ($\frac{d\|\vec{M}N\|}{dt} = 0$).

rapport à la ligne de visée, le gradient de vitesse centroïde est uniforme dans toute la carte, de norme $|\Omega_0 \sin(i)|$, et orienté perpendiculairement à la projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel. Cela se traduit par une variation linéaire de la vitesse centroïde lorsqu'on se déplace sur un axe perpendiculaire à l'axe projeté de rotation. Rechercher des signes de rotation dans une enveloppe revient donc, au premier ordre, à identifier un gradient de vitesse moyen dans une carte de vitesse centroïde, et à mesurer sa direction et sa norme. Nous avons utilisé deux méthodes différentes pour cela :

- la méthode proposée par Arquilla & Goldsmith (1986) consiste à diviser la carte en N secteurs circulaires égaux partant du centre de la source, et à calculer la vitesse centroïde moyenne \bar{v}_i^{cent} dans chaque secteur repéré par son angle médian θ_i . Les auteurs montrent que, dans le cas d'une rotation solide, l'ensemble des points $(\theta_i, \bar{v}_i^{cent})$ se trouvent sur une fonction sinusoïdale dont la phase et l'amplitude permettent de remonter à la direction et à la norme du gradient de vitesse. Il suffit donc d'ajuster, par une méthode des moindres carrés, une sinusoïde sur l'ensemble des points $(\theta_i, \bar{v}_i^{cent})$.
- Goodman et al. (1993) proposent d'ajuster par une méthode des moindres carrés sur l'ensemble des triplets $(\Delta\alpha, \Delta\delta, v_{cent})$, où $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ sont les coordonnées spatiales sur la carte, la fonction linéaire $v = v_0 + a\Delta\alpha + b\Delta\delta$. Cette fonction correspond à un gradient de vitesse uniforme dont la direction et la norme s'obtiennent directement à partir des coefficients a et b déterminés. Dans la suite, cette méthode sera appelée “méthode de GBFM93”.

La recherche de la direction du gradient de vitesse moyen dans la carte de vitesse centroïde de $C_3H_2(2_{12} - 1_{01})$ centrée sur IRAM 04191 (cf. Fig. 2 de BADB02) aboutit, avec la première méthode, à un angle de $P.A. = 114^\circ \pm 8^\circ$, position angulaire par rapport à la direction du nord, orientée vers l'est. L'incertitude (1σ) a été estimée en faisant varier le nombre de secteurs et leurs positions angulaires. La deuxième méthode donne un angle de $P.A. \sim 112^\circ$. L'analyse similaire de la carte en $N_2H^+(1-0)$ par la deuxième méthode conduit à un angle de $P.A. \sim 133^\circ$. L'angle de $P.A. = 118^\circ$ (qui correspond à un axe projeté de rotation à $P.A. = 28^\circ$) utilisé par BADB02 est un compromis.

3.2.2 Analyse de diagrammes position-vitesse

En transportant le moment cinétique vers l'extérieur, le freinage magnétique a tendance à uniformiser la vitesse angulaire d'un nuage en rotation (cf. par ex. Mouschovias 1991). Cependant, lorsqu'un cœur dense commence à s'effondrer gravitationnellement, il arrive un moment à partir duquel le freinage magnétique n'a plus le temps d'agir et le moment cinétique se conserve. Dans ce cas, dans la région en effondrement, on attend un profil spatial de vitesse angulaire croissant avec la densité ($\Omega \propto \rho^{1/2}$ pour un disque initialement en rotation solide avec une densité de colonne uniforme, cf. Basu & Mouschovias 1994). Il est par conséquent important de ne pas se limiter à estimer des gradients de vitesse *moyens* dans les enveloppes protostellaires. Les diagrammes position-vitesse des transitions optiquement minces dans la direction perpendiculaire à

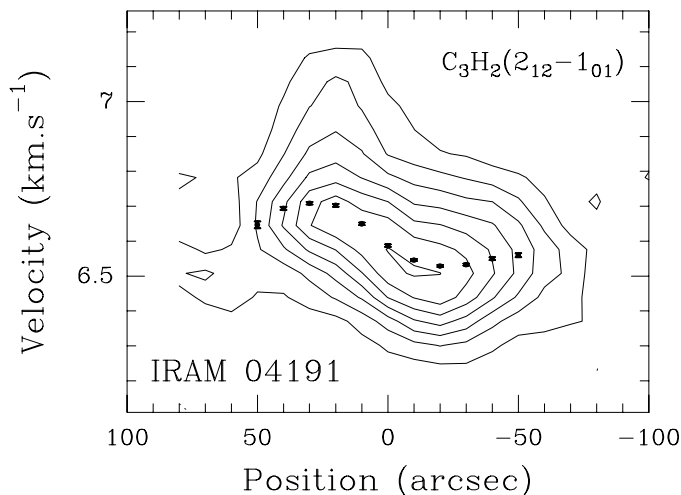


FIG. 3.1 – Diagramme position-vitesse de $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ observé dans IRAM 04191, le long de l'axe perpendiculaire à l'axe projeté de rotation. Les points avec les barres d'erreur sont les vitesses centroïdes obtenues par ajustement de spectres gaussiens. Les contours varient de 0.3 à 2.1 K (en échelle T_a^*) par pas de 0.3 K. La courbe de vitesse centroïde a une forme de S, suggérant la présence de rotation différentielle dans l'enveloppe d'IRAM 04191.

l'axe projeté de rotation sont précieux pour préciser le profil spatial de vitesse angulaire d'une enveloppe en rotation (cf. Fig. 3.1).

Un diagramme position-vitesse selon un axe A, tel que le diagramme d'IRAM 04191 présenté sur la Fig. 3.1, est une carte représentant l'intensité d'une raie en fonction de la position sur l'axe A et du canal de vitesse⁸. Sur la Fig. 3.1, nous avons ajouté les vitesses centroïdes mesurées à partir d'ajustement de spectres gaussiens sur les spectres observés en $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ dans IRAM 04191. Dans un tel diagramme, une rotation solide se traduit par des vitesses centroïdes alignées, la pente de la droite donnant la valeur du gradient de vitesse (cf. Fig. 3.2a). Tout diagramme montrant une courbe de vitesse centroïde significativement différente d'une droite met par conséquent en évidence un gradient de vitesse non uniforme. Interprété en terme de rotation, cela implique une rotation "différentielle" (cf. Fig. 3.1 et Fig. 3.2b).

Le profil de vitesse de rotation $v_{rot} \propto R^{-0.5}$ utilisé pour le modèle de la Fig. 3.2b est croissant vers le centre. Comme le télescope a une résolution spatiale finie (FWHM = 3500 UA ici), la vitesse centroïde des spectres à l'intérieur du lobe centré sur la source ne suit plus le comportement attendu dans le cas idéal d'un pouvoir de résolution infini (courbe en pointillé sur la Fig. 3.2b). La convolution par le lobe du télescope produit un lissage de la courbe de vitesse centroïde, ce qui ne permet plus de distinguer, à partir de cette seule courbe, une rotation solide d'une rotation différentielle à l'intérieur du

8. En imaginant la troisième dimension pour l'intensité, une section verticale à une position donnée représenterait le spectre à cette position.

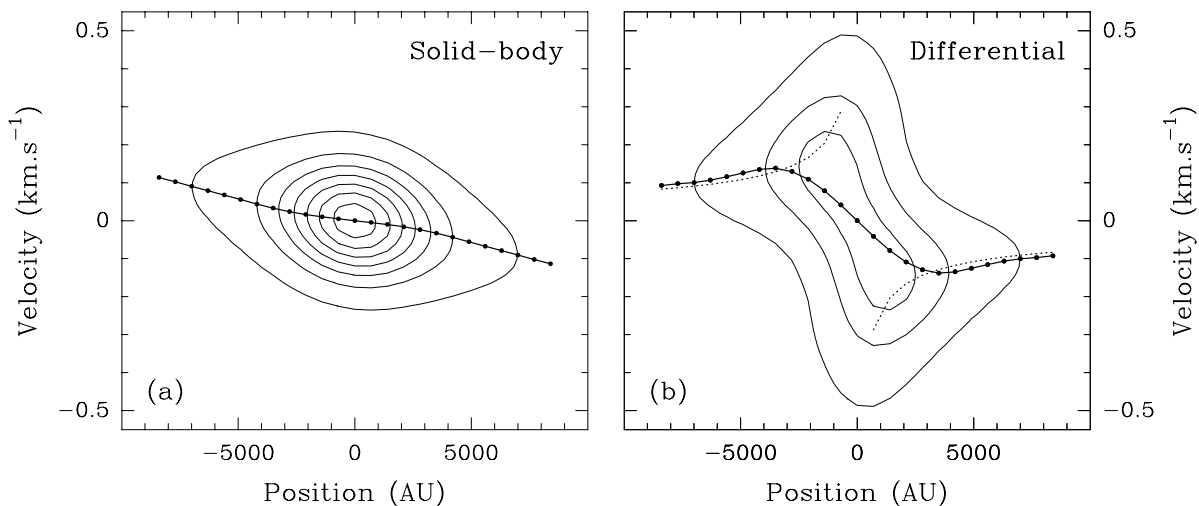


FIG. 3.2 – Diagrammes position-vitesse en $C^{34}S(2-1)$ pour deux modèles d’enveloppe en rotation, sans effondrement gravitationnel. Les modèles ont été convolués à la résolution du télescope de 30m de l’IRAM ($FWHM = 3500$ UA ici). Le diagramme de gauche (a) montre l’effet d’une rotation solide de vitesse angulaire $\Omega = 4.2$ km s pc⁻¹ alors que le diagramme de droite (b) montre l’effet d’une rotation différentielle ($\Omega \propto R^{-1.5}$ et $\Omega = 12$ km s pc⁻¹ à 3500 UA). L’axe de rotation est incliné de 50° par rapport à la ligne de visée et la position est repérée le long de l’axe perpendiculaire à l’axe projeté de rotation. L’abondance de $C^{34}S$ a été choisie suffisamment faible (1×10^{-11}) pour que la raie soit optiquement mince ($\tau < 0.15$). Les points et les courbes en trait plein montrent le profil de vitesse centroïde le long de l’axe. On constate le comportement linéaire dans le cas de la rotation solide (a) et le fort écart à la linéarité dans le cas de la rotation différentielle (b). La courbe en pointillé sur le panneau (b) montre le profil de vitesse de rotation (projetée) attendue dans le cas d’un télescope avec un pouvoir de résolution spatiale infini.

lobe central. En revanche, la largeur (et les ailes) de la raie se comportent différemment dans les deux cas, et le diagramme position-vitesse dans son ensemble permet de conclure. Néanmoins, l’analyse doit être plus approfondie si l’élargissement de la raie est aussi produit par un élargissement turbulent non uniforme ou par d’autres mouvements d’ensemble (effondrement ou expansion).

3.3 Signature spectroscopique de l’effondrement

Contrairement aux mouvements de rotation, les mouvements d’effondrement gravitationnel ne sont pas faciles à mettre en évidence directement à partir de diagrammes position-vitesse. Dans le cas particulier d’une structure aplatie comme un disque mince autour d’une proto-étoile vu selon un angle intermédiaire entre 0° et 90°, une transition optiquement mince peut tracer directement les mouvements de contraction le long du petit axe de l’ellipse projetée, alors qu’un diagramme position-vitesse le long du grand

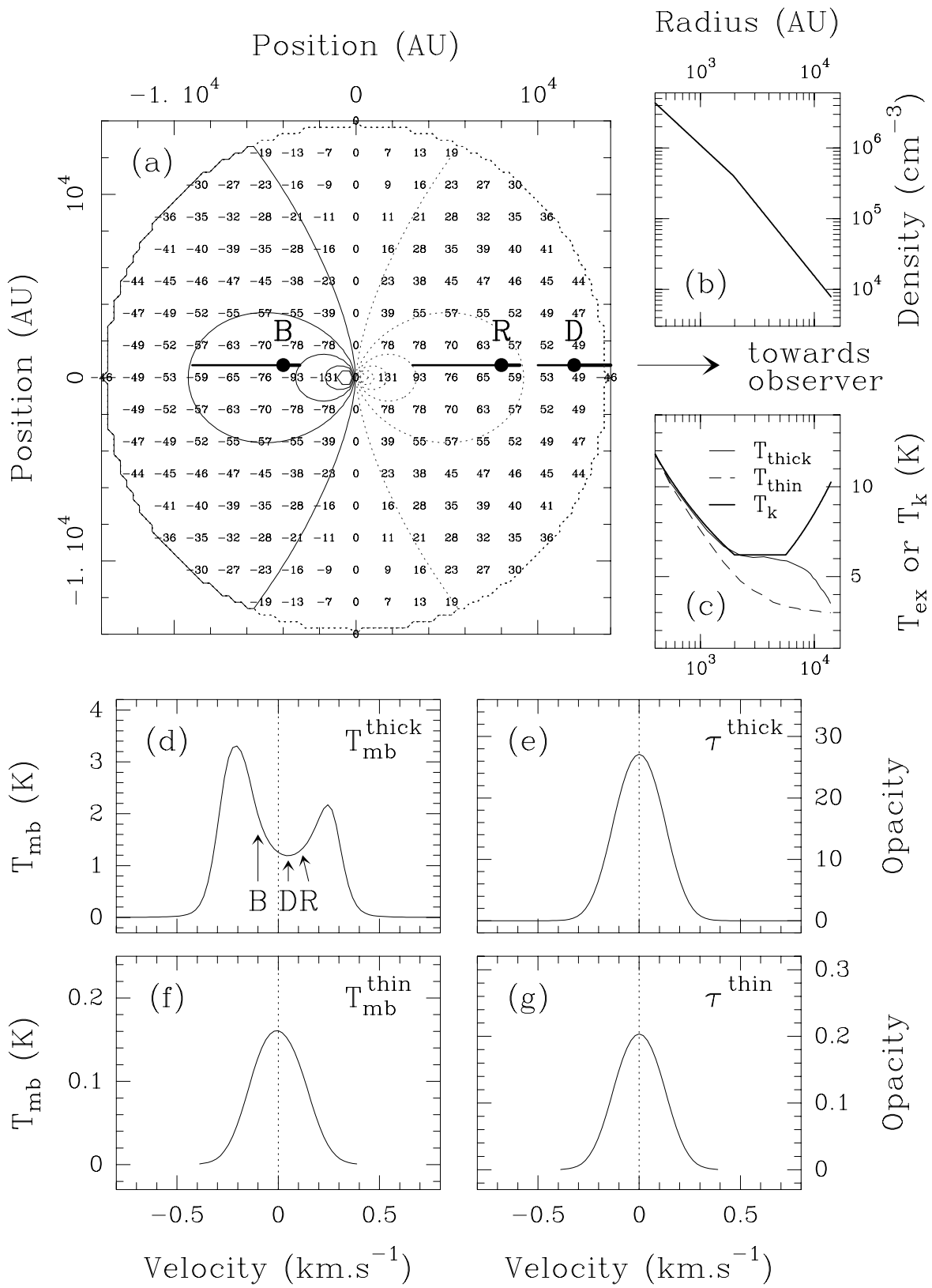
axe révèle la rotation (par ex. Momose et al. 1998; Ohashi 1999; Myers, Evans & Ohashi 2000). Cependant, dès qu'un flot bipolaire d'éjection de matière est présent, la cinématique le long du petit axe est souvent dominée par ce flot (par ex. Cabrit et al. 1996; Ohashi et al. 1997b).

Dans un cas général, on ne peut pas accéder directement aux mouvements de contraction. On peut alors rechercher la signature spectroscopique caractéristique de l'effondrement (voir par ex. Evans 1999; Myers et al. 2000; Ward-Thompson & Buckley 2001) qui se manifeste par des spectres optiquement épais auto-absorbés et asymétriques avec deux pics (le pic "bleu" étant plus intense que le pic "rouge"), et des spectres optiquement minces symétriques, centrés à une vitesse intermédiaire (cf. Fig. 3.3). Cette signature a été observée pour la première fois dans les années 70 en CO dans des nuages moléculaires comme ceux de Mon R2 et ρ Oph (par ex. Loren, Peters & Vanden Bout 1974; Encrenaz, Falgarone & Lucas 1975). Son interprétation en terme de mouvements de contraction a été faite au même moment (par ex. Lucas 1976; Snell & Loren 1977; Leung & Brown 1977), même si la signature opposée, révélant des mouvements d'expansion, avait déjà été analysée par Hummer & Rybicki (1968) dans un autre contexte. Le paragraphe suivant explique cette signature spectroscopique d'effondrement et énonce les conditions nécessaires pour qu'elle se manifeste.

3.3.1 Spectres auto-absorbés asymétriques

La figure 3.3 présente les spectres de deux transitions, l'une optiquement épaisse et l'autre optiquement mince, calculés avec le code MAPYSO dans le cas d'un modèle 1D sphérique d'enveloppe protostellaire en effondrement. Le spectre optiquement épais (Fig. 3.3d et e) est celui de la transition CS(2-1), alors que le spectre optiquement mince

FIG. 3.3 – (page 57) *Signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel dans une enveloppe protostellaire en contraction. Les contours d'isovitesse projetée sur la ligne de visée (l'observateur se trouvant vers la droite) sont représentés sur la carte (a) (coupe de l'enveloppe perpendiculaire au plan du ciel). Le champ de vitesse est radial, avec $v_{inf} \propto r^{-1/2}$. Les profils radiaux de densité et de température cinétique sont tracés en trait épais sur les graphiques (b) et (c). Les profils de températures d'excitation de deux transitions (l'une optiquement épaisse, en trait fin, l'autre optiquement mince en tiret) sont également montrés sur le panneau (c). Le paramètre d'élargissement turbulent vaut $\Delta V_{turb} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$. La combinaison de ces propriétés physiques de l'enveloppe produit la signature d'effondrement gravitationnel : le spectre optiquement épais (d) est auto-absorbé et asymétrique, avec un pic bleu plus intense que le pic rouge, alors que le spectre optiquement mince (f) est symétrique et pique à la vitesse systémique de la source (trait vertical en pointillé). Les panneaux (e) et (g) montrent les profils d'opacité de ces deux transitions. Enfin, les points B (bleu), D ("dip" = creux d'absorption) et R (rouge) sur la carte (a), combinés au profil de température d'excitation, illustrent l'origine de l'asymétrie (cf. § 3.3.1).*



(Fig. 3.3f et g) est obtenu pour la même molécule avec une abondance 200 fois moins grande. L'enveloppe est piquée en densité vers le centre (Fig. 3.3b) et la température cinétique du gaz passe par un minimum vers 3000 UA (Fig. 3.3c). Les deux courbes de température d'excitation (Fig. 3.3c) montrent clairement que les deux transitions ne sont pas thermalisées dans la totalité de l'enveloppe. Comme il a été signalé au § 2.1.5, la transition optiquement épaisse est thermalisée jusqu'à une densité $\sim \tau$ fois (soit ~ 30 fois) plus basse que la transition de l'isotope optiquement mince : la température d'excitation de la transition optiquement épaisse se découple de la température cinétique pour une densité $n_{H_2} \sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, alors qu'elle le fait dès $n_{H_2} \sim 9 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ pour la transition optiquement mince (de l'ordre de la densité critique $n_{crit} \sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ à 7 K). Dans les deux cas, le profil de densité décroissant vers l'extérieur, combiné au profil de température cinétique, impose un profil de température d'excitation également décroissant vers l'extérieur, malgré la remontée de température cinétique.

Le champ de vitesse est radial, avec $v_{inf} \propto r^{-1/2}$. Nous avons représenté sur la Fig. 3.3a les contours d'isovitesse projetée sur la ligne de visée (les vitesses figurant sur la carte sont exprimées en m s^{-1}), la vitesse systémique de la source étant fixée arbitrairement à 0. Comme il existe une certaine dispersion de vitesse dû à l'élargissement thermique et turbulent en tout point de l'enveloppe ($\Delta V = \sqrt{\Delta V_{th}^2 + \Delta V_{turb}^2} \sim \sqrt{0.085^2 + 0.2^2} \sim 0.22 \text{ km s}^{-1}$ dans cet exemple), la matière qui contribue à l'émission dans un canal de vitesse donné du spectre est étalée entre deux contours d'isovitesse projetée. Les deux contours limites impliqués dépendent du rapport de la dispersion de vitesse au gradient de vitesse projetée, appelée longueur de Sobolev. Plus cette longueur est grande, plus la zone couplée radiativement sur la ligne de visée est étalée. Cette longueur est représentée schématiquement par les traits épais sur la Fig. 3.3a (elle est en fait sous-estimée sur cette figure, pour la clarté de la figure et du raisonnement⁹), pour un canal de vitesse décalé vers le bleu (B), pour le canal symétrique décalé vers le rouge (R), et pour le canal intermédiaire (D) qui trace les couches externes de l'enveloppe (voir leurs positions respectives sur le spectre épais Fig. 3.3d).

Dans cet exemple, la transition CS(2-1) est optiquement épaisse jusqu'à des vitesses $\pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ (cf. Fig. 3.3e) donc, dans chaque canal de vitesse de cet intervalle, l'observateur ne "voit" qu'une partie de la matière émettrice jusqu'à une profondeur optique de l'ordre de 1 (cf. § 2.1.4). Pour les trois canaux B, R et D, cette profondeur est indiquée par les gros points noirs sur la Fig. 3.3a : pour chaque canal, ils sont situés près de l'extrémité du segment de Sobolev la plus proche de l'observateur. Les molécules au point R, à une distance plus grande du centre de l'enveloppe que le point B, ont une température d'excitation plus basse que celles situées au point B puisque le gradient de température d'excitation est négatif. Comme la température T_{mb} du spectre reflète

9. Pour chaque canal de vitesse, la zone de Sobolev peut même s'étendre sur les deux hémisphères si la dispersion de vitesse turbulente domine par rapport au champ de vitesse d'effondrement (cf. par ex. Ward-Thompson & Buckley 2001). Néanmoins, l'asymétrie du spectre optiquement épais qui en résulte reste la même puisque le point B sera toujours plus proche du centre de la source que le point R. En d'autres termes, quel que soit l'élargissement turbulent, le profil d'opacité le long de la ligne de visée augmente plus rapidement dans l'hémisphère le plus proche de l'observateur, qui s'éloigne de lui, pour les canaux de vitesse décalés vers le rouge que pour ceux décalés vers le bleu.

approximativement la température d'excitation à la profondeur optique 1 (cf. § 2.1.4), le point B du spectre est plus intense que le point R. C'est l'origine de l'asymétrie observée : la partie "bleue" du spectre optiquement épais est plus intense que la partie "rouge". Lorsqu'on considère les canaux de vitesse intermédiaires, les points B et R s'éloignent du centre de l'enveloppe et les températures d'excitation sont de plus en plus faibles. On aboutit à un minimum (D) dans le spectre, qui reflète la température d'excitation des couches externes de l'enveloppe. Si ces couches externes sont statiques (comme c'est le cas pour le modèle de Shu 1977), alors le creux est centré sur la vitesse systémique de la source. Par contre, lorsque ces couches sont en mouvement de contraction (ce qui est le cas dans l'exemple examiné ici), le creux est décalé vers le rouge : sa position donne une indication directe de la vitesse des couches externes ($\sim 0.05 \text{ km s}^{-1}$ ici).

La signature spectroscopique de l'effondrement est complète lorsqu'on observe également une transition optiquement mince qui pique à une vitesse intermédiaire entre les pics bleu et rouge de la transition optiquement épaisse. Les figures 3.3f et g montrent que le profil du spectre de la transition optiquement mince est quasiment identique au profil d'opacité : dans chaque canal de vitesse, l'observateur voit toute la matière qui émet à cette vitesse le long de la ligne de visée. Comme dans ce modèle la matière est distribuée symétriquement de part et d'autre de la vitesse systémique et de part et d'autre du centre de l'enveloppe, le profil d'opacité est symétrique, d'où un spectre optiquement mince symétrique et centré sur la vitesse systémique.

Le spectre optiquement mince est donc indispensable pour déterminer la vitesse systémique de la source (qui doit tomber entre les pics bleu et rouge de la transition optiquement épaisse) et s'assurer que les deux pics de la transition optiquement épaisse ne sont pas associés à deux sources différentes fortuitement alignées sur la ligne de visée, avec des vitesses systémiques différentes. La présence d'un spectre optiquement mince avec un seul pic à une vitesse intermédiaire entre les pics bleu et rouge suffit pour rejeter ce cas de figure.

La figure 3.4 synthétise les conclusions des paragraphes précédents en illustrant la variation de la signature spectroscopique d'effondrement en fonction de l'opacité de la raie, que l'on a fait varier en diminuant l'abondance de la molécule. Elle montre le passage d'un spectre optiquement très épais, asymétrique et auto-absorbé, à un spectre symétrique dès que l'opacité tombe en dessous de 1 (voir aussi Myers et al. 1996).

TAB. 3.1 – *Bilan sur le sens de l'asymétrie d'un spectre optiquement épais selon le signe du gradient de température d'excitation et le signe du champ de vitesse (expansion ou contraction) : "bleue" pour un pic bleu plus intense que le pic rouge, et "rouge" dans le cas contraire.*

	$\frac{dT_{ex}}{dr} < 0$	$\frac{dT_{ex}}{dr} > 0$
Contraction	bleue	rouge
Expansion	rouge	bleue

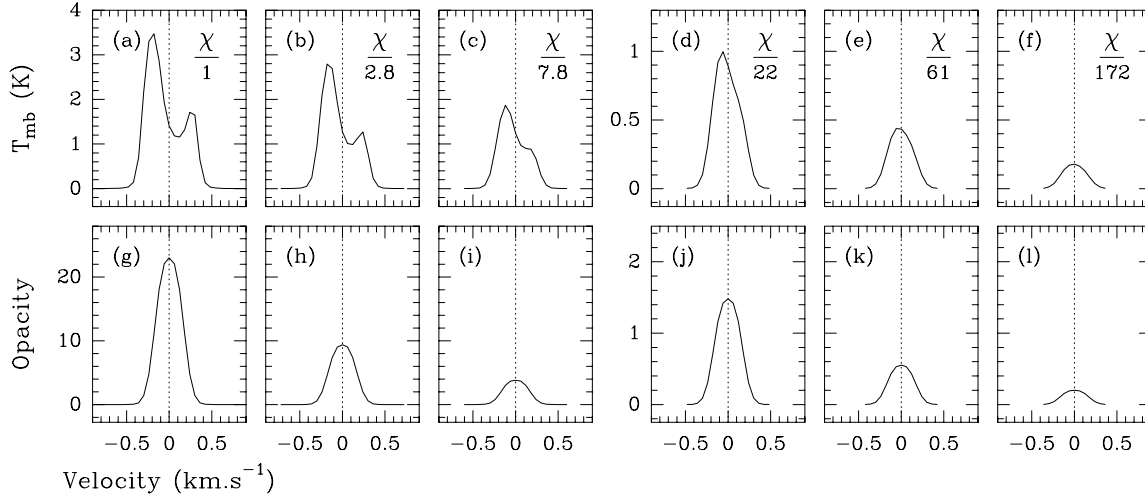


FIG. 3.4 – Variations de la signature spectroscopique d’effondrement avec l’opacité. Les graphiques (a) à (f) montrent l’évolution d’un spectre CS(2-1) pour une abondance variant de χ (a) à $\frac{\chi}{172}$ (f). Le spectre (a) est issu du modèle 1D d’enveloppe en effondrement réalisé pour IRAM 04191. Les profils d’opacité (g) à (l) montrent que la raie devient optiquement mince à partir du spectre (e). Le profil du spectre varie d’un profil asymétrique et auto-absorbé (a) vers un profil asymétrique avec seulement un épaulement du côté “rouge” (c), puis vers un profil symétrique (e) dès que l’opacité tombe en dessous de 1.

Les deux ingrédients principaux de la signature spectroscopique d’effondrement sont le signe du gradient de température d’excitation et le signe du champ de vitesse (contraction ou expansion). L’asymétrie est inversée dès que l’un des deux signes est inversé (cf. Tab. 3.1 p. 59). Ainsi, la présence de mouvements d’expansion (comme un flot bipolaire d’éjection de matière) dans une enveloppe avec un gradient de température d’excitation négatif produira l’asymétrie inverse. Notons également que si le minimum de température cinétique se trouvait plus près du centre dans l’exemple de la Fig. 3.3, on obtiendrait une remontée de température d’excitation pour CS(2-1) et le spectre pourrait aussi présenter une asymétrie inverse. Le détail du profil de vitesse est toutefois moins important au premier ordre : l’asymétrie bleue/rouge sera toujours présente quel que soit ce profil, du moment que la source est en contraction avec un gradient de température d’excitation négatif. Néanmoins, la présence ou l’absence d’un creux entre les deux pics de la transition optiquement épaisse est fortement liée au profil de vitesse. La Fig. 3.5 illustre cette remarque avec trois modèles d’enveloppe dont on a fait varier le profil de vitesse d’effondrement. Le profil du spectre optiquement épais est très semblable dans le cas d’une vitesse uniforme et d’un profil de vitesse en $r^{-0.5}$: deux pics sont présents, avec le pic bleu plus intense que le pic rouge, ainsi qu’une auto-absorption marquée, à la vitesse des couches externes (légèrement différente dans les deux cas présentés sur la figure). Mais dans le cas d’un champ de vitesse homologue ($v_{inf} \propto r$), l’asymétrie du spectre optiquement épais ne se traduit plus que par un épaulement puisque l’absorption par les couches externes se fait aux vitesses les plus élevées dans le spectre (cf.

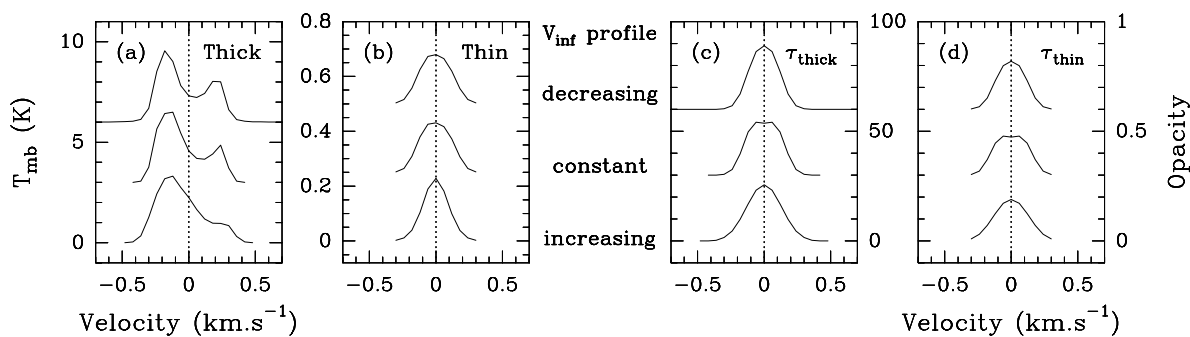


FIG. 3.5 – *Effet de la forme du profil de vitesse radiale sur la signature spectroscopique d’effondrement. L’évolution d’un spectre optiquement épais et du profil d’opacité associé est montrée sur les graphiques (a) et (c) pour un profil de vitesse radiale décroissant en valeur absolue ($v_{inf} = -0.1 \times (r/3000 \text{ UA})^{-0.5} \text{ km s}^{-1}$, en haut), constant ($v_{inf} = -0.1 \text{ km s}^{-1}$, au milieu), et croissant en valeur absolue ($v_{inf} = -0.05 \times (r/3000 \text{ UA}) \text{ km s}^{-1}$, en bas). Les graphiques (b) et (d) montrent la même chose pour une abondance 200 fois moindre. Le modèle d’enveloppe de la simulation du haut est le même que celui de la Fig. 3.3, mais avec une dispersion de vitesse turbulente $\Delta V_{turb} = 0.15 \text{ km s}^{-1}$.*

aussi Lucas 1976; Walker, Narayanan & Boss 1994). En pratique, les spectres typiques observés dans les enveloppes protostellaires ressemblent davantage à ceux produits par un champ de vitesse radiale constant ou décroissant en valeur absolue (cf. par ex. Fig. 5 de BADB02).

3.3.2 Extension spatiale de l’effondrement

La première indication de l’étendue de la zone en effondrement dans une enveloppe protostellaire ou une condensation préstellaire vient de l’extension spatiale de la signature d’effondrement observée. Par exemple, dans le cas d’IRAM 04191, la signature d’effondrement est vue dans la direction perpendiculaire au flot bipolaire jusqu’à une distance angulaire d’au moins $40''$ du centre (cf. Fig. 8 de BADB02), ce qui suggère des mouvements de contraction jusqu’à au moins 5600 UA.

La deuxième indication, plus difficile à extraire, vient des caractéristiques du creux d’absorption de la transition optiquement épaisse. Comme le creux du spectre est à peu près centré sur la vitesse des couches qui absorbent, il est une estimation assez directe des mouvements des parties externes de l’enveloppe. Par exemple, le creux du spectre de la Fig. 3.3d pique à $\sim 0.05 \text{ km s}^{-1}$, ce qui représente bien les vitesses des couches externes. Cependant, il faut faire face à deux difficultés. Il n’est pas évident *a priori* de savoir où sont situées les couches absorbantes sur la ligne de visée. Sans l’aide d’une simulation numérique du transfert radiatif, on peut néanmoins en faire une estimation simple en supposant la source à symétrie sphérique avec le raisonnement qui suit (cf. Fig. 3.6). La température T_{mb} du creux d’absorption du spectre central (Fig. 3.6b) reflète la température d’excitation de la couche absorbante (matérialisée par

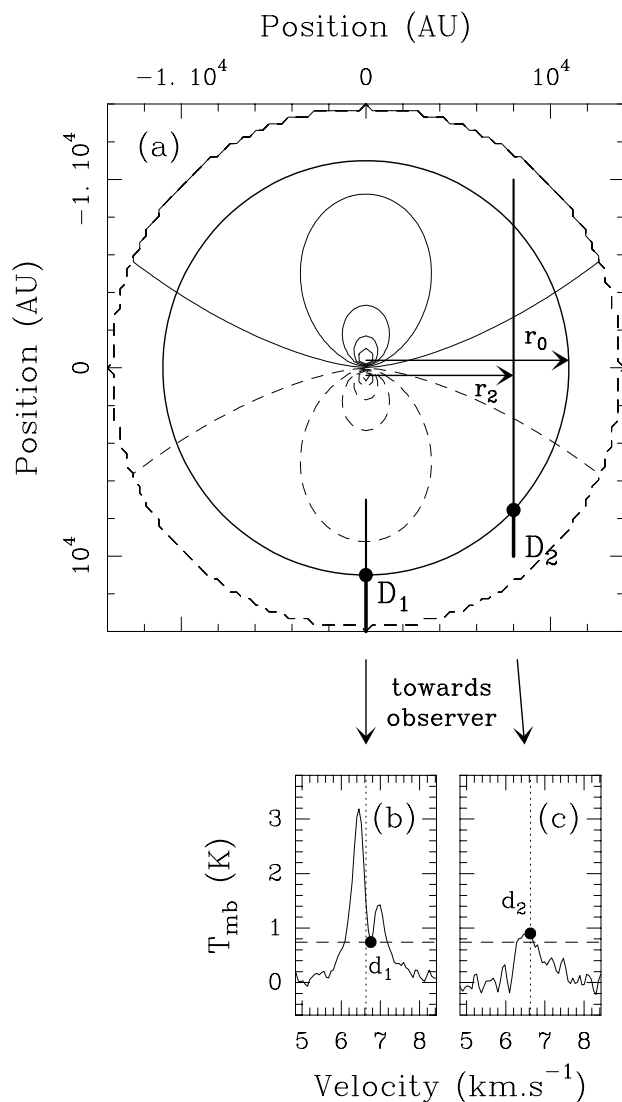


FIG. 3.6 – Estimation du rayon de la couche absorbante dans un modèle sphérique d'enveloppe en contraction. La carte (a) représente une coupe de l'enveloppe en contraction, perpendiculaire au plan du ciel comme c'était le cas pour la Fig. 3.3a, mais l'observateur se trouve cette fois vers le bas. Les points D_1 et D_2 sur les deux lignes de visée indiquent la position où est approximativement atteinte l'opacité 1 dans les canaux de vitesse d_1 et d_2 des spectres (b) et (c) associés (observés vers IRAM 04191). Le cercle en trait épais matérialise la couche de rayon r_0 à l'origine du creux dans le spectre central (b). Dans un modèle à symétrie sphérique avec température d'excitation et densité de colonne décroissantes vers l'extérieur, les températures T_{mb} identiques pour les points d_1 et d_2 impliquent que les points D_1 et D_2 correspondants se trouvent dans la même couche. Le rayon r_2 de la ligne de visée du spectre (c) est alors une limite inférieure au rayon r_0 de la couche à l'origine du creux dans le spectre central (b).

le cercle de rayon r_0 sur la Fig. 3.6a). Si la température d'excitation et la densité de colonne décroissent de manière monotone vers l'extérieur, les spectres observés à plus grande distance du centre auront une température pic de plus en plus faible. Dans ce cas, le rayon de la ligne de visée du spectre (Fig. 3.6c) qui a une température pic de l'ordre de la température du creux du spectre central est une limite inférieure au rayon r_0 recherché, à condition que la source soit à symétrie sphérique. Ce raisonnement n'est valable que si le spectre 3.6c est toujours optiquement épais (mais sans auto-absorption prononcée). Il faut s'en assurer en utilisant le spectre d'un isotope moins abondant.

La deuxième difficulté dans l'analyse des caractéristiques du creux d'absorption vient de l'incertitude sur la mesure de la position de ce creux par rapport à la vitesse systémique de la source. Les sources d'incertitude sont multiples :

- la résolution spectrale limitée.
- la connaissance imparfaite des fréquences au repos des transitions observées (cf. § 2.3.1). Comme la position du creux d'absorption et la vitesse systémique sont mesurées dans deux transitions différentes, l'utilisation d'un jeu de fréquences cohérent est de première importance (cf. Lee et al. 1999, 2001).
- l'incertitude de pointage qui, dans une enveloppe en rotation par exemple, peut conduire à une vitesse systémique légèrement erronée.

Lorsque ces sources d'incertitude sont bien identifiées, la mesure du décalage en vitesse du creux d'absorption par rapport à la vitesse systémique donne, comme on l'a vu plus haut, une bonne estimation de la vitesse des couches externes. Si l'on dispose de spectres optiquement épais dans plusieurs transitions de la même molécule, il est même théoriquement possible d'avoir une idée des variations du champ de vitesse en fonction du rayon de la source. En effet, les transitions de fréquence de plus en plus élevée sont de plus en plus difficiles à thermaliser (cf. § 2.1.5 et Tab. 2.1 p. 30) et tracent donc des zones de plus en plus denses. Les couches à l'origine des creux d'absorption sont donc de plus en plus enfouies lorsqu'on passe à des transitions de fréquence plus élevée. Si la position du creux est davantage décalée vers le rouge pour les transitions plus élevées, ce sera une indication d'un profil de vitesse d'effondrement croissant vers le centre. En pratique cependant, des difficultés peuvent apparaître à petite échelle, dues à la présence de mouvements d'éjection de matière dans les flots bipolaires des proto-étoiles (cf. par ex. § 3.3 et 4.3 de BADB02).

Dans certains cas, la signature spectroscopique d'effondrement observée avec un interféromètre se présente sous la forme d'un profil de raie de type P-Cygni inverse lorsque l'intensité de l'émission continue (par exemple de l'embryon stellaire central ou d'une région H II centrale) est comparable à celle dans la raie (cf. par ex. Walker, Narayanan & Boss 1994; Di Francesco et al. 2001) : le pic bleu est observé en émission tandis que la partie de la raie décalée vers le rouge est vue en absorption par rapport au niveau de l'émission continue. La position de ce creux d'absorption donne des indications directes sur la vitesse des couches qui absorbent (cf. Di Francesco et al. 2001).

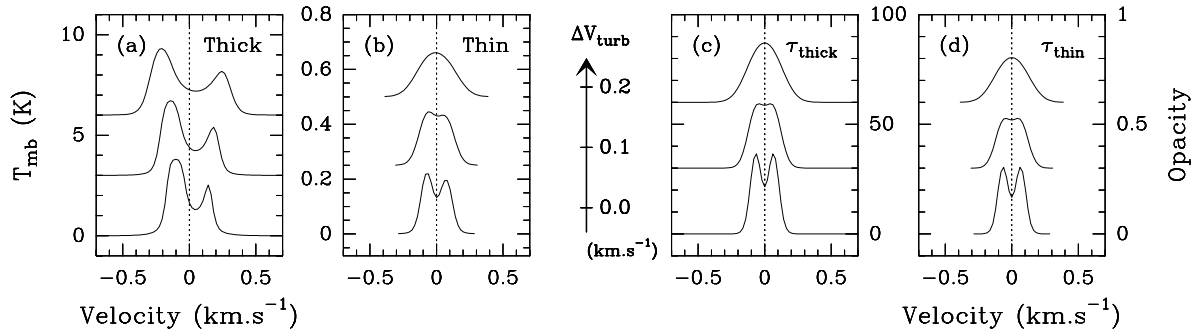


FIG. 3.7 – *Effet de la turbulence sur la signature spectroscopique d’effondrement. L’évolution (de haut en bas) d’un spectre optiquement épais et du profil d’opacité associé est montrée sur les graphiques (a) et (c) pour un élargissement turbulent ΔV_{turb} variant de 0.2 à 0 km s⁻¹. Les graphiques (b) et (d) montrent la même chose pour une abondance 200 fois moindre. Le modèle d’enveloppe est le même que celui de la Fig. 3.3. La largeur du creux et celle des pics bleu et rouge de la raie optiquement épaisse varient comme le paramètre d’élargissement turbulent. Les deux pics qui apparaissent dans le spectre optiquement mince ne sont pas dus à un effet de transfert radiatif, comme c’est le cas pour la transition optiquement épaisse, mais au profil d’opacité double-piqué lorsque ΔV_{turb} ne domine plus sur le champ de vitesse d’effondrement (en $r^{-1/2}$ ici).*

3.3.3 Effet de la turbulence sur la signature d’effondrement

Le paramètre d’élargissement turbulent ΔV_{turb} influe de manière importante sur la signature spectroscopique d’effondrement (cf. Leung & Brown 1977). Il apparaît clairement sur la Fig. 3.7 que la largeur du creux de la raie optiquement épaisse diminue lorsque ΔV_{turb} décroît. En conséquence, le décalage entre les pics bleu et rouge diminue lui aussi, *alors que le profil de vitesse d’effondrement n’a pas varié*. En revanche, dès que ΔV_{turb} est inférieur à la vitesse d’effondrement v_{lobe} au rayon de la région sondée par le lobe du télescope, la largeur de la raie optiquement mince devient peu sensible à ΔV_{turb} et est *dominée par le profil de vitesse d’effondrement*, c’est-à-dire approximativement la vitesse v_{lobe} . En conséquence, on voit apparaître deux pics quasiment symétriques dans le spectre optiquement mince (“quasiment” seulement, car l’opacité de la transition n’est pas infiniment petite devant 1), ce qui n’est pas un effet de transfert radiatif, comme c’est le cas pour la transition optiquement épaisse, mais simplement le reflet de la structure du profil d’opacité, qui devient double-piqué dès que ΔV_{turb} devient inférieur à v_{lobe} . Les deux pics du spectre optiquement mince sont centrés sur les vitesses des pics d’opacité, et ne coïncident donc pas avec les pics bleu et rouge du spectre optiquement épais. C’est un moyen de rejeter l’hypothèse de deux sources alignées sur la ligne de visée avec des vitesses systémiques différentes.

En conclusion, la présence d’une transition optiquement mince avec un seul pic dans une enveloppe en effondrement implique que l’élargissement turbulent (et thermique) domine sur le champ de vitesse d’effondrement.

3.3.4 Modèle à deux couches de Myers

Myers et al. (1996) ont proposé un modèle simple pour estimer analytiquement une vitesse de contraction caractéristique V_{in} d'une enveloppe qui présente la signature spectroscopique d'effondrement. Ce modèle suppose deux régions uniformes de même température cinétique et de même dispersion de vitesse σ . Les profils de densité $\rho \propto r^{-3/2}$ et de vitesse $v \propto r^{-1/2}$ sont utilisés pour calculer une densité et une vitesse "moyennes", la pondération étant faite avec l'opacité. Ce modèle s'applique uniquement lorsque l'élargissement thermique et turbulent σ domine sur le profil de vitesse. Les auteurs obtiennent une expression très simple donnant l'estimation d'une vitesse d'effondrement "caractéristique" V_{in} :

$$V_{in} \sim \frac{\sigma^2}{v_{red} - v_{blue}} \ln\left(\frac{1 + e^{T_{BD}/T_D}}{1 + e^{T_{RD}/T_D}}\right), \quad (3.5)$$

avec v_{blue} et v_{red} les vitesses des pics bleu et rouge de la transition optiquement épaisse, T_D la température T_{mb} du creux, T_{BD} et T_{RD} les températures T_{mb} des pics bleu et rouge auxquelles a été retranché T_D .

Il est intéressant d'appliquer cette formule au modèle présenté dans la Fig. 3.3. On mesure une largeur de raie optiquement mince $\Delta V \sim 0.32 \text{ km s}^{-1}$ soit $\sigma \sim 0.14 \text{ km s}^{-1}$. Avec les autres caractéristiques mesurées sur le spectre optiquement épais (Fig. 3.3d), on obtient $V_{in} \sim 0.02 \text{ km s}^{-1}$, ce qui sous-estime la vitesse caractéristique du modèle utilisé d'environ un facteur 3 – 5. Cet écart pourrait être dû au rapport $\frac{\sigma}{v}$ de l'ordre de 1-2 dans notre simulation, ce qui ne vérifie que marginalement la condition d'application du modèle analytique de Myers et al. (1996). Mais une simulation avec $\Delta V_{turb} = 1 \text{ km s}^{-1}$ aboutit à $V_{in} \sim 0.03 \text{ km s}^{-1}$, ce qui reste inférieur d'un facteur 2 – 3 à la vitesse caractéristique utilisée pour notre simulation complète du transfert radiatif. Par conséquent, l'écart entre l'estimation V_{in} du modèle de Myers et al. (1996) et les vitesses réellement utilisées dans notre simulation provient certainement de l'hypothèse très simplificatrice d'un modèle à deux couches proposée par les auteurs.

Il faut par conséquent être très vigilant avec l'utilisation de cette formule, qui permet certes une estimation simple de la vitesse d'effondrement mais qui, dans un cas général, peut conduire à des écarts d'un facteur 2 – 5. Une simulation complète du transfert radiatif est par conséquent nécessaire si l'on veut préciser le *profil spatial* de vitesse à mieux qu'un facteur 2 près. A titre d'exemple supplémentaire, pour IRAM 04191, on obtient $V_{in} \sim 0.06 \text{ km s}^{-1}$ à partir des spectres CS(2-1) et C³⁴S(2-1) et $V_{in} \sim 0.04 \text{ km s}^{-1}$ à partir de CS(3-2) et C³⁴S(3-2), alors que les vitesses de notre meilleur modèle (cf. Fig. 12 de BADB02) sont plutôt de l'ordre de 0.1 – 0.15 km s^{-1} .

3.3.5 Effet de la rotation sur la signature d'effondrement

Nous avons vu au § 3.2 qu'en présence de rotation une transition optiquement mince présente un gradient de vitesse centroïde dans la direction perpendiculaire à la projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel, et que la largeur de raie peut également être

affectée vers le centre. Lorsqu'une enveloppe *en contraction* est animée de mouvements de rotation, les spectres optiquement épais qui présentent la signature d'effondrement sont eux aussi affectés par la rotation (cf. Fig.3.8).

Dans le cas d'une enveloppe en rotation solide, la vitesse de rotation projetée est constante le long de la ligne de visée (cf. § 3.2.1). En conséquence, au premier ordre, tant que la vitesse de rotation ne domine pas sur la vitesse d'effondrement, l'ajout d'une rotation solide ne fait que décaler les spectres optiquement mince *et* optiquement épais situés à plus d'un lobe de l'axe de rotation de la source, et n'affecte pas le profil des raies optiquement épaisses (cf. Fig. 3.8f et j). En revanche, pour un profil de rotation quelconque, dès que la vitesse de rotation domine sur la vitesse d'effondrement, le profil des transitions optiquement épaisses est affecté par la rotation : l'asymétrie est atténuée du côté de l'hémisphère qui s'éloigne de l'observateur alors qu'elle est renforcée de l'autre côté. C'est ce qui est observé pour les deux modèles k-o et p-t présentés sur la Fig. 3.8. Dans le cas de l'effondrement avec rotation solide rapide, cette variation d'asymétrie est surtout visible à partir de $r \sim \pm 5600''$ (par ex. Fig. 3.8k et o), tandis qu'elle l'est plus près du centre dans le modèle d'effondrement avec rotation différentielle pour laquelle la vitesse de rotation domine sur la vitesse d'effondrement pour $1000 \lesssim r \lesssim 3000$ UA (par ex. Fig. 3.8q et s).

Lorsque la vitesse de rotation domine vraiment sur la vitesse d'effondrement, il peut même se produire une inversion de l'asymétrie, avec un pic rouge plus fort que le pic bleu du côté de l'hémisphère qui s'éloigne de l'observateur (voir par ex. Adelson & Leung 1988; Walker et al. 1994; Ward-Thompson & Buckley 2001)¹⁰. Cela se produit lorsque les points B et R de la ligne de visée (cf. Fig. 3.3) sont suffisamment repoussés vers le fond pour que B atteigne une distance au centre plus grande (et donc une température d'excitation plus faible) que R.

Il est instructif d'examiner un modèle d'enveloppe en rotation, *sans effondrement* (mais toujours avec une dispersion de vitesse turbulente non nulle). Par exemple, le dernier modèle de la Fig. 3.8 est une enveloppe en rotation différentielle ($\Omega(r)$ décroissant), avec le même profil que l'avant dernier modèle de cette figure, mais avec une vitesse radiale nulle. L'axe de rotation est incliné de 50° par rapport à la ligne de visée. Pour aider à la compréhension, la Fig. 3.9 montre les contours d'isovitesse projetée de

10. Zhou (1995) présente également des simulations de transfert radiatif de modèles d'enveloppe en effondrement et en rotation. Sa Fig. 2 montre les spectres d'un modèle où les vitesses de rotation (solide) dominent sur les vitesses de contraction (modèle de Terebey et al. (1984) avec un rayon de l'onde d'expansion inférieur au rayon du lobe du télescope). Dans son § 3.3, il signale que l'asymétrie est inversée, mais que le pic bleu est plus fort *du côté de l'hémisphère qui s'éloigne* de l'observateur. Cette conclusion, contraire aux conclusions de Walker et al. (1994) et à ce que nous avons constaté à partir de nos simulations numériques (pour un modèle en rotation solide sans effondrement, cf. note 11 p. 69), est contradictoire avec le sens de la rotation indiqué dans la légende de sa Fig. 2. De plus, la justification qu'il donne (décalage du creux d'absorption vers le rouge pour l'hémisphère qui s'éloigne) pour cette signature "inhabituelle" de la rotation n'est pas valide puisque dans le cas d'une rotation solide, la vitesse projetée est *constante* sur toute la ligne de visée, donc le creux d'absorption n'est pas décalé par rapport aux autres vitesses présentes sur la ligne de visée. Nous pensons que l'auteur a commis une erreur dans la détermination du sens de rotation dans son § 3.3.

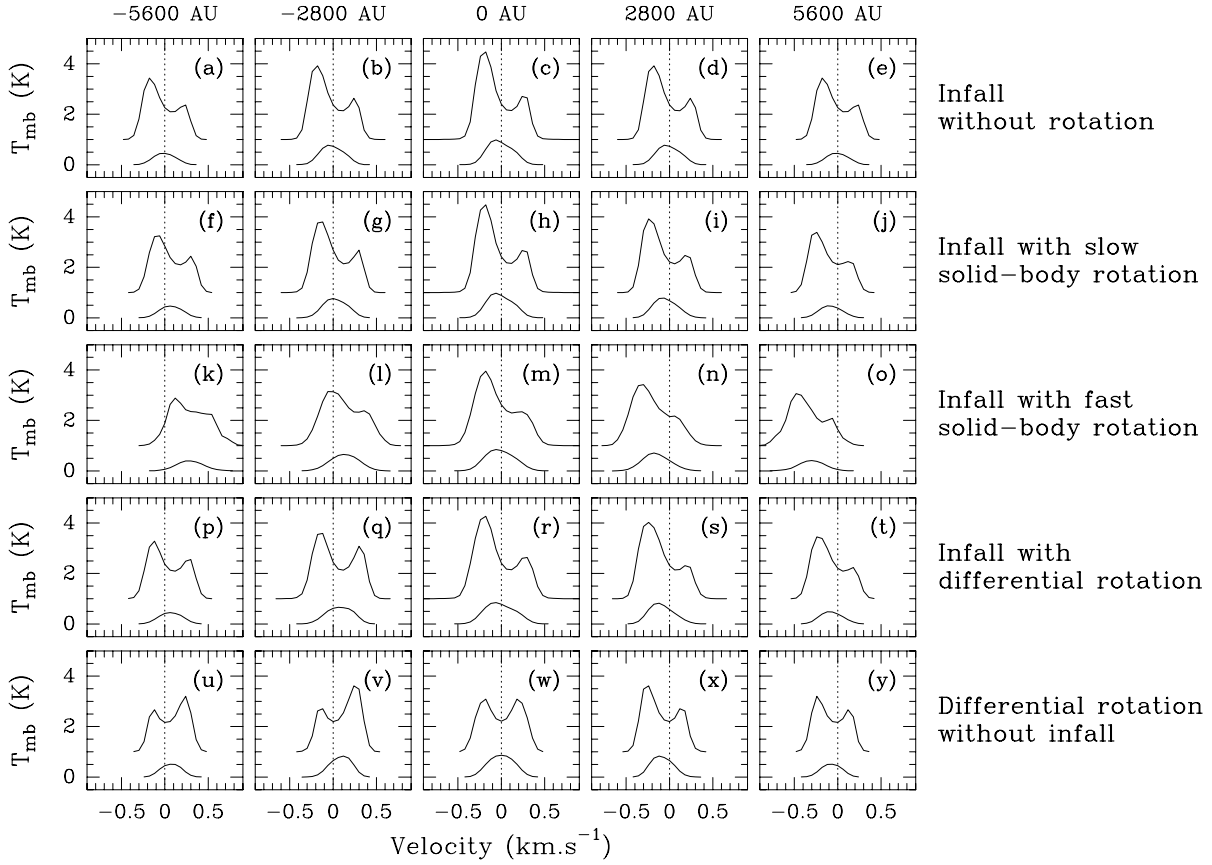


FIG. 3.8 – *Effet de la rotation sur la signature d'effondrement. Chaque ligne montre la variation des spectres CS(2-1) et C³⁴S(2-1) le long de l'axe perpendiculaire à la projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel, pour 5 modèles d'enveloppe différents (tous avec $\Delta V_{\text{turb}} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$):*

- (a) à (e) : effondrement sans rotation. C'est le modèle 1D retenu pour IRAM 04191 (cf. Fig. 8 de BADB02).
- (f) à (j) : effondrement avec rotation solide lente ($\Omega = 4.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$).
- (k) à (o) : effondrement avec rotation solide rapide ($\Omega = 17 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$).
- (p) à (t) : effondrement avec rotation différentielle ($\Omega \sim 12 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ à $r = 3500 \text{ UA}$ et $\Omega \sim 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ à $r = 3500 \text{ UA}$). C'est le modèle 2D retenu pour IRAM 04191 (cf. Fig. 14 de BADB02).
- (u) à (y) : rotation différentielle sans effondrement.

Alors que le modèle sans rotation produit des spectres identiques de part et d'autre du centre, les modèles avec rotation induisent un décalage des spectres optiquement épais et optiquement mince vers le rouge (par ex. f, k, p) du côté de l'hémisphère qui s'éloigne de l'observateur ($r < 0$) et vers le bleu (par ex. j, o, t) pour l'autre côté ($r > 0$). Lorsque le vitesse de rotation domine sur la vitesse d'effondrement, la rotation produit en plus une variation de l'asymétrie dans la raie optiquement épaisse : l'asymétrie est atténuée du côté qui s'éloigne de l'observateur (par ex. q, k) et renforcée de l'autre côté (par ex. s, o). Dans le cas d'un modèle en rotation sans effondrement (u à y), il peut même y avoir inversion de l'asymétrie de part et d'autre de la position centrale (qui, elle, reste symétrique).

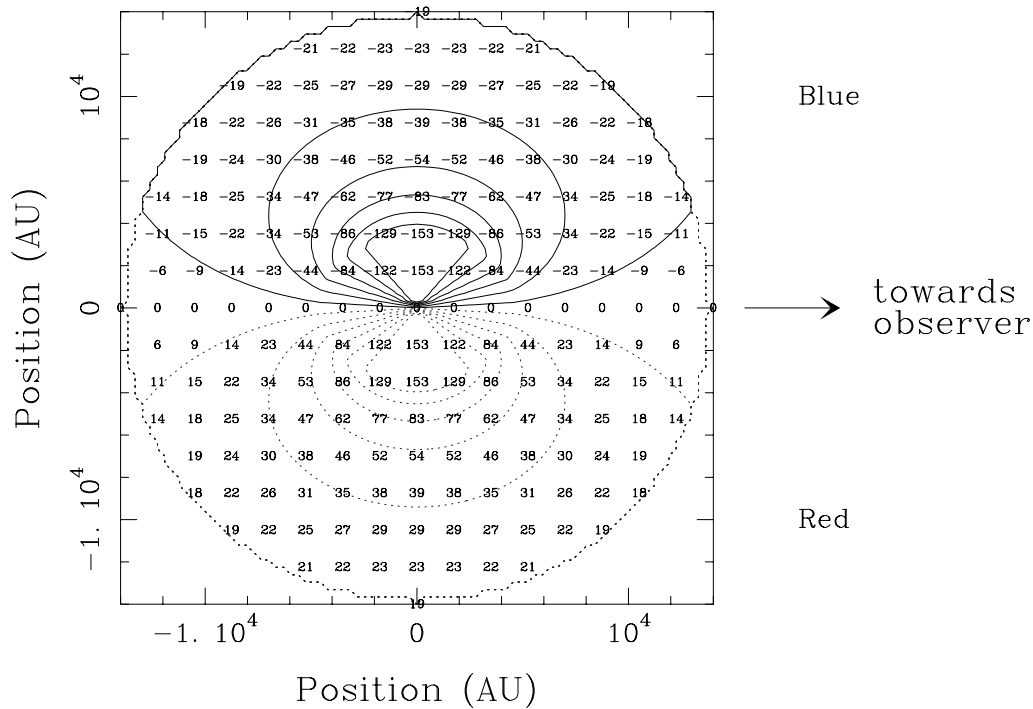


FIG. 3.9 – Carte d’isovitesse projetée du modèle d’enveloppe en rotation différentielle sans effondrement présenté sur la Fig. 3.8. L’observateur se trouve vers la droite. Les contours en trait plein et en tiret correspondent aux vitesses décalées vers le bleu et vers le rouge respectivement. Les valeurs des vitesses projetées sur la ligne de visée sont indiquées en $m s^{-1}$.

ce modèle et permet de visualiser la distribution des vitesses le long de chaque ligne de visée (horizontale). Au contraire d’un modèle d’effondrement sans rotation, le spectre central de ce modèle sans effondrement avec rotation est *symétrique* (cf. Fig. 3.8w). Cela vient de la répartition symétrique des vitesses décalées vers le bleu et vers le rouge dans le lobe du télescope visant la position centrale (et des vitesses nulles dans une grande partie de la région visée). En revanche, de part et d’autre de la position centrale, les spectres sont auto-absorbés et asymétriques : le pic bleu est plus intense du côté de l’hémisphère qui s’approche de l’observateur (Fig. 3.8x et y), alors que le pic rouge est plus intense de l’autre côté (Fig. 3.8u et v). Cette asymétrie provient de la répartition des vitesses le long de la ligne de visée : pour une ligne de visée pointant l’hémisphère qui s’éloigne de l’observateur (décalé vers le rouge, en bas sur la Fig. 3.9), les vitesses les plus décalées vers le rouge se trouvent dans les couches profondes, là où la température d’excitation est plus élevée, tandis que les vitesses les plus décalées vers le bleu se trouvent dans les couches externes (à la fois devant et derrière), moins excitées. Ceci produit l’asymétrie avec un pic rouge plus fort que le pic bleu. Le raisonnement appliqué à une ligne de visée pointant l’autre hémisphère conduit à l’asymétrie inverse. Ainsi, la présence de rotation différentielle dans une enveloppe peut conduire à des spectres optiquement épais auto-absorbés et asymétriques (voir également Adelson

& Leung 1988)¹¹. Cependant, cette signature se distingue très simplement de la signature d'effondrement gravitationnel : elle s'inverse de part et d'autre de l'axe projeté de rotation et le spectre central est symétrique, tandis que dans le cas de l'effondrement gravitationnel, l'asymétrie reste la même (pic bleu plus fort) partout et est notamment présente dans le spectre central.

En conclusion, l'observation dans une enveloppe protostellaire d'un spectre central montrant la signature d'effondrement, d'un renforcement de l'asymétrie dans un hémisphère et d'une atténuation de cette asymétrie dans l'autre hémisphère, peut être une indication de la présence de mouvements de rotation, en plus de mouvements de contraction. Cette indication est complémentaire de l'information tirée des diagrammes position-vitesse des transitions optiquement minces. C'est le cas pour l'enveloppe d'IRAM 04191 qui montre une telle variation d'asymétrie en CS(2-1) et CS(3-2) (cf. § 3.2 et § 5.2 de BADB02).

11. Notons que dans le cas d'une rotation solide (sans effondrement), on constate également la présence d'une asymétrie qui s'inverse (beaucoup moins prononcée cependant que dans le cas de la rotation différentielle étudiée ici ou celle étudiée par Adelson & Leung 1988). Ceci est surprenant dans la mesure où la vitesse projetée est *strictement* constante le long de la ligne de visée (cf. § 3.2.1). L'asymétrie ne peut donc pas provenir de la répartition des vitesses projetées sur la ligne de visée. Ce système est en effet équivalent localement à une colonne de matière se déplaçant à une vitesse uniforme : on n'observe pas d'asymétrie dans un tel système, équivalent à une enveloppe au repos ! Quelle est dans ce cas l'origine de la faible asymétrie obtenue dans les modèles de rotation solide sans effondrement ? Peut-elle provenir de la non-uniformité du champ de vitesse projetée d'un bord à l'autre du lobe du télescope ? Je n'ai pas encore compris...

Chapitre 4

Effondrement et rotation dans l'enveloppe d'IRAM 04191

4.1 Introduction

L'étude des propriétés physiques des enveloppes protostellaires de classe 0 est particulièrement intéressante car ces enveloppes conservent en partie la mémoire des conditions initiales de l'effondrement gravitationnel, ce qui doit permettre de distinguer les différents modèles d'effondrement gravitationnel (cf. § 1.2). De plus, la distribution du moment cinétique au sein de ces enveloppes est déterminante pour la formation ultérieure de la nébuleuse protoplanétaire. Il est par conséquent crucial de pouvoir préciser la structure en vitesse des enveloppes protostellaires de classe 0. C'est l'objectif que nous nous sommes fixé en étudiant dans ce chapitre la proto-étoile actuellement la plus jeune connue dans le nuage moléculaire du Taureau.

La proto-étoile de classe 0 IRAM 04191+1522 (IRAM 04191 par la suite) a été découverte par André, Motte, & Bacmann (1999) en émission continue millimétrique des poussières dans la partie sud du nuage moléculaire du Taureau ($d = 140$ pc). Cette proto-étoile, associée à un flot bipolaire assez puissant (cf. Fig. 1.2), est extrêmement jeune ($\sim 1 - 3 \times 10^4$ ans) et possède une enveloppe de gaz et de poussière encore massive ($M_{env} \sim 1.5 M_{\odot}$). Elle est en pleine phase d'effondrement gravitationnel. Comme elle est relativement isolée, elle peut être étudiée en détail, ce qui est d'un grand intérêt pour apporter des contraintes observationnelles précises aux modèles de formation d'étoile, et améliorer ainsi notre compréhension de la physique de l'effondrement gravitationnel protostellaire.

Nous présentons dans ce chapitre une analyse de la structure en vitesse de l'enveloppe d'IRAM 04191 en terme de rotation et d'effondrement gravitationnel (Sect. 4.2), qui a fait l'objet d'une publication dans le journal européen *Astronomy & Astrophysics* (Belloche et al. 2002 - noté BADB02 dans la suite). Nous montrons dans cet article que l'enveloppe d'IRAM 04191 est en rotation différentielle et que la majeure partie de cette enveloppe est en effondrement gravitationnel. Les sections 4.3, 4.4 et 4.5 suivantes

apportent quelques compléments sur les simulations numériques, sur l'analyse de la rotation et sur la comparaison avec les modèles d'effondrement gravitationnel. Enfin, de nouvelles observations réalisées avec l'interféromètre du Plateau de Bure apportent la confirmation de la présence de rotation différentielle à petite échelle dans l'enveloppe d'IRAM 04191 et mettent en évidence une forte déplétion de N_2H^+ dans la zone interne de densité supérieure à 10^6 cm^{-3} (Sect. 4.6).

4.2 Article BADB02: “Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus: Infall, rotation and outflow”

4.3 Compléments sur les simulations numériques

La Fig. 4.1a présente les profils de température d'excitation du modèle sphérique 1D retenu par BADB02, pour les transitions CS(2-1), CS(3-2), CS(5-4), C³⁴S(2-1) et C³⁴S(3-2) simulées avec le code MAPYSO. Avec le profil de densité adopté (cf. Fig. 7a de BADB02), la transition CS(2-1) est thermalisée jusqu'à ~ 6000 UA et reste largement optiquement épaisse (cf. Fig. 4.1b) bien au-delà de ce rayon. L'opacité, le gradient de température d'excitation négatif et la présence de mouvements de contraction sont à l'origine du profil auto-absorbé asymétrique (avec un pic bleu prépondérant) des spectres présentés sur la Fig. 8 de BADB02. La transition C³⁴S(2-1) est seulement marginalement optiquement mince ($\tau \sim 1.4$), ce qui produit une légère asymétrie dans les spectres simulés, de nature cependant apparemment un peu différente de celle observée dans IRAM 04191 (cf. Fig. 8 de BADB02). Enfin, l'opacité de CS(5-4) n'est pas beaucoup plus élevée que celle de C³⁴S(2-1), mais en raison de la résolution 2.6 fois meilleure du télescope à cette fréquence, le spectre CS(5-4) est beaucoup plus sensible aux vitesses de la région interne ($r \sim 700$ UA).

Les propriétés physiques du modèle en rotation différentielle retenu par BADB02 sont présentées sur la Fig. 4.2. On mesure un rapport total d'énergie cinétique de rotation sur énergie gravitationnelle d'environ 10 – 20% dans la partie externe ($4000 <$

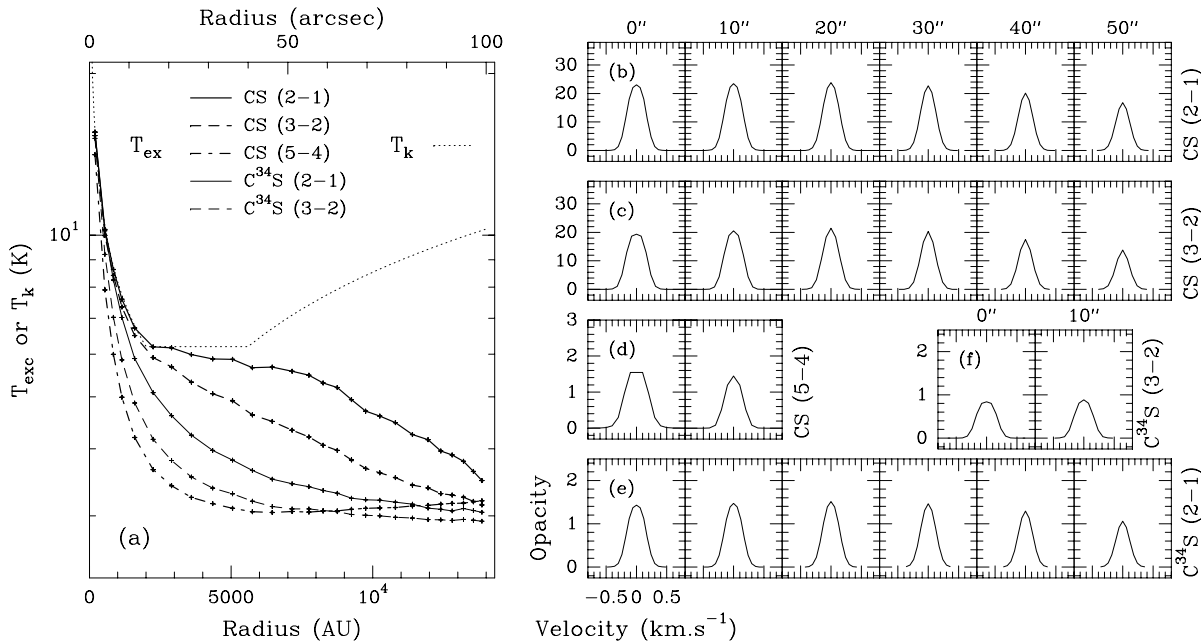


FIG. 4.1 – (a) Profils de température d'excitation du modèle sphérique 1D retenu pour IRAM 04191 (cf. Fig. 8 de BADB02), pour les 5 transitions de CS et C³⁴S simulées avec le code MAPYSO. La courbe en pointillé est le profil de température cinétique adopté. (b) à (f) Profils d'opacité de 0'' à 50'' pour CS(2-1), CS(3-2) et C³⁴S(2-1), et de 0'' à 10'' pour CS(5-4) et C³⁴S(3-2).

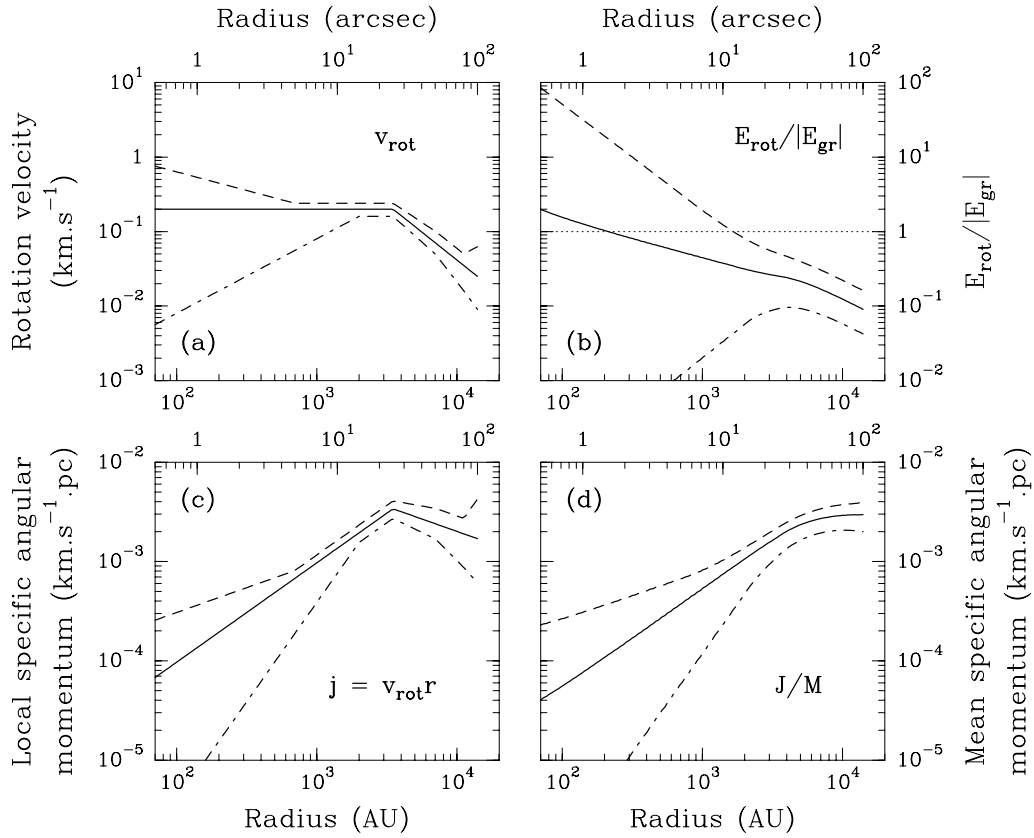


FIG. 4.2 – *Propriétés physiques du modèle en rotation différentielle retenu par BADB02 : (a) vitesse de rotation, (b) rapport de l'énergie cinétique de rotation sur l'énergie gravitationnelle, (c) moment cinétique spécifique local ($j = v_{rot}r$) et (d) moment cinétique spécifique moyen ($J/M = \frac{1}{m(r)} \int_0^r j dm$). Les courbes en tiret et en tiret-point définissent le domaine dans lequel les modèles restent compatibles avec les observations d'IRAM 04191 en CS et C³⁴S.*

$r < 14000$ UA) de l'enveloppe d'IRAM 04191 (cf. Fig. 4.2b; voir aussi § 6.2.1 de BADB02). D'autre part, on mesure un moment cinétique spécifique moyen de l'ordre de $\sim 2 - 3 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ ($6 - 9 \times 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) dans la partie externe de l'enveloppe d'IRAM 04191 (cf. Fig. 4.2d; voir aussi § 6.6 de BADB02).

4.4 Rotation différentielle plutôt que rotation solide

Comme la mise en évidence de la rotation différentielle dans l'enveloppe d'IRAM 04191 est l'un des deux résultats majeurs de BADB02, nous complétons dans ce paragraphe l'analyse de la rotation par des considérations statistiques qui confirment la présence de rotation différentielle dans l'enveloppe et rejettent l'hypothèse d'une rotation solide (cf. Tab. 4.1 p. 97 et Fig. 4.3). Nous comparons un modèle d'effondrement en rotation différentielle, similaire à celui retenu par BADB02 (ici, $v_{rot} = 0.18 \text{ km s}^{-1}$ à 3500 UA), à

un modèle d'effondrement en rotation solide de vitesse angulaire $\Omega = 5.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. Un bruit gaussien est ajouté aux deux modèles et la comparaison des modèles bruités avec les observations est réalisée dans le diagramme position-vitesse de C³⁴S(2-1) pris le long de l'axe perpendiculaire à l'axe projeté de rotation. La qualité de l'ajustement modèle/observation est évaluée à partir des vitesses centroïdes mesurées par ajustement gaussien de chaque spectre en 11 positions le long de l'axe.

Afin de comparer de manière la plus réaliste possible les modèles avec les observations, nous avons ajouté au cube position-position-vitesse simulé avec MAPYSO un cube de bruit gaussien d'écart quadratique moyen $\sigma_i = 0.30 \text{ K}$. Après convolution par le lobe du télescope, le bruit résiduel a un écart quadratique moyen $\sigma_f \sim 0.08 \text{ K}$ (cf. col. 2 et 7 du Tab. 4.1 p. 97), qui est égal à l'écart quadratique moyen (exprimé en T_{mb}) du bruit mesuré sur les spectres observés en C³⁴S(2-1). Nous avons évalué la qualité de l'ajustement modèle/observation par le calcul du χ^2 pour les 11 vitesses centroïdes, en tenant compte des incertitudes $\sigma_{obs,i}$ et $\sigma_{mod,i}$ dérivées de l'ajustement gaussien de chaque spectre i observé *et* de chaque spectre i modélisé :

$$\chi^2 = \sum_1^{11} \frac{(v_{mod,i} - v_{obs,i})^2}{\sigma_{mod,i}^2 + \sigma_{obs,i}^2} \quad (4.1)$$

Avec 7 réalisations différentes de l'ajout de bruit gaussien dans chaque modèle, nous

TAB. 4.1 – *Etude statistique du χ^2 pour discriminer la rotation différentielle de la rotation solide dans l'enveloppe d'IRAM 04191 (voir aussi Fig. 4.3). Le modèle DIF0 est un modèle d'effondrement en rotation différentielle, similaire à celui retenu par BADB02. Le modèle SOL0 est un modèle d'effondrement en rotation solide, de vitesse angulaire $\Omega = 5.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. Les modèles 1 à 7 ont les mêmes propriétés physiques que les modèles 0 mais sont des réalisations différentes de l'ajout d'un bruit gaussien. L'écart quadratique moyen (rms) indiqué dans le tableau est celui mesuré après convolution par le lobe du télescope. Le χ^2 est la somme des écarts quadratiques des vitesses centroïdes modèle/observation, la pondération étant faite par le rms de chaque spectre. La vitesse systémique V_{LSR} est celle qui donne le χ^2 minimum. Le χ^2 réduit est calculé avec 6 et 9 degrés de liberté pour les modèles DIF et SOL respectivement. La dernière ligne présente les valeurs moyennes pour les modèles 1 à 7.*

Modèle avec rot. diff.	rms (mK)	V_{LSR} (km s ⁻¹)	χ^2 6 DL	χ_{red}^2	Modèle avec rot. solide	rms (mK)	V_{LSR} (km s ⁻¹)	χ^2 9 DL	χ_{red}^2
DIF0	0	6.59	13.9	2.3	SOL0	0	6.60	56.0	6.2
DIF1	84	6.60	10.9	1.8	SOL1	85	6.59	31.7	3.5
DIF2	77	6.59	14.7	2.5	SOL2	83	6.60	26.2	2.9
DIF3	78	6.60	7.4	1.2	SOL3	88	6.61	52.5	5.8
DIF4	75	6.60	8.3	1.4	SOL4	78	6.60	28.3	3.1
DIF5	83	6.59	21.7	3.6	SOL5	89	6.60	36.4	4.0
DIF6	76	6.58	8.8	1.5	SOL6	95	6.59	40.5	4.5
DIF7	72	6.60	7.2	1.2	SOL7	73	6.59	22.0	2.5
moyenne	78	6.59	11.3	1.9	moyenne	84	6.60	33.9	3.8

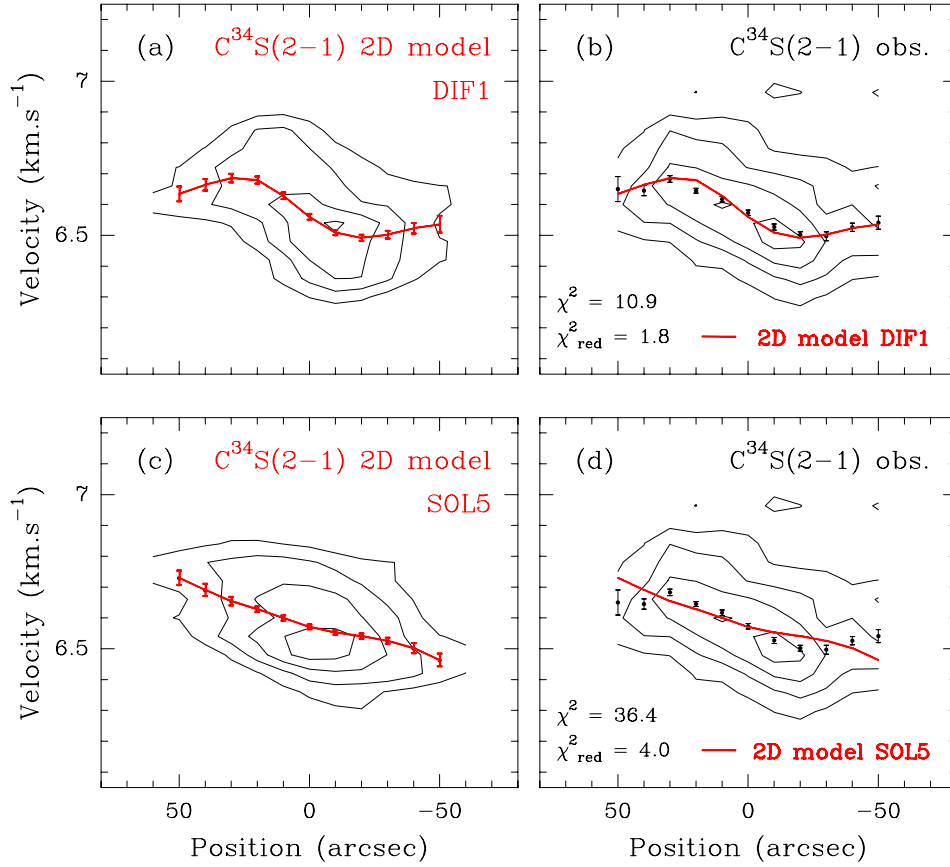


FIG. 4.3 – Comparaison des diagrammes position-vitesse $C^{34}S(2-1)$ des modèles bruités DIF1 (a) et SOL5 (c) (voir Tab. 4.1 p. 97) avec le diagramme position-vitesse $C^{34}S(2-1)$ observé le long de l'axe perpendiculaire à l'axe projeté de rotation d'IRAM 04191 (b) et (d). Les points avec barres d'erreur sont les vitesses centroïdes estimées par ajustement gaussien sur chaque spectre. Les courbes de vitesse centroïde en trait gras reliant les points des modèles (a) et (c) sont reproduites sur les diagrammes (b) et (d) respectivement, pour permettre la comparaison directe aux vitesses centroïdes observées. La qualité de l'ajustement est donnée par le χ^2 et le χ^2 réduit affichés en bas à gauche de chaque panneau. Le modèle d'effondrement avec rotation différentielle (a) s'ajuste bien mieux aux observations que le modèle d'effondrement avec rotation solide (c).

obtenons un χ^2 moyen de 11 ± 5 pour le modèle en rotation différentielle (14 pour le modèle sans bruit) et un χ^2 moyen de 34 ± 10 pour le modèle en rotation solide (56 pour le modèle sans bruit)¹. La vraisemblance de chaque modèle est estimée à partir de la distribution du χ^2 attendue selon le nombre de degrés de liberté (cf. par ex. Barlow 1989; Pelat 1998). Pour le modèle en rotation différentielle, le nombre de degrés de

1. Le fait que le χ^2 moyen des modèles bruités est plus petit que le χ^2 du modèle sans bruit provient de la prise en compte de l'incertitude σ_{mod} dans le calcul du χ^2 des modèles bruités. Sans tenir compte de σ_{mod} , le χ^2 des modèles bruités est environ deux fois plus grand.

liberté est 6 (11 points de comparaison avec les observations et 5 paramètres), ce qui conduit à une vraisemblance de $\sim 10\%$ et un χ^2 réduit de 1.9, alors qu'avec pourtant 9 degrés de liberté (11 points et 2 paramètres), on obtient une vraisemblance de seulement $\sim 0.01\%$ et un χ^2 réduit de 3.8 pour le modèle en rotation solide.

Si les barres d'erreur sont un peu sous-estimées, la vraisemblance du modèle en rotation solide pourrait être un peu plus forte, mais elle restera faible devant celle du modèle en rotation différentielle. De plus, la chute de la vitesse centroïde vers la vitesse systémique observée *de manière symétrique des deux côtés* à partir de ~ 3500 UA du centre d'IRAM 04191, et ceci *dans les 4 traceurs optiquement minces cartographiés* ($C^{34}S(2-1)$, $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$, $H^{13}CO^+(1-0)$ et $N_2H^+(101-012)$, cf. Fig. 3 et 4 de BADB02) est un élément qui renforce considérablement la conclusion de la présence de rotation différentielle dans l'enveloppe d'IRAM 04191.

4.5 Compléments sur la comparaison aux modèles d'effondrement gravitationnel

Nous apportons dans cette section quelques illustrations supplémentaires pour la comparaison des champs de vitesse d'IRAM 04191 avec les modèles d'effondrement discutés dans la Sect. 6 de BADB02.

4.5.1 Modèle de Shu

La Fig. 4.4 montre que, dans le cadre du modèle de Shu (1977), il est impossible d'obtenir un profil de vitesse d'effondrement compatible avec celui déduit de l'analyse des observations en CS et $C^{34}S$ dans IRAM 04191. Un profil de vitesse acceptable est obtenu dans la région interne à 2000 UA pour un rayon de la sphère d'expansion de l'ordre de 3000 UA (cf. modèle à 10^5 ans), mais il manque toute la région de vitesse de contraction non nulle au-delà de 2000 UA, ce qui ne permet pas du tout de reproduire l'asymétrie des spectres CS observés. Au contraire, un modèle plus évolué (cf. modèle à 5×10^5 ans) donne des vitesses non nulles vers 10000 UA, mais implique en contrepartie des vitesses deux fois trop fortes à 2000 UA, ce qui se traduit par des raies $C^{34}S(2-1)$ et $C^{34}S(3-2)$ beaucoup trop larges. Les modèles de Shu (1977) présentés ici ont été calculés pour une température de 7 K. L'utilisation d'une vitesse du son "effective" $a_{eff} = 0.25$ km s $^{-1}$ plus élevée (cf. Shu, Adams & Lizano 1987) permet d'obtenir un meilleur accord entre le modèle et les observations du point de vue de la densité puisque le profil de densité initial est proportionnel à a_{eff}^2 . L'existence d'une vitesse du son "effective" plus élevée peut provenir du support turbulent par exemple. Cependant, même avec ce réajustement, le profil de vitesse garde toujours la même forme auto-similaire et l'incompatibilité avec le profil de vitesse observé demeure.

Cette comparaison montre qu'un modèle isotherme non-magnétique supposant des conditions initiales statiques dans l'enveloppe au moment de la formation de l'embryon

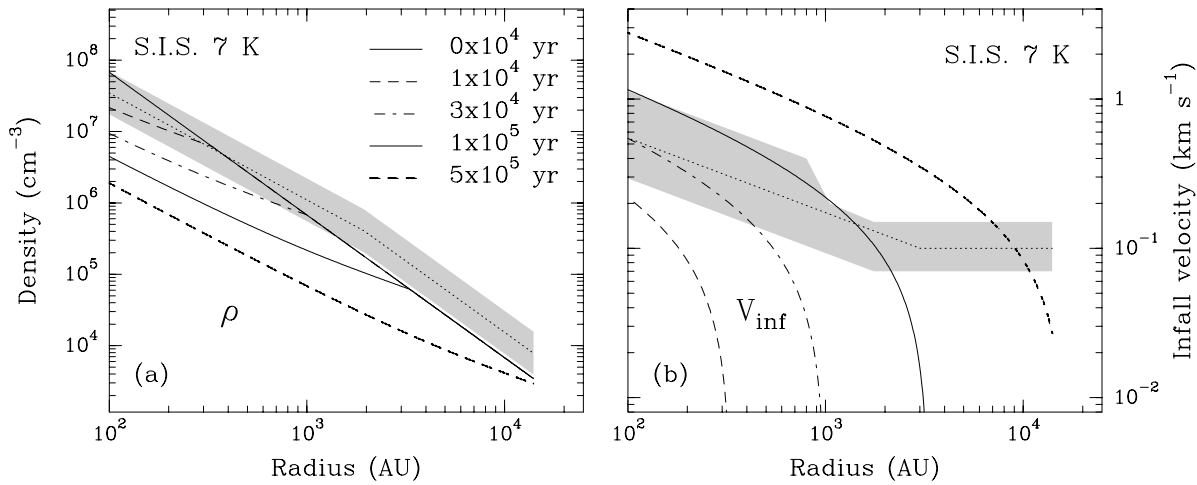


FIG. 4.4 – Comparaison du modèle de Shu (1977) avec les profils de densité (a) et de vitesse d’effondrement (b) observés dans IRAM 04191. Sur chaque panneau, le profil en pointillé est le modèle 1D retenu pour IRAM 04191 (cf. § 4 de BADB02) et la zone en grisé représente le domaine dans lequel les modèles reproduisent de manière acceptable les observations en CS et C³⁴S. Les modèles S.I.S. présentés ont une température de 7 K (donc une vitesse du son $a_s = 0.16 \text{ km s}^{-1}$) et un âge variant de 0 à 5×10^5 ans (0 correspond à la formation de l’embryon stellaire central). L’impossibilité d’obtenir un profil de vitesse compatible avec les observations dans le cadre de ce modèle, quel que soit l’âge, est clairement mise en évidence.

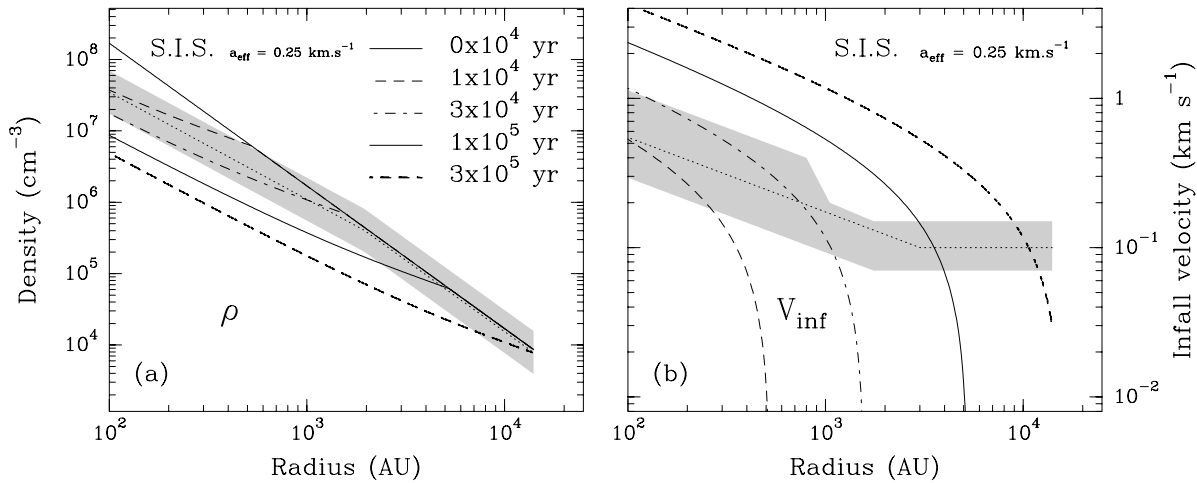


FIG. 4.5 – Comme la Fig. 4.4, mais avec une vitesse du son effective $a_{eff} = 0.25 \text{ km s}^{-1}$ et un âge variant de 0 à 3×10^5 ans. L’accord modèle/observation est meilleur pour la densité, mais l’impossibilité d’obtenir un profil de vitesse compatible avec les observations dans le cadre de ce modèle, quel que soit l’âge, est encore une fois clairement mise en évidence.

stellaire central ($t = 0$) ne peut pas produire un profil de vitesse d’effondrement étendu jusqu’à 10000 – 12000 UA compatible avec celui observé et avec l’âge estimé de la proto-

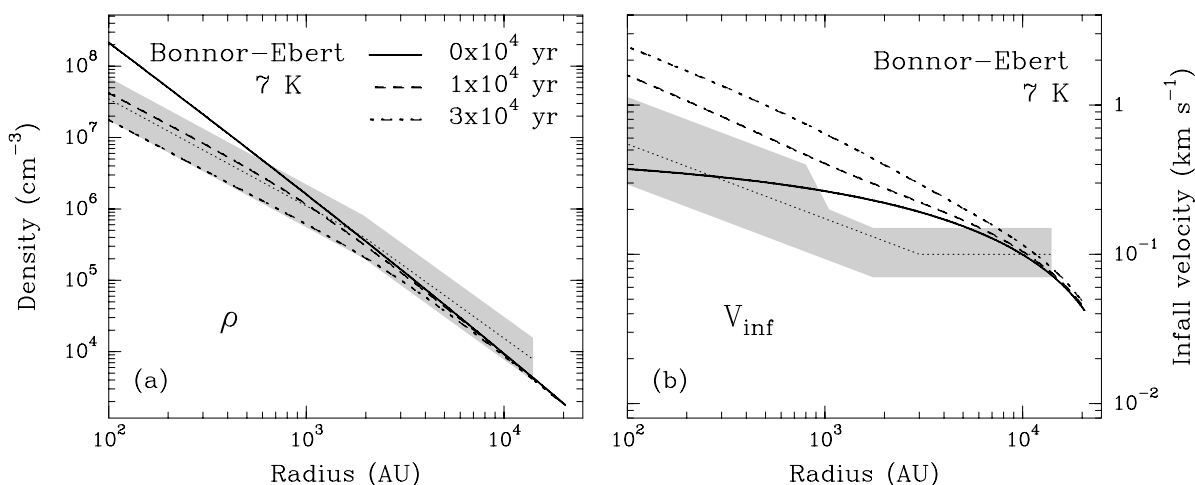


FIG. 4.6 – *Comparaison des résultats d’une simulation hydrodynamique de l’effondrement isotherme d’une sphère de Bonnor-Ebert à 7 K (Lesaffre 2002) avec les profils de densité (a) et de vitesse d’effondrement (b) observés dans IRAM 04191. Sur chaque panneau, le profil en pointillé est le modèle 1D retenu par BADB02 pour IRAM 04191 et la zone en grisé représente le domaine dans lequel les modèles reproduisent de manière acceptable les observations en CS et C³⁴S. Les modèles présentés ont un âge variant de 0 à 3×10^4 ans (0 correspond à la formation de l’embryon stellaire central).*

étoile ($1 - 3 \times 10^4$ ans). Il est nécessaire d’invoquer un *déclenchement de l’effondrement gravitationnel dans la phase préstellaire* pour comprendre le profil de vitesse observé dans IRAM 04191. Ceci est en accord avec la détection de mouvements de contraction dans des condensations préstellaires du nuage moléculaire du Taureau comme L1544 (Tafalla et al. 1998; Lee, Myers & Tafalla 2001).

4.5.2 Autres modèles non-magnétiques

Nous examinons dans ce paragraphe des modèles d’effondrement non-magnétiques partant de conditions initiales plus réalistes que celles du modèle de Shu (1977). La Fig. 4.6 présente la comparaison des contraintes observationnelles avec le résultat d’une simulation numérique d’effondrement isotherme (7 K) à une dimension sphérique (Lesaffre 2002). Ce modèle part d’une sphère de Bonnor-Ebert de $1.7 M_{\odot}$ confinée par la pression externe ($P_{ext}/k = 1.3 \times 10^4 \text{ K cm}^{-3}$). Cette simulation hydrodynamique est similaire à celle de Foster & Chevalier (1993) mais l’effondrement gravitationnel est déclenché ici par une augmentation quasistatique de la pression externe avec une échelle de temps de variation de 10^9 ans (qui permet de quitter de manière quasistatique l’état d’équilibre stable critique), plutôt que par l’augmentation brutale de la masse de la condensation. Un modèle intermédiaire entre 0 et 10^4 ans (cf. Fig. 4.6) est bien meilleur que le modèle de Shu pour reproduire simultanément les profils de densité et de vitesse d’effondrement observés. Cependant, même à $t = 0$, $\sim 36\%$ de la matière est déjà en mouvement supersonique ($\sim 66\%$ avec une échelle de temps de variation de la pression

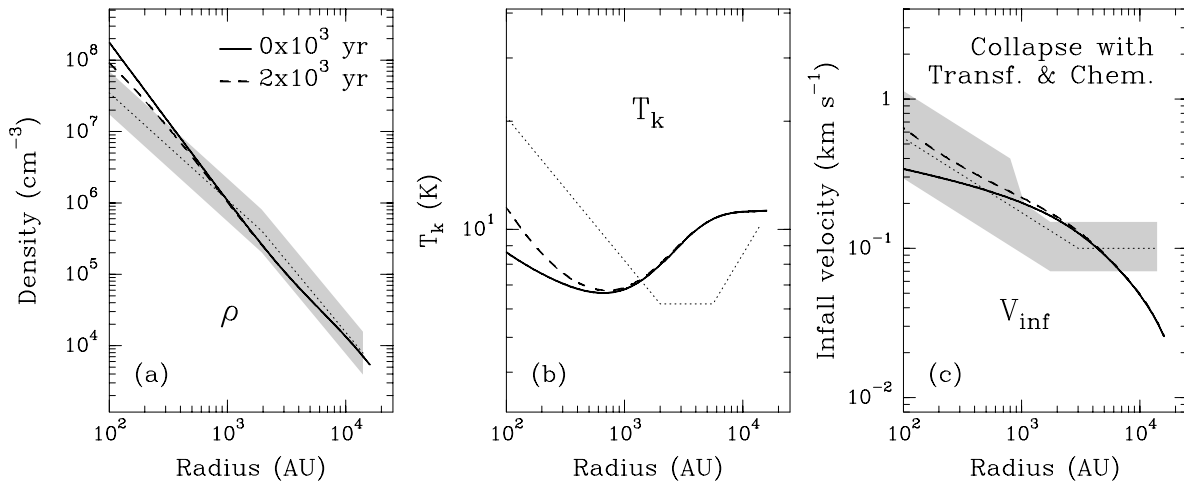


FIG. 4.7 – *Comparaison des résultats d’une simulation hydrodynamique d’effondrement non-isotherme à une dimension sphérique (Lesaffre 2002) avec les profils de densité (a), de température cinétique (b) et de vitesse d’effondrement (c) observés dans IRAM 04191. Sur chaque panneau, le profil en pointillé est le modèle 1D retenu pour IRAM 04191 et la zone en grisé représente le domaine dans lequel les modèles reproduisent de manière acceptable les observations en CS et C³⁴S. Les modèles présentés ont un âge variant de 0 à 2×10^3 ans (0 correspond à la formation de l’embryon stellaire central).*

de 10^6 ans, $\sim 44\%$ dans le cadre du modèle de Foster & Chevalier 1993) alors que les observations indiquent seulement 1 – 10% pour l’enveloppe d’IRAM 04191. L’effondrement isotherme sans champ magnétique et sans rotation d’une sphère de Bonnor-Ebert est par conséquent trop rapide pour expliquer l’état d’évolution d’IRAM 04191.

La relaxation de l’hypothèse d’isothermie modifie la dynamique de l’effondrement gravitationnel (alors que l’équilibre hydrostatique initial n’en est pas très affecté, cf. Galli, Walmsley & Gonçalves 2002). La Fig. 4.7 montre la comparaison des résultats observationnels avec un modèle hydrodynamique non-isotherme incluant le calcul du transfert d’énergie dans le système gaz+poussière (chauffage et refroidissement, transfert du rayonnement sur les grains), couplé au suivi d’un réseau chimique de 150 réactions et 32 espèces (Lesaffre 2002). Ce modèle prend en compte l’adsorption (c’est-à-dire le “collage” ou “déplétion”) des molécules sur les grains et leur désorption (c’est-à-dire le retour de ces molécules dans la phase gazeuse), celle-ci étant provoquée par les rayons cosmiques. Ce modèle prédit une abondance de CO variant à peu près comme l’inverse de la densité. C’est approximativement le comportement adopté dans la modélisation d’IRAM 04191 pour l’abondance de CS (cf. Fig. 7c de BADB02), qui se comporte probablement de manière similaire à CO (cf. Bergin & Langer 1997; Tafalla et al. 2002). La prise en compte du transfert d’énergie ralentit l’effondrement puisque la fraction de masse supersonique à $t = 0$ est de $\sim 3\%$ seulement ($\sim 5\%$ pour une échelle de temps de variation de la pression de 10^6 ans). Cela se traduit par un meilleur accord à 1000-2000 UA entre le modèle et les contraintes déduites des observations d’IRAM 04191

(cf. Fig. 4.7c). Cependant, les couches externes du modèle sont en contrepartie significativement trop lentes. Nous n'avons pas encore bien identifié les causes physiques du ralentissement de l'effondrement induit par la relaxation de l'hypothèse d'isothermie.

Les modèles hydrodynamiques isothermes sans rotation produisent un effondrement gravitationnel trop rapide pour IRAM 04191. Comme les vitesses de rotation mesurées dans l'enveloppe révèlent un support centrifuge non négligeable ($\beta = E_{rot}/E_{grav} \sim 10 - 20\%$, cf. § 4.3), on peut se demander si la rotation est en mesure de ralentir suffisamment l'effondrement. La Fig. 4.8 compare les résultats observationnels avec le résultat d'une simulation hydrodynamique SPH isotherme (à 7 K) d'effondrement gravitationnel incluant la rotation (P. Hennebelle, communication privée, version révisée du code SPH utilisé sans rotation par Hennebelle et al. 2002). L'enveloppe de $1.7 M_{\odot}$ est initialement en équilibre isotherme confiné par une pression externe. Le profil de rotation initial est généré à partir d'un nuage de densité uniforme en rotation solide dont chaque élément de fluide conserve son moment cinétique lorsqu'on déforme le nuage pour atteindre l'état d'équilibre isotherme initial. Cela conduit à un système initialement en rotation différentielle, avec $\beta = 2\%$. L'effondrement est déclenché par l'augmentation quasistatique de la pression externe, avec un temps caractéristique de variation de la pression de l'ordre du temps de chute libre (cas $\phi = 1$ dans Hennebelle et al. 2002).

On constate sur la Fig. 4.8a que l'effondrement est un peu freiné par la rotation dans le plan équatorial par rapport à l'effondrement sans support centrifuge (le long de l'axe polaire). Cette baisse de vitesse d'environ 30% est quasiment suffisante pour obtenir des vitesses d'effondrement correctes dans la zone 1000 – 3000 UA où le profil de vitesse est bien contraint par les observations. Avec un support centrifuge un peu plus fort, il est possible que les vitesses d'effondrement dans le plan équatorial soient en meilleur accord avec les observations dans la zone 1000 – 3000 UA, mais en contrepartie, les vitesses dans la zone externe seront trop faibles. De plus, la simulation de la Fig. 4.8 ne permet pas de reproduire la cassure observée du profil de vitesse de rotation vers $r_m = 3500$ UA, ce qui ne serait certainement pas le cas non plus avec un support centrifuge un peu plus fort. Il semble donc manquer un ingrédient physique supplémentaire pour à la fois ralentir l'effondrement et produire cette cassure observée dans le profil de vitesse de rotation. Nous pensons que le champ magnétique, avec les phénomènes de diffusion ambipolaire et de freinage magnétique, peut rendre compte de ces deux observations.

4.5.3 Modèles isothermes magnétiques avec rotation

Pour compléter la comparaison des observations aux modèles d'effondrement avec champ magnétique (par ex. Ciolek & Mouschovias 1994; Basu & Mouschovias 1994, 1995a,b - BM94, BM95a, BM95b dans la suite) présentée dans le § 6.5 de BADB02, nous montrons sur les Fig. 4.9a et b le profil de vitesse d'effondrement des particules non chargées et le profil de vitesse angulaire du modèle n° 8 de BM95a. Les différentes courbes décrivent l'évolution des profils au cours du temps pendant la phase préstellaire ($t < 0$), avant la formation de l'embryon stellaire central. La densité centrale augmente

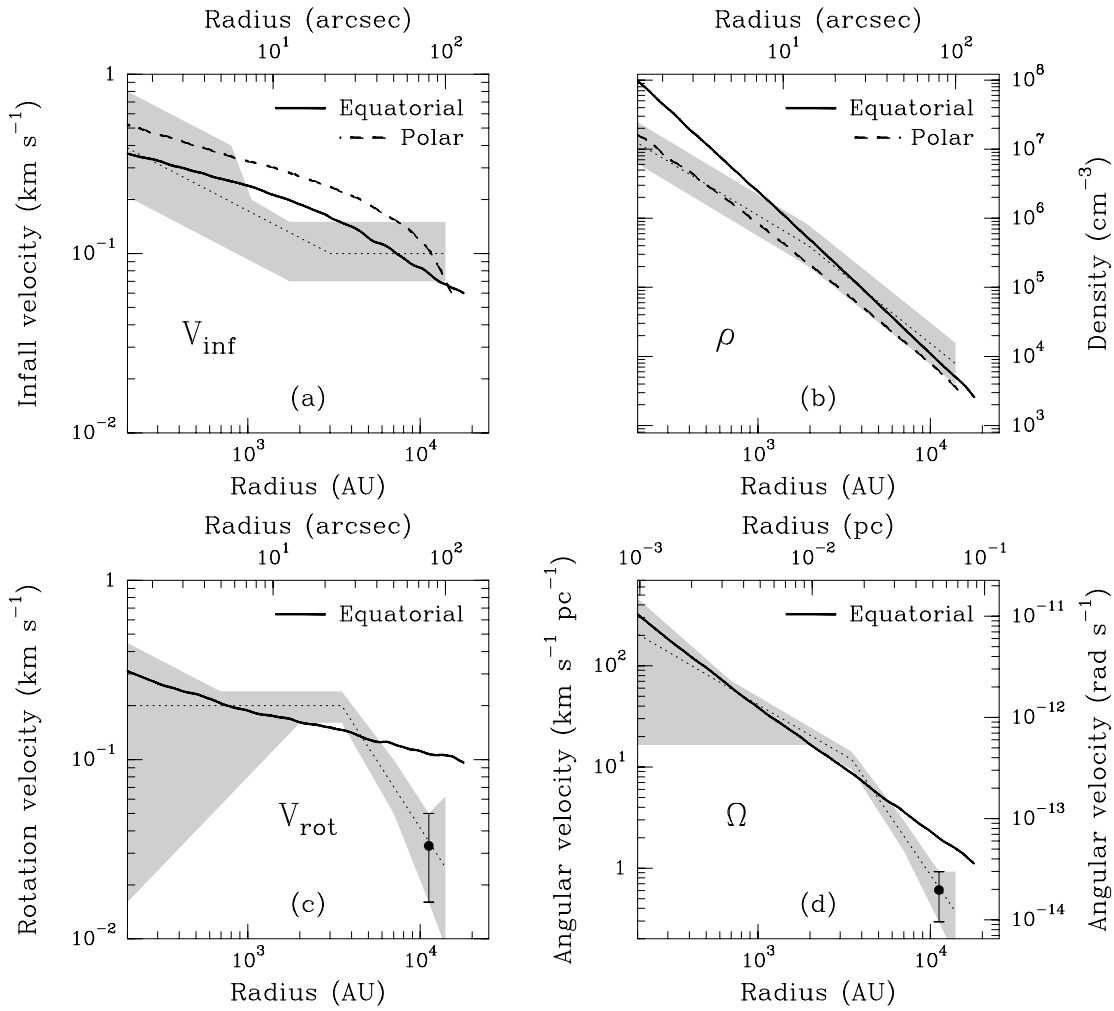


FIG. 4.8 – Comparaison des résultats d’une simulation hydrodynamique SPH isotherme d’effondrement gravitationnel avec rotation (P. Hennebelle, communication privée) avec les profils de vitesse d’effondrement (a), de densité (b), de vitesse de rotation (c) et de vitesse angulaire (d) observés dans IRAM 04191. Les profils simulés de densité et de vitesse d’effondrement sont donnés dans le plan équatorial et le long de l’axe polaire, alors que les profils simulés de vitesse de rotation et de vitesse angulaire concernent uniquement le plan équatorial. Sur chaque panneau, le profil en pointillé est le modèle 2D retenu pour IRAM 04191 et la zone en gris représente le domaine dans lequel les modèles reproduisent de manière acceptable les observations en CS et $C^{34}S$. Le modèle présenté est âgé de $\sim 2 \times 10^3$ ans (depuis l’apparition de l’embryon stellaire central).

d’un facteur 10 lorsque l’on passe d’une courbe à la suivante. Après une phase de perte de moment cinétique due au freinage magnétique qui impose dans les parties externes de la condensation la vitesse angulaire supposée uniforme du nuage parent (passage de la courbe en tiret à la courbe en pointillé), la vitesse angulaire centrale croît au cours du temps tandis qu’une partie de plus en plus grande (de l’extérieur vers l’intérieur) du profil de vitesse angulaire tend vers un profil limite qui sera celui de l’enveloppe

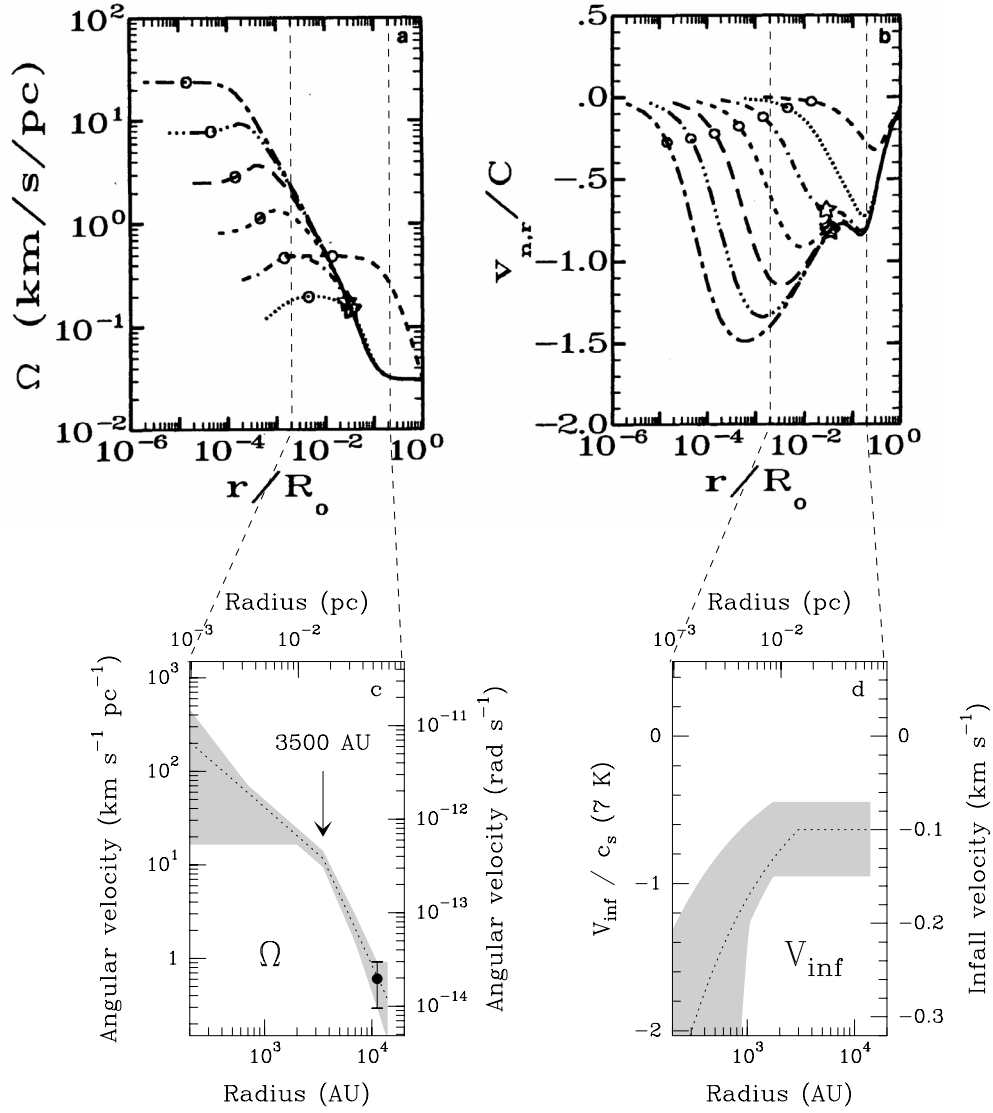


FIG. 4.9 – *Comparaison des profils de vitesse angulaire (a) et de vitesse d’effondrement (b) du modèle d’effondrement avec champ magnétique n° 8 de BM95a avec les profils de vitesse angulaire (c) et de vitesse d’effondrement (d) observés dans IRAM 04191. Sur les panneaux (a) et (b), les différentes courbes (dans l’ordre : tiret, pointillé, tiret-point, tiret court, tiret long, tiret-3-points, tiret long-court) montrent l’évolution de chaque profil au cours de l’effondrement. La densité centrale augmente d’un facteur 10 lorsque l’on passe d’une courbe à la suivante. Sur chaque courbe, l’étoile marque le rayon du cœur supercritique. Sur les panneaux (c) et (d), le profil en pointillé est le modèle 2D retenu pour IRAM 04191 et la zone en grisé représente le domaine dans lequel les modèles reproduisent de manière acceptable les observations en CS et C^{34}S . La dynamique en rayon est 3 fois plus faible sur les panneaux (c) et (d) que sur les panneaux (a) et (b) : les droites en tiret reliant les panneaux (c) et (d) aux panneaux (a) et (b) indiquent les intervalles de rayon sur lesquels le modèle de BM95a et les observations doivent être comparés.*

au moment de la formation de l'embryon stellaire central ($t = 0$). Le profil de vitesse cinétique augmente également au cours du temps pour tendre vers le profil limite qui sera atteint à $t = 0$. Sur chaque courbe, l'étoile indique le rayon du cœur supercritique en deçà duquel le support du champ magnétique n'est plus suffisant pour contrebalancer la gravitation.

Nous rappelons sur les Fig. 4.9c et d les profils de vitesse d'effondrement et de vitesse angulaire obtenus pour l'enveloppe d'IRAM 04191 à partir de l'analyse de nos observations CS et C³⁴S (cf. § 5 de BADB02). Au delà de ~ 2000 UA au moins, ces profils sont représentatifs de l'état de l'enveloppe à $t = 0$ (cf. § 6.4 de BADB02). La comparaison avec les profils asymptotiques du modèle n° 8 de BM95a est par conséquent appropriée. Comme la dynamique en rayon est trois fois plus faible pour les observations, nous avons dilaté radialement les Fig. 4.9c et d. Les droites en tiret indiquent les intervalles de rayon sur lesquels les observations et le modèle de BM95a doivent être comparés. Qualitativement, les deux profils de vitesse angulaire ont des caractéristiques très similaires si l'on identifie le rayon auquel est observée la cassure du profil de vitesse angulaire dans IRAM 04191 ($R_{break} = 3500$ UA) au rayon du cœur supercritique R_{crit} du modèle de BM95a: $\Omega \propto r^{-1}$ en deçà de ce rayon et un profil plus pentu au delà avec un raccord à la vitesse angulaire du nuage parent au bord de l'enveloppe. L'accord est de plus quantitativement bon pour la vitesse d'effondrement : plateau de vitesse $v_{inf} \sim 0.7-0.8 \times a_s$ (avec a_s la vitesse du son, calculée avec 7 K pour IRAM 04191) au delà du rayon supercritique, et vitesse croissante en valeur absolue en deçà.

D'un point de vue quantitatif, le modèle n° 8 de BM95a n'est pas complètement satisfaisant. Ce modèle est initialement souscritique, avec un rapport masse/flux magnétique initial adimensionné $\mu_{d,c0} = 0.3241$ (normalisé au rapport M/Φ_B critique, cf. Tab. 2 de BM95a). Dans ce modèle, $R_{crit} \sim 35000$ UA. Or, selon l'interprétation précédente, $R_{crit} = R_{break} = 3500$ UA dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Comme la normalisation du rayon est en $(n_{c,0}/3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3})^{-0.5} (T/10 \text{ K})^{0.5}$ (cf. Tab. 1 de BM95a), une densité centrale initiale $n_{c,0} \sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ est nécessaire pour obtenir un rayon supercritique de l'ordre de 3500 UA^2 . Or, dans le cadre de ce modèle, la densité $n(R_{crit})$ varie très peu au cours du temps et représente à peu près la densité centrale du cœur lorsqu'il est devenu supercritique. Pour IRAM 04191, $n(R_{crit}) \sim 1.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. On aboutit à une contradiction puisque le modèle n° 8 de BM95a est initialement souscritique (donc $n_{c,0} < n(R_{crit})$). Ce modèle, avec les paramètres adimensionnés qui le caractérisent (cf. Tab. 2 de BM95a), ne peut donc pas expliquer un rayon supercritique aussi petit dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Nous pensons qu'un modèle initialement moins souscritique (avec $\mu_{d,c0} \sim 0.8-1$) mais avec le même degré d'ionisation que le modèle n° 8 de BM95a devrait mieux convenir (le modèle n° 6 de BM95b est un exemple de modèle initialement juste critique, mais son degré d'ionisation est plus fort que celui du modèle n° 8 de BM95a, et les vitesses de contraction sont en conséquence plus faibles).

2. Comme la normalisation de la vitesse angulaire est en $(n_{c,0}/3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3})^{0.5}$, cela implique une vitesse angulaire renormalisée 10 fois plus forte que celle de la Fig. 4.9a.

4.6 Structure en vitesse d'IRAM 04191 à petite échelle

Afin de sonder la structure en vitesse de l'enveloppe d'IRAM 04191 à petite échelle, nous avons utilisé l'interféromètre millimétrique de l'IRAM situé sur le Plateau de Bure dans les Alpes. Cet interféromètre (appelé PdBI dans la suite) permet, selon la configuration des 6 antennes, de gagner un facteur ~ 7 à ~ 22 en résolution spatiale par rapport au télescope de 30m de l'IRAM situé au Pico Veleta. En configuration CD (D, configuration compacte, pour la sensibilité, et C, configuration moyennement étendue, pour la résolution), la résolution spatiale attendue ($\sim 3.5'' - 4''$) devrait permettre de résoudre la structure en vitesse de l'enveloppe d'IRAM 04191 jusqu'à un rayon de ~ 300 UA. Nous avons observé IRAM 04191 de décembre 2001 à avril 2002, et le projet, encore en cours, devrait s'achever à l'automne 2002. Nous présentons dans la suite une analyse préliminaire des observations réalisées jusqu'à présent.

4.6.1 Nouvelles observations interférométriques au Plateau de Bure

IRAM 04191 a été observée 6h et 9h en configuration D à 4 antennes les 4 et 7 décembre 2001, 8h en configuration C à 5 antennes le 10 mars 2002, 4h en configuration D à 4 antennes le 28 mars 2002, et 9h en configuration D à 6 antennes le 1^{er} avril 2002. Les deux récepteurs de chaque antenne ont été centrés sur les fréquences de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ à 93.2 GHz et $\text{DCO}^+(3-2)$ à 216 GHz, avec une résolution spectrale de 39 kHz, donc des résolutions en vitesse de 0.13 km s^{-1} et 0.054 km s^{-1} respectivement. Quatre autres unités de l'autocorrélateur (2 autour de 93.2 GHz et 2 autour de 216 GHz) ont été utilisées pour collecter l'émission continue sur une largeur de bande de ~ 600 MHz. L'étalonnage de la bande passante, la calibration d'amplitude et la calibration de phase ont été réalisés sur les quasars 3C454.3, 3C84, 0415+379, 0528+134, et la nébuleuse planétaire MWC349. Nous avons effectué la calibration des données avec le logiciel CLIC (Lucas 1999). Les données du 7 décembre n'ont pas pu être calibrées correctement et n'ont pas été combinées aux autres.

Les images ont été synthétisées avec le logiciel MAPPING (Guilloteau, Lucas & Bouyoucef 2002). Les lobes synthétisés (en mode "natural weighting") ont des largeurs à mi-hauteur de $4.6'' \times 3.3''$ à 93.2 GHz et $3.0'' \times 2.4''$ à 216 GHz. Le diamètre des antennes de l'interféromètre (15m) conduit à des lobes primaires de $\sim 50''$ à 93.2 GHz et $\sim 22''$ à 216 GHz. La déconvolution a été réalisée avec la variante Clark (1980) de l'algorithme CLEAN (Högbom 1974; Guilloteau 2001a), avec un gain de 0.2.

4.6.2 Analyse de la carte d'intensité intégrée de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$

La Fig. 4.10a présente la carte d'intensité intégrée $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ d'IRAM 04191 obtenue avec le PdBI. L'intégration a été effectuée en se limitant aux intervalles de vitesse contenant chacune des 7 composantes du multiplet pour conserver le meilleur rapport

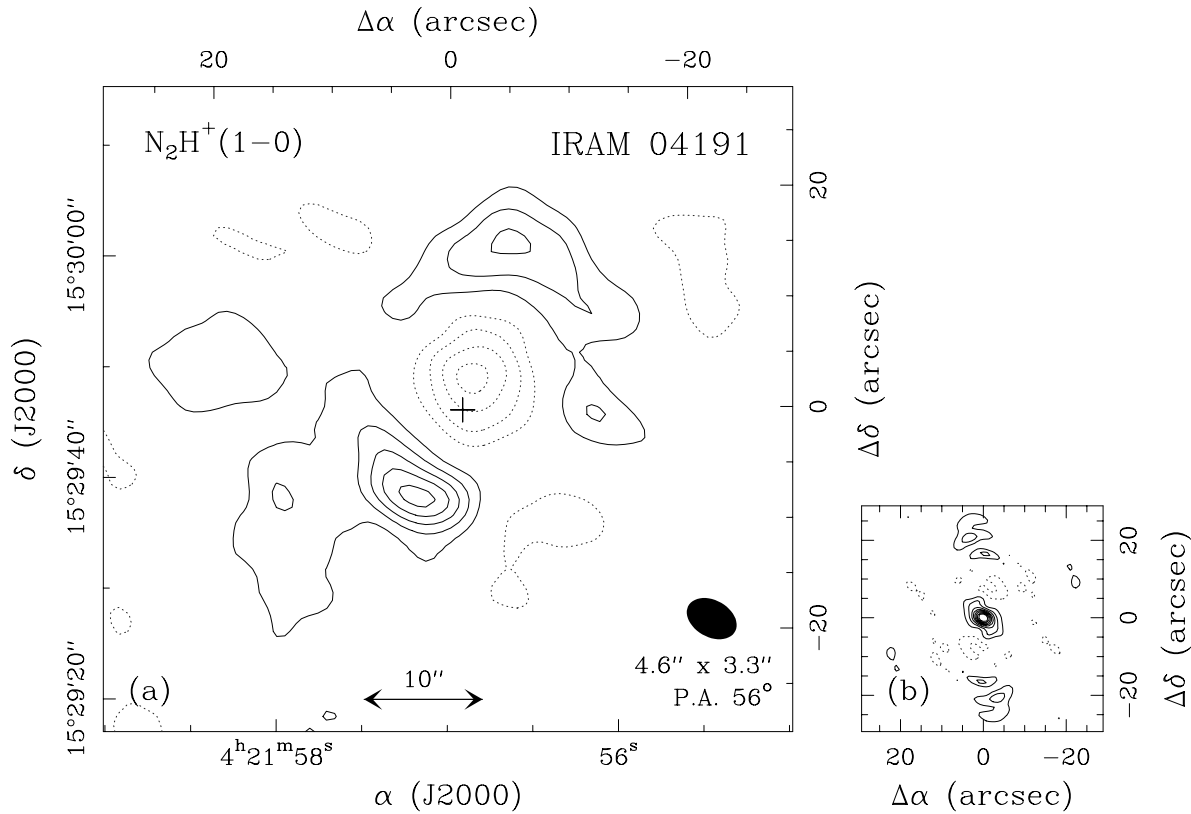


FIG. 4.10 – (a) Carte d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191 observée avec l'interféromètre du Plateau de Bure. L'intensité a été intégrée sur trois intervalles de vitesse recouvrant les 7 composantes du multiplet : $[6.0, 7.4]$, $[13.4, 16.4]$ et $[19.5, 22.4]$ $km\ s^{-1}$. Le lobe synthétisé est représenté par l'ellipse noire, et ses largeurs à mi-hauteur et son orientation sont indiquées en bas à droite. La croix marque la position centrale de la source déterminée en émission continue des poussières à 227 GHz par BADB02 avec le PdBI. Les contours varient de -0.4 à -0.1 et de 0.1 à 0.5 par pas de 0.1 Jy/lobe ($4.6'' \times 3.3''$). (b) Carte du lobe sale. Le contour négatif est à -0.1 et les contours positifs varient de 0.1 à 0.8 par pas de 0.1 . Le champ de vue est le même sur les cartes (a) et (b) (donc les échelles sont différentes).

signal sur bruit possible. Le pic d'intensité se situe à $\sim 9''$ (1300 UA) au sud-est de la position centrale de la source, déterminée en émission continue à 227 GHz avec le PdBI (cf. § 3.1 de BADB02). Un pic secondaire d'émission est observé dans la direction opposée, à $\sim 17''$ (2400 UA) du centre. Les contours négatifs qui piquent à $\sim 3''$ (400 UA) au nord-ouest du centre mettent en évidence un déficit d'émission dans la région centrale. Ce déficit d'émission apparaît en négatif sur la carte car l'interféromètre filtre l'émission spatialement étendue observée avec le télescope de 30m (cf. Fig. 1 de BADB02) : l'interféromètre supprime l'émission étendue caractérisée par des fréquences spatiales contenues dans la zone centrale du plan uv qu'il n'a pas couverte ($r \lesssim 15$ m), ce qui correspond ici aux structures d'échelle spatiale supérieure au lobe primaire ($\sim 50''$ à 93.2 GHz). Cette émission filtrée ne peut pas être retrouvée lors de l'étape de déconvo-

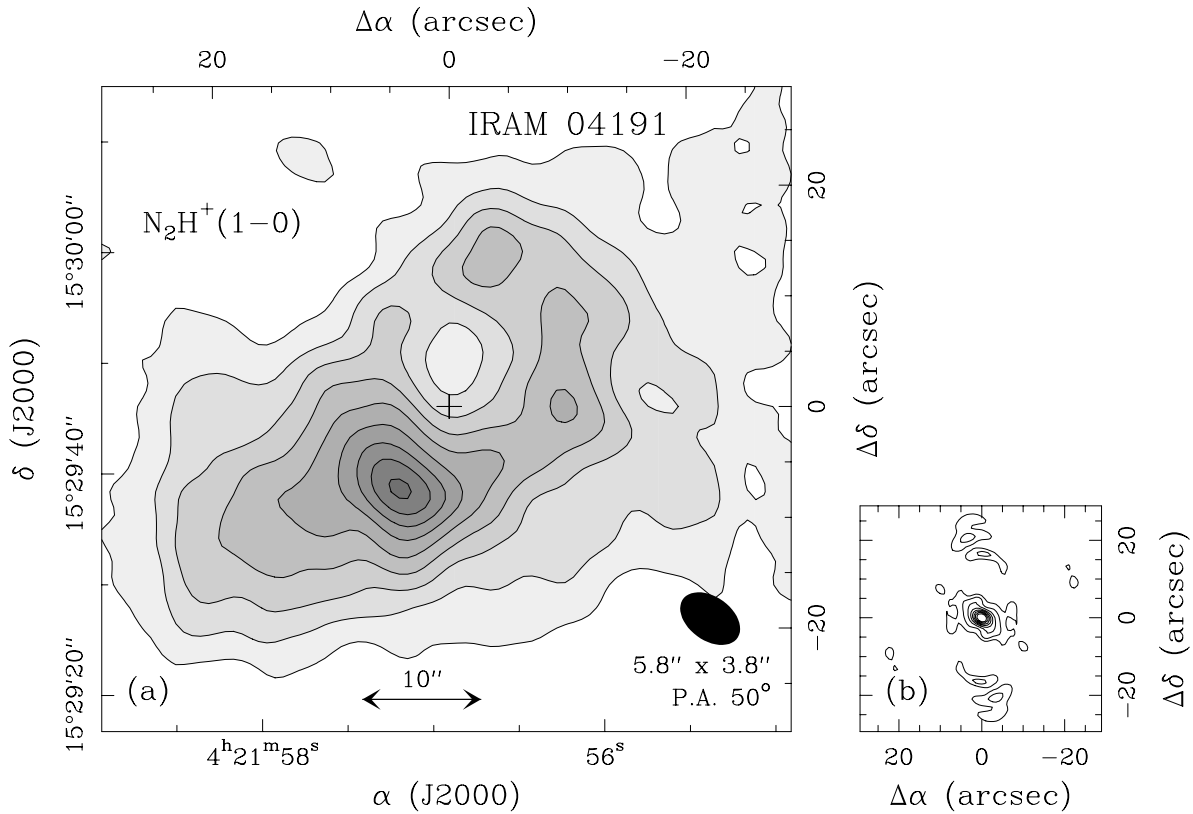


FIG. 4.11 – (a) Carte d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191 combinant les observations 30m et PdBI. L'intensité a été intégrée sur trois intervalles de vitesse recouvrant les 7 composantes du multiplet : $[6.0, 7.4]$, $[13.4, 16.4]$ et $[19.5, 22.4]$ km s^{-1} . Le lobe synthétisé est représenté par l'ellipse noire, et ses largeurs à mi-hauteur et son orientation sont indiquées en bas à droite. La croix marque la position centrale de la source déterminée en émission continue des poussières à 227 GHz par BADB02 avec le PdBI. Les contours varient de 0.2 à 1.8 par pas de 0.2 Jy/lobe ($5.8'' \times 3.8''$). (b) Carte du lobe sale. Les contours varient de 0.1 à 0.8 par pas de 0.1. Le champ de vue est le même sur les cartes (a) et (b) (donc les échelles sont différentes).

lution. Malgré tout, nous pouvons déjà conclure que la transition $N_2H^+(1-0)$ ne trace pas bien la région centrale de rayon $\theta \lesssim 7''$. Comme il est peu probable que ce soit un effet d'excitation (la transition est *a priori* plus excitée dans la région centrale puisque la densité y est plus forte et que la température cinétique l'est certainement aussi), ce déficit d'émission met en évidence un déficit de l'abondance des ions moléculaires N_2H^+ dans la phase gazeuse de la région centrale de l'enveloppe d'IRAM 04191.

Afin de mieux comprendre ce déficit d'émission, nous avons combiné les observations PdBI aux observations réalisées avec le télescope de 30m de l'IRAM (cf. Fig. 1 de BADB02). Nous avons adopté la démarche proposée par Guilloteau (2001b) pour inclure les espacements courts obtenus avec le 30m dans le plan uv des observations PdBI. Après avoir rééchantillonné les observations 30m à la résolution spectrale des observations

PdBI, nous avons appliqué la procédure UV_SINGLE du logiciel GRAPHIC (Buisson et al. 2002b) pour générer la transformée de Fourier du cube image des observations 30m, en appliquant un facteur de calibration SD_FACTOR de 5.5. Lors de la combinaison des deux jeux de données avec la procédure UV_MERGE, la pondération des observations 30m a été ajustée de manière à éliminer les contours négatifs dans la carte du lobe sale des observations combinées, tout en conservant la meilleure résolution spatiale possible. Un bon compromis a été obtenu en utilisant un facteur de correction des poids de 0.001 pour les observations 30m et de 1 pour les observations PdBI.

La Fig. 4.11a présente la carte d'intensité intégrée des observations combinées. L'émission est globalement étendue dans une direction approximativement perpendiculaire à l'axe du flot bipolaire, comme il avait été noté à partir des données 30m seules par AMB99 et BADB02. De plus, on retrouve les caractéristiques principales mises en avant précédemment à partir des données PdBI : il apparaît un déficit d'émission $N_2H^+(1-0)$ dans la zone centrale de rayon $\theta \lesssim 7''$ alors que l'émission est maximale dans un anneau de rayon $8'' \lesssim \theta \lesssim 13''$, un peu allongé dans la direction perpendiculaire à l'axe du flot bipolaire.

Pour analyser de manière plus quantitative le déficit d'émission en $N_2H^+(1-0)$, nous présentons sur la Fig. 4.12 le profil radial moyen d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ calculé à partir des données combinées 30m/PdBI. Pour tenir compte de l'aplatissement de l'enveloppe, nous avons effectué des moyennes circulaires dans les deux secteurs montrés sur la carte d'intensité intégrée insérée dans la Fig. 4.12. Pour comparaison, nous avons également tracé en tiret sur cette figure des profils d'intensité $I(\theta) \propto \theta^{-m}$, avec $m = 0.4, 0.6$ et 0.8 , en les normalisant à l'intensité intégrée moyenne $N_2H^+(1-0)$ au rayon $\theta \sim 11''$. Ces profils rappellent le profil d'intensité mesuré en émission continue des poussières à 1.3mm au delà de $11''$ par Motte & André (2001) avec le 30m ($I(\theta) \propto \theta^{-0.6 \pm 0.1}$), et étendu jusqu'à $1''$ par BADB02 avec le PdBI : $I(\theta) \propto \theta^{-0.5 \pm 0.2}$ (cf. § 3.1 de BADB02). Il est également instructif de comparer le profil d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ au profil de densité de colonne H_2 du modèle 1D retenu par BADB02, tracé en gras sur la Fig. 4.12.

Aussi bien pour l'émission en $N_2H^+(1-0)$ que pour l'émission continue des poussières, le profil d'intensité (intégrée dans le premier cas) résulte de la combinaison du profil de densité de colonne (de N_2H^+ et des grains, respectivement) et du profil de température (d'excitation et des grains, respectivement). Sur l'intervalle de rayon $8'' < \theta < 25''$, le profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ décroît plus fortement que le profil d'intensité de l'émission continue, ce qui peut s'expliquer, à même profil de densité de colonne, par un comportement différent du profil de température : sur cet intervalle de rayon, on s'attend à un gradient de température d'excitation de $N_2H^+(1-0)$ négatif, comme celui de $C^{34}S(2-1)$ (cf. Fig. 4.1a) puisque les transitions $C^{34}S(2-1)$ et $N_2H^+(101-012)$ ont à peu près la même densité critique (cf. Tab. 2.1 p. 30) et à peu près la même opacité (cf. § 3.4 de BADB02), alors que le gradient de température des grains est certainement positif en raison du chauffage externe par le champ de rayonnement interstellaire (cf. § 4.1 de BADB02, et Masunaga & Inutsuka 2000; Evans et al. 2001; Zucconi, Walmsley & Galli 2001; Galli, Walmsley & Gonçalves 2002). En revanche, sur cet intervalle de rayon, le

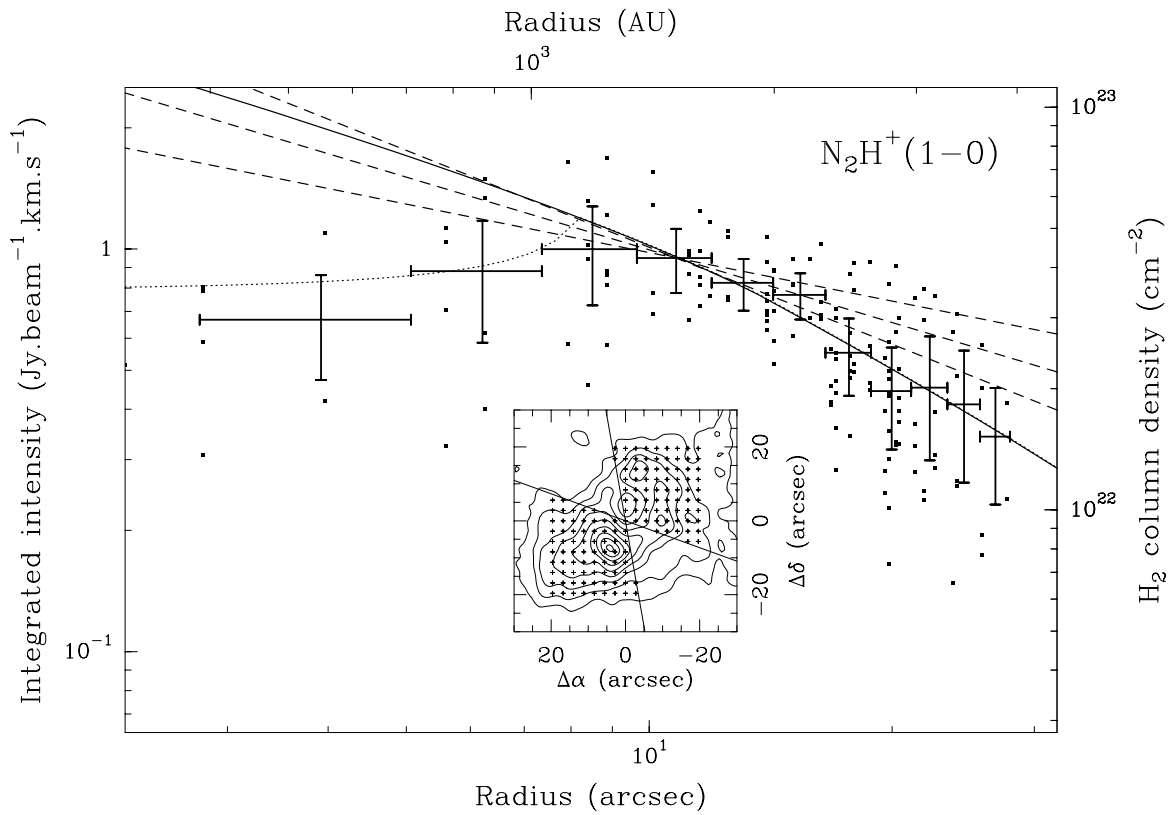


FIG. 4.12 – Profil radial moyen d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191, calculé à partir des données combinées PdBI/30m. Les carrés noirs représentent l'intensité intégrée sur les 7 composantes du multiplet pour toutes les positions indiquées par des petites croix sur la carte d'intensité intégrée insérée dans la figure : ces positions sont limitées aux deux secteurs d'intervalle angulaire P.A. = $[-110^\circ, 10^\circ]$ et $[70^\circ, 190^\circ]$ dont les limites sont symbolisées par les droites en trait fin. Les grandes croix en gras représentent les intensités intégrées moyennées sur les intervalles de rayon délimités par les barres d'erreur horizontales. Les barres d'erreur verticales sont les incertitudes à 1σ . Les courbes en tiret représentent les lois de puissance $I(\theta) \propto \theta^{-m}$, avec $m = 0.4, 0.6$ et 0.8 , normalisées à l'intensité intégrée moyenne $N_2H^+(1-0)$ au rayon $\theta \sim 11''$. Elles rappellent le profil d'intensité mesuré en émission continue des poussières à 1.3mm au delà de $11''$ par Motte & André (2001) avec le 30m et extrapolé jusqu'à $1''$ par BADB02 avec le PdBI. La courbe en trait gras est le profil de densité de colonne H_2 du modèle 1D retenu par BADB02 (cf. leur Fig. 7), normalisé également à l'intensité intégrée moyenne $N_2H^+(1-0)$ au rayon $\theta \sim 11''$. La courbe en pointillé représente le profil de densité de colonne du même modèle mais avec un rayon interne de $r \sim 1100$ UA ($8''$).

profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ suit le profil de densité de colonne H_2 du modèle 1D retenu par BADB02. Cela est un peu surprenant puisque, en raison du gradient de température d'excitation probablement négatif, on s'attend à un profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ décroissant plus fortement que le profil de densité de colonne H_2 .

D'autre part, le rapport signal sur bruit des spectres est un peu juste, mais l'ajustement du multiplet $N_2H^+(1-0)$ par la méthode HFS (cf. § 2.3.2) permet d'estimer grossièrement l'opacité totale de la transition. Sur l'intervalle de rayon $8'' < \theta < 25''$, on n'observe pas de variation systématique évidente de l'opacité du multiplet, qui est typiquement de $\sim 2 - 15$, soit une opacité de $\sim 0.5 - 4$ pour la composante principale du multiplet. Le profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ n'est donc probablement pas altéré par un effet de saturation de la raie dû à l'opacité, comme l'ont vérifié Caselli et al. (2002c) pour des opacités du même ordre sur un échantillon de cœurs denses. L'accord entre le profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ et le profil de densité de colonne H_2 implique par conséquent soit une température d'excitation de $N_2H^+(1-0)$ à peu près constante, soit un gradient d'abondance de N_2H^+ positif sur l'intervalle de rayon $8'' < \theta < 25''$. Or la température d'excitation de $C^{34}S(2-1)$ dans le modèle sélectionné par BADB02 varie approximativement comme $r^{-0.4}$ sur cet intervalle de rayon. Si l'on suppose que la température d'excitation de $N_2H^+(1-0)$ se comporte comme celle de $C^{34}S(2-1)$ (cf. plus haut), on déduit que l'abondance de N_2H^+ doit varier à peu près comme $r^{0.4}$ pour compenser la variation de la température d'excitation. *L'abondance de l'ion moléculaire N_2H^+ semble donc varier comme $\rho^{-1/4}$ sur l'intervalle de rayon $1100 \text{ UA} < r < 3500 \text{ UA}$.*

Pour $\theta < 8''$, le profil d'intensité intégrée de $N_2H^+(1-0)$ se comporte très différemment du profil d'intensité de l'émission continue et du profil de densité de colonne H_2 . On constate une légère décroissance de l'intensité intégrée vers l'intérieur alors que les deux autres profils continuent de croître. Comme on s'attend toujours à un gradient de température d'excitation négatif dans cette région centrale (cf. Fig. 4.1a pour $C^{34}S$), la variation d'intensité intégrée observée implique une densité de colonne N_2H^+ décroissant vers l'intérieur. Nous avons tracé en pointillé sur la Fig. 4.12 le profil de densité de colonne attendu dans le cadre du modèle 1D retenu par BADB02 mais avec un rayon interne de $\sim 1100 \text{ UA}$ ($8''$), c'est-à-dire un vide de matière en deçà de ce rayon. L'accord avec le profil d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ est relativement bon. Ce modèle très simple laisse par conséquent penser que *l'ion moléculaire N_2H^+ disparaît de la phase gazeuse dans la région centrale de rayon $r \lesssim 1100 \text{ UA}$, c'est-à-dire de densité supérieure à $\sim 9 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.*

4.6.3 Discussion du déficit d'abondance observé en N_2H^+

D'un point de vue observationnel, l'ion moléculaire N_2H^+ est réputé être un excellent traceur de régions denses (cf. par ex. Caselli & Walmsley 2001; Walmsley 2002) car il est réputé être beaucoup moins sensible aux phénomènes de déplétion (adsorption de molécules sur les grains et désorption sélective qui influencent les équilibres chimiques en phase gazeuse) que d'autres espèces telles que CO ou CS, comme le montrent par exemple les observations de cœurs denses analysées par Caselli et al. (1999, 2002c), Bergin et al. (2001), Tafalla et al. (2002) et Bacmann et al. (2002). Cependant, ces observations sont limitées à une résolution spatiale de $FWHM \sim 25'' - 54''$ et des densités dans le lobe central de quelques 10^5 cm^{-3} au maximum, ce qui ne permet pas

de conclure sur une éventuelle déplétion de N_2H^+ dans les régions centrales (de densité $n_{\text{H}_2} >$ quelques 10^5 cm^{-3}) de ces cœurs denses. De plus, Bergin et al. (2002) mettent en évidence une légère diminution d'un facteur 2 de l'abondance de N_2H^+ dans le cœur préstellaire B68, des bords du nuage d'extinction visuelle $A_v \sim 2$ vers la zone plus centrale d'extinction visuelle $A_v \sim 17$, qui correspond à un rayon $R \sim 5000 \text{ UA}$ et une densité $n \sim 1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (cf. Alves, Lada & Lada 2001). Là encore, les auteurs ne peuvent pas conclure sur une éventuelle diminution plus importante de l'abondance de N_2H^+ aux densités plus fortes que quelques 10^5 cm^{-3} .

En revanche, les observations interférométriques réalisées par Williams et al. (1999) en direction du cœur préstellaire L1544 font apparaître un pic d'émission en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ décalé de $\sim 10'' - 20''$ par rapport à la position du pic d'émission continue de poussières (mesuré à 1.3mm par Ward-Thompson, Motte & André 1999), ce qui suggère une "déplétion" de N_2H^+ possible dans la région centrale (si l'émission continue trace bien la densité de colonne de H_2). Cette hypothèse est d'autant plus plausible que Caselli et al. (2002b) font appel à un modèle chimique avec "déplétion" de N_2H^+ (diminution de l'abondance d'un facteur 5 pour un rayon variant de 13500 à 2500 UA) pour rendre compte du profil de densité de colonne N_2H^+ de L1544 qu'ils ont obtenu avec le télescope de 30m de l'IRAM. Le modèle cinématique de Caselli et al. (2002a) fait de plus appel à une combinaison de déplétion (avec un trou central de rayon $r \sim 1400 - 2000 \text{ UA}$) et de mouvements d'effondrement pour expliquer les spectres double-piqués des transitions de faible opacité (dont $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$) observées sur L1544. Notre conclusion d'une forte diminution de l'abondance de N_2H^+ dans la région interne ($r \lesssim 1100 \text{ UA}$) d'IRAM 04191 vient donc renforcer ces premières indications observationnelles de la "déplétion" de N_2H^+ à des densités un peu plus fortes ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) que pour CO et CS ($\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$)³.

La diminution de l'abondance de N_2H^+ à forte densité a plusieurs origines possibles. Bergin et al. (2002) présentent un modèle chimique avec une énergie de liaison de N_2 sur la surface des grains (grandeur encore très incertaine) un peu plus forte (900 K) que celle de 750 K utilisée par Bergin & Langer (1997). Cela induit une adsorption de N_2 plus importante sur les grains (conséquence d'une désorption par les rayons cosmiques plus difficile), et déplace les réactions de formation de N_2H^+ dont l'abondance diminue en conséquence. Un autre scénario a été proposé par Charnley & Rodgers (2002): la déplétion des molécules portant C et O (essentiellement CO) entraîne une diminution de l'abondance de OH qui devient insuffisante pour alimenter le cycle de formation de N_2 en phase gazeuse. L'azote en phase gazeuse se retrouve alors essentiellement sous forme d'azote atomique et l'abondance de N_2H^+ chute. Ce modèle a été calculé pour

3. Notons cependant que les observations interférométriques ($FWHM = 8.5'' \times 4.6''$) en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ de la proto-étoile de classe 0 S68N dans le nuage moléculaire du Serpent ($d = 310 \text{ pc}$) réalisées par Williams & Myers (1999) montrent un pic d'émission N_2H^+ coïncidant bien avec le pic d'émission continue à 3mm (cf. leur Fig. 1). L'analyse du profil de densité de colonne N_2H^+ de cette source serait toutefois utile pour rechercher une éventuelle "déplétion" de N_2H^+ vers les fortes densités. Néanmoins, avec une luminosité $L_{bol} = 6 L_\odot$ et un rapport $M_{env}/L_{bol} \sim 0.2$ (Hurt & Barsony 1996; André, Ward-Thompson & Barsony 2000), cette source est plus évoluée que IRAM 04191 et la température plus élevée ($\sim 23 \text{ K}$) de son enveloppe pourrait limiter la déplétion des molécules sur les grains.

une densité de 10^7 cm^{-3} et une température de 10 K, et la chute de l'abondance de N_2H^+ apparaît au bout de $\sim 10^6$ ans, qui est l'ordre de grandeur de la durée de vie des cœurs préstellaires.

Pour apporter de solides contraintes aux modèles chimiques, de nouvelles observations $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ à haute résolution angulaire d'un échantillon de cœurs préstellaires et enveloppes protostellaires serait par conséquent intéressante pour préciser la densité ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ d'après § 4.6.2) et les échelles de temps au delà desquelles l'abondance de N_2H^+ chute en phase gazeuse.

4.6.4 Confirmation de la présence de rotation différentielle

Les deux pics d'émission intégrée en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (cf. Fig. 4.10a) ont des vitesses systémiques sensiblement différentes. Nous présentons sur la Fig. 4.13 une carte des vitesses centroïdes mesurées par la méthode HFS (cf. § 2.3.2) sur les spectres $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, limitée aux deux pics d'émission intégrée. En appliquant la méthode de GBFM93 (cf. § 3.2.1), on mesure un gradient de vitesse moyen d'amplitude $\sim 29 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction $P.A. \sim 129^\circ \pm 10^\circ$ entre ces deux régions, caractérisées par un rayon $\theta \sim 9''\text{-}17''$. Cette direction correspond approximativement à celle du gradient de vitesse mesuré à plus grande échelle avec le télescope de 30m : $P.A. \sim 114^\circ$ en $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}\text{-}1_{01})$ (cf. Fig. 2 de BADB02), et $P.A. \sim 133^\circ$ en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (cf. § 3.2.1). Par contre, le gradient de vitesse moyen est ~ 7 fois plus fort que le gradient de vitesse moyen ($\sim 4.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) mesuré par la même méthode en $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}\text{-}1_{01})$ et $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ sur les cartes 30m, qui s'étendent jusqu'à un rayon $\theta \sim 60''$. *Ces nouvelles observations PdBI mettent donc clairement en évidence la présence d'un gradient de vitesse non uniforme dans l'enveloppe d'IRAM 04191, augmentant des bords vers le centre.*

Comme la direction du gradient de vitesse mesuré sur la carte PdBI est approximativement la même que celle obtenue à plus grande échelle avec le 30m, ce gradient de vitesse est certainement produit par la rotation de l'enveloppe. En tenant compte de l'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée ($i \sim 50^\circ$, cf. AMB99), on obtient une vitesse angulaire de rotation $\Omega \sim 38 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ pour un rayon $r \sim 1800 \text{ UA}$. Nous avons reporté cette mesure sur la Fig. 4.16 rappelant les contraintes sur le champ de vitesse de rotation obtenues par l'analyse des observations 30m en CS, C^{34}S et C^{18}O (cf. Fig. 12, § 3.2 et § 5 de BADB02). La vitesse angulaire au rayon $r \sim 1800 \text{ UA}$ déterminée en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ avec le PdBI est ~ 20 fois plus grande que celle mesurée au rayon $r \sim 7000 \text{ UA}$ en $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}\text{-}1_{01})$, $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ et $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ avec le 30m ($\Omega \sim 1.9 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$), et ~ 60 fois plus grande que celle mesurée au rayon $r \sim 11000 \text{ UA}$ en C^{18}O avec le 30m ($\Omega \sim 0.6 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$). *Cette nouvelle mesure confirme par conséquent la présence de rotation différentielle dans l'enveloppe d'IRAM 04191 jusqu'à un rayon $r \sim 1800 \text{ UA}$.*

La combinaison des données PdBI/30m permet d'étendre spatialement l'analyse du champ de vitesse centroïde. La Fig. 4.14 présente la carte des vitesses centroïdes mesurées par la méthode HFS pour les positions dont le rapport signal sur bruit du

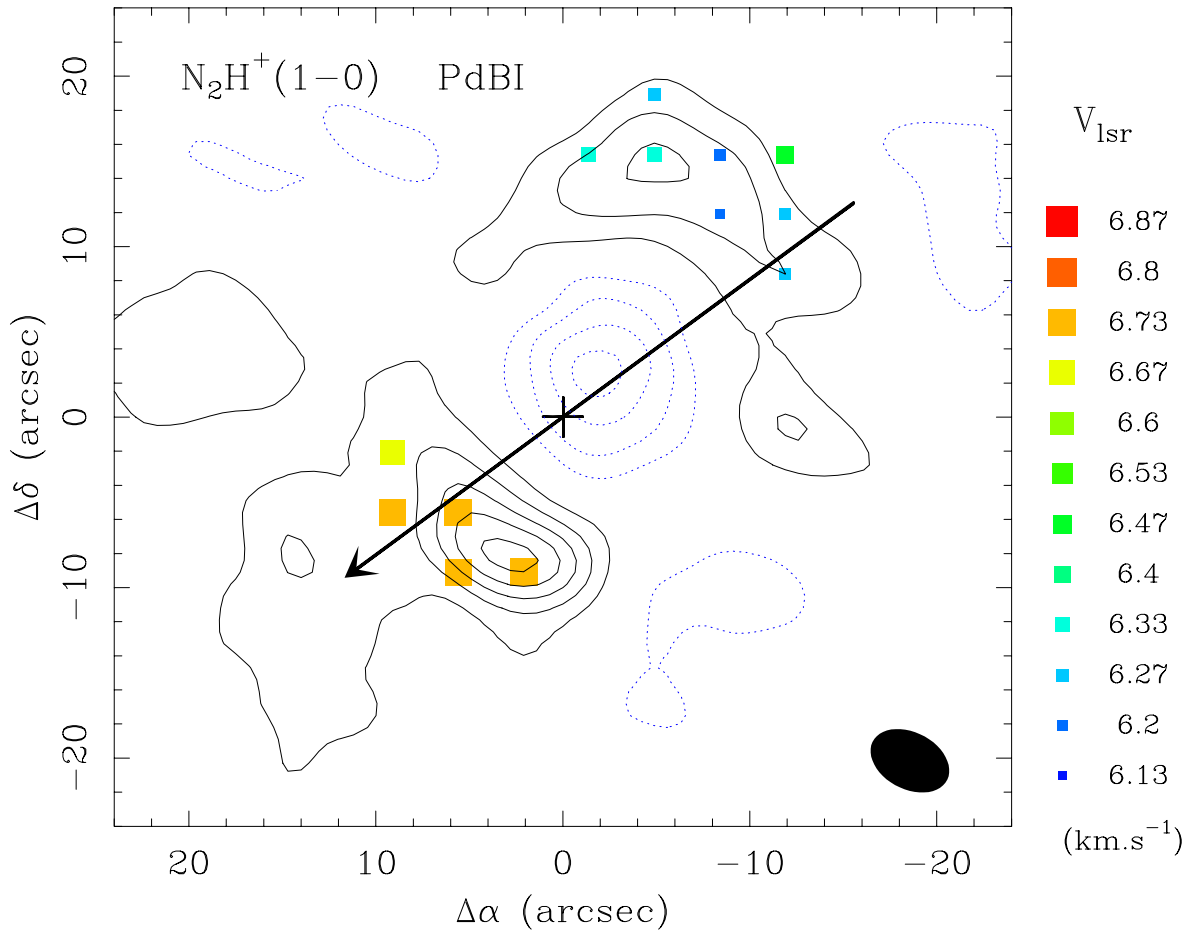


FIG. 4.13 – Carte des vitesses centroïdes de l’enveloppe d’IRAM 04191 obtenues par ajustement HFS des spectres $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ des observations PdBI, limitée aux deux pics d’émission intégrée. Pour chaque position, les vitesses centroïdes sont indiquées par des carrés pleins dont la taille augmente et la couleur varie du bleu au rouge lorsque la vitesse augmente. Les contours rappellent la carte d’intensité intégrée de la Fig. 4.10a. Le lobe synthétisé est représenté par l’ellipse noire en bas à droite. La croix marque la position PdBI du pic d’émission continue à 1.3 mm. La flèche indique la direction ($P.A. \sim 129^\circ$) du gradient de vitesse centroïde moyen ($\sim 29 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) mesuré par la méthode de GBFM93.

spectre $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ est suffisant. On constate là encore la présence d’un fort gradient de vitesse du nord-ouest vers le sud-est. En appliquant la méthode de GBFM93, on mesure un gradient de vitesse moyen d’amplitude $\sim 14 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction $P.A. \sim 131^\circ$ dans la région centrale de rayon $\theta \sim 25''$. Comme la zone centrale est certainement très affectée par la chute d’abondance de N_2H^+ mise en évidence au § 4.6.2, nous avons raffiné la mesure du gradient de vitesse moyen en distinguant deux zones : une couronne (tronquée en deux secteurs) de rayon $13'' < \theta < 22''$ et la région centrale de rayon $\theta < 10''$. La Fig. 4.15 montre la direction du gradient de vitesse moyen mesuré dans chacune de ces deux régions. La couronne possède un gradient de vitesse moyen d’amplitude

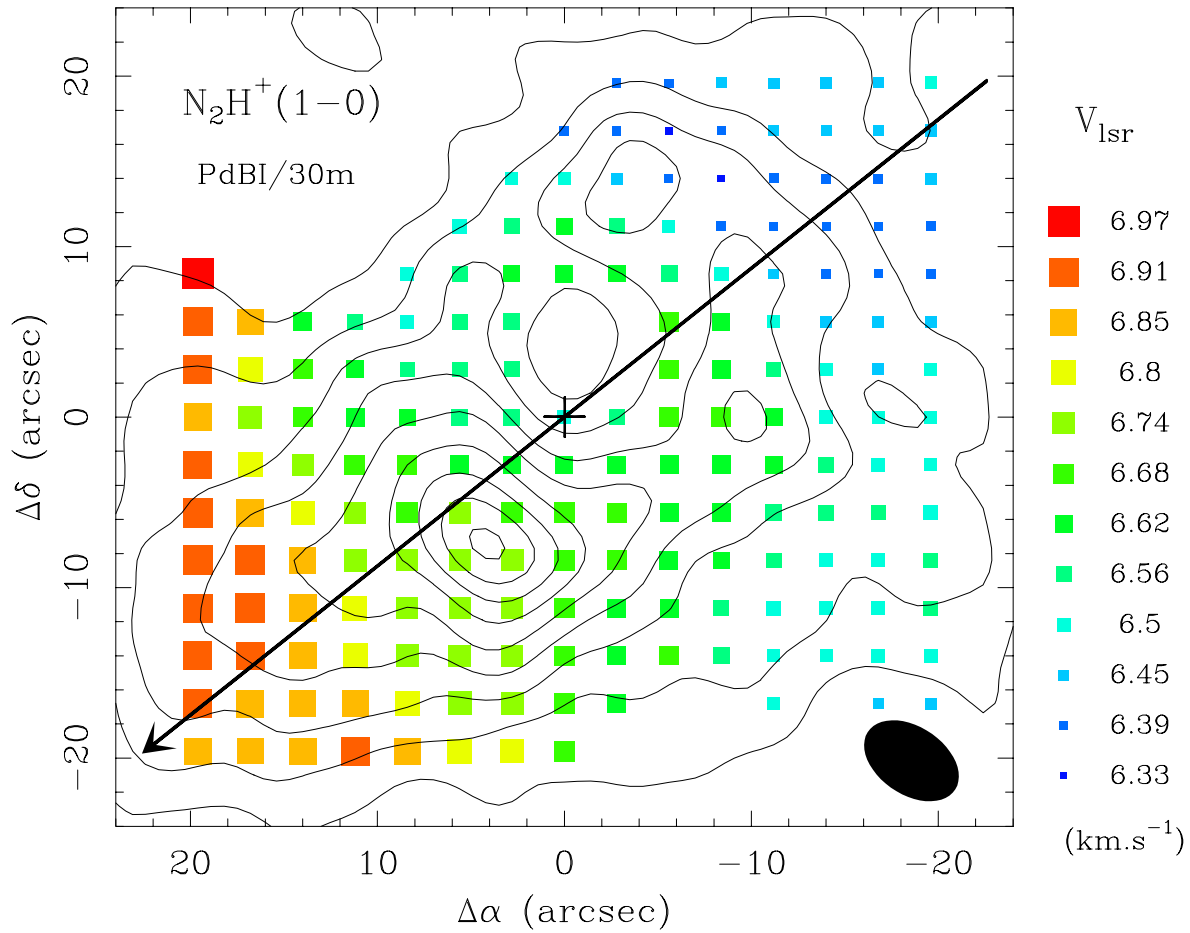


FIG. 4.14 – Carte des vitesses centroïdes de l’enveloppe d’IRAM 04191 obtenues par ajustement HFS des spectres $N_2H^+(1-0)$ des observations combinées PdBI/30m. Pour chaque position dont le spectre a un rapport signal sur bruit suffisant, les vitesses centroïdes sont indiquées par des carrés pleins dont la taille augmente et la couleur varie du bleu au rouge lorsque la vitesse augmente. Les contours rappellent la carte d’intensité intégrée de la Fig. 4.11. Le lobe synthétisé est représenté par l’ellipse noire en bas à droite. La croix marque la position PdBI du pic d’émission continue à 1.3 mm. La flèche indique la direction ($P.A. \sim 131^\circ$) du gradient de vitesse centroïde moyen ($\sim 14 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) mesuré par la méthode de GBFM93.

$\sim 16 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction $P.A. \sim 132^\circ \pm 10^\circ$, alors que la région centrale révèle un gradient de vitesse moyen d’amplitude $\sim 16 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction $P.A. \sim 182^\circ \pm 20^\circ$. Le gradient de vitesse moyen mesuré dans la couronne correspond à une vitesse angulaire de $\sim 20 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ à un rayon $r \sim 2500 \text{ UA}$, intermédiaire entre celui mesuré à 1800 UA avec les données PdBI seules ($\sim 38 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) et celui mesuré à 3500 UA avec les données 30m seules ($\sim 12 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, cf. § 5.2 de BADB02). Nous avons ajouté ce point de mesure sur la Fig. 4.16.

La cinématique de la région centrale ($\theta < 10''$) de la carte des observations combi-

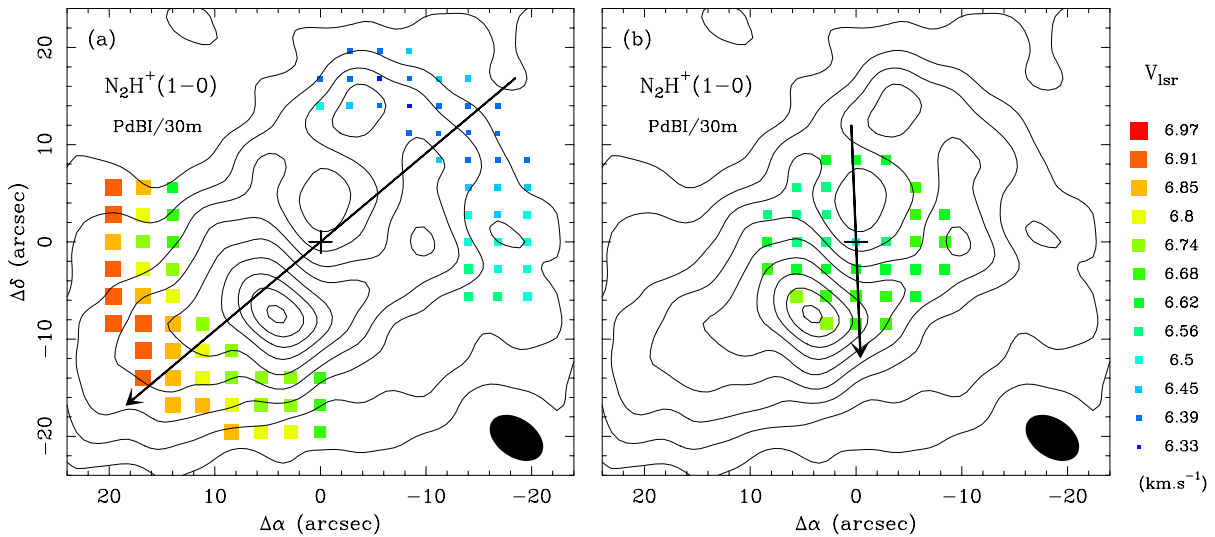


FIG. 4.15 – Cartes identiques à celle de la Fig. 4.14 mais les gradients de vitesse moyens sont mesurés dans deux zones différentes de l’enveloppe d’IRAM 04191 : (a) dans la couronne (tronquée en deux secteurs) de rayon $13'' < \theta < 22''$, le gradient de vitesse moyen a une amplitude de $\sim 16 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et une direction P.A. $\sim 132^\circ \pm 10^\circ$; (b) dans la région centrale de rayon $\theta < 10''$, le gradient de vitesse moyen a une amplitude de $\sim 16 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et une direction P.A. $\sim 182^\circ \pm 20^\circ$.

nées PdBI/30m est en revanche plus difficile à interpréter. La direction du gradient de vitesse mesurée dans cette région est assez incertaine mais est significativement différente de celle mesurée à plus grande échelle. Ce gradient de vitesse se décompose en un gradient de vitesse de $\sim 7 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ du nord-ouest vers le sud-est dans la direction du grand axe de l’enveloppe aplatie, et un gradient de vitesse de $\sim 14 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ du nord-est vers le sud-ouest dans la direction du petit axe de l’enveloppe (coïncidant avec l’axe projeté de rotation à P.A. $\sim 30^\circ$). Comme l’ion moléculaire $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ est réputé être peu présent dans les flots bipolaires (cf. Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997), la cinématique dans la direction du petit axe de l’enveloppe ne reflète pas celle de la matière éjectée dans le flot. En revanche, elle pourrait en principe signer la présence de mouvements d’effondrement gravitationnel (cf. § 3.3, et par ex. Momose et al. 1998; Ohashi 1999; Myers et al. 2000). Cependant l’inclinaison de l’axe du flot bipolaire observé dans IRAM 04191 implique qu’un éventuel gradient de vitesse traçant les mouvements d’effondrement dans la direction du petit axe devrait être orienté du sud-ouest vers le nord-est, ce qui est l’orientation *opposée* à celle du gradient observé. Le gradient de vitesse transverse observé dans la région centrale ($\theta < 10''$) ne trace donc pas les mouvements d’effondrement gravitationnel dans cette zone. Si l’ion moléculaire est effectivement absent de la partie interne de l’enveloppe de rayon $r \lesssim 1100 \text{ UA}$ ($8''$) comme suggéré au § 4.6.2, alors la cinématique observée dans la région centrale ($\theta < 10''$) n’est pas le reflet de la cinématique de la partie interne de l’enveloppe mais concerne des couches plus externes rencontrées le long de la ligne de visée.

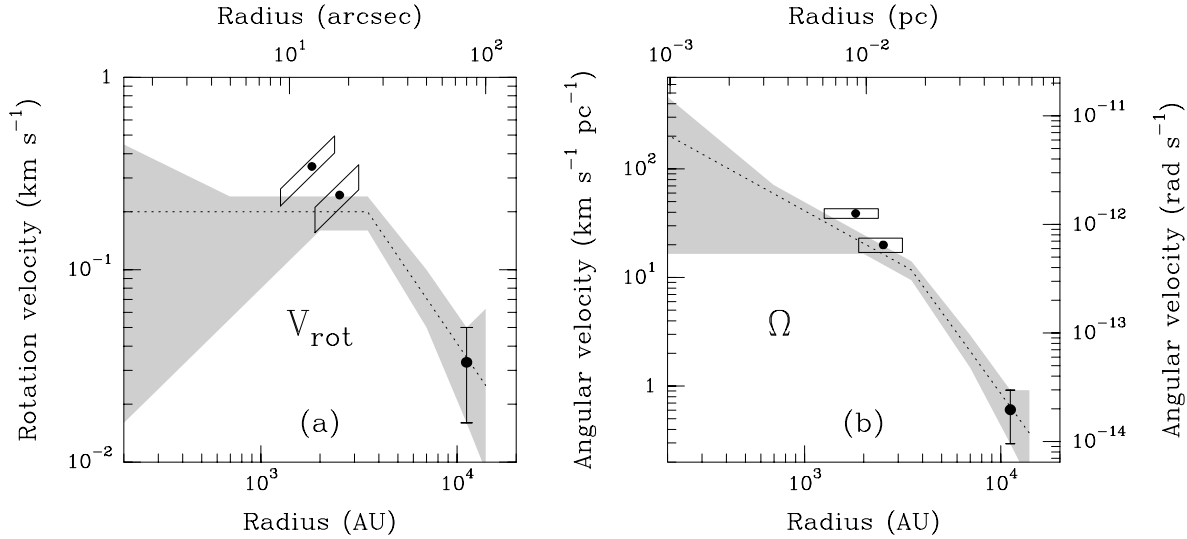


FIG. 4.16 – *Contraintes observationnelles sur (a) le champ de vitesse de rotation et (b) le champ de vitesse angulaire dans l’enveloppe d’IRAM 04191. Sur chaque diagramme, le point avec boîte d’erreur à 1800 UA provient de l’analyse des nouvelles observations interférométriques en $N_2H^+(1-0)$, celui à 2500 UA vient des observations combinées PdBI/30m. Les zones grisées rappellent les contraintes apportées par l’analyse des observations 30m en CS et $C^{34}S$, et le point avec barre d’erreur à 11000 UA correspond au gradient de vitesse mesuré en $C^{18}O$ (cf. Fig. 12, § 3.2 et § 5 de BADB02).*

4.6.5 Largeur de raie

L’étude des variations de la largeur de raie dans l’enveloppe d’IRAM 04191 est intéressante du point de vue de l’effondrement gravitationnel et de la turbulence. La Fig. 4.17 présente les profils radiaux moyens de largeur de raie $N_2H^+(1-0)$ calculés à partir des données combinées PdBI/30m sur l’intervalle de rayon $3'' \lesssim \theta \lesssim 25''$ (Fig. 4.17a et c), et à partir des données 30m seules sur l’intervalle de rayon $20'' \lesssim \theta \lesssim 70''$ (Fig. 4.17b et d). Nous avons tracé les profils radiaux moyens pour la région nord-ouest (Fig. 4.17a et b) et pour la région sud-est (Fig. 4.17c et d) de l’enveloppe qui présentent un comportement un peu différent. Dans la partie nord-ouest, la largeur de raie décroît de manière à peu près monotone vers l’extérieur, de $\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$ pour $\theta \sim 5''$ à $\sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ pour $\theta \sim 60''$ ⁴. Dans la partie sud-est, la largeur de raie chute également de $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ pour $\theta \sim 5''$ à $\sim 0.25 \text{ km s}^{-1}$ pour $\theta \sim 50''$ mais elle semble demeurer à peu près constante sur l’intervalle de rayon $3'' \lesssim \theta \lesssim 40''$. Globalement, la largeur de raie $N_2H^+(1-0)$ décroît donc de $\sim 25 - 50\%$ lorsque le rayon augmente d’un facteur 10.

Ces nouvelles observations interférométriques permettent de comprendre seulement

4. Signalons que les 5 points situés au-dessus de 0.6 km s^{-1} dans la Fig. 4.17a proviennent de spectres dont le rapport signal sur bruit est trop juste pour bien identifier la composante isolée 101-1012 du multiplet, ce qui rend beaucoup plus incertaine la largeur de raie issue de l’ajustement HFS.

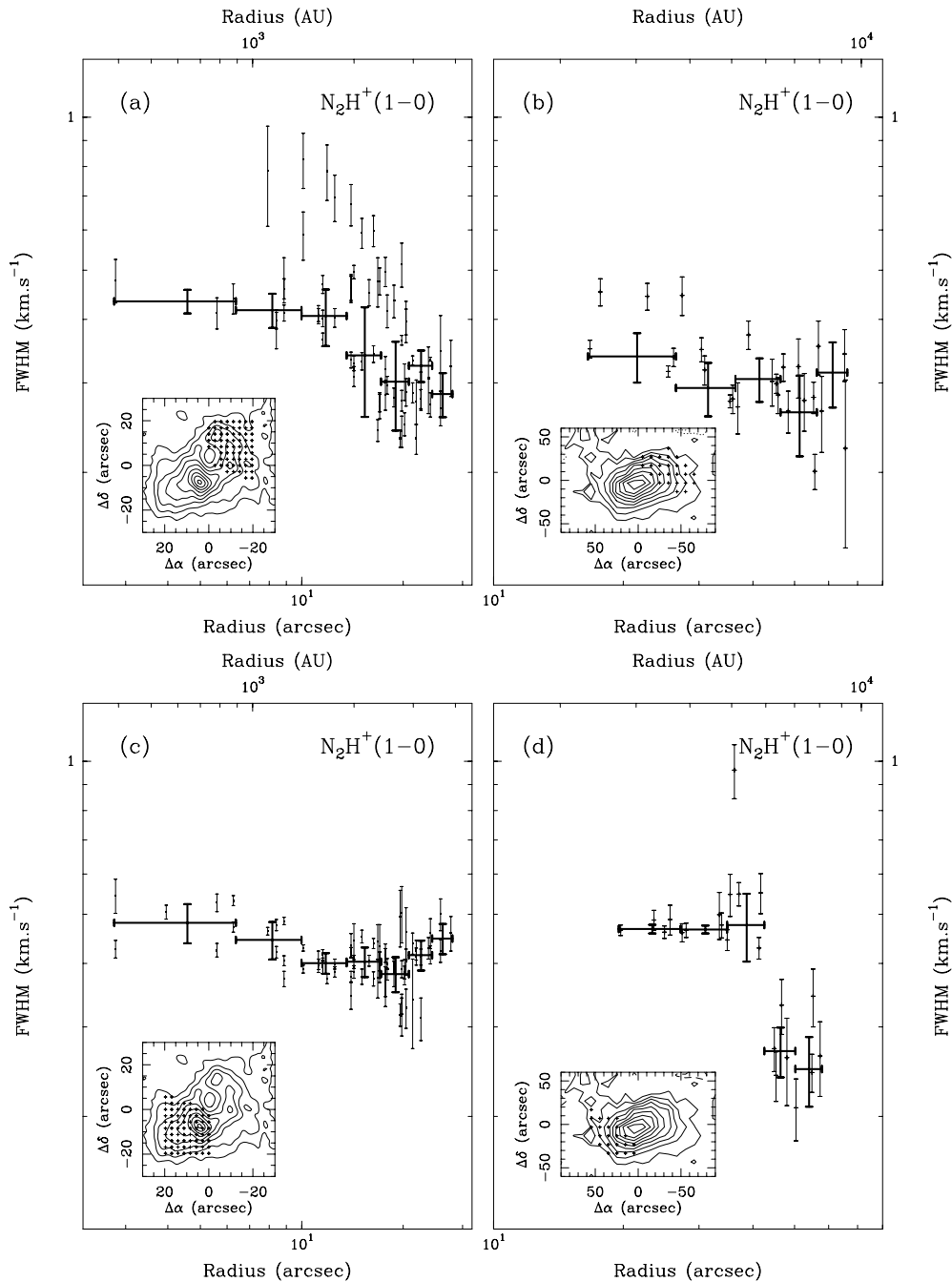


FIG. 4.17 – Profils radiaux moyens de largeur de raie $N_2H^+(1-0)$ d'IRAM 04191, calculés à partir des données combinées PdBI/30m pour (a) et (c), et à partir des données 30m seules pour (b) et (d). Les carrés noirs avec barres d'erreur verticales représentent la largeur de raie déterminée par la méthode HFS pour les positions sélectionnées sur les cartes d'intensité intégrée montrées en insertion sur chaque panneau : positions au nord-ouest pour (a) et (b) et au sud-est pour (c) et (d). Les grandes croix en gras représentent les moyennes pondérées des largeurs de raie sur les intervalles de rayon délimités par les barres d'erreur horizontales. Les barres d'erreur verticales sont les incertitudes à 1σ .

en partie la différence de largeur de raie des spectres centraux de $C^{34}S(2-1)$, $C^{34}S(3-2)$ ($\sim 0.3 - 0.4 \text{ km s}^{-1}$) et $N_2H^+(1-0)$ ($\sim 0.55 \text{ km s}^{-1}$) observés au 30m (cf. § 3.4 de BADB02). Le fort gradient de vitesse mis en évidence avec le PdBI ($\sim 16 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, cf. § 4.6.4) contribue à élargir la raie $N_2H^+(1-0)$ observée avec une résolution de $FWHM \sim 26''$ au 30m : lorsqu'on retire quadratiquement à la largeur de raie 30m ($\sim 0.55 \text{ km s}^{-1}$) la dispersion de vitesse due à la rotation dans le lobe central du télescope ($\sim 0.28 \text{ km s}^{-1}$), on obtient une largeur de raie de $\sim 0.47 \text{ km s}^{-1}$, qui correspond bien à la largeur de raie mesurée avec le PdBI dans la zone centrale ($\sim 0.4 - 0.5$) km s^{-1} . Comme $C^{34}S$ est déplété sur une région beaucoup plus grande que N_2H^+ (cf. Fig. 7 de BADB02), il est probable que les transitions $C^{34}S(2-1)$ et $C^{34}S(3-2)$ soient beaucoup moins affectées par la rotation dans le lobe central du 30m que $N_2H^+(1-0)$. Néanmoins, cela n'explique pas complètement la différence de largeur de raie entre N_2H^+ et $C^{34}S$. Le complément pourrait-il provenir des mouvements d'effondrement gravitationnel qui ne seraient pas tracés par $C^{34}S$ dans la zone intermédiaire où $C^{34}S$ est déplété et N_2H^+ ne l'est pas encore? Le plateau de largeur de raie N_2H^+ observé jusqu'à un rayon $\theta \sim 40''$ vers le sud-est ne favorise pas cette hypothèse. Est-il possible que la croissance de la largeur de raie N_2H^+ vers le centre soit un effet de la turbulence (cf. § 3.1.3 et la relation $\sigma_{turb} \propto \rho^{1/4-1/2}$ de Vázquez-Semadeni, Cantó & Lizano 1998)? Toutefois, la turbulence pourrait-elle affecter différemment N_2H^+ , espèce ionisée, et $C^{34}S$, espèce neutre? La question de l'origine de la différence de largeur de raie $N_2H^+/C^{34}S$ reste posée.

4.6.6 Conclusion sur les observations interférométriques

L'analyse préliminaire des nouvelles observations interférométriques que nous avons réalisées en $N_2H^+(1-0)$ avec le PdBI montre que cet ion moléculaire disparaît de la phase gazeuse en deçà d'un rayon $r \sim 1100 \text{ UA}$ dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Ce déclin de l'abondance de N_2H^+ , observé au delà d'une densité de 10^6 cm^{-3} , constitue une nouvelle contrainte pour les modèles de la chimie des enveloppes protostellaires.

Malgré tout, ces nouvelles observations confirment, jusqu'à un rayon de $\sim 2000-3000 \text{ UA}$, la présence de rotation différentielle mise en évidence avec le télescope de 30m à plus grande échelle dans l'enveloppe d'IRAM 04191.

Chapitre 5

Structure en vitesse des condensations préstellaires de ρ Oph

Le nuage moléculaire principal de ρ Ophiuchi (L1688 – appelé dans la suite ρ Oph) est situé à 1° au sud de l'étoile ρ de la constellation d'Ophiuchus, et 2° au nord de l'étoile Antarès. C'est le site de formation d'étoiles “en amas” le plus proche ($d = 150$ pc) du système solaire (au moins en ce qui concerne les étoiles moins massives que $\sim 6 M_\odot$). Ce proto-amas, constitué de 6 cœurs denses (Oph A, B, C, D, E et F), a été entièrement cartographié en émission continue des poussières à 1.3 mm par Motte, André & Neri (1998 – MAN98 dans la suite) avec la caméra de bolomètres du MPIfR installée sur le télescope de 30m de l'IRAM (cf. Fig 5.1). Cette cartographie a permis d'établir un recensement des structures de taille 2000 – 4500 UA, dont la complétude en masse atteint $\sim 0.1 M_\odot$. Un total de 100 fragments a été détecté, constitué de 41 disques ou enveloppes circumstellaires autour d'objets stellaires jeunes et 59 condensations non détectées par ISOCAM dans le moyen infrarouge (cf. Bontemps et al. 2001; Kaas & Bontemps 2001). Le spectre de masse des ces condensations est remarquable dans la mesure où il ressemble à la fonction de masse initiale stellaire. Ceci suggère que les condensations sont sur le point de donner naissance à des étoiles (donc sont de nature *préstellaire*) et que la masse des étoiles est déterminée dès le stade préstellaire au moment de la fragmentation du nuage moléculaire parent (MAN98; André 2002b). L'étude des condensations préstellaires de ρ Ophiuchi est par conséquent d'un grand intérêt pour comprendre le processus de formation des étoiles en amas. Pour étudier la dynamique des condensations au sein du proto-amas et sonder leur structure en vitesse interne, nous avons réalisé de nouvelles observations en raies moléculaires avec le télescope de 30m de l'IRAM.

5.1 Nouvelles observations en raies moléculaires

Nous avons observé en juillet 2000 un échantillon de 54 condensations avec le télescope de 30m de l'IRAM dans les raies moléculaires suivantes : $N_2H^+(1-0)$, $H^{13}CO^+(1-$

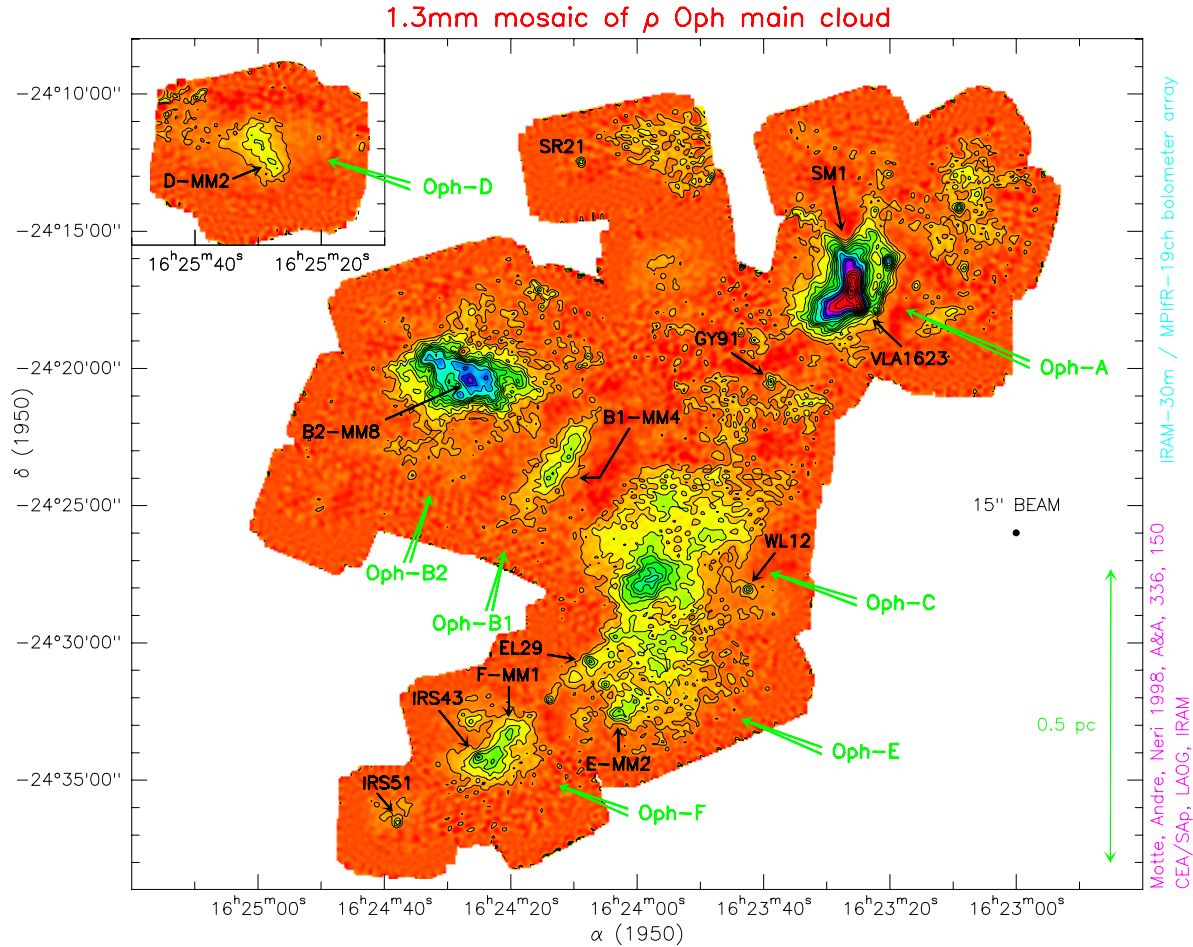


FIG. 5.1 – Carte en émission continue millimétrique du nuage moléculaire principal de ρ Oph, incluant les cœurs denses Oph A, B1, B2, C, D, E et F. Les données ont été lissées à une résolution effective de $15''$ (HPBW). Les contours varient de 5 à 40 MJy/sr par pas de 5 MJy/sr, de 50 à 80 MJy/sr par pas de 10 MJy/sr, 100 MJy/sr et de 120 à 280 MJy/sr par pas de 40 MJy/sr (1 MJy/sr \sim 6 mJy/lobe de $15''$). Le niveau moyen du bruit est de ~ 1.2 MJy/sr (rms). Figure extraite de Motte, André & Neri (1998).

0), $\text{HC}^{18}\text{O}^+(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$, $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$, $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}-1_{01})$, $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$ à 3 mm, $\text{CS}(3-2)$, $\text{H}_2\text{CO}(2_{12}-1_{11})$ à 2 mm, et $\text{HCO}^+(3-2)$, $\text{DCO}^+(3-2)$, $\text{H}_2\text{CO}(3_{12}-2_{11})$, $\text{CO}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, $\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$ à 1.2 mm. Les résolutions spatiales (HPBW) étaient de $\sim 26''$, $\sim 17''$ et $\sim 10''$ à 3 mm, 2 mm et 1.2 mm respectivement. Nous avons utilisé simultanément 4 récepteurs SIS hétérodynes et un spectromètre à autocorrélation, avec une résolution spectrale de 20 kHz à 3 mm et 2 mm, et 40 kHz à 1.2 mm. Les résolutions en vitesse obtenues varient de ~ 0.4 à ~ 0.7 km s $^{-1}$ par canal selon la transition considérée. Les observations ont été réalisées en mode “single sideband”, avec des rejets de bande de 0.01, 0.05 et 0.05 à 3 mm, 2 mm et 1.2 mm respectivement. En conséquence, l’incertitude de calibration est de $\sim 10\%$ (cf. par ex. le numéro 53 d’août 2002 de “IRAM Newsletter”, p. 6). Pour convertir les températures d’antenne T_A^* en températures de lobe principal

TAB. 5.1 – Fréquences au repos des transitions moléculaires observées dans ρ Oph.

Transition	Fréquence ^a (MHz)	σ_v^b (km s ⁻¹)	Référence	Résolution ^c ($''$)
$H^{13}CO^+(1-0)$	86754.294(30)	0.10	Lovas (1992)	28.4
$N_2H^+(101-012)$	93176.265(7)	0.023	Caselli et al. (1995)	26.4
$C^{34}S(2-1)$	96412.952(1)	0.003	Gottlieb et al. (2002)	25.5
$CS(2-1)$	97980.953(1)	0.003	Gottlieb et al. (2002)	25.1
$H_2CO(2_{12}-1_{11})$	140839.518(7)	0.015	Lovas (1992)	17.5
$DCO^+(2-1)$	144077.319(50)	0.10	Pickett et al. (1998)	17.1
$CS(3-2)$	146969.026(1)	0.002	Gottlieb et al. (2002)	16.7
$DCO^+(3-2)$	216112.604(50)	0.069	Pickett et al. (1998)	11.4
$HCO^+(3-2)$	267557.625(17)	0.019	Lovas (1992)	9.2

(a) L'incertitude sur la fréquence est donnée entre parenthèses en unité du dernier chiffre.

(b) Incertitude en fréquence convertie en unité de vitesse.

(c) Largeur à mi-puissance du lobe (HPBW) du télescope de 30m de l'IRAM.

T_{mb} , nous avons utilisé les efficacités de demi-espace avant (“forward efficiency”) et de lobe principal (“beam efficiency”) valides d’octobre 1999 à décembre 2000 disponibles sur le site internet de l’IRAM (<http://www.iram.es/IRAMES/index.htm>, rubrique Telescope/Telescope characteristics/efficiencies in the past). Le pointage du télescope a été vérifié toutes les 2 heures sur les sources de pointage 1514-241 et NRAO530, et sa qualité a été de $\sim 4''$ (rms). Le foyer du télescope a été optimisé sur 3C273 et NRAO530 toutes les 2 heures en moyenne. Les observations ont été réalisées en mode “position switching” (PSW) pour l’intégration sur les positions centrales et en mode “on the fly” (OTF) pour la cartographie. Nous avons également utilisé quelques observations $N_2H^+(1-0)$, $CS(2-1)$, $C^{34}S(2-1)$, $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$, $DCO^+(3-2)$ et $H_2CO(2_{12}-1_{11})$ réalisées en juin 1998 avec le télescope de 30m de l’IRAM. Toutes les données ont été réduites avec le logiciel CLASS (Buisson et al. 2002a). Les fréquences au repos des transitions analysées dans la suite sont données dans le Tab. 5.1.

5.2 Détection des condensations en $N_2H^+(1-0)$

Sur les 54 condensations observées, 45 ont été détectées en $N_2H^+(1-0)$, soit en mode PSW (rms ~ 0.1 K en échelle T_A^*), soit en mode OTF (rms ~ 0.2 K). La Fig. 5.2 présente les cartes OTF d’intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ des 5 cœurs denses principaux du nuage moléculaire de ρ Ophiuchi. Nous avons indiqué par des croix la position d’une partie des condensations préstellaires identifiées par MAN98. Mise à part 4 condensations dans Oph A, elles sont toutes associées à de l’émission $N_2H^+(1-0)$. La résolution spatiale ($\sim 26''$) n’est toutefois pas toujours suffisante pour bien les individualiser.

Les Tab. 5.2 et 5.3 (p. 125 et 126) présentent les paramètres de raie obtenus par ajustement HFS (cf. § 2.3.2) des spectres des 45 condensations préstellaires et des 3 proto-étoiles VLA1623, IRS43/YLW15, CRBR85 détectées en $N_2H^+(1-0)$. Les incertitudes indiquent la déviation standard (1σ) calculée par la méthode HFS de CLASS.

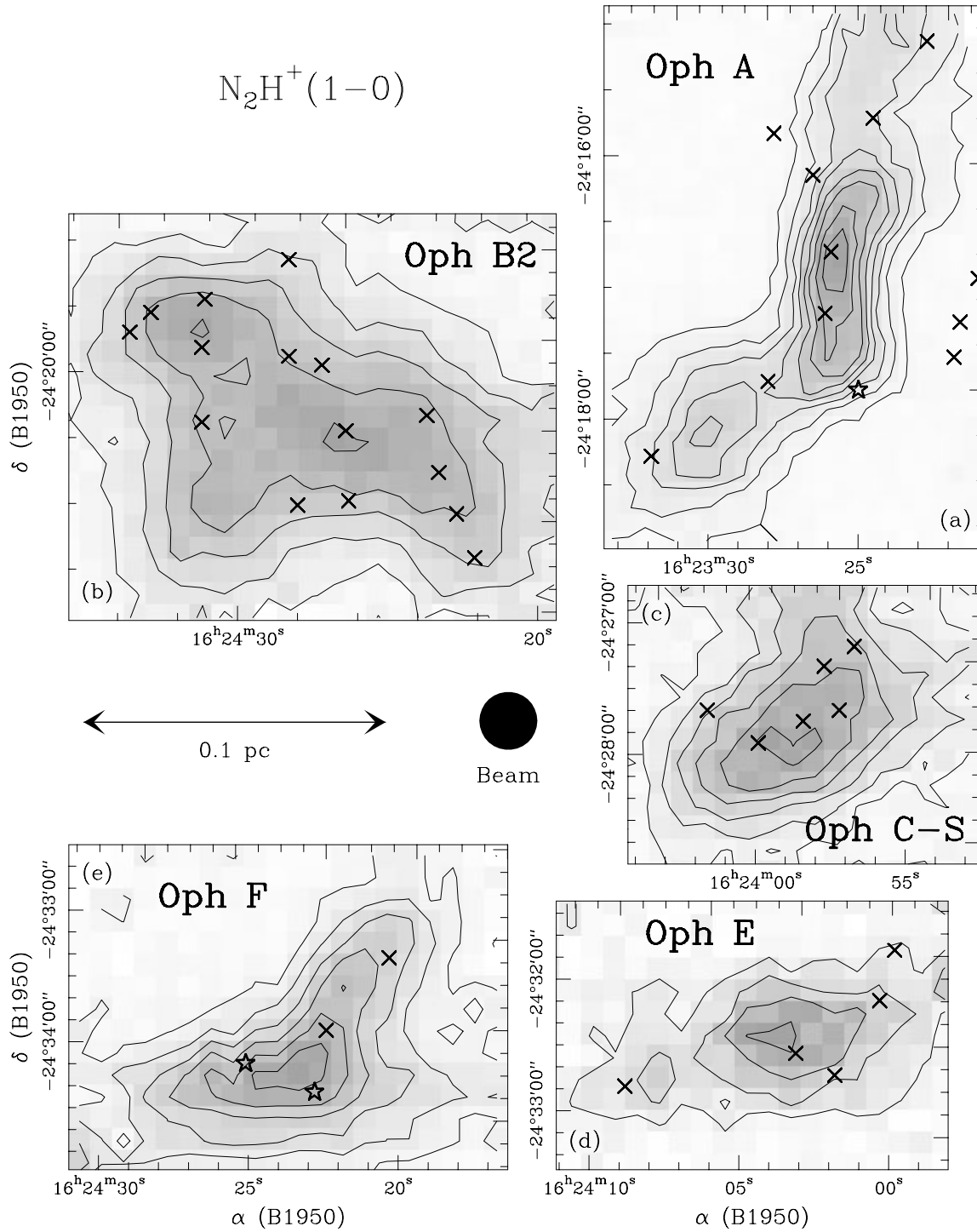


FIG. 5.2 – Cartes d'intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ des cœurs denses Oph A (a), Oph B2 (b), Oph C-S (c), Oph E (d) et Oph F (e) obtenues avec le télescope de 30m de l'IRAM. Les contours varient respectivement de 2 à 16, de 2 à 10, de 1 à 6, de 0.75 à 3 et de 1 à 6 $K km s^{-1}$ par pas de 2, 2, 1, 0.75 et 1 $K km s^{-1}$. Le disque noir représente la résolution spatiale (HPBW). Les croix indiquent la position des condensations préstellaires identifiées par MAN98 en émission continue thermique des poussières à 1.3 mm. Les étoiles marquent la position des proto-étoiles VLA1623 (classe 0, dans Oph A), IRS43/YLW15 et CRBR85 (classe I, dans Oph F, à gauche et à droite respectivement).

TAB. 5.2 – Paramètres de raie des 23 condensations de Oph B détectées en $N_2H^+(1-0)$.

Nom ^a de la source	Coordonnées ^a		Ajustement HFS ^b			
	α_{1950} 16 ^h	δ_{1950} -24 ^o	P_1 (K)	$P_2(V_{lsr})$ (km s ⁻¹)	P_3 (FWHM) (km s ⁻¹)	$P_4(\tau_{tot})^c$
B1-MM1	24 ^m :07 ^s .1	21':09''	4.79 ± 0.95	4.057 ± 0.009	0.295 ± 0.023	1.96 ± 2.25
B1-MM2	24:09.7	22:37	5.16 ± 0.25	3.387 ± 0.018	0.827 ± 0.037	1.71 ± 0.37
			9.97 ± 0.25	4.049 ± 0.003	0.289 ± 0.009	2.87 ± 0.05
B1-MM3	24:10.8	23:17	22.57 ± 1.46	3.224 ± 0.012	0.247 ± 0.015	30.00 ± 20.5
			16.30 ± 1.65	3.815 ± 0.006	0.335 ± 0.015	4.14 ± 1.30
B1-MM4	24:14.1	24:01	34.01 ± 6.53	3.550 ± 0.005	0.164 ± 0.012	22.31 ± 5.08
			12.34 ± 0.37	3.958 ± 0.005	0.356 ± 0.014	0.11 ± 0.07
B1B2-MM1	24:09.7	20:58	7.61 ± 0.19	4.069 ± 0.001	0.384 ± 0.011	0.30 ± 0.07
B1B2-MM2	24:16.4	22:07	2.95 ± 0.70	3.954 ± 0.027	0.579 ± 0.070	3.22 ± 2.63
B2-MM1	24:15.4	20:51	12.75 ± 1.15	4.049 ± 0.006	0.382 ± 0.014	4.56 ± 1.16
B2-MM2	24:18.7	20:28	7.25 ± 0.58	3.881 ± 0.021	0.637 ± 0.052	3.70 ± 0.83
			5.67 ± 0.67	4.341 ± 0.008	0.320 ± 0.022	2.74 ± 1.55
B2-MM3	24:22.1	21:25	8.90 ± 0.86	3.783 ± 0.009	0.531 ± 0.028	3.54 ± 1.04
			4.75 ± 0.95	4.376 ± 0.011	0.303 ± 0.029	3.23 ± 2.46
B2-MM4	24:22.7	21:05	20.45 ± 2.39	3.717 ± 0.008	0.410 ± 0.023	5.92 ± 1.59
			4.35 ± 0.50	4.361 ± 0.021	0.363 ± 0.052	0.10 ± 2.88
B2-MM5	24:23.3	20:46	18.15 ± 1.70	3.690 ± 0.011	0.482 ± 0.027	4.95 ± 1.13
			5.34 ± 1.89	4.344 ± 0.083	0.595 ± 0.130	9.20 ± 5.43
B2-MM6	24:23.7	20:20	15.51 ± 1.25	3.763 ± 0.010	0.697 ± 0.026	3.97 ± 0.81
B2-MM7	24:26.3	20:59	8.83 ± 1.33	4.206 ± 0.023	0.815 ± 0.063	1.76 ± 1.12
B2-MM8	24:26.4	20:27	19.04 ± 1.14	4.144 ± 0.006	0.583 ± 0.015	2.98 ± 0.63
B2-MM9	24:27.2	19:57	12.04 ± 0.35	4.086 ± 0.009	0.616 ± 0.020	0.10 ± 1.12
B2-MM10	24:28.0	21:02	9.38 ± 0.90	4.332 ± 0.009	0.578 ± 0.024	0.98 ± 0.92
B2-MM11	24:28.3	19:09	4.20 ± 0.20	4.038 ± 0.015	1.000 ± 0.047	0.11 ± 0.07
B2-MM12	24:28.3	19:53	16.40 ± 1.28	4.093 ± 0.008	0.549 ± 0.021	3.55 ± 0.87
B2-MM13	24:31.1	19:27	14.31 ± 1.51	3.970 ± 0.014	0.658 ± 0.031	4.38 ± 1.16
B2-MM14	24:31.2	19:49	14.45 ± 1.45	4.162 ± 0.014	0.774 ± 0.034	3.64 ± 0.96
B2-MM15	24:31.2	20:23	29.61 ± 2.54	4.412 ± 0.005	0.372 ± 0.012	6.74 ± 1.22
B2-MM16	24:32.9	19:33	15.73 ± 0.29	4.041 ± 0.002	0.626 ± 0.005	3.52 ± 0.19
B2-MM17	24:33.6	19:42	13.08 ± 1.38	4.077 ± 0.013	0.636 ± 0.027	3.59 ± 0.98

(a) d'après MAN98.

(b) cf. § 2.3.2, avec $\nu_0 = 93176.265$ MHz pour $N_2H^+(101-012)$ (cf. Caselli et al. 1995).

(c) τ_{tot} représente la somme des opacités des positions centrales des 7 composantes du multiplet (strictement vrai uniquement lorsque les raies ne se chevauchent pas).

Nous pensons cependant qu'elles sont un peu sous-estimées car la méthode GAUSS de CLASS (ajustement d'une seule gaussienne) donne par exemple une incertitude sur la vitesse systémique ~ 1.7 fois plus faible que celle estimée à partir de l'équation (3) de Goodman et al. (1993):

$$\sigma_v = 1.15 (\sigma_T/T) \sqrt{\delta_v \Delta v}, \quad (5.1)$$

avec T la température du pic, σ_T le bruit rms du spectre, Δv la largeur de raie (FWHM) et δ_v la résolution spectrale (exprimée en vitesse). L'ajustement de deux composantes s'est révélé nécessaire pour 3 condensations de Oph B1, 4 condensations de Oph B2, 1 condensation de Oph F et la proto-étoile CRBR85. Dans la suite, nous avons conservé

TAB. 5.3 – Paramètres de raie des 22 condensations de *Oph A, C, E, F* et des 3 proto-étoiles *VLA1623, IRS43/YLW15, CRBR85* détectées en $N_2H^+(1-0)$.

Nom ^a de la source	Coordonnées ^a		Ajustement HFS ^b			
	α_{1950} 16 ^h	δ_{1950} -24 ^o	P_1 (K)	$P_2(V_{lsr})$ (km s ⁻¹)	P_3 (FWHM) (km s ⁻¹)	$P_4(\tau_{tot})^c$
A3-MM1	23 ^m :08:3	16':21''	1.55 ± 0.10	3.241 ± 0.026	0.865 ± 0.054	0.10 ± 2.90
A-MM4	23:22.7	15:08	15.83 ± 0.34	3.243 ± 0.002	0.446 ± 0.004	2.65 ± 0.24
A-MM5	23:24.5	15:43	15.28 ± 0.34	3.171 ± 0.002	0.381 ± 0.004	1.87 ± 0.24
SM1N	23:25.9	16:44	52.18 ± 0.17	3.573 ± 0.001	0.487 ± 0.002	8.58 ± 0.01
SM1	23:26.1	17:12	36.03 ± 0.05	3.645 ± 0.001	0.597 ± 0.001	5.75 ± 0.02
A-MM6	23:26.5	16:09	4.80 ± 0.27	3.352 ± 0.007	0.689 ± 0.017	1.15 ± 0.50
SM2	23:28.0	17:43	19.74 ± 0.02	3.509 ± 0.000	0.484 ± 0.002	3.56 ± 0.02
A-MM8	23:31.9	18:17	17.40 ± 0.01	3.505 ± 0.000	0.384 ± 0.002	2.71 ± 0.04
A-S	23:41.6	18:59	2.92 ± 0.58	3.710 ± 0.007	0.237 ± 0.020	2.20 ± 2.13
*VLA1623	23:25.0	17:46.8	16.00 ± 0.02	3.684 ± 0.001	0.573 ± 0.002	3.67 ± 0.04
C-W	23:48.3	26:07	14.56 ± 1.68	3.578 ± 0.004	0.192 ± 0.009	7.21 ± 1.74
C-N	23:55.6	24:57	35.95 ± 1.53	3.811 ± 0.001	0.209 ± 0.003	12.44 ± 0.81
C-MM2	23:56.7	27:11	16.84 ± 2.91	3.881 ± 0.014	0.426 ± 0.028	10.76 ± 2.96
C-MM3	23:57.2	27:40	33.96 ± 4.76	3.906 ± 0.008	0.325 ± 0.017	17.24 ± 3.29
C-MM4	23:57.7	27:20	29.01 ± 4.84	3.849 ± 0.010	0.338 ± 0.020	16.21 ± 3.71
C-MM5	23:58.4	27:45	38.59 ± 1.19	3.809 ± 0.002	0.314 ± 0.003	17.63 ± 0.73
C-MM6	23:59.9	27:55	37.06 ± 1.23	3.710 ± 0.001	0.327 ± 0.003	17.42 ± 0.78
C-MM7	24:01.6	27:40	30.66 ± 8.58	3.686 ± 0.012	0.299 ± 0.023	28.49 ± 23.8
E-MM1	23:55.9	30:14	2.12 ± 0.30	4.433 ± 0.020	0.363 ± 0.038	0.10 ± 19.6
E-MM2d	24:03.1	32:34	13.53 ± 0.42	4.496 ± 0.001	0.287 ± 0.004	3.60 ± 0.38
E-MM4	24:08.8	32:49	5.08 ± 0.25	4.232 ± 0.003	0.332 ± 0.007	1.71 ± 0.55
F-MM1	24:20.2	33:19	8.89 ± 0.48	4.726 ± 0.005	0.476 ± 0.010	4.63 ± 0.66
F-MM2	24:22.4	33:55	17.61 ± 0.78	4.132 ± 0.002	0.233 ± 0.005	10.12 ± 0.77
			7.74 ± 0.31	4.592 ± 0.002	0.354 ± 0.007	0.57 ± 0.40
*CRBR85	24:22.8	34:23.0	25.38 ± 2.51	4.067 ± 0.004	0.230 ± 0.009	10.22 ± 1.70
			3.32 ± 0.28	4.649 ± 0.019	0.402 ± 0.040	0.10 ± 0.56
*IRS43	24:25.1	34:09.9	29.54 ± 0.60	4.162 ± 0.001	0.259 ± 0.002	8.06 ± 0.33

(a) d'après MAN98.

(b) cf. § 2.3.2, avec $\nu_0 = 93176.265$ MHz pour $N_2H^+(101-012)$ (cf. Caselli et al. 1995).(c) τ_{tot} représente la somme des opacités des positions centrales des 7 composantes du multiplet (strictement vrai uniquement lorsque les raies ne se chevauchent pas).

ces composantes multiples pour l'analyse des largeurs de raie et des mouvements relatifs des condensations au sein du proto-amas.

5.3 Masses viriel et turbulence

Grâce aux largeurs de raie mesurées en $N_2H^+(1-0)$, nous donnons pour chaque condensation détectée une estimation de la masse viriel (cf. § 3.1.4) et de la dispersion non-thermique des vitesses dans le Tab. 5.4 (p. 127). Pour chaque condensation, les colonnes 1, 2 et 4 indiquent le nom, le diamètre (FWHM) déconvolué et la masse

TAB. 5.4 – *Masses viriel et support turbulent des condensations de ρ Oph.*

Nom	FWHM (AU \times AU)	T_d (K)	$M_{1.3mm}$ (M_\odot)	M_{vir} (M_\odot)	$M_{vir}/M_{1.3}$	$\sigma_T(\mu)$ (km s^{-1})	σ_{NT} (km s^{-1})	σ_{NT}/σ_T
A3-MM1	< 800	20	0.10	<0.27-0.45	<2.7-4.5	0.27	0.36	1.4
A-MM4	4000 \times 1400	20	0.14	0.40-0.67	2.9-4.8	0.27	0.17	0.7
A-MM5	3700 \times 2900	20	0.23	0.51-0.84	2.2-3.7	0.27	0.14	0.5
SM1N	3000 \times 1800	20	1.3	0.42-0.71	0.3-0.5	0.27	0.19	0.7
SM1	6100 \times 2100	20	3.2	0.78-1.31	0.2-0.4	0.27	0.24	0.9
A-MM6	3200 \times 2700	20	0.4	0.75-1.25	1.9-3.1	0.27	0.28	1.1
SM2	6200 \times 3400	20	1.3	0.83-1.39	0.6-1.1	0.27	0.19	0.7
A-MM8	2900 \times 2100	20	0.13	0.38-0.64	2.9-4.9	0.27	0.15	0.5
A-S	< 800	20	0.08	<0.10-0.17	<1.3-2.1	0.27	0.07	0.3
B1-MM1	< 800	12	0.10	<0.07-0.12	<0.9-1.5	0.21	0.11	0.5
B1-MM2	3000 \times 2100	12	0.17	0.69-1.15	4.1-6.8	0.21	0.35	1.7
				0.23-0.38	1.4-2.3		0.11	0.5
B1-MM3	1800 \times 1300	12	0.16	0.13-0.22	0.8-1.4	0.21	0.09	0.4
				0.15-0.26	1.0-1.6		0.13	0.6
B1-MM4	4600 \times 3200	12	0.21	0.28-0.47	1.4-2.3	0.21	0.04	0.2
		12		0.40-0.67	1.9-3.2	0.21	0.14	0.7
B1B2-MM1	2700 \times 1800	12	0.10	0.24-0.41	2.5-4.1	0.21	0.15	0.7
B1B2-MM2	4800 \times 4100	12	0.33	0.75-1.24	2.3-3.8	0.21	0.24	1.2
B2-MM1	< 800	12	0.14	<0.09-0.15	<0.6-1.1	0.21	0.15	0.7
B2-MM2	4500 \times 2400	12	0.47	0.62-1.04	1.3-2.2	0.21	0.26	1.3
				0.32-0.53	0.7-1.1		0.12	0.6
B2-MM3	< 800	12	0.12	<0.12-0.20	<1.0-1.7	0.21	0.22	1.1
				<0.08-0.13	<0.6-1.0		0.12	0.6
B2-MM4	2100 \times 960	12	0.27	0.17-0.28	0.6-1.0	0.21	0.16	0.8
				0.15-0.25	0.6-0.9		0.14	0.7
B2-MM5	2200 \times 960	12	0.26	0.20-0.33	0.8-1.3	0.21	0.20	1.0
				0.25-0.42	1.0-1.6		0.25	1.2
B2-MM6	4300 \times 2700	12	0.78	0.73-1.22	0.9-1.6	0.21	0.29	1.4
B2-MM7	< 800	12	0.23	<0.22-0.36	<0.9-1.6	0.21	0.34	1.7
B2-MM8	4000 \times 4000	12	1.5	0.68-1.13	0.5-0.8	0.21	0.24	1.2
B2-MM9	1600 \times 960	12	0.31	0.23-0.38	0.7-1.2	0.21	0.26	1.2
B2-MM10	3400 \times 2200	12	0.6	0.46-0.77	0.8-1.3	0.21	0.24	1.2
B2-MM11	< 800	12	0.15	<0.30-0.50	<2.0-3.3	0.21	0.42	2.0
B2-MM12	2100 \times 1300	12	0.39	0.26-0.44	0.7-1.1	0.21	0.23	1.1
B2-MM13	< 800	12	0.19	<0.16-0.26	<0.8-1.4	0.21	0.27	1.3
B2-MM14	2100 \times 1800	12	0.43	0.48-0.81	1.1-1.9	0.21	0.32	1.6
B2-MM15	< 800	12	0.17	<0.09-0.14	<0.5-0.9	0.21	0.15	0.7
B2-MM16	2700 \times 1300	12	0.35	0.35-0.58	1.0-1.7	0.21	0.26	1.3
B2-MM17	< 800	12	0.23	<0.15-0.25	<0.7-1.1	0.21	0.26	1.3
C-W	17000 \times 8000	12	1.4	0.90-1.50	0.6-1.1	0.21	0.06	0.3
C-N	10000 \times 8800	12	1.7	0.74-1.24	0.4-0.7	0.21	0.07	0.3
C-MM2	< 800	12	0.12	<0.10-0.16	<0.8-1.4	0.21	0.17	0.8
C-MM3	5400 \times 640	12	0.23	0.18-0.30	0.8-1.3	0.21	0.13	0.6
C-MM4	2400 \times 1400	12	0.16	0.18-0.31	1.2-1.9	0.21	0.13	0.6
C-MM5	< 800	12	0.10	<0.08-0.13	<0.8-1.3	0.21	0.12	0.6
C-MM6	4000 \times 3700	12	0.33	0.38-0.63	1.2-1.9	0.21	0.13	0.6
C-MM7	< 800	12	0.13	<0.07-0.12	<0.6-1.0	0.21	0.11	0.5
E-MM1	23000 \times 19000	15	2.2	2.57-4.28	1.2-1.9	0.23	0.14	0.6
E-MM2d	4200 \times 2700	15	0.45	0.36-0.60	0.8-1.3	0.23	0.10	0.5
E-MM4	6900 \times 5300	15	0.44	0.70-1.17	1.6-2.7	0.23	0.13	0.5
F-MM1	4800 \times 2600	15	0.25	0.54-0.89	2.1-3.6	0.23	0.19	0.8
F-MM2	2700 \times 1600	15	0.12	0.21-0.34	1.7-2.9	0.23	0.07	0.3
				0.25-0.42	2.1-3.5		0.14	0.6

obtenus en émission continue à 1.3 mm par MAN98. La colonne 3 donne la température des grains citée par MAN98 (basée sur André, Ward-Thompson & Barsony 1993; Ristorcelli et al. 1997). Les colonnes 5 et 6 présentent la masse viriel et le rapport de cette masse à la masse 1.3 mm. Les bornes de l'intervalle indiqué dans chaque colonne correspondent aux cas extrêmes d'une sphère de densité en r^{-2} et d'une sphère homogène (cas $s = 2$ et $s = 0$ du § 3.1.4), avec une température du gaz uniforme égale à la température des grains. Pour les condensations qui ne sont pas spatialement résolues à 1.3 mm, cet intervalle est une limite supérieure obtenue en utilisant une limite supérieure de 800 UA pour le diamètre FWHM (cf. MAN98). Les colonnes 7 et 8 donnent la dispersion de vitesse thermique pour la particule de masse moléculaire moyenne $\mu m_H = 2.33 m_H$ et la dispersion de vitesse non-thermique calculée à partir de la largeur de raie $N_2H^+(1-0)$. Le rapport de ces deux dispersions de vitesse est présenté dans la colonne 9. Les Fig 5.3a à f (ainsi que la Fig. 3 de Belloche, André & Motte 2001, cf. Annexe A) présentent le spectre de la composante isolée $N_2H^+(101-012)$ du multiplet pour un échantillon des condensations observées.

Sur les 39 composantes des 32 condensations spatialement résolues, 8 ont un rapport $M_{vir}/M_{1.3mm}$ (dans le cas d'une sphère de densité en r^{-2}) supérieur à 2, 14 ont un rapport compris entre 1 et 2, et 17 ont un rapport inférieur à 1. De plus, parmi les 14 composantes des 13 condensations non résolues, 2 seulement ont une limite supérieure du rapport $M_{vir}/M_{1.3mm}$ supérieure à 2, 2 ont une limite supérieure de ce rapport compris entre 1 et 2, et 10 ont une limite supérieure de ce rapport inférieure à 1. Au total, 43 composantes au moins¹ ont donc un rapport $M_{vir}/M_{1.3mm}$ inférieur à 2 (dans le cas d'une sphère de densité en r^{-2}) alors que seulement 8 composantes ont un rapport supérieur à 2. Par conséquent, *au moins* $\sim 80\%$ des condensations de ρ Oph détectées en $N_2H^+(1-0)$ sont gravitationnellement liées (cf. § 3.1.4). Ceci confirme que *la plupart des condensations (au moins $\sim 70\%$) identifiées par MAN98 sont de nature préstellaire.*

Les condensations ont une dispersion de vitesse interne relativement faible puisqu'on mesure en $N_2H^+(1-0)$ une largeur de raie moyenne de $\sim 0.46 \pm 0.19$ km s⁻¹ sur l'ensemble des 53 composantes (cf. Tab. 5.2 et 5.3). Les largeurs de raie sont un peu plus fortes dans Oph A (0.51 ± 0.19 km s⁻¹) et Oph B2 (0.57 ± 0.18 km s⁻¹) que dans Oph B1-B1B2 (0.39 ± 0.20 km s⁻¹), Oph C (0.30 ± 0.07 km s⁻¹), Oph E (0.33 ± 0.04 km s⁻¹) et Oph F (0.35 ± 0.12 km s⁻¹). A l'échelle des cœurs denses, Loren, Wootten & Wilking (1990) indiquent des largeurs de raie plus grandes en DCO⁺ (cf. leurs Tab. 2, Fig. 5c et § 4): ~ 0.4 km s⁻¹ pour Oph E, 0.5-0.7 km s⁻¹ pour Oph B1, C et F, 0.8-1.0 km s⁻¹ pour Oph A et B2. Les largeurs de raie $N_2H^+(1-0)$ valent donc $\sim 50\%$ des largeurs de raie DCO⁺ pour Oph C, $\sim 60\%$ pour Oph A, B1, B2, F et $\sim 80\%$ pour Oph E. Loren et al. (1990) signalent de plus que les largeurs de raie DCO⁺ sont inférieures à celles mesurées en NH₃, jusqu'à seulement $30-40\% \times \Delta V_{NH_3}$ pour Oph E, et Zeng, Batrla & Wilson (1984) donnent $\Delta V_{NH_3} = 1.2 \pm 0.2$ km s⁻¹ pour Oph B1. *La dispersion de vitesse interne des condensations est donc significativement plus faible (d'au moins un facteur 2) que celle des cœurs denses dans lesquels elles sont plongées.* De plus, la dispersion de

1. d'autant plus que la prise en compte du terme de pression extérieure dans le théorème du viriel (cf. § 3.1.4) réduit la masse viriel.

vitesse non-thermique vaut en moyenne 0.8 ± 0.4 fois la dispersion de vitesse thermique pour l'ensemble des 45 condensations détectées en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (cf. Tab. 5.4). Ce rapport moyen n'est toutefois pas identique dans les différents cœurs : il varie de 0.55 ± 0.16 pour Oph E et Oph F, 0.54 ± 0.17 pour Oph C, à 1.1 ± 0.4 pour Oph B2, en passant par 0.72 ± 0.46 pour Oph B1 et Oph B1B2, 0.76 ± 0.33 pour Oph A. Les condensations de ρ Oph ont par conséquent un support turbulent relativement faible, du même ordre que ou inférieur au support thermique. Ces deux caractéristiques montrent que *le niveau de turbulence décroît jusqu'à un régime marginalement subsonique lorsque l'on passe de l'échelle d'un cœur dense à celle d'une condensation préstellaire dans le proto-amas de ρ Oph.*

Ce résultat rappelle la transition vers la “cohérence” mise en évidence par Goodman et al. (1998) dans des cœurs préstellaires relativement isolés (cf. § 3.1.3). Cependant, le résidu de turbulence caractéristique des condensations préstellaires de ρ Oph ($\sigma_{NT}/\sigma_T \sim 0.8$) est un peu plus élevé que celui mesuré dans ces cœurs ($\sigma_{NT}/\sigma_T \sim 0.5$). Il est en revanche du même ordre que celui mesuré en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ par Williams & Myers (2000) dans les cœurs “quiescents” d'un proto-amas du nuage moléculaire du Serpent ($\sigma_{NT}/\sigma_T \sim 0.75 \pm 0.10$), dont les cœurs parents ont une dispersion de vitesse turbulente 2 fois plus élevée, tout comme les cœurs denses de ρ Oph. De même que les cœurs “quiescents” du Serpent, les condensations préstellaires de ρ Oph pourraient s'apparenter aux “kernels” décrits par Myers (1998), précurseurs d'étoiles dans les proto-amas (cf. André 2002b). Dans ce modèle, des condensations auto-gravitantes de taille comparable à la longueur d'onde de coupure des ondes magnétohydrodynamiques² peuvent se former dans des cœurs denses turbulents suffisamment massifs uniquement, probablement par dissipation de la turbulence (Nakano 1998; Myers & Lazarian 1998).

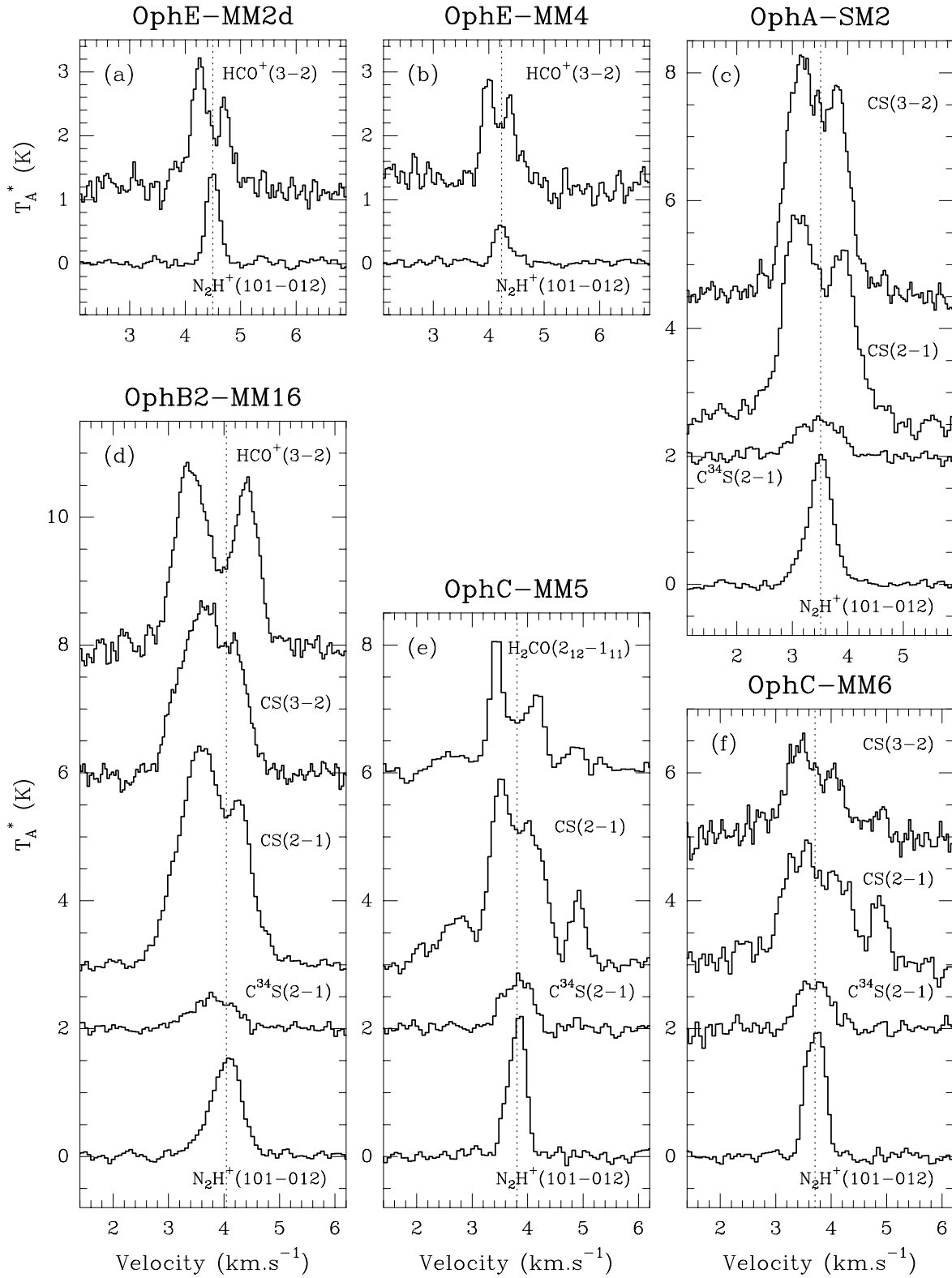
5.4 Effondrement gravitationnel

5.4.1 Signatures d'effondrement gravitationnel

Sur un total de 25 condensations préstellaires de ρ Oph que nous avons observées dans au moins une transition optiquement épaisse et une transition optiquement mince, la signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel (cf. § 3.3) est détectée pour les 6 condensations suivantes : A-SM2, B2-MM16, C-MM5, C-MM6, E-MM2d et E-MM4 (cf. Fig. 5.3a à f). Pour 10 autres condensations (A-MM4, A-MM5, A-SM1, A-MM8, C-N, B2-MM12, B2-MM13, B2-MM14, B2-MM15, B2-MM17), nos observations suggèrent seulement la présence de cette signature, qui demande à être confirmée par des observations complémentaires. Dans les 9 condensations restantes (A-MM6, A-SM1N, F-MM1, F-MM2, B1-MM4, B2-MM2, B2-MM6, B2-MM8, B2-MM10), cette signature n'est pas observée.

La vitesse systémique de chacune des 6 condensations présentées sur les Fig. 5.3a

² longueur en deçà de laquelle ces ondes ne peuvent plus se propager ni apporter de support contre la gravitation, cf. Mouschovias (1991).



à f est celle mesurée par ajustement HFS sur le multiplet $N_2H^+(1-0)$. Pour E-MM2d, A-SM2 et C-MM6³, le creux des transitions optiquement épaisses qui présentent la signature d'effondrement est légèrement décalé vers le rouge de ~ 0.05 , ~ 0.1 et $\sim 0.1-0.2$ km s^{-1} , respectivement. Ceci suggère que les couches externes responsables du creux d'absorption (cf. § 3.3.2) subissent des mouvements de contraction avec des vitesses comparables à ces valeurs dans ces trois condensations. Au contraire, l'absence de décalage du creux pour E-MM4, B2-MM16 et C-MM5 indique que les mouvements d'effondrement responsables de l'asymétrie du profil des transitions optiquement épaisses concernent des couches plus profondes dans ces trois autres condensations.

5.4.2 Simulations du transfert radiatif pour l'effondrement gravitationnel du cœur Oph C-S

La signature d'effondrement observée dans Oph C-S, plus précisément dans la direction de la condensation OphC-MM5 (cf. Fig. 5.3e), présente les caractéristiques suivantes en CS et $C^{34}S$:

- la largeur de raie du spectre central $C^{34}S(2-1)$ déterminée par un ajustement gaussien est : $\text{FWHM} = 0.63 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ (soit $\sigma = 0.27 \pm 0.01 \text{ km s}^{-1}$).
- l'asymétrie du spectre CS(2-1) (rapport de l'intensité du pic décalé vers le bleu sur celle du pic décalé vers le rouge) est $T_b/T_r = 1.3 \pm 0.1$. Le creux d'absorption est à peine décalé vers le rouge par rapport à la vitesse systémique de la source mesurée en $N_2H^+(1-0)$ (cf. Tab. 5.3) : $V_{dip} - V_{sr} = 0.05 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ (moins d'un canal de vitesse).
- l'asymétrie du spectre CS(3-2) (cf. par ex. Fig. 5.7) est $T_b/T_r = 1.2 \pm 0.4$. Le rapport signal sur bruit est un peu faible pour mesurer correctement la position du creux d'absorption. On peut l'estimer à : $V_{dip} - V_{sr} = -0.09 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$, et cela reste compatible avec un décalage nul.

Qualitativement, l'observation d'une asymétrie avec un pic bleu plus fort que le pic rouge sur les spectres CS(2-1), CS(3-2) et $H_2CO(2_{12}-1_{11})$ suggère la présence d'un gradient de température d'excitation négatif et d'un champ de vitesse de contraction (cf. § 3.3). Cependant, l'absence de décalage significatif des creux d'absorption par rapport à la

3. Deux autres composantes de vitesse à ~ 2.8 et $\sim 4.9 \text{ km s}^{-1}$ sont visibles sur les spectres optiquement épais de C-MM5 et C-MM6. Ces émissions sont également observées en $C^{18}O(2-1)$, mais n'apparaissent pas du tout en $N_2H^+(1-0)$. Elles ne sont donc probablement pas associées à ces deux condensations.

FIG. 5.3 – (page 130) Signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel observée dans 6 condensations préstellaires de ρ Oph : (a) OphE-MM2d, (b) OphE-MM4, (c) OphA-SM2, (d) OphB2-MM16, (e) OphC-MM5 et (f) OphC-MM6. Les spectres sont présentés en échelle T_A^* . Sur chaque panneau, la droite en pointillé indique la vitesse systémique de la source mesurée par ajustement HFS du multiplet $N_2H^+(1-0)$.

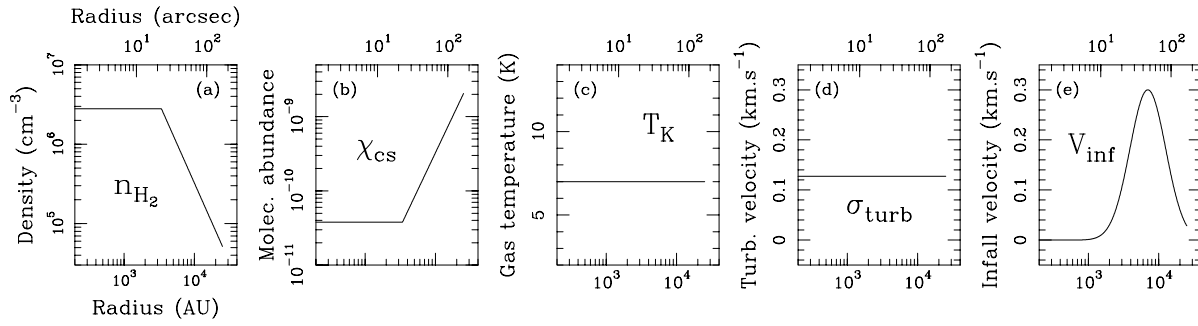


FIG. 5.4 – *Propriétés physiques du modèle d’enveloppe 1D sphérique C1 utilisé pour ajuster les spectres CS et C³⁴S observés dans la direction de la condensation préstellaire OphC-MM5 (cf. Fig. 5.7) : profils de densité (a), abondance moléculaire de CS (b), température cinétique (c), dispersion de vitesse turbulente (d) et vitesse de contraction (e).*

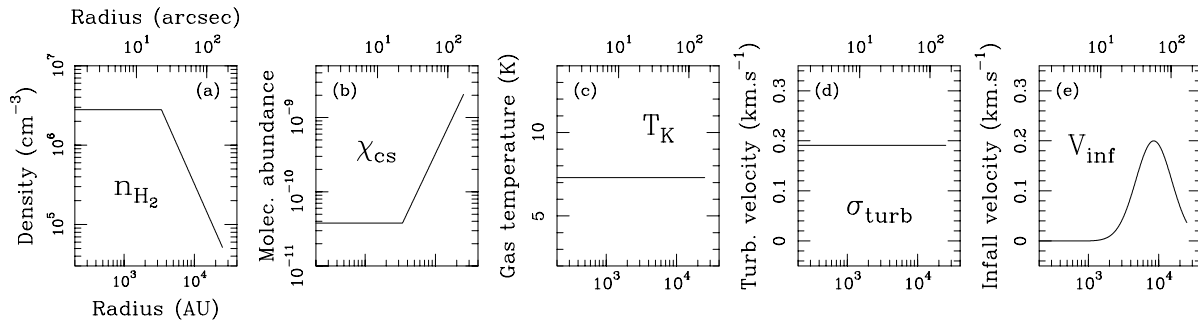


FIG. 5.5 – *Idem que Fig. 5.4 pour le modèle C2 (cf. Fig. 5.8).*

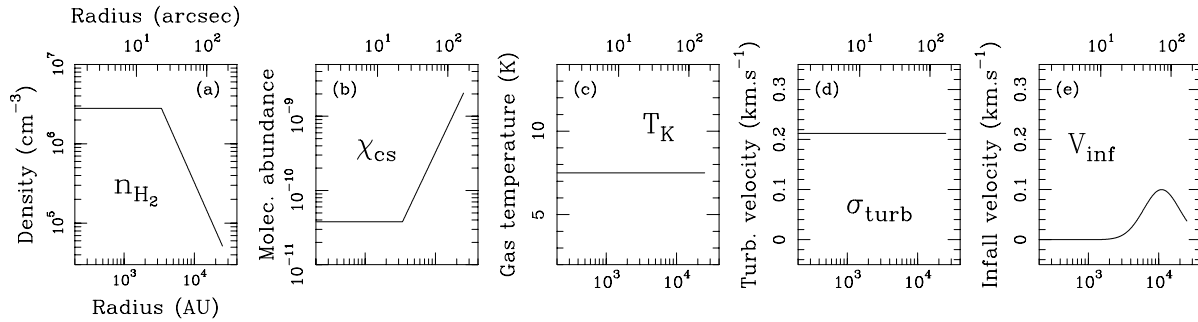


FIG. 5.6 – *Idem que Fig. 5.4 pour le modèle C3 (cf. Fig. 5.9).*

vitesse systémique de la source implique des couches externes statiques. D’autre part, la largeur de raie C³⁴S(2-1) est ~ 6 fois plus grande que la largeur thermique de C³⁴S. Or le gradient de vitesse de rotation mesuré dans Oph C-S ($\sim 4.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, cf. § 5.5.1) donne une variation de vitesse de seulement $\sim 0.08 \text{ km s}^{-1}$ d’un bord à l’autre du lobe du télescope en C³⁴S(2-1) ($\sim 25.5''$, soit $\sim 0.019 \text{ pc}$). La largeur de raie C³⁴S(2-1) doit par conséquent résulter de la combinaison de mouvements turbulents et de contraction.

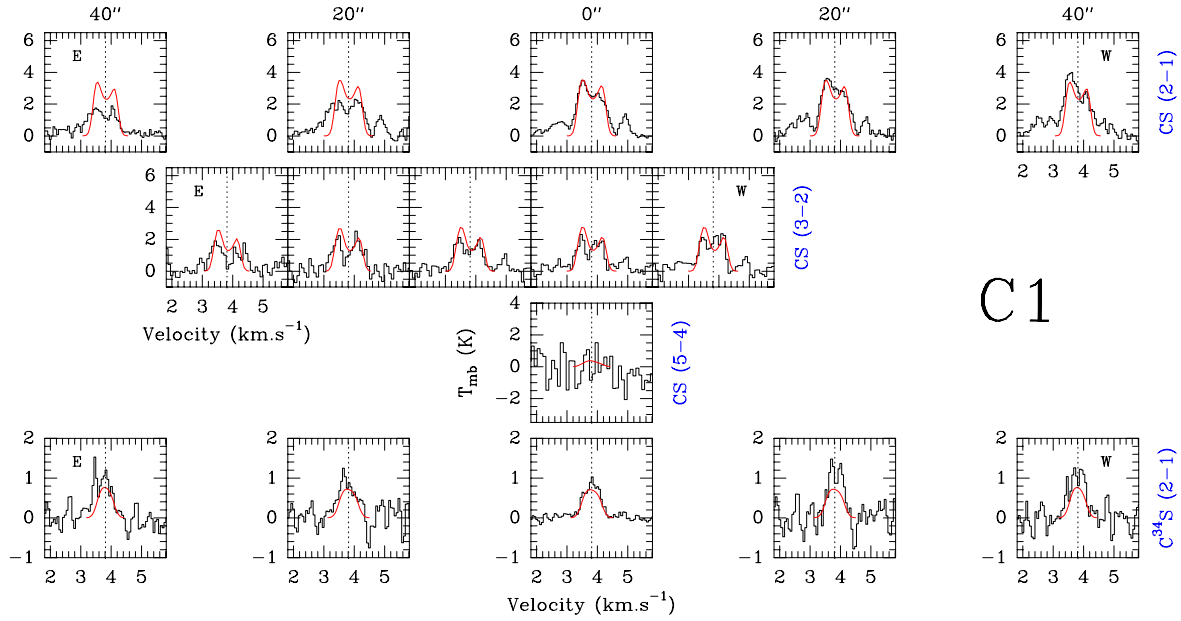
La condensation OphC-MM5 détectée par MAN98 à partir d’observations de l’émission continue des poussières à 1.3 mm est non résolue (FWHM $< 800 \text{ UA}$). Il est par

conséquent vraisemblable que la signature d'effondrement observée avec le télescope de 30m en CS et H₂CO révèle des mouvements de contraction à plus grande échelle que celle de la condensation elle-même. Pour apporter quelques contraintes quantitatives sur le champ de vitesse d'effondrement, nous avons modélisé cette source à l'échelle du cœur dense Oph C-S et réalisé des simulations de transfert radiatif pour un modèle d'effondrement sphérique à une dimension avec le code MAPYSO (cf. § 2.2). Nous présentons trois modèles C1, C2 (le meilleur) et C3 qui s'ajustent relativement bien à nos observations CS(2-1), CS(3-2) et C³⁴S(2-1) (et sont compatibles avec la non-détection de CS(5-4)). Les propriétés physiques de ces trois modèles sont présentées sur les Fig. 5.4, 5.5 et 5.6, et les spectres modélisés sont superposés aux spectres observés sur les Fig. 5.7, 5.8 et 5.9.

Pour définir le profil de densité, nous avons utilisé les contraintes obtenues par MAN98 : un plateau de densité de colonne en deçà de 3400 UA, une densité moyenne $n_{H_2} = 2.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ dans cette région interne, et un profil de densité en r^{-2} au delà (cf. leur Tab. 4). Nous avons adopté ces caractéristiques, avec un plateau central de densité⁴ (cf. Fig. 5.4a, 5.5a et 5.6a). La taille du cœur dense déterminée par ces auteurs est de $0.11 \times 0.08 \text{ pc}^2$ (FWHM×FWHM, cf. leur Tab. 1). Pour la modélisation du transfert radiatif, nous avons fixé le rayon de la source à 25000 UA ($\sim 3 \times \text{FWHM} / \sqrt{8 \ln 2}$). Le profil d'abondance a été ajusté de manière à reproduire l'évolution spatiale de l'intensité intégrée de C³⁴S(2-1) (avec un rapport isotopique CS/C³⁴S standard de 22.5) : une décroissance de l'abondance de C³⁴S vers l'intérieur est nécessaire, et un profil en $1/n_{H_2}$ s'est avéré acceptable, avec une abondance de CS standard de 2×10^{-9} aux bords (cf. Fig. 5.4b, 5.5b et 5.6b). D'autre part, nous avons limité l'exploration de l'espace des paramètres à une température cinétique uniforme. L'amplitude des spectres CS(2-1) et CS(3-2) observés impose, après quelques tests, une température cinétique relativement basse de 7-8 K (cf. Fig. 5.4c, 5.5c et 5.6c).

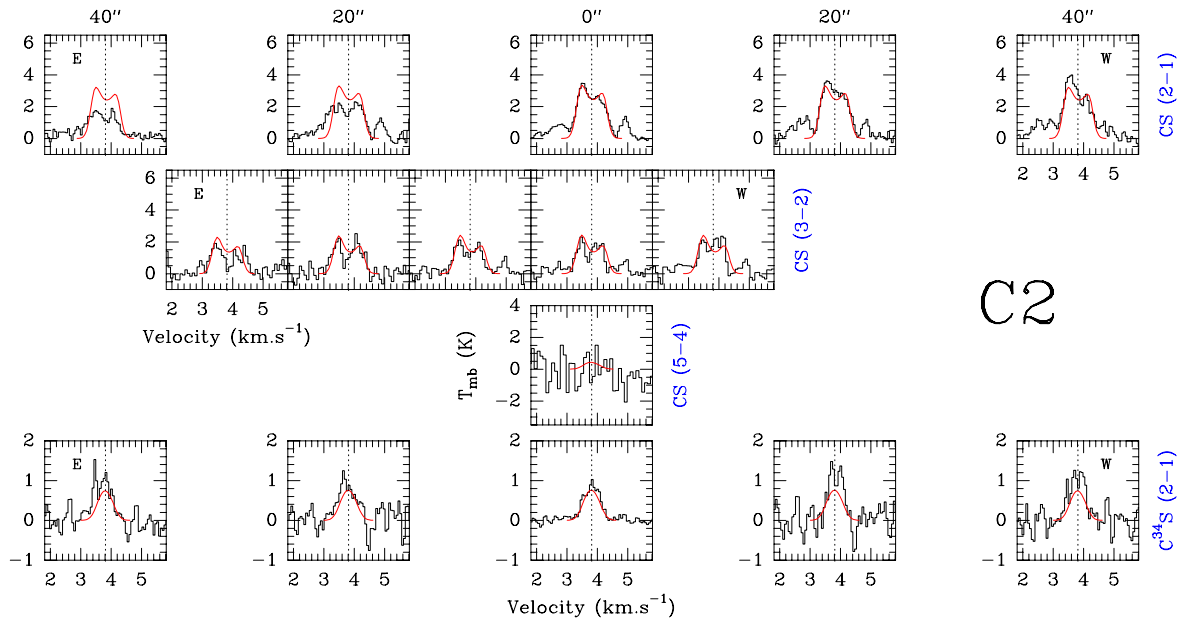
Les trois modèles C1, C2 et C3 ont une dispersion de vitesse turbulente uniforme ($\Delta V_{turb} = 0.3, 0.45$ et 0.5 km s^{-1} respectivement, soit $\sigma_{turb} = 0.13, 0.19$ et 0.21 km s^{-1} , cf. Fig. 5.4d, 5.5d et 5.6d). Le champ de vitesse de contraction est défini par une gaussienne en échelles logarithmique pour le rayon et linéaire pour la vitesse. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est dans les trois cas $\text{FWHM} = 0.6$ (le log étant calculé avec un rayon exprimé en UA). En revanche, le rayon où la vitesse est maximale et la valeur de cette vitesse sont différents : $V_{max} = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ et $R_{max} = 7000 \text{ UA}$ pour C1, $V_{max} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ et $R_{max} = 8500 \text{ UA}$ pour C2, $V_{max} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$ et $R_{max} = 11000 \text{ UA}$ pour C3 (cf. Fig. 5.4e, 5.5e et 5.6e). Ces trois modèles produisent des creux d'absorption en CS quasiment non décalés vers le rouge par rapport à la vitesse systémique (cf. Tab. 5.5), ce qui est en bon accord avec la position des creux d'absorption observés. Ils sont également satisfaisants pour la largeur de raie C³⁴S(2-1). L'asymétrie du spectre CS(2-1) central est correcte pour le modèle C2 mais elle est un peu trop faible pour les modèles C1 et C3 par rapport à celle observée. Dans tous les cas, elle est un bon compromis pour les variations spatiales observées jusqu'à $40''$ (cf. Fig. 5.7, 5.8 et 5.9). Enfin, les ailes de raie en CS(2-1) sont très bien reproduites pour

4. sachant qu'un profil en r^{-1} n'est pas exclu.



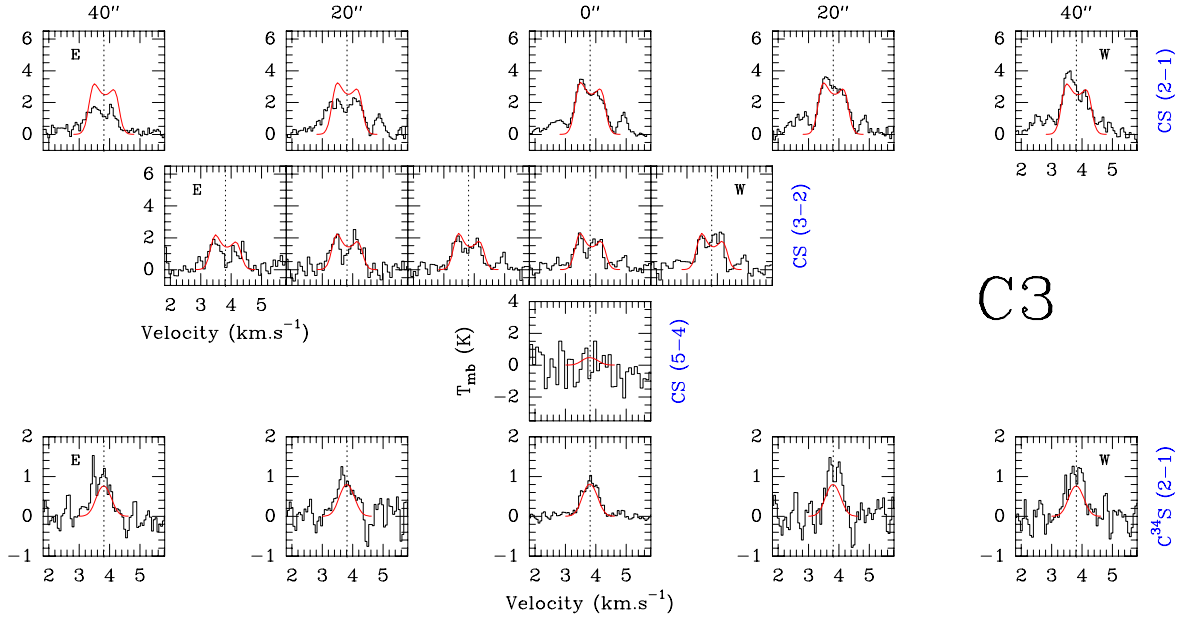
C1

FIG. 5.7 – Spectres $CS(2-1)$, $CS(3-2)$, $CS(5-4)$ et $C^{34}S(2-1)$ (en unité de température de lobe principal T_{mb}) observés d'est (à gauche) en ouest (à droite) autour de la condensation préstellaire $OphC-MM5$ ($0''$). La droite verticale en pointillé indique la vitesse systémique de la source mesurée en $N_2H^+(1-0)$ (3.81 km s^{-1} , cf. Tab 5.3). Les spectres simulés du modèle C1 présenté sur la Fig. 5.4 sont superposés en rouge.



C2

FIG. 5.8 – Idem que Fig. 5.7 pour le modèle C2 présenté sur la Fig. 5.5.

FIG. 5.9 – *Idem que Fig. 5.7 pour le modèle C3 présenté sur la Fig. 5.6.*TAB. 5.5 – *Paramètres des modèles d'effondrement C1, C2, C3 et caractéristiques des spectres simulés avec MAPYSO.*

Modèle	R_{max}^a (UA)	V_{max}^a (km s ⁻¹)	ΔV_{turb}^b (km s ⁻¹)	σ_{turb}^b (K)	T_K (K)	C ³⁴ S(2-1)	CS(2-1)		CS(3-2)	
						ΔV^c (km s ⁻¹)	$V_{dip} - V_{lsr}^d$ (km s ⁻¹)	T_b/T_r^e	$V_{dip} - V_{lsr}^d$ (km s ⁻¹)	T_b/T_r^e
C1	7000	0.3	0.3	0.13	7.0	0.60 ± 0.01	0.03 ± 0.03	1.13	0.04 ± 0.04	1.31
C2	8500	0.2	0.45	0.19	7.3	0.60 ± 0.01	0.04 ± 0.03	1.18	0.05 ± 0.04	1.39
C3	11000	0.1	0.5	0.21	7.5	0.57 ± 0.01	0.03 ± 0.03	1.14	0.04 ± 0.04	1.29

(a) Rayon et vitesse du pic du profil de vitesse de contraction (gaussien en échelles logarithmique pour le rayon et linéaire pour la vitesse).

(b) Dispersion de vitesse turbulente: $\Delta V_{turb} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_{turb}$.

(c) Largeur à mi-hauteur de la raie déterminée par un ajustement gaussien.

(d) Décalage du creux d'absorption par rapport à la vitesse systémique.

(e) Rapport de l'intensité du pic bleu sur celle du pic rouge.

les modèles C2 et C3.

Pour évaluer les incertitudes sur la détermination de la dispersion de vitesse turbulente et du champ de vitesse de contraction, nous présentons sur les Fig. 5.10, 5.11 et 5.12 les effets d'une exploration de l'espace des paramètres qui leur sont associés sur les spectres CS(2-1), CS(3-2) et C³⁴S(2-1) centraux.

Le choix le plus simple de profil de vitesse de contraction est un profil plat. L'effet d'un tel profil est montré sur la Fig. 5.10 pour laquelle les modèles (b) à (e) ont une vitesse de contraction uniforme, égale à V_{inf} . Pour chaque modèle, la dispersion turbulente a été choisie pour ajuster la largeur de raie C³⁴S(2-1). Pour $V_{inf} = 0.3$ km s⁻¹ et $\Delta V_{turb} = 0.2$ km s⁻¹ (b), le profil d'opacité est dominé par le champ de vitesse radiale

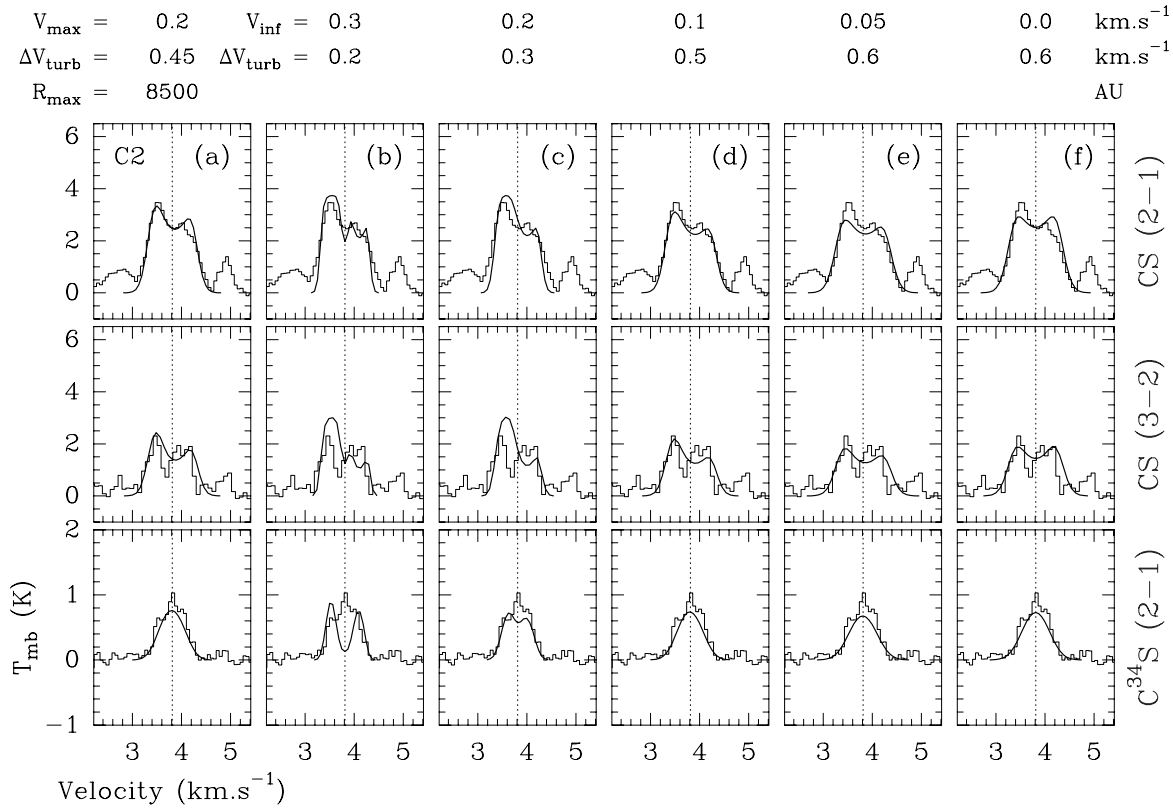


FIG. 5.10 – Effets d’un champ de vitesse de contraction uniforme sur les spectres centraux CS(2-1) (1^{ère} ligne), CS(3-2) (2^{ème} ligne) et C³⁴S(2-1) (3^{ème} ligne) de OphC-MM5. La colonne (a) rappelle le modèle C2 de la Fig. 5.5. Les colonnes (b) à (e) correspondent à des modèles de vitesse de contraction uniforme V_{inf} différente, et de dispersion de vitesse turbulente ΔV_{turb} choisie pour ajuster la largeur de raie C³⁴S(2-1). La colonne (f) correspond à un modèle de vitesse de contraction nulle.

et est constitué de deux pics centrés à $V_{\text{lsr}} \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. Ceci se traduit par un profil de transition optiquement mince à deux pics qui n’a rien à voir avec de l’auto-absorption (cf. le spectre C³⁴S(2-1), dont l’opacité au centre n’est que de 0.6)⁵, et qui n’est pas observé. Pour le modèle (c), la dispersion de vitesse plus grande gomme un peu les deux pics du profil d’opacité, ce qui fait quasiment disparaître les deux pics C³⁴S(2-1). Mais la vitesse de contraction $V_{\text{inf}} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ implique un creux d’absorption trop décalé vers le rouge en CS. C’est toujours le cas pour le modèle (d) avec $V_{\text{inf}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$. En revanche, le modèle (e) avec $V_{\text{inf}} = 0.05 \text{ km s}^{-1}$ produit un creux d’absorption à peine décalé, mais en contrepartie, l’asymétrie du spectre CS(2-1) est quasiment inexistante. Le choix d’un profil de vitesse de contraction uniforme n’est par conséquent pas satisfai-

5. L’effet combiné du champ de vitesse radiale et de la dispersion de vitesse turbulente sur le profil des transitions optiquement épaisses est plus compliqué: la vitesse des couches externes (0.3 km s^{-1} en direction du centre) provoque un creux d’absorption à $V_{\text{lsr}} + 0.3 \text{ km s}^{-1}$ alors qu’un deuxième creux est visible à la vitesse systémique V_{lsr} en raison du profil d’opacité à deux pics. Il en résulte des profils de raie CS(2-1) et CS(3-2) à trois pics.

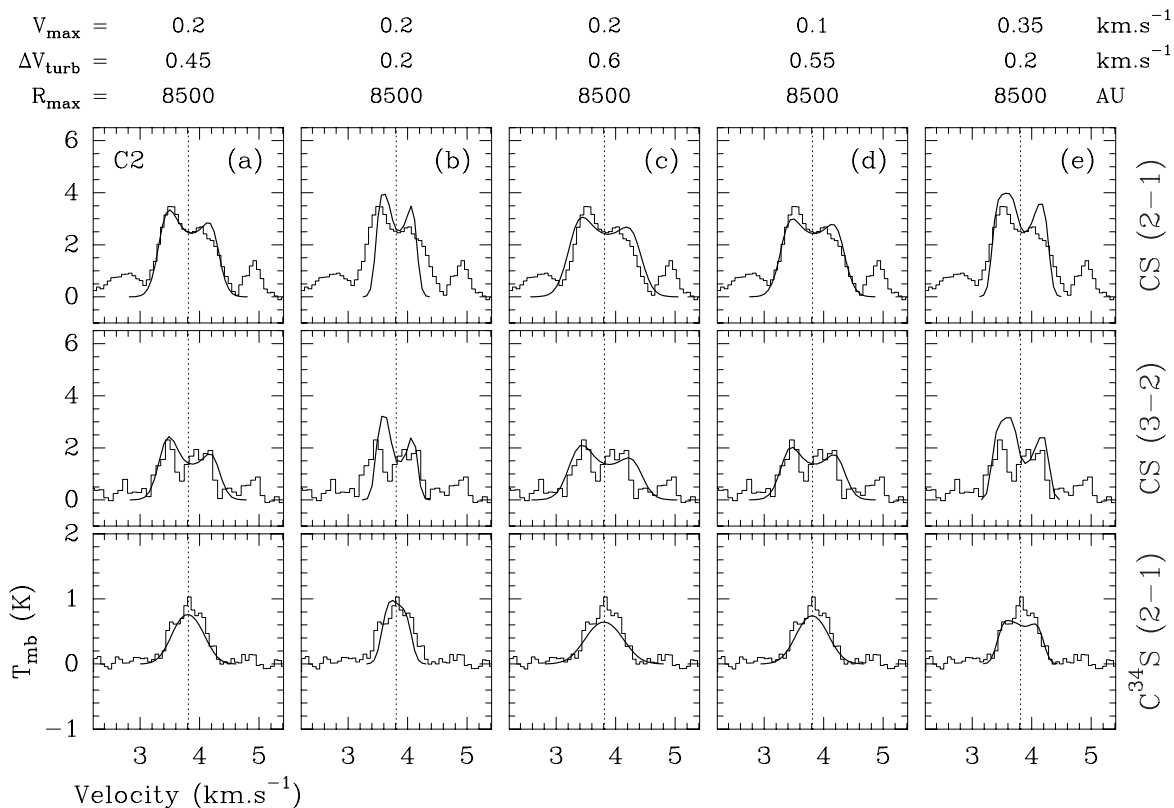


FIG. 5.11 – Effets de la dispersion de vitesse turbulente ΔV_{turb} et de la vitesse maximale V_{\max} du champ de vitesse de contraction sur les spectres centraux CS(2-1) (1^{ère} ligne), CS(3-2) (2^{ème} ligne) et C³⁴S(2-1) (3^{ème} ligne) de OphC-MM5. La colonne (a) rappelle le modèle C2 de la Fig. 5.5.

sant. Enfin, un modèle purement turbulent sans champ de vitesse de contraction (f) ne produit pas du tout d'asymétrie en CS(2-1). Dans la suite, nous avons adopté un profil de vitesse en forme de bosse, similaire à ceux prédits par les modèles d'effondrement gravitationnel dynamique dans la phase préstellaire (cf. par ex. Fig. 1.5 et Foster & Chevalier 1993).

La Fig. 5.11 montre l'effet de la dispersion de vitesse turbulente ΔV_{turb} et de la vitesse maximale V_{\max} en prenant le modèle C2 pour référence, rappelé dans la colonne (a). Les modèles (b) et (c) ont le même profil de vitesse de contraction que C2 mais une dispersion de vitesse turbulente différente. Le spectre CS(2-1) est soit trop étroit (b), soit trop large (c). Cela permet de donner une estimation de la dispersion de vitesse turbulente: $\Delta V_{\text{turb}} \sim 0.45 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, pour un champ de vitesse de contraction avec $V_{\max} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Les modèles (d) et (e) explorent l'effet de la vitesse maximale V_{\max} (tout en conservant une largeur de raie C³⁴S(2-1) correcte par l'ajustement de la dispersion de vitesse turbulente): avec $V_{\max} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$ pour (d), l'asymétrie du spectre CS(2-1) est à peine visible tandis qu'avec $V_{\max} = 0.35 \text{ km s}^{-1}$ pour (e), deux pics apparaissent dans la raie C³⁴S(2-1) optiquement mince. Ceci est dû à la dispersion de

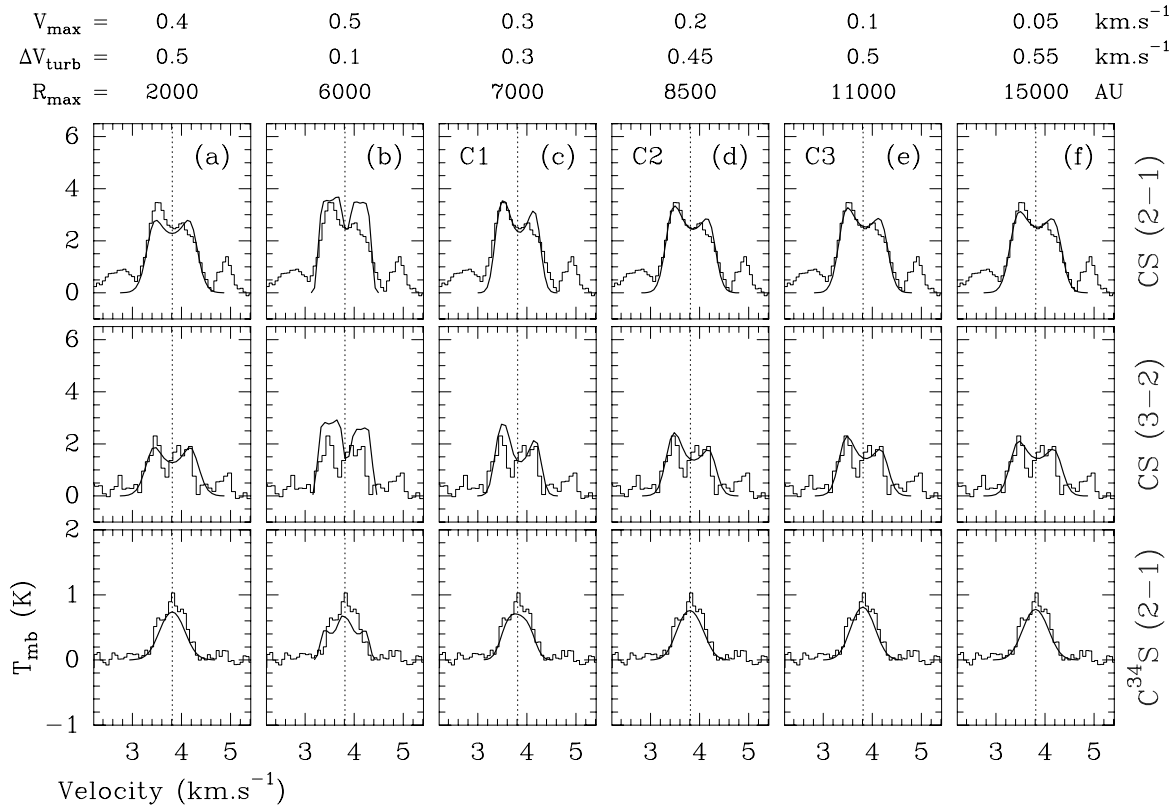


FIG. 5.12 – Effets du rayon R_{\max} et de la vitesse V_{\max} du pic de vitesse sur les spectres centraux CS(2-1) (1^{ère} ligne), CS(3-2) (2^{ème} ligne) et $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ (3^{ème} ligne) de OphC-MM5. Les colonnes (c), (d) et (e) rappellent les modèles C1, C2 et C3 des Fig. 5.4, 5.5 et 5.6.

vitesse turbulente trop faible pour gommer les deux pics d'opacité créés par le champ de vitesse de contraction. Avec une bosse de vitesse en $R = 8500$ UA, la vitesse de contraction nécessaire pour reproduire l'asymétrie est par conséquent $V_{\max} \sim 0.2 \pm 0.05$ km s^{-1} .

Enfin, la Fig. 5.12 montre, pour les colonnes (b) à (e), l'évolution des spectres centraux lorsque l'on décale la bosse de vitesse de contraction vers l'extérieur tout en diminuant son amplitude (on a conservé la largeur à mi-hauteur du profil de vitesse de contraction, ainsi que la vitesse au bord, ~ 0.03 km s^{-1}). La dispersion de vitesse turbulente a été ajustée pour reproduire la largeur de raie $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$. Le meilleur accord du point de vue de l'asymétrie T_b/T_r et des ailes de raie en CS est obtenu pour le modèle C2 (d). Il reste satisfaisant pour le modèle C3 (e), et est un peu moins bon pour le modèle C1 (c). De plus, les faibles vitesses du modèle (f) ne sont pas suffisantes pour produire une asymétrie correcte en CS(2-1). A l'opposé, la vitesse V_{\max} trop importante du modèle (b) produit un spectre $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ trop large. En revanche, un modèle avec une bosse de vitesse à un rayon plus interne comme le modèle (a) ($V_{\max} = 0.4$ km s^{-1} à $R_{\max} = 2000$ UA) ne produit pas du tout d'asymétrie en CS. Ces trois transitions ne permettent donc pas de sonder la cinématique de la région interne de rayon $r \lesssim 4000$

UA si les vitesses de contraction y sont plus petites que $\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$. Ceci montre que l'asymétrie des transitions CS observées provient bien des couches plus externes. Ainsi, des vitesses non nulles d'amplitude $V_{max} \sim 0.1\text{-}0.2 \text{ km s}^{-1}$ vers 8500-11000 UA sont nécessaires pour produire l'asymétrie observée dans le cadre des modèles explorés précédemment. Toutefois, il n'est pas exclu que de telles vitesses, voire des vitesses un peu supérieures, animent également les couches plus internes du cœur dense, voire de la condensation OphC-MM5, mais nos observations en CS et C³⁴S ne permettent pas de trancher.

En conclusion, cette analyse montre que la présence de mouvements de contraction d'amplitude $\sim 0.1 - 0.2 \text{ km s}^{-1}$ dans la couche de rayon $7000 \lesssim r \lesssim 15000 \text{ UA}$ couplés à une dispersion de vitesse turbulente $\Delta V_{turb} \sim 0.4\text{-}0.5 \text{ km s}^{-1}$ (soit $\sigma_{turb} \sim 0.17\text{-}0.21 \text{ km s}^{-1}$) permet de reproduire la signature d'effondrement observée dans la direction de la condensation OphC-MM5. De plus, la position des creux d'absorption observés implique des vitesses inférieures à $\sim 0.05 \text{ km s}^{-1}$ pour $r \gtrsim 20000 \text{ UA}$.

5.4.3 Discussion de l'effondrement dans Oph C-S

La signature d'effondrement observée dans le cœur Oph C-S en CS peut s'expliquer par la présence de mouvements de contraction dans la couche de rayon $r \sim 7000\text{-}15000 \text{ UA}$ avec des vitesses $v_{inf} \sim 0.1\text{-}0.2 \text{ km s}^{-1}$, de l'ordre de la vitesse du son isotherme ($a_s \sim 0.16 \text{ km s}^{-1}$ à 7-8 K) et de l'ordre également de la dispersion de vitesse turbulente nécessaire pour rendre compte de la largeur de raie C³⁴S(2-1) ($\sigma_{turb} \sim 0.17\text{-}0.21 \text{ km s}^{-1}$). En revanche l'analyse précédente montre qu'il n'est pas possible, à partir des transitions CS et C³⁴S observées, de mettre en évidence des mouvements de contraction de vitesse $v_{inf} \lesssim 0.4 \text{ km s}^{-1}$ dans la région interne de rayon $r \sim 4000 \text{ UA}$. La signature d'effondrement observée révèle par conséquent la cinématique à l'échelle du cœur dense Oph C-S plutôt qu'à l'échelle de la condensation OphC-MM5. C'est probablement également le cas pour la signature d'effondrement observée dans la direction de la condensation OphC-MM6 voisine (cf. Fig. 5.3f).

D'après l'analyse précédente, le cœur dense Oph C-S pourrait être en effondrement gravitationnel dans son ensemble. Le flux de masse vers le centre déduit de R_{max} , V_{max} et $n_{H_2, R_{max}}$ est $\dot{M}_{inf} = 4\pi R_{max}^2 \mu m_H n_{H_2, R_{max}} V_{max} \sim 5\text{-}10 \times 10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$. Même en utilisant une vitesse du son effective prenant en compte la dispersion de vitesse turbulente ($a_{eff} = \sqrt{kT_K / \mu m_H + \sigma_{turb}^2} \sim 0.23\text{-}0.26 \text{ km s}^{-1}$), ce flux de masse représente 10 à 20 fois le taux d'accrétion a_{eff}^3 / G . Or l'effondrement d'une sphère de Bonnor-Ebert ne produit pas un tel flux à un rayon aussi grand. En effet, les simulations de Foster & Chevalier (1993) montrent que le flux de masse ne dépasse pas $10 \times a^3 / G$ pour un rayon adimensionné $\xi = \frac{r}{a} \sqrt{4\pi G \rho_c}$ supérieur à 0.3, avec ρ_c la densité centrale initiale (cf. Fig. 1.6). Comme la densité moyenne dans Oph C-S est de l'ordre de 10^5 cm^{-3} (cf. Loren et al. 1990), ce qui fournit une limite inférieure à la densité centrale initiale, on obtient $\xi_{R_{max}} \gtrsim 2.8$. Le flux de masse observé dans Oph C-S au rayon R_{max} est donc bien supérieur à celui qui résulterait de l'effondrement spontané d'une sphère de Bonnor-Ebert. Il est dans ce cas nécessaire d'invoquer soit l'arrivée d'une perturbation

extérieure⁶ pour déclencher de tels mouvements de contraction à cette échelle (cf. la discussion de MAN98 sur la formation d'étoile induite dans le nuage de ρ Oph), soit la perte brutale d'un mécanisme de support (par dissipation de la turbulence par exemple, cf. Nakano 1998; Myers & Lazarian 1998).

Nos observations en CS et C³⁴S ne permettent pas de contraindre le champ de vitesse radiale à l'échelle des condensations OphC-MM5 et OphC-MM6, qui constituent des pics de densité au sein de Oph C-S ($\bar{n}_{H_2} \sim 7.8 \times 10^7$ et 8.3×10^6 cm⁻³ respectivement, cf. Tab. 2 de MAN98). Il est par conséquent difficile d'élucider leur mode de formation au sein du cœur dense Oph C-S à partir de leur structure en vitesse interne. Cependant, il est possible de donner un encadrement de leur durée de vie τ à partir de leur temps de chute libre $t_{ff} = \sqrt{3\pi/32G\rho}$ et de l'échelle de temps de contraction de Oph C-S R_{max}/V_{max} dérivée plus haut. On obtient 4×10^3 ans $\lesssim \tau \lesssim 2-5 \times 10^5$ ans pour OphC-MM5 et 1×10^4 ans $\lesssim \tau \lesssim 2-5 \times 10^5$ ans pour OphC-MM6.

La largeur de raie de C³⁴S(2-1) impose une dispersion de vitesse turbulente $\Delta V_{turb} \sim 0.4-0.5$ km s⁻¹ dans la région de rayon $r \gtrsim 8000$ UA dans Oph C-S. Cette dispersion de vitesse (FWHM) est $\sim 1.3-1.6$ fois plus grande que la largeur de raie N₂H⁺(1-0) (FWHM ~ 0.3 km s⁻¹, cf. Tab. 5.3). Comme N₂H⁺ est moins sensible aux phénomènes de déplétion que C³⁴S (cf. § 4.6.3), il est possible que la largeur de raie N₂H⁺(1-0) reflète la dispersion de vitesse turbulente dans les régions plus internes que celles sondées par C³⁴S(2-1). La valeur 0.3 km s⁻¹ donne alors une limite supérieure à ΔV_{turb} puisqu'elle peut résulter aussi de la combinaison de mouvements d'ensemble comme la rotation ou l'effondrement gravitationnel à une échelle plus petite que celle sondée par nos observations en CS et C³⁴S. Dans ce cas, le support turbulent de la région interne serait plus faible que celui du cœur dense tracé par C³⁴S(2-1) (et DCO⁺, cf. Loren et al. 1990 et § 5.3). La dissipation de la turbulence pourrait-elle alors être une origine de la formation des condensations au sein du cœur dense?

5.5 Structure en vitesse des cœurs denses

5.5.1 Gradients de vitesse

Les Fig. 5.13a à e présentent les cartes de vitesse centroïde N₂H⁺(1-0) des cœurs denses Oph A, B2,C-S, E et F. Pour les cœurs denses Oph A, B2 et F, aucun gradient de vitesse moyen n'apparaît de manière évidente. La structure en vitesse de chacun de ces trois cœurs n'est par conséquent pas dominée par un mouvement de rotation d'ensemble. Dans Oph A, les deux extrémités du "filament" ont des vitesses systémiques plus faibles (~ 3.2 et ~ 3.5 km s⁻¹) que la partie centrale, dominée par A-SM1 et VLA1623 (~ 3.7 km s⁻¹). Dans Oph B2, les deux condensations B2-MM10 et B2-MM15 se singularisent par des vitesses systémiques plus élevées (~ 4.4 km s⁻¹) que le reste du cœur ($\sim 3.7-4.1$ km s⁻¹). Nous discuterons du cas de Oph F un peu plus loin.

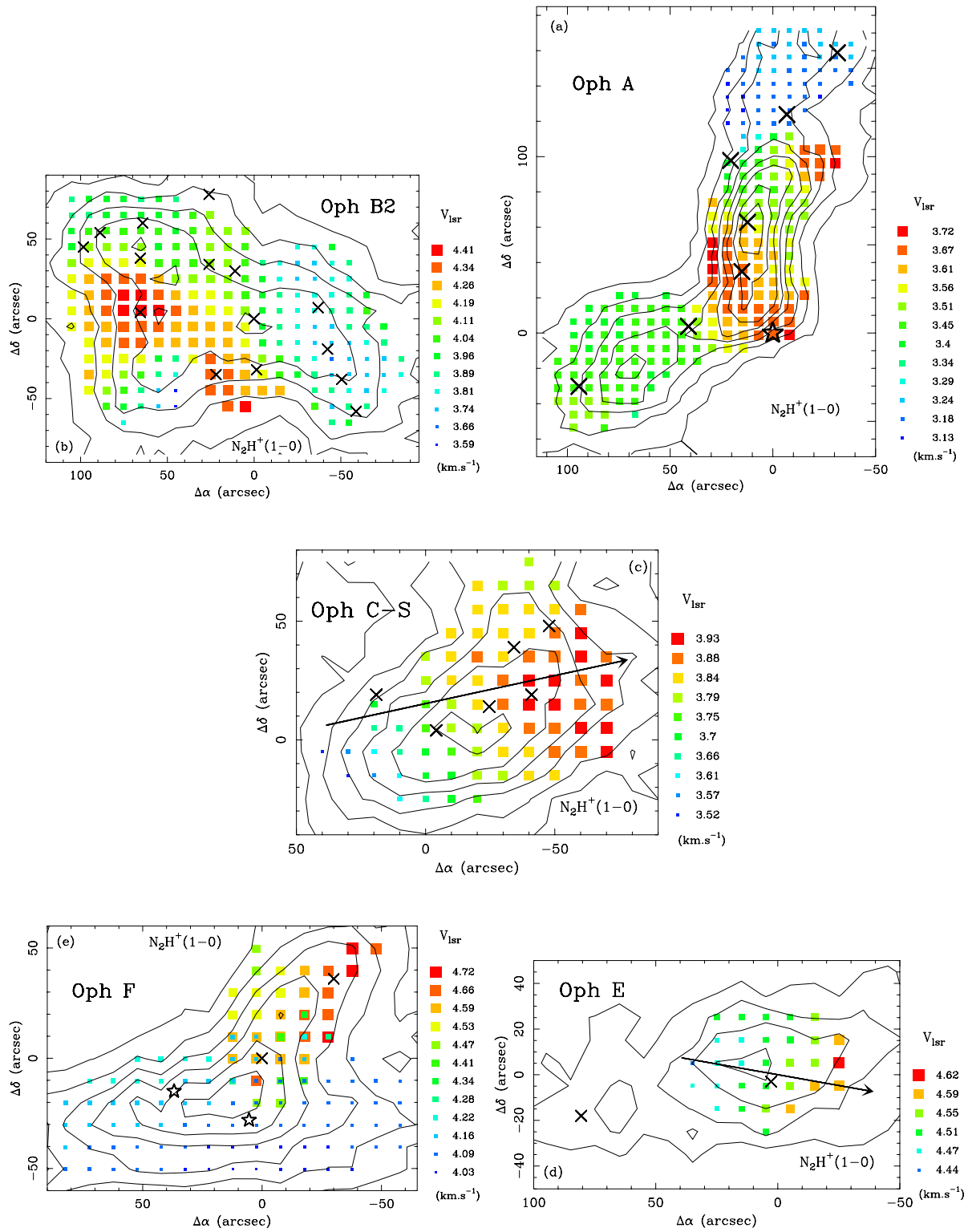
6. Par exemple, un choc produit par des vents stellaires, un reste de supernova ou l'expansion d'une région III (cf. Woodward 1978; Boss 1995; Henebelle et al. 2002).

Structure en vitesse de Oph C-S. Au contraire de Oph A, B2 et F, la cinématique interne du cœur dense Oph C-S est relativement bien caractérisée par un gradient de vitesse moyen en $N_2H^+(1-0)$ (cf. la flèche sur la Fig. 5.13c). En utilisant la méthode de GBFM93 (cf. § 3.2.1), on mesure un gradient de vitesse moyen d’amplitude $\|\vec{\nabla}V\| \sim 4.4$ $km\ s^{-1}\ pc^{-1}$ et de direction $P.A. \sim -77^\circ$ dans Oph C-S (sur ~ 14 points complètement indépendants, c’est-à-dire espacés d’un lobe). Les paramètres de cet ajustement sont indiqués dans le Tab. 5.6. Si ce gradient de vitesse résulte de la présence de mouvements de rotation, alors l’axe de rotation est approximativement parallèle au petit axe du cœur dense OphC-S tracé en $N_2H^+(1-0)$. A cette échelle, la géométrie du cœur dense OphC-S semble donc plutôt “oblate” (en forme de disque aplati).

Structure en vitesse de Oph F. Dans le cas de Oph F, la présence de deux composantes de vitesse se superposant dans le plan du ciel dans la direction de la condensation F-MM2 est clairement mise en évidence par la Fig. 5.13e. *Le cœur F semble donc en réalité constitué de deux cœurs denses, caractérisés par des vitesses différentes (~ 4.2 et $\sim 4.6\ km\ s^{-1}$) et se chevauchant partiellement en projection dans le plan du ciel.* Dans la suite, nous nommerons ces deux cœurs Oph F1 et Oph F2 respectivement. Nos nouvelles observations permettent d’analyser séparément les champs de vitesse centroïde de Oph F1 et Oph F2. Les Fig. 5.14a et b montrent la direction du gradient de vitesse moyen pour chacun des cœurs, et le Tab. 5.6 donne les paramètres dérivés de l’ajustement réalisé avec la méthode de GBFM93. Les régions sur lesquelles ces ajustements ont été réalisés représentent respectivement ~ 16 et ~ 5 points indépendants, et les deux gradients sont mesurés chacun sur une distance de $\sim 50''$, soit deux fois la résolution du télescope à la fréquence de $N_2H^+(1-0)$. Ils sont par conséquent suffisamment résolus pour représenter l’écart réel de vitesse entre les extrémités, mais insuffisamment pour qu’on puisse savoir s’ils sont uniformes ou non à l’intérieur de chaque région. Ces deux gradients de vitesse ont des directions quasiment opposées ($\sim 17^\circ$ et $\sim -119^\circ$)⁷, ce qui renforce la conclusion de deux régions indépendantes se recouvrant en projection dans le plan du ciel. D’autre part, à partir de la carte d’intensité intégrée $N_2H^+(1-0)$ et de l’information cinématique apportée par les vitesses centroïdes (pour séparer les deux cœurs), on mesure un rapport d’axes ~ 2.7 et une direction d’élongation $P.A. = 95^\circ \pm 10^\circ$ pour Oph F1, et un rapport d’axes ~ 1.3 et une direction d’élongation $P.A. = -35^\circ \pm 20^\circ$ pour Oph F2, cette dernière estimation étant toutefois beaucoup plus incertaine. Les deux gradients de vitesse sont par conséquent approximativement perpendiculaires à la direction d’élongation de chacun de ces cœurs.

Si ces gradients de vitesse sont la conséquence de la présence de rotation, alors les axes de rotation de Oph F1 et Oph F2 sont parallèles à la direction d’élongation de chacun de ces cœurs. *Les deux cœurs Oph F1 et Oph F2 sont dans ce cas “prolate”* (en forme de cigare). Cette conclusion remet en cause celle formulée par Loren, Wootten & Wilking (1990) à partir d’observations $DCO^+(2-1)$ avec une résolution spatiale de $110''$. Ces auteurs ont interprété la différence de vitesse entre la partie nord-ouest et la

7. La direction du deuxième gradient est cependant beaucoup plus incertaine que celle du premier puisqu’elle a été déterminée à partir de seulement 5 points indépendants.



partie sud-est non pas comme provenant de deux composantes distinctes mais comme un gradient de vitesse moyen du cœur dense Oph F. Ils ont alors conclu que Oph F était en rotation autour d'un axe de direction *P.A.* $\sim 40^\circ$ et que ce cœur était par conséquent sans doute "oblate" (en forme de disque). La présence de spectres doubles en $N_2H^+(1-0)$ autour de F-MM2 est un argument fort qui s'oppose à cette interprétation.

Structure en vitesse de Oph E. Le rapport signal-sur-bruit de la carte OTF $N_2H^+(1-0)$ permet de mesurer les vitesses centroïdes sur une région ne couvrant que ~ 5 points indépendants autour de E-MM2d (cf. Fig. 5.13d). Par conséquent, le gradient de vitesse d'amplitude $\|\vec{\nabla}V\| \sim 3.0 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction *P.A.* $\sim -101^\circ$ mesuré en $N_2H^+(1-0)$ dans Oph E (cf. la flèche sur la Fig. 5.13d) est un indice réel de la présence d'un gradient de vitesse mais ne donne pas d'indication sur la structure du champ de vitesse dans ce cœur dense. En revanche, nos observations en $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$ permettent de compléter l'étude de la cinématique interne du cœur dense Oph E puisque le rapport signal-sur-bruit atteint dans ces cartes OTF est suffisant pour étendre la mesure des vitesses centroïdes jusqu'à la région autour de la condensation E-MM4. Les Fig. 5.15a à i montrent les cartes de vitesse centroïde mesurées dans ces trois transitions pour Oph E dans son ensemble (a, d, g), pour la région autour de E-MM2d (b, e, h) et pour la région autour de E-MM4 (c, f, i). Sur chaque carte, la direction du gradient de vitesse moyen obtenu par la méthode de GBFM93 est représentée par une flèche. Le Tab. 5.6 indique les résultats complets des ajustements : taille de la région sélectionnée, nombre de points indépendants, vitesse LSR moyenne, gradient de vitesse moyen, direction du gradient par rapport au nord et écart quadratique moyen autour de ce gradient. Pour le cœur dense Oph E dans son ensemble, les trois traceurs donnent un gradient de vitesse moyen de $5.2 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction *P.A.* $= -108^\circ \pm 4^\circ$, qui est proche de celle suggérée en $N_2H^+(1-0)$ (cf. Fig. 5.13d). Cependant, il est intéressant de remarquer que, pour les trois traceurs, les gradients de vitesse moyens déterminés dans les deux régions de rayon $25''$ autour des condensations E-MM2d et E-MM4 ont

FIG. 5.13 – (page 142) Cartes des vitesses centroïdes $N_2H^+(1-0)$ des cœurs denses Oph A (a), Oph B2 (b), Oph C-S (c), Oph E (d) et Oph F (e). Sur chaque panneau, les vitesses centroïdes mesurées par ajustement HFS des spectres $N_2H^+(1-0)$ de rapport signal-sur-bruit suffisant sont indiquées par des carrés pleins dont la taille augmente et dont la couleur passe du bleu au rouge lorsque la vitesse augmente. Les couleurs et les tailles des carrés ne sont pas associées aux mêmes vitesses sur les différents panneaux. Pour certaines positions dans Oph F, l'ajustement de deux composantes a été nécessaire. Les contours rappellent les cartes d'intensité intégrée en $N_2H^+(1-0)$ présentées sur les Fig. 5.2a à e. Les croix indiquent les positions (MAN98) des condensations préstellaires détectées en $N_2H^+(1-0)$ (en mode OTF ou PSW), et les étoiles symbolisent les proto-étoiles VLA1623, YLW15/IRS43 et CRBR85. Les directions des gradients de vitesse moyens mesurés par la méthode de GBFM93 sont indiquées par des flèches pour Oph C-S et Oph E.

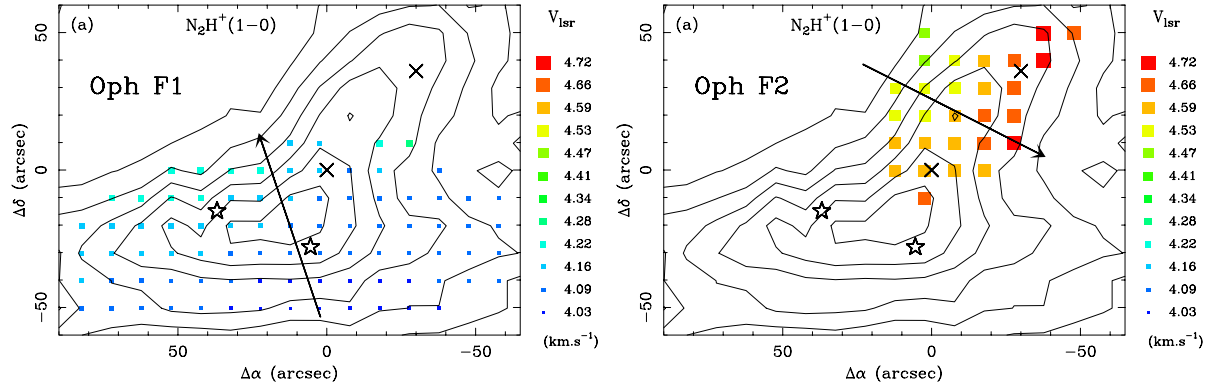
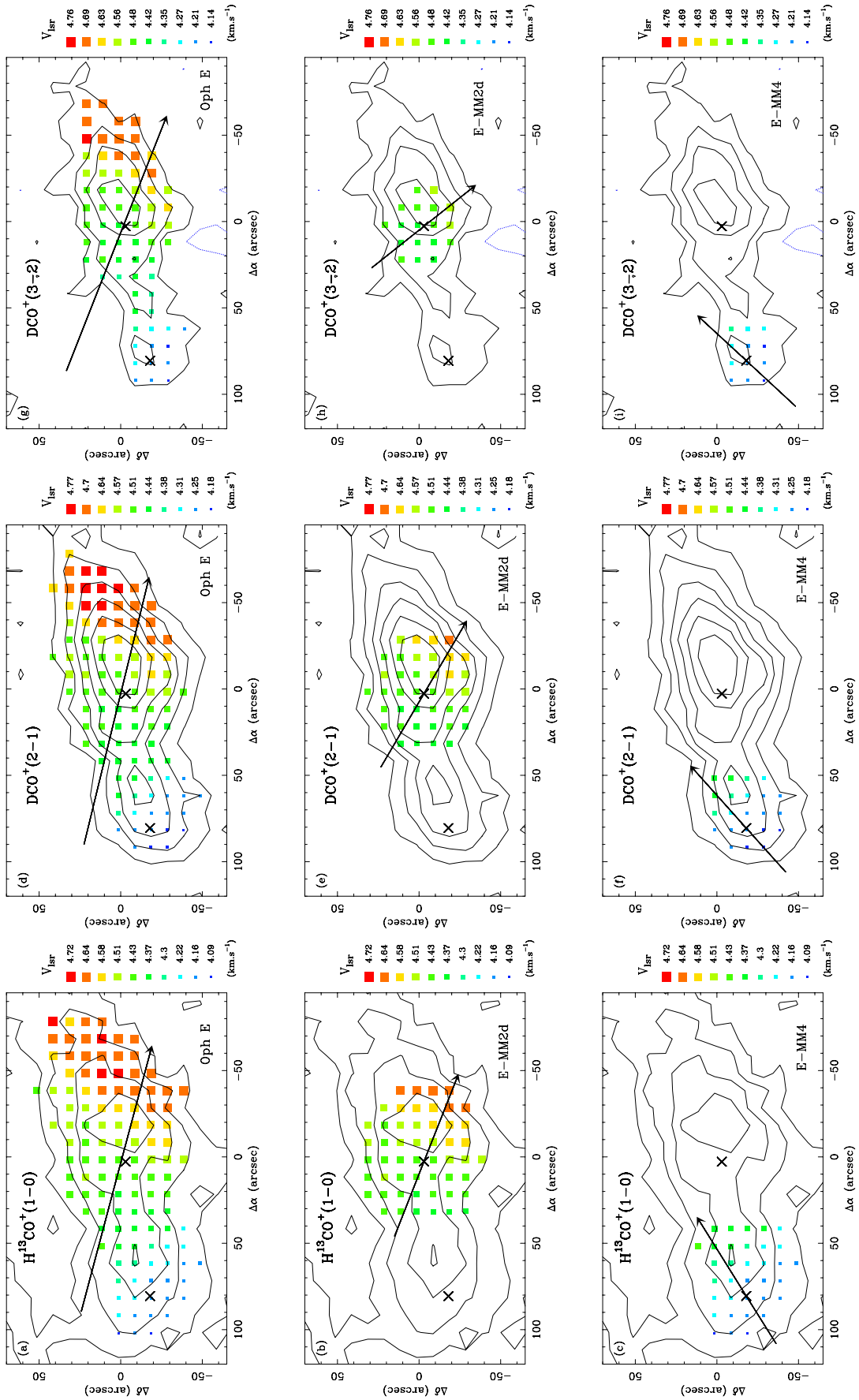


FIG. 5.14 – Cartes des vitesses centroïdes $N_2H^+(1-0)$ des deux composantes du cœur dense Oph F. Sur chaque panneau, les vitesses centroïdes mesurées par ajustement HFS des spectres $N_2H^+(1-0)$ de rapport signal-sur-bruit suffisant sont indiquées par des carrés pleins dont la taille augmente et dont la couleur passe du bleu au rouge lorsque la vitesse augmente. Pour les positions autour de F-MM2 dont les spectres sont doubles (cf. Fig. 5.13e), nous n’avons indiqué sur chaque panneau que la vitesse centroïde associée à la région concernée. Les contours rappellent la carte d’intensité intégrée en $N_2H^+(1-0)$. Les croix indiquent les positions (MAN98) des condensations préstellaires F-MM1 et F-MM2 ($0'', 0''$), et les étoiles symbolisent les proto-étoiles YMW15/IRS43 et CRBR85. Les directions des gradients de vitesse moyens mesurés par la méthode de GBFM93 sont indiquées par des flèches.

certes des amplitudes similaires (5.2 ± 0.3 et 7.1 ± 0.4 km s⁻¹ pc⁻¹ respectivement) mais des directions significativement différentes : $P.A. = -126^\circ \pm 15^\circ$ pour E-MM2d et $P.A. = -48^\circ \pm 8^\circ$ pour E-MM4. Le nombre de points indépendants dans la région sélectionnée autour de chaque condensation est un peu juste pour $H^{13}CO^+(1-0)$, mais il est suffisant en $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$ pour mesurer de manière précise l’amplitude et la direction réelles du gradient de vitesse moyen.

Si les gradients de vitesse mesurés dans E-MM2d et E-MM4 sont la conséquence de

FIG. 5.15 – (page 145) Cartes des vitesses centroïdes $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$ du cœur dense Oph E. Sur chaque panneau, les vitesses centroïdes mesurées par ajustement gaussien des spectres de rapport signal-sur-bruit suffisant sont indiquées par des carrés pleins dont la taille augmente et dont la couleur passe du bleu au rouge lorsque la vitesse augmente. Les positions (MAN98) des condensations préstellaires E-MM4 (vers l’est) et E-MM2d (vers l’ouest) sont représentées par des croix. Les flèches indiquent la direction des gradients de vitesse moyens déterminés par la méthode de GBFM93 pour Oph E (a, d, g), E-MM2d (b, e, h) et E-MM4 (c, f, i). Les contours représentent les cartes d’intensité intégrée (en échelle T_A^*) et varient de 0.25 à 1.00 par pas de 0.25 K km s⁻¹ pour $H^{13}CO^+(1-0)$, de 0.4 à 2.4 par pas de 0.4 K km s⁻¹ pour $DCO^+(2-1)$ et de 0.3 à 1.2 par pas de 0.3 K km s⁻¹ pour $DCO^+(3-2)$.



TAB. 5.6 – Gradients de vitesse moyens mesurés par la méthode de GBFM93 dans Oph C-S en $N_2H^+(1-0)$, dans les deux composantes de Oph F en $N_2H^+(1-0)$, et dans Oph E, E-MM2d et E-MM4 en $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$. Les directions de ces gradients de vitesse sont représentées par des flèches sur les Fig. 5.13c, Fig. 5.14 et 5.15.

Source	Transition	Taille ^a (arcsec) ²	n_{ind}^b	V_0 (km s ⁻¹)	$\ \overline{\nabla V}\ $ (km s ⁻¹ pc ⁻¹)	$P.A.$ (°)	rms (km s ⁻¹)
Oph C-S	$N_2H^+(1-0)$	120 × 70	14	3.72	4.4	-77	0.042
Oph F1	$N_2H^+(1-0)$	150 × 50	16	4.17	3.8	17	0.026
Oph F2	$N_2H^+(1-0)$	50 × 80	5	4.60	6.3	-119	0.028
Oph E	$H^{13}CO^+(1-0)$	180 × 80	19	4.47	5.0	-106	0.052
	$DCO^+(2-1)$	170 × 70	43	4.53	5.1	-104	0.051
	$DCO^+(3-2)$	160 × 60	68	4.48	5.6	-113	0.044
	moyenne				5.2±0.3	-108±4	
E-MM2d	$H^{13}CO^+(1-0)$	80 × 80	8	4.48	5.0	-113	0.034
	$DCO^+(2-1)$	70 × 70	17	4.52	5.0	-122	0.030
	$DCO^+(3-2)$	50 × 50	18	4.46	5.6	-143	0.036
	moyenne				5.2±0.3	-126±15	
E-MM4	$H^{13}CO^+(1-0)$	60 × 50	5	4.56	6.7	-57	0.029
	$DCO^+(2-1)$	50 × 50	10	4.63	7.4	-47	0.024
	$DCO^+(3-2)$	40 × 30	12	4.56	7.1	-41	0.019
	moyenne				7.1±0.4	-48±8	

(a) Taille (diamètre) approximative de la région sur laquelle le gradient de vitesse est estimé.

(b) Nombre de points indépendants. C'est le rapport de la surface de la région sélectionnée sur la surface du lobe $\pi \times FWHM^2/4$.

mouvements de rotation, alors les axes de rotation des deux condensations ne sont pas parallèles et leurs projections dans le plan du ciel forment un angle de $78^\circ \pm 23^\circ$. Les deux condensations se distinguent donc l'une de l'autre du point de vue cinématique et se sont par conséquent bien individualisées au sein de leur cœur dense parent Oph E. Toutefois, l'absence de spectres doubles comme ceux observés dans Oph F laisse penser que l'environnement de ces deux condensations est plus homogène que celui des deux cœurs Oph F1 et Oph F2. D'autre part, les cartes d'intensité intégrée en $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$ et $DCO^+(3-2)$ montrent que la condensation E-MM2d est allongée dans la direction $P.A. = -73^\circ \pm 10^\circ$ (cf. Fig. 5.15), qui n'est ni perpendiculaire, ni parallèle à l'axe projeté de rotation. La condensation E-MM2d ne semble donc être ni "prolate", ni "oblate" à l'échelle de la minute d'arc.

5.5.2 Discussion des gradients de vitesse mesurés dans Oph C-S, E et F

Les gradients de vitesse mesurés dans ces 5 cœurs/condensations ($3.8\text{-}6.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) sont 2 à 10 fois plus forts que ceux mesurés en NH_3 ($0.3\text{-}3.9 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) par Goodman

et al. (1993) dans un échantillon de 43 cœurs denses extraits du relevé de Benson & Myers (1989). Ces 5 gradients de vitesse ont des orientations très diverses et ne sont pas, en particulier, perpendiculaire à l'orientation à grande échelle du champ magnétique ($P.A. \sim 50^\circ$) dans le complexe moléculaire de ρ Oph, déterminée par polarimétrie optique et infrarouge (Vrba, Strom, & Strom 1976; Wilking et al. 1979; Loren 1989a; Goodman & Heiles 1994). Une conclusion similaire a été obtenue pour le nuage moléculaire du Taureau (cf. Goldsmith & Sernyak 1984; Goodman et al. 1993). Goodman & Heiles (1994) signalent toutefois que le champ magnétique de L1688 (regroupant les cœurs denses A à F de ρ Oph) présente une assez forte anisotropie. Il serait par conséquent intéressant de connaître avec une meilleure résolution spatiale la direction du champ magnétique au sein de chacun des cœurs denses de ρ Oph afin de savoir si l'orientation des gradients de vitesse que nous avons déterminés est corrélée avec la géométrie du champ magnétique à cette échelle. Par ailleurs, à l'échelle de la minute d'arc et sur l'échantillon des cœurs denses Oph C-S, Oph E et Oph F, l'orientation de ces gradients de vitesse ne semble pas corrélée avec l'élongation des cœurs denses puisque les gradients de vitesse mesurés dans Oph F1 et Oph F2 sont plutôt perpendiculaires à la direction d'élongation de ces cœurs tandis que le gradient mesuré dans OphC-S est plutôt parallèle à la direction d'élongation de ce cœur et que celui mesuré dans OphE-MM2d n'a pas de direction particulière. Goodman et al. (1993) ont de la même façon signalé cette absence de corrélation entre la direction des gradients de vitesse et celle d'élongation des cœurs denses de leur échantillon. Il ne semble donc pas y avoir de lien de cause à effet universel entre les gradients de vitesse que nous avons identifiés dans les cœurs denses Oph C-S, E, F et leur forme. En particulier, si ces gradients de vitesse sont dus à la présence de rotation, ce n'est pas celle-ci qui contrôle de manière générale la géométrie des cœurs denses.

L'origine physique des gradients de vitesse mesurés dans Oph C-S, E et F n'est pas certaine car l'environnement des cœurs denses de ρ Oph est relativement perturbé. La propagation d'ondes de choc⁸ peut par exemple produire des différences de vitesse entre deux parties d'un nuage (cf. par ex. § 12.3 de Spitzer 1978). Néanmoins, si les gradients de vitesse mesurés dans les cœurs Oph C-S, Oph F1, Oph F2 et les condensations E-MM2d, E-MM4 sont dus à de la rotation, alors on peut estimer le rapport β de l'énergie de rotation $E_R = \frac{1}{2}I\Omega^2$ sur la valeur absolue de l'énergie potentielle de gravitation $E_G = -\gamma\frac{GM^2}{R}$ (cf. § 3.1.4) par la relation :

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{p}{\gamma} \frac{\Omega^2 R^3}{GM}, \quad (5.2)$$

avec $I = pMR^2$ le moment d'inertie du système de rayon R et de masse M . Dans le cas d'un système sphérique homogène, $p/\gamma = 0.67$, et pour un système sphérique de densité $\rho \propto r^{-2}$, $p/\gamma = 0.22$ (cf. Goodman et al. 1993). Le Tab. 5.7 présente une estimation du paramètre β pour le cœur dense Oph C-S et les condensations E-MM2d, E-MM4 et F-MM1, pour lesquels on dispose d'une estimation de la vitesse angulaire

8. Par exemple des ondes de choc associées aux vents stellaires et aux supernovae de l'association Sco OB2 d'étoiles OB située à proximité de ρ Oph (cf. de Geus 1992; MAN98).

TAB. 5.7 – Estimation du rapport de l'énergie de rotation sur l'énergie potentielle de gravitation pour quelques condensations et cœurs denses de ρ Oph.

Source	FWHM ^a (AU × AU)	$M_{1,3}^b$ (M_{\odot})	$\ \vec{\nabla}V\ $ ($\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$)	β^c
Oph C-S	22700 × 16500	18	4.4	2-7 %
E-MM2d	4200 × 2700	0.45	5.2	0.7-2 %
E-MM4	6900 × 5300	0.44	7.1	7-22 %
F-MM1	4800 × 2600	0.25	6.3	2-6 %

- (a) Largeurs à mi-hauteur mesurées par MAN98 en émission continue à 1.3mm.
(b) Masse de la région de taille deux fois plus grande que celle indiquée dans la Col. 2., mesurée par MAN98 en émission continue à 1.3mm.
(c) Calculé à partir de l'équation 5.2, avec $p/\gamma = 0.22-0.67$ et $\Omega = \|\vec{\nabla}V\|$ (c'est-à-dire sans déprojection).

(sans correction d'inclinaison, cf. Tab.5.6), de la taille et de la masse (MAN98). Pour la condensation F-MM1, nous avons utilisé le gradient de vitesse mesuré sur le cœur dense Oph F2. Pour cet échantillon, on obtient $\beta \sim 1-10\%$ ⁹, ce qui est similaire (voire un peu plus fort) aux valeurs obtenues par Goodman et al. (1993) en NH_3 et Caselli et al. (2002c) en N_2H^+ , et un peu plus faible que celle mesurée dans IRAM 04191 (cf. § 6.2.1 de BADB02). Or Boss (1999) a montré qu'un nuage magnétisé initialement en rotation solide ou différentielle peut se fragmenter pour conduire à la formation d'une binaire à condition que β soit supérieur à $\sim 1\%$. La fragmentation ultérieure des condensations de ρ Oph en binaire est par conséquent possible.

Les vitesses angulaires de rotation des cœurs Oph C-S, Oph F1, Oph F2 et des condensations E-MM2d, E-MM4 sont $4.4/\sin i_c$, $3.8/\sin i_{f1}$, $6.3/\sin i_{f2}$, $5.2/\sin i_{e2}$ et $7.1/\sin i_{e4}$ $\text{km s}^{-1} \text{pc}^{-1}$, avec i_c , i_{f1} , i_{f2} , i_{e2} et i_{e4} les inclinaisons – inconnues – des axes de rotation respectifs par rapport à la ligne de visée. Cela implique des périodes de rotation inférieures à 1.4×10^6 , 1.6×10^6 et 1.0×10^6 ans pour les cœurs, 1.2×10^6 et 8.7×10^5 ans pour les condensations. Ces limites supérieures sont de l'ordre de la durée de vie typique de structures de densité moyenne $\sim 1-2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Jessop & Ward-Thompson 2000; AWB00), mais environ un ordre de grandeur plus grandes que la durée de vie typique des condensations de ρ Oph (cf. § 5.6). Il n'est donc pas évident que les gradients de vitesse mesurés puissent être réellement interprétés comme de la rotation bien développée. Burkert & Bodenheimer (2000) ont par exemple montré que des mouvements turbulents au sein de cœurs denses pouvaient produire des gradients de vitesse similaires à ceux générés par la rotation, avec un paramètre de rotation équivalent $\beta \sim 3\%$. Caselli et al. (2002c) invoquent de tels mouvements turbulents pour expliquer la structure complexe des gradients de vitesse observés en N_2H^+ dans leur échantillon de cœurs préstellaires.

9. Pour une distribution uniforme de l'orientation de $\vec{\Omega}$ dans l'espace, la valeur moyenne de $\Omega^2 = \|\vec{\nabla}V\|^2/\sin^2 i$ vaut $1.5 < \|\vec{\nabla}V\|^2 >$ (cf. Goodman et al. 1993). La valeur moyenne des paramètres β donnés dans le Tab. 5.7 doit donc être multipliée par 1.5.

5.6 Mouvements relatifs des condensations

La détermination des vitesses systémiques des condensations préstellaires de ρ Oph (cf. col. 5 des Tab. 5.2 p. 125 et 5.3 p. 126) permet de détecter la présence de mouvements d'ensemble et de mesurer l'amplitude des mouvements relatifs des condensations au sein du proto-amas. La Fig. 5.16 montre la distribution des vitesses systémiques des condensations au sein du nuage, superposée aux contours les plus bas de la carte obtenue par MAN98 en émission continue à 1.3 mm. Au premier coup d'oeil, un gradient de vitesse global semble être présent, orienté du nord-ouest (Oph A) vers le sud-est (Oph F). L'application de la méthode d'ajustement de GBFM93 (cf. § 3.2.1) aux 57 composantes mesurées en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ donne un gradient de vitesse moyen d'amplitude $\sim 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ et de direction $P.A. \sim 120^\circ$ (cf. Fig. 5.17 et l'avant-dernière ligne du Tab. 5.8 p. 149). Loren (1989b) a obtenu un gradient de vitesse de direction similaire en $^{13}\text{CO}(1-0)$ (cf. sa Fig. 1b). Cependant, l'amplitude de ce gradient n'est que de $\sim 0.18 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. L'opacité de $^{13}\text{CO}(1-0)$ n'en fait probablement pas un excellent traceur de vitesse, mais la différence de gradient de vitesse provient également de l'extension plus importante de la carte $^{13}\text{CO}(1-0)$ vers le sud, qui fait apparaître une composante de vitesse plus faible à $\sim 3.6 \text{ km s}^{-1}$. Celle-ci est effectivement déjà suggérée par la deuxième composante de vitesse de Oph F en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, tracée par YLW15 par exemple. L'interprétation en terme de rotation à grande échelle du gradient de vitesse observé en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ n'est par conséquent pas évidente du tout. C'est également la conclusion de Loren (1989b) sur la base d'observations DCO^+ (cf. Fig. 8 de Loren et al. 1990). La distribution de vitesse systémique des condensations préstellaires du nuage moléculaire principal de ρ Oph est plus complexe que celle provenant d'une simple rotation à grande échelle, comme le montre également la direction sensiblement différente du gradient de vitesse moyen ($P.A. \sim 186^\circ$) lorsqu'on retire les condensations de Oph B de l'échantillon (cf. dernière ligne du Tab. 5.8).

L'amplitude des mouvements relatifs des condensations les unes par rapport aux autres est relativement faible. La colonne 7 du Tab. 5.8 donne la dispersion de vitesse

TAB. 5.8 – *Dispersion de vitesse des condensations préstellaires de ρ Oph, pour l'ensemble du proto-amas, et pour chacun des cœurs denses Oph A, Oph B2 et Oph C. Le tableau présente également les caractéristiques du gradient de vitesse moyen et la dispersion de vitesse autour de ce gradient, pour l'ensemble du proto-amas et pour Oph A, C, E, F.*

Echant.	Nb de comp.	$\langle V_{lsr} \rangle$ (km s^{-1})	V_0 (km s^{-1})	$\ \overline{\nabla V}\ $ ($\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$)	$P.A.$ ($^\circ$)	σ_{1D} (km s^{-1})	σ_{3D} (km s^{-1})	D (pc)	D/ σ_{3D} (10^6 yr)
Oph A	8	3.46	-	-	-	0.19	0.32	0.2	0.6
Oph B2	21	4.09	-	-	-	0.23	0.39	0.2	0.5
Oph C	8	3.78	-	-	-	0.11	0.19	0.2	1.0
ρ Oph	57	3.93	-	-	-	0.37	0.64	1.1	1.7
		-	3.87	1.1	120	0.25	0.43	1.1	2.5
Oph ACEF	27	-	3.83	1.3	186	0.21	0.36	1.1	3.0

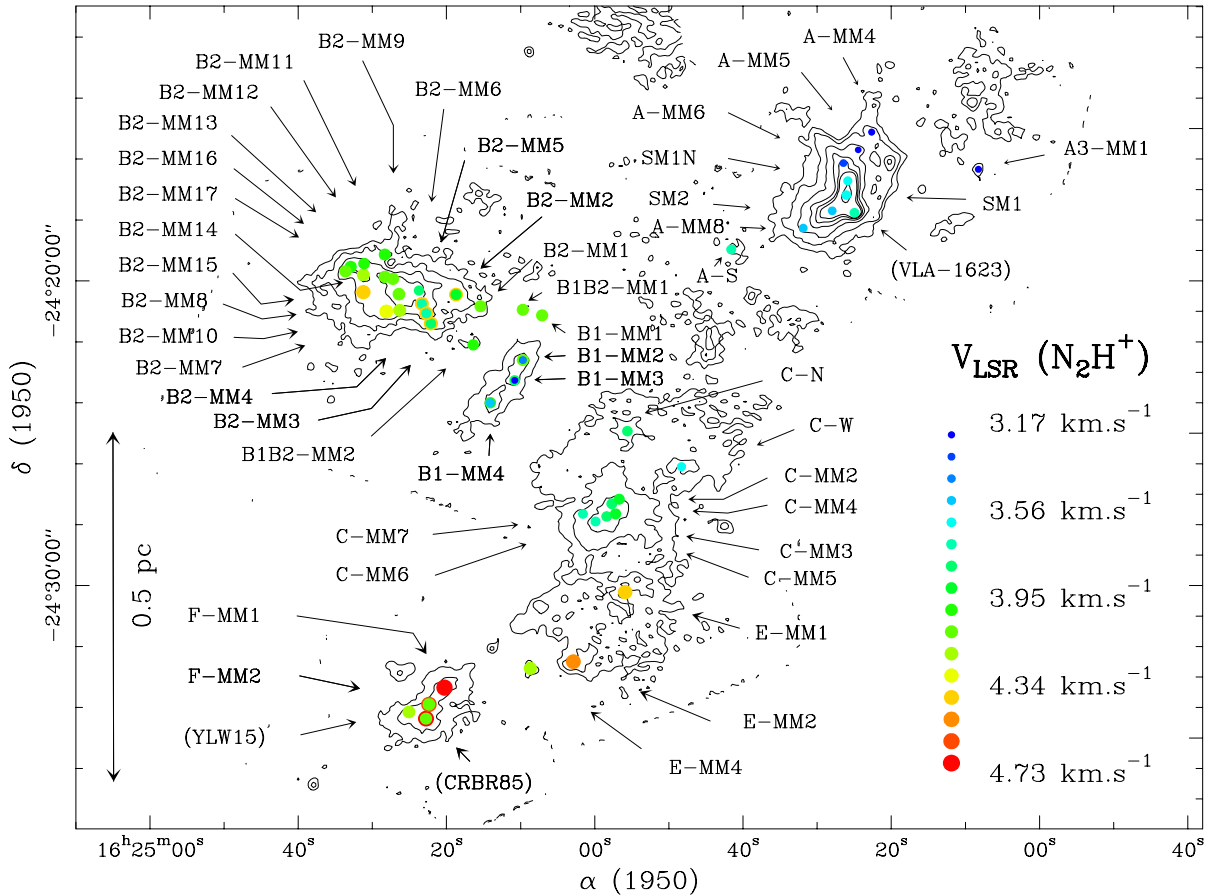


FIG. 5.16 – Carte des vitesses systémiques des 45 condensations préstellaires de ρ Oph détectées en $N_2H^+(1-0)$, superposée aux contours les plus bas de la mosaïque obtenue par MAN98 en émission continue à 1.3 mm (cf. Fig. 5.1). Les points colorés représentent la vitesse systémique V_{lsr} de chaque condensation mesurée par un ajustement HFS du multiplet $N_2H^+(1-0)$ (cf. § 2.3.2). La taille du symbole augmente et sa couleur varie du bleu au rouge lorsque la vitesse systémique augmente. Les vitesses systémiques des proto-étoiles VLA1623, IRS43/YLW15 et CRBR85 sont également indiquées. Certains points sont doubles et reflètent la présence de deux composantes dans le spectre.

système, calculée pour différents échantillons. Pour l'ensemble des condensations de ρ Oph détectées en $N_2H^+(1-0)$ (ainsi que les 3 proto-étoiles observées), on mesure une dispersion de vitesse $\sigma_{1D} \sim 0.37 \text{ km s}^{-1}$ autour de la vitesse moyenne $\langle V_{lsr} \rangle \sim 3.93 \text{ km s}^{-1}$. En supposant que les mouvements relatifs sont isotropes, on aboutit à une dispersion de vitesse totale $\sigma_{3D} \sim 0.64 \text{ km s}^{-1}$ (cf. col. 8 du Tab. 5.8). Avec un diamètre du proto-amas de $D \sim 1.1 \text{ pc}$, on obtient une durée de traversée typique de l'ordre de 1.7×10^6 ans (cf. col. 9 et 10 du Tab. 5.8). La dispersion de vitesse autour du gradient de vitesse moyen déterminée plus haut est encore plus faible ($\sigma_{3D} \sim 0.43 \text{ km s}^{-1}$) et la durée de traversée encore plus longue ($\sim 2.5 \times 10^6$ ans). On obtient des durées de traversée à peine plus courtes ($\sim 0.5\text{-}1.0 \times 10^6$ ans) pour les cœurs denses Oph A, B2

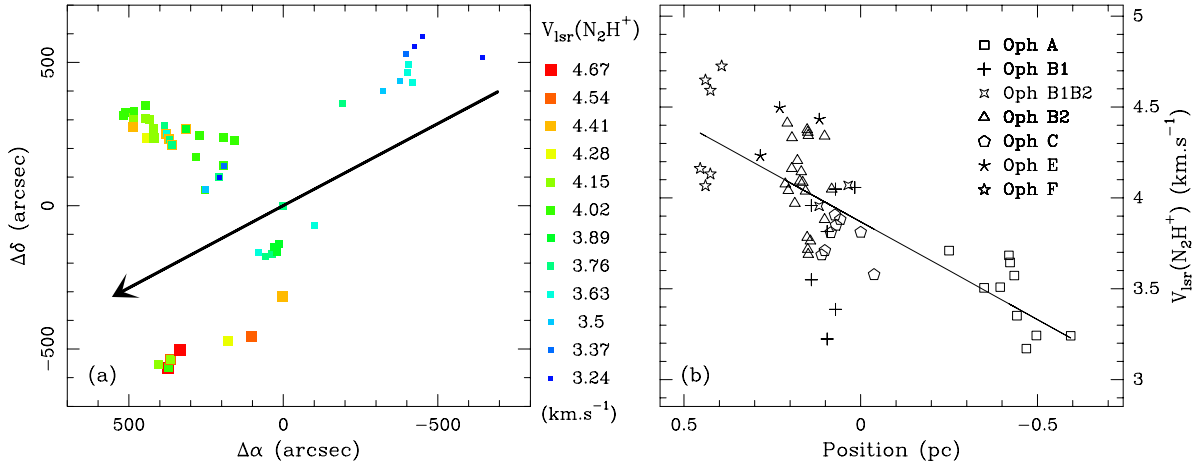


FIG. 5.17 – (a) Gradient de vitesse moyen ($\sim 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, P.A. $\sim 120^\circ$) symbolisé par la flèche, superposé à la carte des vitesses systémiques des condensations de ρ Oph. La vitesse systémique augmente lorsque la taille du symbole augmente et la couleur devient plus foncée. (b) Vitesse systémique des condensations en fonction de la distance à Oph C-N projetée sur l'axe du gradient de vitesse moyen. La droite montre le gradient de vitesse le long de cet axe.

et C (suffisamment peuplés d'un point de vue statistique) pris individuellement. Or plusieurs arguments laissent penser que la durée de vie des condensations est de l'ordre de 10^5 ans. Tout d'abord, on peut estimer cette durée de vie à partir d'un argument statistique. Si l'on suppose que le taux de formation d'étoiles est resté constant au cours du temps, le rapport du nombre de condensations (59) recensées par MAN98 au dessus de $\sim 0.1 M_\odot$ dans ρ Oph au nombre d'objets stellaires jeunes de classe II observés dans la même gamme de masse (123, cf. Bontemps et al. 2001) donne une estimation du rapport des durées de vie de ces deux classes d'objet (~ 0.5). Comme la durée de vie des objets de classe II enfouis de ρ Oph est de l'ordre de $0.5\text{-}1 \times 10^6$ ans (Greene et al. 1994; Bontemps et al. 2001), on obtient une durée de vie de l'ordre de $3\text{-}5 \times 10^5$ ans pour les condensations. Toutefois, à partir de l'analyse de la distribution des âges des étoiles de pré-séquence principale, Palla & Stahler (2000) avancent que le taux de formation d'étoiles a dû s'accroître depuis quelques millions d'années dans un certain nombre d'amas et associations proches (dont ρ Oph). Cet argument implique que la durée de vie des condensations est en réalité probablement inférieure à la valeur obtenue plus haut ($< 3\text{-}5 \times 10^5$ ans). D'autre part, les densités moyennes des condensations sont de l'ordre de 10^7 cm^{-3} (cf. Tab. 2 de MAN98), ce qui donne un temps d'évolution dynamique (t_{ff}) de l'ordre de 10^4 ans. Enfin, le temps de contraction estimé pour le cœur dense Oph C-S à partir de la signature d'effondrement gravitationnel observée implique une durée de vie des condensations inférieure à $\sim 2\text{-}5 \times 10^5$ ans (cf. § 5.4.3). Avec une durée de vie typique de l'ordre de 10^5 ans, il semble donc que les condensations prestellaires de ρ Oph n'auront pas le temps d'orbiter significativement à travers le proto-amas, ni même au sein d'un cœur dense individuel, avant de donner naissance à des étoiles de pré-séquence principale (la durée de vie de la phase protostellaire in-

termédiaire est également de l'ordre de quelques 10^5 ans). Comme la distribution des condensations au sein du proto-amas est hiérarchique, elles n'ont probablement pas déjà eu le temps d'orbiter non plus (cf. Elmegreen 2000). Ces conclusions ne favorisent donc pas les scénarii de formation d'étoiles en amas qui font appel à "l'accrétion compétitive" (Bonnell et al. 1997, 2001) pour expliquer la fonction de masse initiale des étoiles. Dans ces modèles en effet, les condensations/proto-étoiles accrètent le gaz de manière compétitive en orbitant plusieurs fois à travers le proto-amas (cf. par ex. Fig 2 de Bonnell et al. 1997), ce qui n'est visiblement pas le cas dans ρ Oph.

La dispersion de vitesse des condensations $\sigma_{1D} \sim 0.37$ km s $^{-1}$ obtenue plus haut permet d'estimer une masse viriel du proto-amas de l'ordre de 50-90 M_{\odot} ($3-5 \times R\sigma_{1D}^2/G$, cf. § 3.1.4). Cette masse viriel est bien inférieure à la masse de gaz totale $\sim 550 M_{\odot}$ du nuage moléculaire principal de ρ Oph mesurée en C 18 O(1-0) par Wilking & Lada (1983). Cette comparaison suggère que *le proto-amas de ρ Oph est gravitationnellement instable et peut-être dans un état de contraction globale*, d'autant plus que le champ magnétique ne semble pas suffisant pour contrebalancer la gravitation (cf. par ex. Troland et al. 1996; Crutcher 1999) et que la signature spectroscopique d'effondrement (cf. § 3.3) est observée en CO et isotopes (Encrenaz et al. 1975; Wilking & Lada 1983; Troland et al. 1996). Un modèle préliminaire que nous avons réalisé avec MAPYSO indique des vitesses de contraction de l'ordre de 0.5 km s $^{-1}$ (ce qui conduit à un temps de contraction de l'ordre de 10^6 ans) et une dispersion de vitesse non thermique σ_{NT} de l'ordre de 0.4 km s $^{-1}$ (comparable à la dispersion de vitesse des condensations σ_{1D}). Enfin, comme la masse viriel mesurée à partir des mouvements relatifs des condensations est un peu plus faible que la masse totale $\sim 100 M_{\odot}$ de l'amas infrarouge enfoui estimée par Bontemps et al. (2001), le proto-amas formera probablement un amas d'étoiles gravitationnellement lié, même si tout le gaz est brusquement dispersé.

Chapitre 6

Comparaison d'IRAM 04191 à d'autres sources

Nous comparons dans ce chapitre la structure en vitesse de l'enveloppe d'IRAM 04191 (cf. Chap. 4) avec celle d'autres enveloppes protostellaires, associées à des proto-étoiles jeunes de classe 0 ou à des condensations préstellaires sur le point de former un embryon stellaire. Nous commençons par quelques sources du nuage du Taureau, qui se forment de manière plutôt isolée, puis nous nous intéressons à des objets associés à des régions de formation d'étoiles en amas comme le nuage de ρ Ophiuchi (cf. Chap. 5) et NGC 1333 dans le complexe moléculaire de Persée. L'objectif est de déterminer si les conditions et le déroulement de l'effondrement gravitationnel d'un objet dépendent de son environnement (source isolée ou dans un proto-amas).

6.1 Sources du nuage du Taureau

L'enveloppe d'IRAM 04191 détectée en émission continue millimétrique de poussière (cf. Fig. 1.2) et en raies moléculaires (comme $N_2H^+(1-0)$, cf. Fig. 1 de BADB02) est très similaire aux cœurs denses du nuage du Taureau ($\langle n_{H_2} \rangle \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ dans un diamètre de 0.1 pc). De plus, comme sa structure en vitesse au delà de 2000 UA semble refléter les conditions physiques à la fin de la phase préstellaire (cf. § 6.4 de BADB02), il est intéressant de la comparer à la structure en vitesse de cœurs préstellaires en effondrement tels que L1544 (cf. Tafalla et al. 1998) et MC 27 (cf. Onishi et al. 1999).

Le cœur préstellaire L1544. Tafalla et al. (1998) ont montré à partir d'observations en CS et $C^{34}S$ que le cœur préstellaire L1544, allongé dans le plan du ciel (cf. Fig. 6.1a et b), est animé de mouvements de contraction étendus, à l'échelle de 20000 UA, avec des vitesses allant jusqu'à $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Ohashi et al. (1999) ont aussi invoqué une vitesse de contraction de 0.12 km s^{-1} sur le domaine de rayon 7500-15000 UA pour interpréter le gradient de vitesse observé en CCS dans la direction du petit axe de la

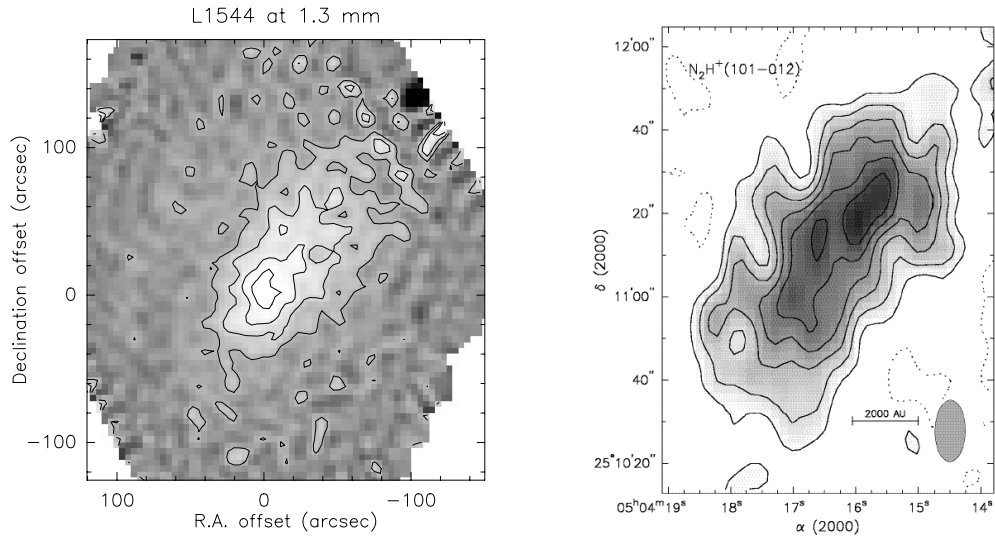


FIG. 6.1 – (a) *A gauche*: carte de L1544 en émission continue à 1.3 mm, lissée à une résolution effective de $13''$ (IRAM 30m). Les contours varient de 20 à 80 mJy/lobe par pas de 20 mJy/lobe. Figure extraite de Ward-Thompson, Motte & André (1999). (b) *A droite*: carte interférométrique (BIMA) d'intensité intégrée $N_2H^+(101-012)$ de L1544. La taille du lobe est de $14.8'' \times 6.6''$. Les contours varient par pas de $0.12 K km s^{-1}$. Le contour en pointillé est à $-0.12 K km s^{-1}$. Figure extraite de Williams et al. (1999).

condensation¹. Leur modèle inclut également de la rotation et rend compte du gradient de vitesse mesuré en CCS dans la direction du grand axe ($\mathcal{G}_1 \sim 1.2 km s^{-1} pc^{-1}$, comme celui mesuré en DCO⁺(2-1) par Caselli et al. 2002a). Ce gradient de vitesse est du même ordre que celui mesuré par Tafalla et al. (1998) en C¹⁸O(1-0) à grande échelle ($\sim 1.4 km s^{-1} pc^{-1}$ sur $\sim 0.5 pc$). A plus petite échelle dans le plan du ciel ($\sim 2000 UA$), Williams et al. (1999) déduisent, à partir d'observations interférométriques en $N_2H^+(1-0)$ (cf. Fig. 6.1b), des vitesses de contraction (des ions) de $\sim 0.08 km s^{-1}$ et un gradient de vitesse $\mathcal{G}_2 = 3.8 km s^{-1} pc^{-1}$ dans la direction du grand axe².

La condensation L1544 semble par conséquent caractérisée par une vitesse de contraction de l'ordre de $0.1 km s^{-1}$ sur l'intervalle de rayon 3000-20000 UA, ce qui est très similaire aux caractéristiques de l'enveloppe d'IRAM 04191. Ciolek & Basu (2000) ont présenté un modèle de diffusion ambipolaire rendant grossièrement compte de ces vitesses de contraction et avancent que la condensation L1544 pourrait être un cœur supercritique en effondrement, environ 3×10^4 ans avant la formation de l'embryon stellaire central. Ce modèle, sans rotation et sans freinage magnétique, est initiale-

1. L'absence de flot bipolaire d'éjection de matière dans cette source et la géométrie observée du cœur dense, compatible avec une forme de disque, permettent cette interprétation.

2. Le modèle utilisé est un modèle à deux couches similaire à celui de Myers et al. (1996, cf. § 3.3.4). La vitesse de contraction citée est la vitesse de la couche absorbante externe (d'épaisseur 42000 UA) par rapport à la couche émettrice interne (d'épaisseur 4800 UA). Avec une telle épaisseur de couche absorbante, il est difficile de savoir à quel rayon (sur la ligne de visée) la vitesse citée se rapporte réellement.

ment sous-critique de 20% seulement, et le rayon du cœur supercritique est très grand ($R_{crit} \sim 70000$ UA). L'amplitude du champ magnétique qu'il prédit est en très bon accord avec la mesure Zeeman $B_{los} = +11 \pm 2 \mu\text{G}$ réalisée ultérieurement en OH par Crutcher & Troland (2000). Enfin, Caselli et al. (2002a) ont comparé ce modèle à leurs observations en raies moléculaires et l'accord partiel constaté suggère que la diffusion ambipolaire joue un rôle important dans le processus de formation de ce cœur dense.

Du point de vue de la rotation, il pourrait être tentant d'interpréter l'augmentation du gradient de vitesse le long du grand axe vers les plus petites échelles ($\mathcal{G}_2 > \mathcal{G}_1$) comme la conséquence d'une rotation différentielle semblable à celle observée dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Cependant Caselli et al. (2002a) signalent que leurs observations en $\text{N}_2\text{D}^+(3-2)$ ne révèlent aucun gradient de vitesse dans la direction du grand axe à une échelle de 4000 UA, et invoquent au contraire une perte de moment cinétique entre l'échelle tracée par DCO^+ et celle tracée par N_2D^+ . La rotation du cœur dense L1544 n'est donc pas encore bien contrainte.

Le cœur préstellaire MC 27. Dans le relevé en H^{13}CO^+ de 55 condensations du nuage du Taureau effectué par Onishi et al. (2002)³, la condensation MC 27, d'aspect circulaire dans le plan du ciel (cf. Fig. 6.2a), est celle qui présente le profil de densité le plus pentu ($\rho \propto r^{-p}$ avec $p \sim 1.8-1.9$ sur $4000 < r < 40000$ UA) et la densité pic la plus élevée ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ à $r \sim 1000$ UA, du même ordre que ce que nous avons nous-mêmes estimé pour IRAM 04191) parmi les 44 condensations non associées à une source IRAS (qui ont une densité pic moyenne $\sim 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$). Cela suggère qu'elle est la condensation préstellaire la plus proche de " $t = 0$ " (formation de l'embryon stellaire central) dans cet échantillon. De plus, MC 27 présente la signature d'effondrement gravitationnel en $\text{HCO}^+(3-2)$. Onishi, Mizuno & Fukui (1999) ont montré qu'une vitesse de contraction de l'ordre de $\sim 0.2-0.3 \text{ km s}^{-1}$ pour $r < 3000$ UA permet de reproduire cette signature. Ces auteurs obtiennent un bon accord (à la fois sur le profil de vitesse et sur le profil de densité) avec le modèle hydrodynamique non isotherme et non magnétique d'effondrement gravitationnel de Masunaga et al. (1998) pour un temps de l'ordre de $0.2-1 \times 10^4$ ans avant la formation du premier cœur hydrostatique de l'embryon stellaire (cf. § 1.1.1). Ce modèle a pour conditions initiales une vitesse nulle et une densité uniforme (donc une situation initiale hors équilibre). L'effondrement qui s'ensuit est par conséquent semblable à celui décrit par la solution auto-similaire de Larson-Penston (cf. § 1.2.2), et est relativement dynamique. Par ailleurs, des ailes de raie importantes sont observées uniquement sur la position centrale en $\text{HCO}^+(3-2)$. Elles sont peut-être associées à un flot bipolaire (Onishi et al. 1999). Le statut de la condensation MC 27 est par conséquent encore incertain : elle est probablement sur le point de former un embryon stellaire, ou vient juste de le faire (ce serait dans ce cas une proto-étoile de classe 0, peut-être plus jeune qu'IRAM 04191).

D'autre part, nos propres observations de MC 27 obtenues avec le télescope de

3. Ce relevé n'inclut pas L1544, mais il contient IRAM 04191 (MC 18a), non identifiée comme telle par les auteurs cependant.

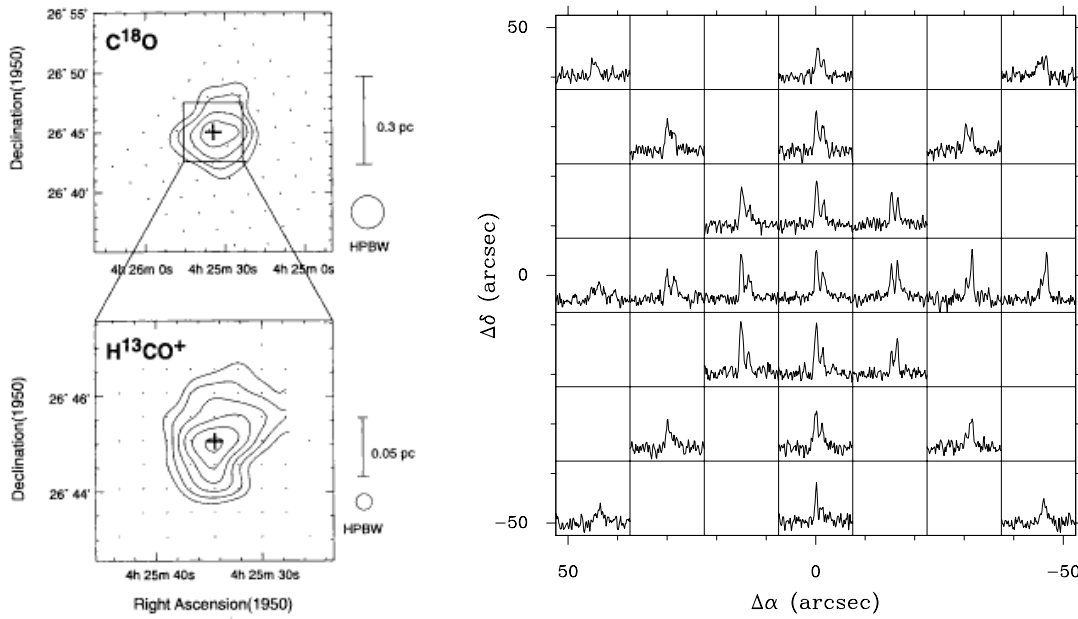


FIG. 6.2 – (a) A gauche : cartes d'intensité intégrée $C^{18}O(1-0)$ (en haut, télescope de 4m de Nagoya) et $H^{13}CO^+(1-0)$ (en bas, télescope de 45m de Nobeyama) du cœur dense MC 27. Figure extraite de Onishi et al. (1999). (b) Carte de spectres $CS(3-2)$ obtenues dans la direction de MC 27 avec le télescope de 30m de l'IRAM. Pour chaque spectre, l'intervalle de vitesse en abscisse est $[4, 8.5] \text{ km s}^{-1}$ et l'intervalle de température en ordonnée est $[-0.5, 2.3] \text{ K}$ (en échelle T_a^*).

30m de l'IRAM (analyse en cours) ne révèlent aucun gradient de vitesse significatif ($\mathcal{G} < 0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) en $N_2H^+(1-0)$, ce qui implique soit une rotation très lente (ou inexistante), soit un axe de rotation pratiquement parallèle à la ligne de visée (ce qui serait compatible avec l'aspect circulaire de MC 27). Or, nos observations en $CS(3-2)$ et $HCN(1-0)$ montrent que l'asymétrie de la signature d'effondrement s'inverse de part et d'autre du centre, le pic rouge devenant plus intense que le pic bleu dans la partie sud-ouest de la condensation (cf. Fig. 6.2b), comme le suggère également la Fig. 3 en $HCO^+(3-2)$ de Onishi et al. (1999). Un gradient de vitesse (associé à de la rotation) suffisamment faible pour ne pas être décelable à l'aide d'une transition optiquement mince peut-il être suffisant pour inverser l'asymétrie des spectres optiquement épais (comme c'était le cas pour certains exemples de la Fig. 3.8)? Le problème est encore ouvert et fera l'objet d'un approfondissement.

Si MC 27 est effectivement vue presque par le pôle (selon l'axe de rotation) comme il est suggéré plus haut, et si la condensation possède un champ magnétique à structure poloidale, alors les vitesses d'effondrement mesurées par Onishi et al. (1999) sont sans doute un peu plus fortes que celles animant la matière dans le plan équatorial (inaccessibles par spectroscopie car dans le plan du ciel), l'effondrement y étant freiné par le champ magnétique. Cela pourrait expliquer les vitesses d'effondrement mesurées dans MC 27 par Onishi et al. (1999) un peu plus fortes que celles que nous avons mesurées

pour IRAM 04191. Par ailleurs, à partir de nos propres observations, nous obtenons des largeurs de raie $\Delta V = 0.30 \pm 0.01 \text{ km s}^{-1}$ pour $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ et $\Delta V = 0.33 \pm 0.01 \text{ km s}^{-1}$ pour $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ sur la position centrale de MC 27. Cela suggère une vitesse d’effondrement $v_{inf} \lesssim 0.15 \text{ km s}^{-1}$ au rayon du lobe du télescope ($\sim 1800 \text{ UA}$), donc une vitesse un peu plus faible que celle obtenue par Onishi et al. (1999).

Conclusions. L1544, MC 27 et IRAM 04191 occupent trois stades relativement rapprochés de l’évolution (pré)protostellaire puisque, selon toute vraisemblance, moins de 10^5 ans les séparent. Ils encadrent le moment de la formation de l’embryon stellaire central, MC 27 se trouvant probablement à un stade intermédiaire entre L1544 et IRAM 04191. Les trois condensations se ressemblent puisqu’elles ont à peu près la même densité à 3000 UA^4 ($\sim 1.2\text{-}4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$), et un profil approximativement en r^{-2} au delà. Pour ces trois exemples caractéristiques du nuage du Taureau (sources relativement isolées), les vitesses d’effondrement mesurées sont assez semblables, subsoniques ($\sim \frac{1}{2}a_s$) pour L1544 et IRAM 04191, ou légèrement supersoniques pour MC 27 (à confirmer), avec un profil plutôt plat et étendu. De plus, les flux de masse mesurés (vers l’intérieur) sont très semblables dans les trois cas : $\sim 3\text{-}6 \times 10^{-6} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ pour L1544 à 7500 UA , $\sim 3.5\text{-}5 \times 10^{-6} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ pour MC 27 à 3000 UA , et $\sim 3 \times 10^{-6} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ pour IRAM 04191 à 3000 UA . Ces flux représentent 2-4 fois le taux d’accrétion “standard” a_s^3/G à 10 K . De tels flux de masse sont tout à fait compatibles avec ceux prédits par les modèles d’effondrement spontané débutant au cours de la phase préstellaire (hydrodynamiques, cf. § 1.2.3, ou magnétohydrodynamiques, cf. § 1.2.4), et ne suggèrent donc pas un effondrement plus violent déclenché par une perturbation extérieure.

D’autre part, l’importance du rôle du champ magnétique et de la diffusion ambipolaire varie d’une source à l’autre puisque l’effondrement de L1544 est interprété comme celui d’un cœur supercritique de rayon critique 20 fois plus grand que celui présumé pour IRAM 04191, tandis qu’un modèle purement hydrodynamique est suffisant pour rendre compte des vitesses mesurées dans MC 27. Toutefois, l’orientation de MC 27 (peut-être vue par le pôle) pourrait masquer une partie des effets modérateurs du champ magnétique.

6.2 Sources protostellaires dans des proto-amas

Condensations préstellaires de $\rho \text{ Oph}$. Plus de 10% des condensations préstellaires de $\rho \text{ Oph}$ présentent la signature spectroscopique d’effondrement gravitationnel (cf. § 5.4.1). L’analyse de cette signature en CS en direction de la condensation OphC-MM5 a montré qu’elle révèle des mouvements de contraction à l’échelle du cœur dense OphC-S mais ne donne pas d’information sur la structure en vitesse de la condensation

4. au delà du plateau de densité central pour L1544 ($R_{flat} \sim 2500\text{-}2900 \text{ UA}$, cf. Ward-Thompson et al. 1999; Bacmann et al. 2000) et au delà de l’onde d’expansion pour IRAM 04191 ($R_{exp} \lesssim 2000 \text{ UA}$, cf. BADB02).

elle-même (cf. § 5.4.3). Le flux de masse mesuré (vers l'intérieur) atteint $5\text{-}10 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ à 8500 UA, soit $30\text{-}60 a_s^3/G$ (ou $10\text{-}20 a_{eff}^3/G$ si on prend une vitesse du son effective tenant compte de la dispersion turbulente). Ce flux de masse est plus d'un ordre de grandeur supérieur à celui mesuré dans l'enveloppe d'IRAM 04191, essentiellement en raison de la densité beaucoup plus élevée dans OphC-S que dans le cœur dense d'IRAM 04191. En effet, alors que le profil de densité de l'enveloppe d'IRAM 04191 est compatible avec celui d'une sphère de Bonnor-Ebert à 7 K en effondrement (cf. Fig. 4.6), la densité du cœur dense OphC-S ($n_{H_2} = 2.8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ au rayon $r = 3400$ UA, cf. § 5.4.2 et Tab. 4 de MAN98) représente 10-30 fois la densité d'une sphère de Bonnor-Ebert à 8 K⁵. Nous avons montré au § 5.4.3 que le flux de masse mesuré dans OphC-S ne peut résulter de l'effondrement spontané d'une sphère de Bonnor-Ebert et suggère soit l'intervention d'une perturbation extérieure, soit la perte brutale (c'est-à-dire sur une échelle de temps plus courte que le temps d'évolution dynamique) d'un mécanisme de support. On pourrait penser à la dissipation de la turbulence (cf. Nakano 1998; Myers & Lazarian 1998), mais les simulations numériques montrent qu'elle se produit sur une échelle de temps de quelques fois le temps de chute libre, ce qui n'est probablement pas assez rapide. L'intervention d'une perturbation extérieure semble par conséquent l'hypothèse la plus plausible.

IRAS 16293-2422. IRAS 16293-2422 est un objet de classe 0 situé au nord du nuage moléculaire L1689, dans le complexe moléculaire de ρ Ophiuchi. C'est une source multiple (cf. Looney, Mundy & Welch 2000) mais son environnement est moins peuplé que le nuage principal de ρ Oph (L1688) puisqu'une seule source infrarouge a été détectée par ISO dans son voisinage (cf. Bontemps et al. 2001). Cet objet est l'un des tous premiers pour lesquels la présence de mouvements d'effondrement a été annoncée (Walker et al. 1986). L'enveloppe est 4-5 fois plus dense que celle d'IRAM 04191 avec $n_{H_2} \sim 2.9 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ à $r \sim 4800$ UA (P. André & F. Motte, communication privée, voir également Mezger et al. 1992). Les différentes analyses qui ont été publiées donnent un flux de masse vers l'intérieur $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (Zhou 1995; Narayanan, Walker & Buckley 1998; Ceccarelli et al. 2000), soit $\sim 7\text{-}20 a_s^3/G$ à une température de 10-20 K.

La présence de rotation différentielle a été signalée dans l'enveloppe d'IRAS 16293 (Zhou & Evans 1994; Zhou 1995). Les auteurs mesurent un gradient de vitesse moyen de $\sim 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ à grande échelle (sur $\sim \pm 300''$) en $\text{C}^{18}\text{O}(2\text{-}1)$, alors que la région interne de rayon $\theta \sim 30''$ (tout juste résolue par leurs observations) possède un gradient de vitesse moyen de $\sim 6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, soit ~ 6 fois plus fort. Les auteurs évoquent un effet conjugué de la diffusion ambipolaire et du freinage magnétique pour expliquer cette rotation différentielle, mais ils se contentent de modéliser l'effondrement gravitationnel dans la région centrale avec le modèle de Terebey et al. (1984), qui

5. Le profil de densité d'une sphère de Bonnor-Ebert, en dehors du plateau de densité central, est un peu plus pentu que r^{-2} mais peut être approché par $\rho = \beta(r) \frac{a_s^2}{2\pi G r^2}$ avec $\beta(r)$ variant de ~ 1.4 à ~ 3.6 pour un rayon variant de R_{ext} à $R_{ext}/20$ (d'après la Fig. 1 de Foster & Chevalier 1993). Sous cette forme, le paramètre β mesure l'écart à la sphère singulière isotherme (cf. § 1.2.2).

prend pour condition initiale à $t = 0$ une enveloppe statique en rotation solide. Il est intéressant de remarquer que, lorsqu'on se limite à la région de rayon $\theta \sim 90''$, le diagramme position-vitesse d'IRAS 16293 montré sur la Fig. 6b de Zhou (1995) semble présenter la même forme en "S" (mais les incertitudes sont grandes) que celui obtenu sur IRAM 04191 (cf. Fig. 3 de BADB02), et qu'il se raccorde ensuite à un gradient de vitesse à peu près uniforme. Il est par conséquent tentant de donner à ce diagramme position-vitesse la même interprétation que celle développée pour IRAM 04191 : la région de rayon $\theta \sim 30''$, devenue supercritique, pourrait s'être découplée du milieu ambiant en rotation solide et s'être mise à se contracter dynamiquement tout en conservant son moment cinétique.

NGC 1333-IRAS 4A. La source infrarouge IRAS 4 fait partie d'un amas infrarouge du complexe moléculaire de Persée ($d = 350$ pc), et se trouve dans le nuage moléculaire NGC 1333. Elle est constituée de deux objets de classe 0, IRAS 4A et IRAS 4B (cf. Sandell et al. 1991), eux-mêmes multiples (au moins doubles, cf. Looney et al. 2000; Di Francesco et al. 2001). L'objet de classe 0 IRAS 4A est beaucoup plus lumineux qu'IRAM 04191 ($L_{bol} = 14 L_{\odot}$, cf. Sandell et al. 1991). D'après Motte & André (2001), son enveloppe est 10 fois plus massive que celle d'IRAM 04191 ($M(r < 4200 \text{UA}) = 4.5 M_{\odot}$) et elle possède une structure en densité très piquée ($\rho \propto r^{-p}$ avec $p = 2.6 \pm 0.6$). D'autre part, elle présente la signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel (cf. Gregersen et al. 1997; Mardones et al. 1997).

Di Francesco et al. (2001) ont récemment analysé la structure en vitesse de cet objet à partir d'observations en raies moléculaires réalisées avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Leurs observations en H_2CO montrent des profils de raie de type P-Cygni inverse (cf. § 3.3.2), révélant des mouvements de contraction rapides. Avec un modèle de transfert radiatif à deux couches (inspiré du modèle de Myers et al. 1996, cf. § 3.3.4), ces auteurs déduisent une vitesse de contraction $V_{in} = 0.68 \text{ km s}^{-1}$ à un rayon $R_{in} \sim 2700 \text{ UA}$ (estimé très grossièrement), et une dispersion turbulente $\sigma_{turb} = 0.34 \text{ km s}^{-1}$. Ils obtiennent un flux de masse vers l'intérieur $M_{in} = 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Nos propres observations d'IRAS 4A en CS et C^{34}S réalisées avec le radiotélescope de 30m montrent aussi la signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel. Un modèle préliminaire satisfaisant (cf. Fig. 6.3), calculé avec le code MAPYSO, est obtenu avec un profil de vitesse d'effondrement $v_{inf} (\text{km s}^{-1}) = 1.25 (r/2000 \text{ UA})^{-0.5}$ et une dispersion de vitesse turbulente $\sigma_{turb} = 0.42 \text{ km s}^{-1}$. Ce modèle implique un flux de masse vers l'intérieur de $5.5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ à 2100 UA.

Le flux de masse vers l'intérieur mesuré dans l'enveloppe d'IRAS 4A est par conséquent 40-180 fois plus élevé que celui mesuré dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Cette différence provient à la fois de la densité plus forte (d'un facteur ~ 10) et des vitesses plus élevées (d'un facteur $\sim 7-12$). De telles conditions ne peuvent pas résulter d'un effondrement gravitationnel spontané et suggèrent fortement l'intervention d'une perturbation extérieure. L'étude de la structure et de la dynamique du nuage NGC 1333, qui contient de nombreuses sources infrarouges associées à des flots bipolaires d'éjection de matière, a conduit un certain nombre d'auteurs à proposer un scénario de forma-

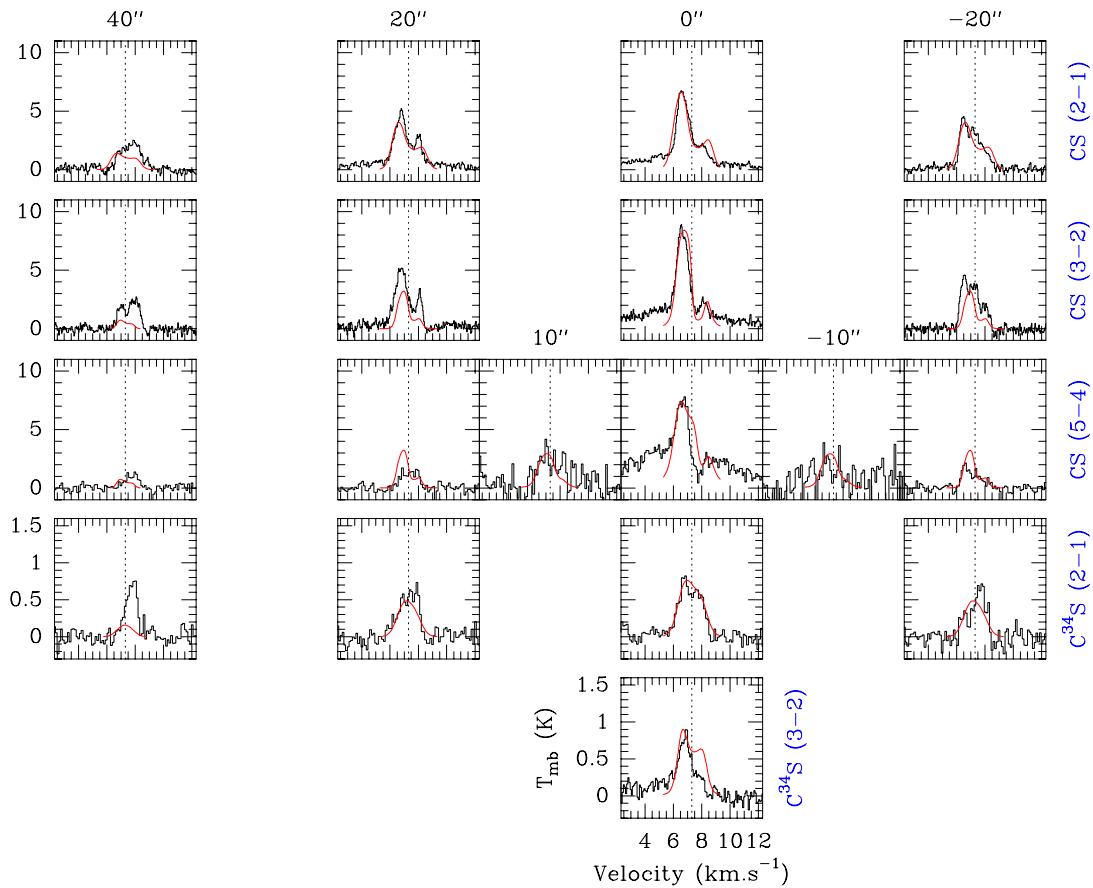


FIG. 6.3 – Spectres (en échelle T_{mb}) $CS(2-1)$, $CS(3-2)$, $CS(5-4)$, $C^{34}S(2-1)$ et $C^{34}S(3-2)$ observés avec le télescope de 30m de l'IRAM dans la direction d'IRAS 4A (histogrammes). La droite verticale en pointillé représente la vitesse systémique de la source (7.3 km s^{-1}). Les spectres du modèle préliminaire présenté dans le § 6.2 sont superposés aux spectres observés. Les ailes de raie très fortes en $CS(5-4)$ proviennent certainement du flot d'éjection de matière le long des pôles.

tion d'étoiles déclenchée de manière séquentielle par les générations successives de flots bipolaires dans NGC 1333 (cf. Warin et al. 1996; Lefloch et al. 1998; Sandell & Knee 2001). Selon Warin et al. (1996), la formation d'IRAS4 pourrait avoir été engendrée par la compression du gaz par le flot bipolaire de la source SVS13 située à $\sim 3'$ au nord-ouest.

Conclusions. Toutes les sources protostellaires situées dans des proto-amas discutées plus haut présentent les mêmes caractéristiques (fortes densités et flux de masse vers l'intérieur élevés) qui les distinguent des sources du nuage du Taureau telles que IRAM 04191, L1544 et MC 27. Contrairement à ces dernières, les mouvements de contraction observés ne peuvent résulter d'un effondrement spontané et sont très probablement le résultat d'une perturbation extérieure. Le nuage moléculaire de ρ Oph est

en effet réputé pour avoir été fortement influencé par les vents stellaires et les explosions de supernovae de l'association d'étoiles massives Sco OB2 située à proximité (cf. de Geus 1992; MAN98). La formation d'étoiles dans NGC 1333 semble elle se produire de manière séquentielle induite par les flots bipolaires d'éjection de matière associés aux proto-étoiles successivement formées. D'un point de vue plus quantitatif, il s'agit maintenant de comprendre si ces perturbations extérieures (qui se traduisent par une augmentation de pression extérieure, cf. Hennebelle et al. 2002) sont suffisantes à elles seules pour produire des profils de densité un ordre de grandeur plus élevés que ceux observés dans les régions de formation d'étoile isolée comme le nuage du Taureau.

Conclusions et perspectives

La proto-étoile IRAM 04191. A partir d'observations en raies moléculaires réalisées avec le radiotélescope de 30m et l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM, nous avons étudié de manière détaillée, en utilisant le code de transfert radiatif MAPYSO (Blinder 1997), la structure en vitesse de l'enveloppe de la proto-étoile de classe 0 IRAM 04191 située dans le nuage moléculaire du Taureau. Les principaux résultats sont les suivants :

- La majeure partie de l'enveloppe (au moins jusqu'à un rayon de 10000-12000 UA) est animée de mouvements d'effondrement subsoniques ($v_{inf} \sim 0.5 a_s \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$), impliquant un flux de masse vers l'intérieur $\dot{M}_{inf} \sim 2-3 a_s^3/G \sim 3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. En deçà de 2000 UA, un champ de vitesse $v_{inf} \propto r^{-0.5}$ est compatible avec les observations.
- L'enveloppe est en rotation différentielle, avec une vitesse angulaire de rotation décroissant de $\Omega(1800 \text{ UA}) \sim 38 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ à $\Omega(r_{m,o} = 11000 \text{ UA}) \lesssim 0.5-1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, en passant par $\Omega(r_m = 3500 \text{ UA}) \sim 12 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. Le profil de vitesse angulaire est très pentu entre 3500 et 7000 UA ($\Omega \propto r^{-2.5 \pm 0.5}$) et semble plus plat en deçà de 3500 UA.
- La présence de mouvements de contraction dans une zone étendue de l'enveloppe n'est pas compatible avec le modèle d'effondrement gravitationnel d'une sphère singulière isotherme (Shu 1977; Shu et al. 1987). Les modèles hydrodynamiques d'effondrement isotherme d'une sphère de Bonnor-Ebert semblent plus appropriés, mais ils tendent à produire des vitesses un peu trop élevées et ne peuvent rendre compte du profil de vitesse angulaire de rotation observé.
- Le contraste observé entre le profil de vitesse de rotation (fortement décroissant) et le profil de vitesse d'effondrement (plat) au delà du rayon $r_m \sim 3500 \text{ UA}$ suggère que le moment cinétique n'est pas conservé dans la partie extérieure de l'enveloppe, ce dont il est difficile de rendre compte par un modèle d'effondrement sans champ magnétique.
- A partir d'une comparaison qualitative avec les modèles magnétiques d'effondrement gravitationnel par diffusion ambipolaire (voir par ex. BM94), nous proposons que la partie interne de l'enveloppe d'IRAM 04191, en rotation rapide, correspond à un cœur supercritique (c'est-à-dire qui n'est plus soutenu par le champ magnétique) se découplant de la partie externe de l'enveloppe toujours en partie soutenue par le champ magnétique et fortement affectée par un freinage magnétique. La

couche de rayon $r_m < r < r_{m,o}$ correspondrait alors à la zone de transition entre la proto-étoile en formation et le nuage environnant en rotation lente. Les modèles magnétiques actuellement publiés ne prédisent pas de cœurs supercritiques aussi petits ($R_{crit} \sim 3500$ UA), mais nous pensons qu'un modèle initialement légèrement sous-critique et incluant les effets de la turbulence MHD dans l'enveloppe pourrait être plus satisfaisant.

- Il est intéressant de noter que la zone de transition mise en évidence dans l'enveloppe d'IRAM 04191 correspond à l'échelle en deçà de laquelle le moment cinétique spécifique des cœurs denses du nuage du Taureau semble conservé (~ 5000 UA, cf. Ohashi et al. 1997b). Nos résultats renforcent par conséquent l'idée proposée par Ohashi et al. (1997b) que le rayon $r \sim 5000$ UA représente l'échelle caractéristique de l'effondrement dynamique dans le nuage moléculaire du Taureau.

D'une manière générale, nous suggérons que les propriétés cinématiques (effondrement et rotation) observées dans l'enveloppe d'IRAM 04191 sont représentatives des conditions physiques caractérisant les enveloppes protostellaires relativement isolées juste après ($\sim 10^4$ ans) la formation de l'embryon stellaire central.

Les condensations préstellaires de ρ Oph. Avec le radiotélescope de 30m de l'IRAM, nous avons réalisé de nouvelles observations en raies moléculaires des condensations préstellaires du nuage principal de ρ Ophiuchi afin d'étudier leur structure en vitesse interne ainsi que leurs mouvements relatifs au sein du nuage. Les principaux résultats sont les suivants :

- 45 condensations sur les 54 observées ont été détectées en $N_2H^+(1-0)$. L'analyse des largeurs de raie montre qu'au moins $\sim 70\%$ des condensations de ρ Oph identifiées par MAN98 sont gravitationnellement liées, et par conséquent certainement de nature préstellaire.
- La largeur de raie $N_2H^+(1-0)$ moyenne est $\Delta V = 0.46 \pm 0.19$ km s $^{-1}$ et le rapport moyen des dispersions de vitesse non-thermique/thermique est $\sigma_{NT}/\sigma_T \sim 0.8$. Ce niveau de turbulence marginalement subsonique au sein des condensations est au moins un facteur 2 plus petit que celui mesuré à l'échelle des cœurs denses de ρ Oph. Ce résultat rappelle la transition vers la "cohérence" mise en évidence par Goodman et al. (1998) dans des cœurs préstellaires isolés, et est similaire au résultat obtenu par Williams & Myers (2000) dans les cœurs "quiescents" du nuage moléculaire du Serpent. De même que ces cœurs "quiescents", les condensations préstellaires de ρ Oph pourraient s'apparenter aux "kernels" décrits par Myers (1998), précurseurs d'étoiles dans les proto-amas.
- Plus de 10% des condensations présentent la signature spectroscopique d'effondrement gravitationnel. Dans le cas de la condensation OphC-MM5, cette signature d'effondrement observée en CS peut s'expliquer par la présence de mouvements de contraction dans la couche de rayon $7000 \lesssim r \lesssim 15000$ UA avec des vitesses $v_{inf} \sim 0.1-0.2$ km s $^{-1}$. Cette contraction s'effectue par conséquent à l'échelle du cœur dense OphC-S et nos observations ne permettent pas de sonder les vitesses

d’effondrement à l’échelle de la condensation. Le flux de masse vers l’intérieur est relativement fort ($\dot{M} \sim 5\text{-}10 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$) et ne peut résulter d’un effondrement spontané du cœur dense. Il suggère par conséquent le déclenchement de l’effondrement par une perturbation extérieure.

- Dans les trois cœurs denses OphC-S, Oph E et Oph F, les gradients de vitesse mesurés ($\sim 3.8\text{-}6.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) ont des orientations diverses qui ne semblent pas corrélées à la direction d’élongation des cœurs denses et ne sont pas, en particulier, perpendiculaires à l’orientation du champ magnétique à grande échelle. Si ces gradients de vitesse sont produits par de la rotation, alors le rapport de l’énergie de rotation sur l’énergie potentielle de gravitation est $\beta \sim 1\text{-}10 \%$, ce qui laisse possible la fragmentation ultérieure des condensations en systèmes binaires.
- La dispersion de vitesse des condensations au sein du nuage est $\sigma_{1D} \sim 0.37 \text{ km s}^{-1}$. Elle correspond à une dispersion à trois dimensions faible ($\sigma_{3D} \sim 0.64 \text{ km s}^{-1}$) et implique que les condensations n’auront pas le temps d’orbiter significativement à travers le proto-amas, ni même au sein d’un cœur dense individuel, avant de donner naissance à des étoiles de pré-séquence principale. Ce résultat ne favorise donc pas les scénarii de formation d’étoiles qui font appel à “l’accrétion compétitive” pour expliquer la fonction de masse initiale des étoiles (Bonnell et al. 1997, 2001).
- La faible dispersion de vitesse σ_{1D} implique une masse viriel du proto-amas bien inférieure à la masse de gaz qui le constitue. Le proto-amas de ρ Oph est par conséquent gravitationnellement instable et peut-être dans un état de contraction globale.

Effondrement gravitationnel spontané ou déclenché? La comparaison des propriétés physiques d’IRAM 04191 avec celles d’autres condensations en effondrement du nuage du Taureau montre que ces sources sont caractérisées par des profils de densité et des flux de masse vers l’intérieur très similaires, tout à fait comparables à ceux attendus dans le cas d’un effondrement gravitationnel spontané, hydrodynamique ou magnétohydrodynamique, débutant au cours de la phase préstellaire. Au contraire, les sources protostellaires en effondrement situées dans des proto-amas (telles que les condensations de ρ Oph) ont des densités et des flux de masse bien plus élevés, ce qui suggère que l’effondrement est dans ce cas déclenché par une perturbation extérieure, résultat probable d’un épisode antérieur de formation d’étoiles (flots bipolaires d’éjection de matière dans le cas des amas infrarouges, vents stellaires ou supernovae dans le cas d’associations d’étoiles OB situées à proximité). Toutefois, une description quantitative du ou des mécanisme(s) permettant d’obtenir des profils de densité de plus d’un ordre de grandeur supérieurs à ceux observés dans les cœurs préstellaires du nuage du Taureau reste à formuler.

Perspectives. A l'issue de cette étude de la structure en vitesse de quelques enveloppes protostellaires, un certain nombre de pistes sont à compléter ou explorer :

- Nous avons l'intention d'étendre l'étude de la structure en vitesse d'enveloppes protostellaires à un échantillon de sources que nous avons observées avec le télescope de 30m de l'IRAM. Cet échantillon comprend un certain nombre de condensations du nuage du Taureau (dont MC 27), et nous nous proposons de rechercher si le rôle important du champ magnétique constaté dans l'enveloppe d'IRAM 04191 (fixant la taille du cœur supercritique en effondrement) est une caractéristique générale de la formation d'étoile dans le nuage du Taureau. D'autre part, l'échantillon comprend également quelques sources protostellaires situées dans des protoamas (comme NGC 1333-IRAS 4A, cf. § 6.2) dont l'étude, associée à la poursuite de celle des condensations en effondrement de ρ Oph, permettra de compléter la distinction que nous avons commencé à établir avec les sources du nuage du Taureau.
- Nous avons débuté l'étude du rôle dynamique de la rotation au cours de l'effondrement gravitationnel avec Patrick Hennebelle (cf. § 4.5.2). Cette collaboration est à poursuivre, notamment par la simulation du transfert radiatif à (quasi) deux dimensions avec le code MAPYSO pour des modèles d'effondrement (magnéto)hydrodynamique avec rotation.
- L'inversion d'asymétrie des spectres auto-absorbés optiquement épais observée de part et d'autre d'un axe dans certaines condensations en effondrement peut résulter de la présence de rotation (cf. § 3.3.5). Mais une rotation lente peut-elle produire cette inversion sans être décelable dans le diagramme position-vitesse d'une transition optiquement mince (cf. le cas de MC 27 au § 6.1)? Une étude avec le code de transfert radiatif MAPYSO devrait permettre de répondre à cette question, et compléter ainsi les diagnostics de la structure en vitesse des enveloppes protostellaires.
- Nous avons constaté, avec l'interféromètre du Plateau de Bure, la disparition de l'ion moléculaire N_2H^+ dans la phase gazeuse au delà d'une densité $n_{H_2} \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ dans l'enveloppe d'IRAM 04191. Cette propriété se retrouve-t-elle dans d'autres enveloppes protostellaires? Quelle implication a-t-elle pour les modèles de la chimie des enveloppes protostellaires?

A plus long terme, deux nouveaux instruments majeurs permettront, dans la décennie qui vient, de faire de nombreux progrès dans la connaissance des premiers stades de la formation d'étoile dans notre Galaxie. Le satellite européen Herschel/FIRST (*Far Infrared and Submillimeter Telescope*), dont le lancement est prévu en 2007, permettra un recensement très complet des proto-étoiles de classe 0 et des condensations préstellaires dans les nuages moléculaires proches ($d \lesssim 1 \text{ kpc}$). En parallèle, l'interféromètre (sub)millimétrique ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*) au sol, opérationnel aux environs de 2008, permettra d'étudier de manière beaucoup plus systématique la structure en vitesse des enveloppes protostellaires en rendant possible la cartographie rapide de grands champs angulaires, à haute résolution angulaire et dans un grand nombre de raies moléculaires.

Annexe

L'article qui suit a été présenté sous la forme d'un poster lors de la conférence "From Darkness to Light. Origin and Evolution of Young Stellar Clusters", qui s'est déroulée du 3 au 8 avril 2000 à Cargèse (France). Il a été publié en 2001 dans "From Darkness to Light", Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 313 :

Belloche, A., André, P., & Motte, F. 2001, "Kinematics of Millimeter Prestellar Condensations in the ρ Ophiuchi protocluster"

Kinematics of Millimeter Prestellar Condensations in the ρ Ophiuchi Protocluster

Arnaud Belloche

*CEA Saclay, Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA/SAp,
F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

Philippe André

*CEA Saclay, Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA/SAp,
F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

Frédérique Motte

Max-Planck-Institut für Radioastronomie, 53121 Bonn, Germany

Abstract. We analyze the kinematics of the pre-stellar condensations previously identified in an extensive millimeter dust continuum mapping of the ρ Ophiuchi protocluster. Our follow-up line observations confirm that these condensations are gravitationally bound. In addition, the small amplitude of the relative motions we measure indicates that the condensations do not have time to orbit significantly through the gas during their lifetimes. Finally, the spectral signature of collapse and peculiar velocity gradients seen within several pre-stellar condensations suggest that the dynamical phase of isothermal collapse preceding the main accretion stage is very significant in star-forming clusters.

Keywords: ISM: Kinematics, Dynamics, Molecules - Cores: Pre-stellar, Infall, Rotation - Star Formation: Clusters - Clusters: Dynamics, Protoclusters - Stars: Formation - Regions: ρ Oph - Instruments: IRAM-30m

1. Introduction

Using the MPIfR bolometer array on the IRAM 30 m telescope, Motte, André, & Neri (1998a - hereafter MAN98) completed an extensive 1.3 mm continuum mapping survey of the ρ Ophiuchi main cloud, the nearest example of a star-forming cluster ($d \sim 150$ pc). Their 1.3 mm mosaic (see e.g. Fig. 1) provides a census of $\sim 2\,000 - 4\,500$ AU dust structures in ρ Oph, which should be essentially complete down to a mass sensitivity limit of $\lesssim 0.1 M_{\odot}$. In the angular size-scale range of $15'' - 30''$, a total of 100 fragments were detected, which consist of 41 circumstellar envelopes/disks around embedded young stellar objects and 59 starless condensations undetected by ISOCAM in the mid-IR (cf. Bontemps et al. 2001 - See also Kaas & Bontemps, this volume).

As pointed out by MAN98 (see also André et al. 1999), the mass spectrum of these condensations is remarkable in that it resembles the stellar Initial Mass Function (IMF). The ρ Oph 1.3 mm condensations are thus of great interest to try and better understand the formation process of star clusters.

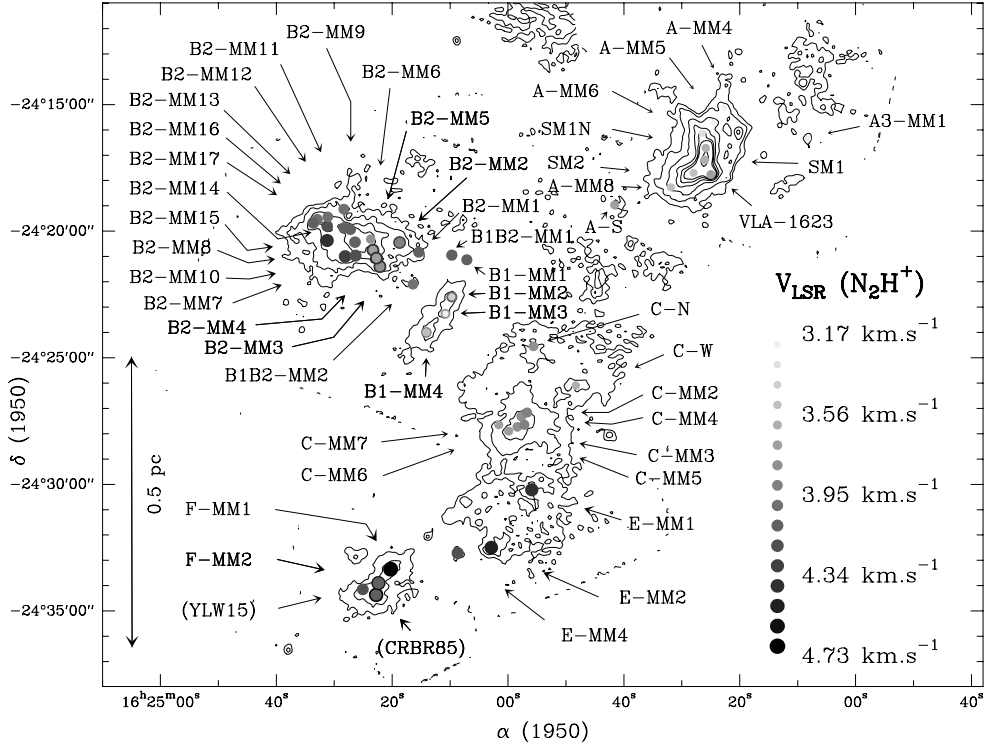


Figure 1. Line-of-sight systemic velocities of the ρ Oph protocluster condensations identified by MAN98, overlaid on the lowest contours of their 1.3mm continuum mosaic. Each condensation is represented by a filled circle whose size increases with V_{LSR} . The color coding varies from light grey to black with increasing Doppler shift. The velocities were derived from Gaussian fits to the $N_2H^+(1-0)$ multiplet spectra.

2. New observations in molecular lines

We have carried out follow-up observations of a subsample of 54 condensations with the IRAM 30m telescope in molecular lines such as $N_2H^+(1-0)$, $C_3H_2(2-1)$, $H^{13}CO^+(1-0)$, $DCO^+(2-1)$, $DCO^+(3-2)$, $H_2CO(2_{12} - 1_{11})$, $CS(2-1)$ and $CS(3-2)$. As an example of our results, Fig. 2b shows an $H^{13}CO^+(1-0)$ integrated intensity map of the ρ Oph-E dense core obtained in the on-the-fly scanning mode. It clearly reveals the condensations OphE-MM2 and OphE-MM4 (compare Fig. 2b with the detailed 1.3 mm continuum map shown in Fig. 2a). More generally, our line observations confirm that the condensations identified by MAN98 in the continuum are real structures.

3. Linewidths of the condensations

We detected the $N_2H^+(101-012)$ line toward 45 of the 54 condensations observed (cf. Figs. 1 and 3). The narrow linewidths we measure ($\langle \Delta V_{FWHM} \rangle \sim$

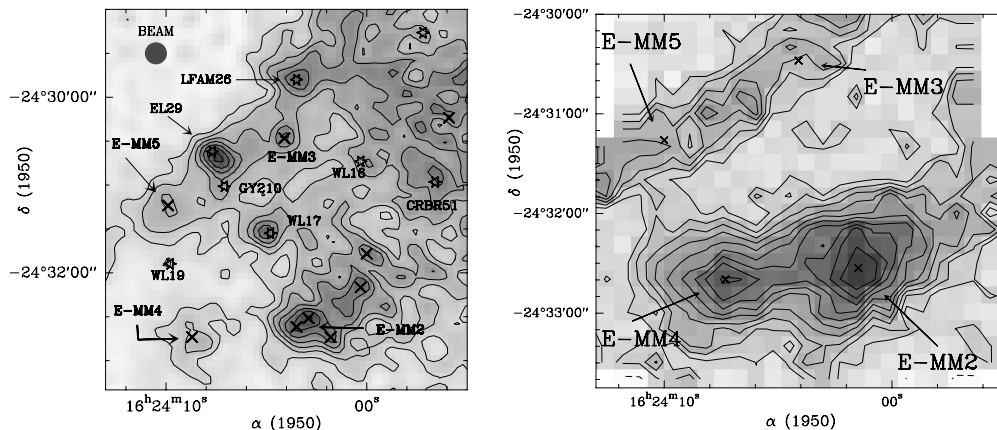


Figure 2. a) Detailed 1.3 mm continuum map of the ρ Oph-E dense core extracted from the map shown in Fig. 1 of MAN98 (13'' beam). b) Integrated $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ intensity map of the ρ Oph-E dense core (28'' beam).

0.5 km s^{-1}) imply virial masses ($M_{vir} \sim 3 - 5 \times \frac{R\sigma^2}{G}$) less than twice the mass estimates derived from the 1.3 mm continuum in $\sim 75\%$ of the cases. This confirms that most of the ρ Oph condensations are gravitationally bound and thus likely pre-stellar in nature.

The non-thermal velocity dispersion is about half the thermal velocity dispersion ($\frac{\sigma_{NT}}{\sigma_T} \sim 0.7$) toward the condensations of the dense cores OphB1, C, E and F. These condensations are thus characterized by small levels of turbulence, in contrast to their parent dense cores on larger scales (cf. Loren et al. 1990). This is reminiscent of models in which protocluster condensations correspond to turbulence-free zones within more massive, turbulent cores (cf. Myers 1998).

4. Relative motions of the protocluster condensations

Our line observations provide additional information about the relative motions of the condensations within the protocluster. The systemic velocities V_{LSR} of the condensations were derived from Gaussian fits to the $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ multiplet. These velocities are represented by circles in Fig. 1 overlaid on the lowest contours of the continuum map of MAN98.

A global velocity gradient of $\sim 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ is seen from North-West to South-East (see also Loren 1989 in ^{13}CO and Loren et al. 1990 in DCO^+), but the velocity differences between neighboring condensations are small. From observations of the 45 protocluster condensations detected in N_2H^+ , we estimate a global one-dimensional velocity dispersion of $\sigma_{1D} \sim 0.37 \text{ km s}^{-1}$ about the mean systemic velocity $V_{mean} \sim 3.93 \text{ km s}^{-1}$. Assuming isotropic relative motions, this corresponds to a three-dimensional velocity dispersion of only $\sigma_{3D} \sim 0.64 \text{ km s}^{-1}$. With a ρ Oph main cloud diameter of $\sim 1.1 \text{ pc}$, such a small velocity dispersion implies a typical crossing time $D/\sigma_{3D} \sim 1.7 \times 10^6 \text{ yr}$. The individual crossing times determined for the cores with a statistically sig-

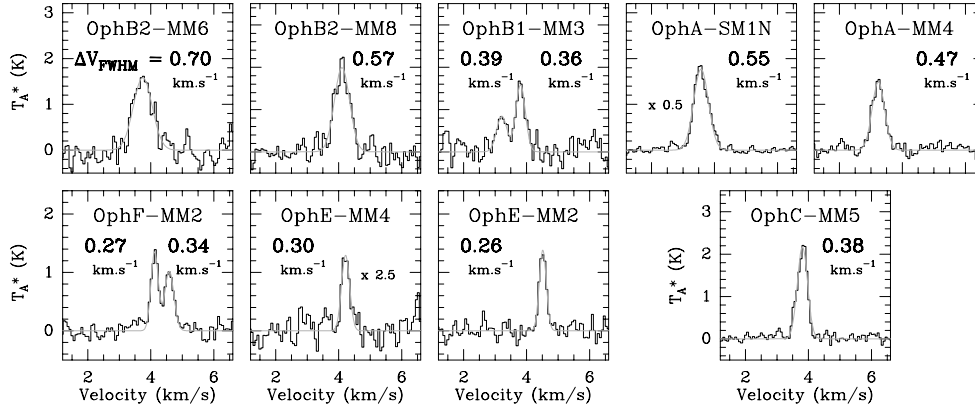


Figure 3. $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$ spectra toward a subsample of ρ Oph protocluster condensations. The FWHM linewidth derived from a Gaussian fit is given in each panel.

nificant number of condensations (Oph A, B2, and C) are only slightly shorter ($\sim 0.6 \times 10^6$ yr). Since neither the age of the embedded IR cluster nor the lifetime of the 1.3 mm condensations can be much larger than 10^6 yr (e.g. Wilking et al. 1989; Bontemps et al. 2001), it appears that the pre-stellar condensations do not have time to orbit through the protocluster gas. Our ρ Oph observations therefore seem inconsistent with models which resort to the motions of the condensations/protostars within the gas to build up a mass spectrum comparable to the IMF through competitive accretion (e.g. Bonnell et al. 1997). Likewise, as pointed out by Elmegreen (2000 – see also review by Elmegreen in this volume), there is probably not enough time for the condensations to interact and collide with each other, a dynamical process which characterizes protocluster evolution in the numerical simulations of Klessen & Burkert (2000 – see also Klessen, this volume).

The above estimate of the velocity dispersion σ_{1D} among the condensations corresponds to a virial or binding mass of $\sim 53 - 88 M_\odot$ ($3 - 5 \times R\sigma_{1D}^2/G$), which is much less than the total mass $\sim 550 M_\odot$ of the ρ Oph main cloud (cf. Wilking & Lada 1983) and comparable to the total stellar mass of the present infrared embedded cluster ($M_{\text{star}} \sim 100 M_\odot$, Bontemps et al. 2001). This comparison suggests that the ρ Oph system is gravitationally unstable and possibly in a state of overall gravitational collapse (e.g. Troland et al. 1996 – see also the asymmetric CO and ^{13}CO profiles of Encrenaz et al. 1975). It will most likely form a bound star cluster even if all the gas is removed.

5. Internal motions of the protocluster condensations

5.1. Infall

Toward at least five starless condensations (OphC-MM5, OphA-SM2, OphB2-MM16, OphE-MM2 and OphE-MM4), we observed the classical spectral signature of collapse (cf. Evans 1999, Myers et al. 2000). Optically thick tracers

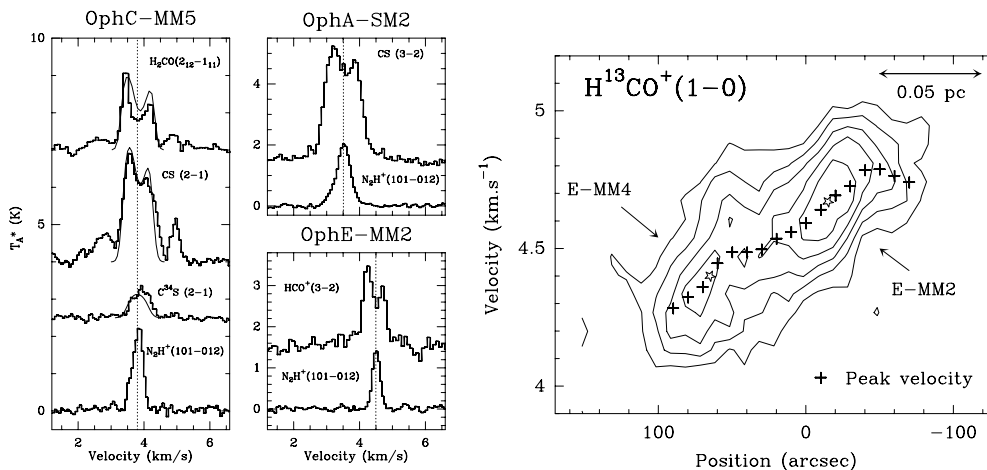


Figure 4. a) The classical spectral signature of collapse is seen toward the condensations OphC-MM5 (*left*), OphA-SM2 (*middle up*) and OphE-MM2 (*middle down*). The observations were made with the IRAM 30m telescope. See the text for the parameters of the model overlaid on OphC-MM5 spectra. b) $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ position-velocity diagram (*right*) along the East-West axis joining OphE-MM4 to OphE-MM2 (star markers). The crosses represent the peak velocities as determined by Gaussian fits.

such as $\text{CS}(2-1)$, $\text{H}_2\text{CO}(2_{12}-1_{11})$ and $\text{HCO}^+(3-2)$ show a self-absorbed line with a stronger blue peak, while thinner tracers such as $\text{N}_2\text{H}^+(101-012)$ and $\text{C}_3\text{H}_2(2-1)$ peak in the dip between the blue and red peaks (cf. Fig. 4a). This blue asymmetry appears in optically thick lines when a gradient in excitation temperature toward the center is combined with infall motions (e.g. Leung & Brown 1977).

Using a Monte Carlo radiative transfer code (Bernes 1979; Blinder 1997), we have modeled the $\text{CS}(2-1)$, $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ and $\text{H}_2\text{CO}(2_{12}-1_{11})$ emission from the starless condensation OphC-MM5. We assumed a uniform kinetic temperature of 7 K and the density profile was constrained by the dust continuum observations of MAN98. The abundances were 2.6×10^{-10} for CS, 1.2×10^{-11} for C^{34}S and 4.0×10^{-10} for H_2CO . We took an envelope radius of 20000 AU and an infall velocity field with a maximum value of $V_{\text{max}} = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ at 5000 AU. The velocity and density profiles we used are typical of the gravitational collapse of a Bonnor-Ebert isothermal sphere (Foster & Chevalier 1993). This preliminary model suggests a mass infall rate as high as $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ at $R = 5000 \text{ AU}$. If confirmed, these derived infall speed and mass infall rate would be larger than those observed for the isolated pre-stellar core L1544 (e.g. Tafalla, this volume) and larger than the most extreme speed and rate that can be accounted for by ambipolar diffusion models (cf. Ciolek & Basu 2000).

5.2. Rotation

The position-velocity diagram in Fig. 4b investigates the internal kinematics of the two condensations OphE-MM4 and OphE-MM2. The $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ peak velocities reveal two parallel but distinct velocity gradients of $\sim +7 \text{ km.s}^{-1}.\text{pc}^{-1}$, centered on the position of each condensation and embedded in a larger scale gradient of $\sim +5 \text{ km.s}^{-1}.\text{pc}^{-1}$. This suggests that OphE-MM2 and OphE-MM4 have started to decouple from their common parent cloud core, increasing their own spins in the process. This is in agreement with the idea that both condensations are already dynamically contracting (see the infall spectrum of OphE-MM4 in Fig. 4a).

References

- André, P., Motte, F., Bacmann, A., & Belloche A. 1999, in *Star Formation 1999*, Ed. T. Nakamoto, Nobeyama : Nobeyama Radio Observatory, p. 145
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Blinder, S. 1997, Thesis, Université de Bordeaux I
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J.E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A. et al. 2001, *A&A*, in press – see also ESA SP-427, p. 475
- Ciolek, G.E., & Basu, S. 2000, *ApJ*, 529, 925
- Elmegreen, B. 2000, in *Star Formation from the Small to the Large Scale*, Eds. F. Favata, A. Kaas, & A. Wilson, ESA SP-445, p. 265
- Encrenaz, P.J., Falgarone, E., & Lucas, R. 1975, *A&A*, 44, 73
- Evans, N.J., II 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Foster, P.N., & Chevalier, R.A. 1993, *ApJ*, 416, 303
- Klessen, R.S., & Burkert, A. 2000, *ApJS*, 128, 287
- Larson, R.B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Leung, C.M., & Brown, R.L. 1977, *ApJ*, 214, L73
- Loren, R.B. 1989, *ApJ*, 338, 925
- Loren, R.B., Wootten, A., Wilking, B.A. 1990, *ApJ*, 365, 229
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998a, *A&A*, 336, 150 (MAN98)
- Motte, F., André, P., Neri, R., & Abergel, A. 1998b, in *Star Formation with the Infrared Space Observatory*, ASP Conf. Ser., 132, 163
- Myers, P.C. 1998, *ApJ*, 469, L109
- Myers, P.C., Evans, N.J., II, & Ohashi, N. 2000, in *Protostars and Planets IV*, Eds Manning, Boss, & Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), p. 217
- Troland, T.H., Crutcher, R.M., Goodman, A.A., Heiles, C., Kazès, I., & Myers, P.C. 1996, *ApJ*, 471, 302
- Whitworth, A. & Summers, D. 1985, *MNRAS*, 214, 1
- Wilking, B.A., Lada, C.J., & Young, E.T. 1989, *ApJ*, 340, 823
- Wilking, B.A., & Lada, C.J. 1983, *ApJ*, 274, 698

Bibliographie

- Adelson, L.M., & Leung, C.M. 1988, MNRAS, 235, 349
- Alves, J.F., Lada, C.J., & Lada, E.A. 2001, Nature, 409, 159
- André, P., Martin-Pintado, J., Despois, D., & Montmerle, T. 1990a, A&A, 236, 180
- André, P., Montmerle, T., Feigelson, E.D., & Steppe, H. 1990b, A&A, 240, 321
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122 (AWB93)
- André, P. 1994, in The Cold Universe, Eds. T. Montmerle, C.J. Lada, I.F. Mirabel & J. Trân Thanh Vân (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières), 179
- André, P. & Montmerle, T. 1994, ApJ, 420, 837
- André, P., Ward-Thompson, D., & Motte, F. 1996, A&A, 314, 625
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, ApJ, 513, L57 (AMB99)
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in Protostars and Planets IV, Eds. V. Mannings, A.P. Boss & S.S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 59 (AWB00)
- André, P., Motte, F., & Belloche, A. 2001, in From Darkness to Light, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 209
- André, P. 2002a, in Star Formation and the Physics of Young Stars, Eds. J. Bouvier & J.P. Zahn, EAS Publication Series 3, 1
- André, P. 2002b, in The Evolution of Galaxies. II- Basic Building Blocks, Eds. M. Sauvage, G. Stasińska & D. Schaerer, Ap&SS, 281, 51
- Antonov, V.A., 1962, Vestn. Leningr. Gost. Univ., 7, 135
- Arquilla, R., & Goldsmith, P.F. 1985, ApJ, 297, 436
- Arquilla, R., & Goldsmith, P.F. 1986, ApJ, 303, 356
- Bachiller, R. 1996, ARA&A, 34, 111
- Bachiller, R., & Pérez Gutiérrez, M. 1997, ApJ, 487, L93
- Bacmann, A., André, P., Puget, J.L., Abergel, A., Bontemps, S., & Ward-Thompson, D. 2000, A&A, 361, 555
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., Castets, A., Steinacker, J., & Loinard, L. 2002, A&A, 389, L6
- Barlow, R.J. 1989, "Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences", The Manchester Physics Series, John Wiley & Sons, ISBN 0-471-92294-3
- Barranco, J.A., & Goodman, A.A. 1998, ApJ, 504, 207
- Basu, S., & Mouschovias, T.C. 1994, ApJ, 432, 720 (BM94)

- Basu, S., & Mouschovias, T.C., 1995a, *ApJ*, 452, 386 (BM95a)
- Basu, S., & Mouschovias, T.C., 1995b, *ApJ*, 453, 271 (BM95b)
- Basu, S. 1997, *ApJ*, 485, 240
- Basu, S. 1998, *ApJ*, 509, 229
- Basu, S., & Murali, C. 2001, *ApJ*, 551, 743
- Bate, M.R. 1998, *ApJ*, 508, L95
- Belloche, A., André, P., & Motte, F. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 313
- Belloche, A., André, P., Despois, D., & Blinder, S. 2002, *A&A*, 393, 927 (BADB02)
- Benson, P.J., & Myers, P.C. 1989, *ApJSS*, 71, 89
- Bergin, E.A., & Langer, W.D. 1997, *ApJ*, 486, 316
- Bergin, E.A., Plume, R., Williams, J.P., & Myers, P.C. 1999, *ApJ*, 512, 724
- Bergin, E.A., Ciardi, D.R., Lada, C.J., Alves, J., & Lada, E.A. 2001, *ApJ*, 557, 209
- Bergin, E.A., Alves, J., Huard, T.L., & Lada, C.J. 2002, *ApJ*, 570, L101
- Bernes, C. 1978, Stockholm Observatory Report no. 15 + Erratum
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Blake G.A, Sutton, E.C., Masson, C.R., & Phillips, T.G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Blinder, S. 1997, Thèse, Université de Bordeaux I
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 125
- Blottiau, P., Bouquet, S., & Chièze, J.P. 1988, *A&A*, 207, 24
- Bok, B.J. 1977, *PASP*, 89, 597
- Bonnell, I.A., Bate, M.R., Clarke, C.J., & Pringle, J.E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I.A., Bate, M.R., Clarke, C.J., & Pringle, J.E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnor, W.B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Bontemps, S. 1996, Thèse, Université de Paris XI
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A.A., et al. 2001, *A&A*, 372, 173
- Boss, A.P. 1995, *ApJ*, 439, 224
- Boss, A.P., & Yorke, H.W. 1995, *ApJ*, 439, L55
- Boss, A.P. 1999, *ApJ*, 520, 744
- Boss, A.P., & Hartmann, L.W. 2001, *ApJ*, 562, 842
- Botschwina, P. 1989, in *Ion and Cluster Spectroscopy and Structure*, Ed. J.P. Maier (New York : Elsevier), 59
- Buisson, G., Desbats, L., Duvert, G., Forveille, T., Gras, R., Guilloteau, S., Lucas, R., & Valiron, P. 2002a, CLASS manual, Version 4.0 (IRAM)
- Buisson, G., Desbats, L., Duvert, G., Forveille, T., Gras, R., Guilloteau, S., Lucas, R., & Valiron, P. 2002b, GILDAS manual, Version 2.1 (IRAM)
- Burkert, A., & Bodenheimer, P. 2000, *ApJ*, 543, 822
- Butner, H., Lada, E.A., & Loren, R.B. 1995, *ApJ*, 448, 207

- Cabrit, S., Guilloteau, S., André, P., Bertout, C., Montmerle, T., & Schuster, K. 1996, *A&A*, 305, 527
- Cagnac, B., & Pebay-Peyroula, J.-C. 1975, “Physique Atomique Tome 1”, collection Dunod Université, Bordas, ISBN 2-04-002555-3
- Caselli, P., Myers, P.C., & Thaddeus, P. 1995, *ApJ*, 455, L77
- Caselli, P., Walmsley, C.M., Terziewa, R., & Herbst, E. 1998, *ApJ*, 499, 234
- Caselli, P., Walmsley, C.M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P.C. 1999, *ApJ*, 523, L165
- Caselli, P., & Walmsley, C.M. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 67
- Caselli, P., Walmsley, C.M., Zucconi, A., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P.C. 2002a, *ApJ*, 565, 331
- Caselli, P., Walmsley, C.M., Zucconi, A., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P.C. 2002b, *ApJ*, 565, 344
- Caselli, P., Benson, P.J., Myers, P.C., & Tafalla, M. 2002c, *ApJ*, 572, 238
- Cazzoli, G., Corbelli, G., Degli Esposti, C., & Favero, P.G. 1985, *Chem. Phys. Lett.*, 118, 164
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D.J., & Tielens, A.G.G.M. 1996, *ApJ*, 471, 400
- Ceccarelli, C., Castets, A., Caux, E., Hollenbach, D., Loinard, L., Molinari, S., & Tielens, A.G.G.M. 2000, *A&A*, 355, 1129
- Cernicharo, J. 1991, in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, Eds C.J. Lada & N.D. Kylafis, NATO ASIC Proc. 342, 287
- Chandrasekhar, S. 1957, “Stellar Structure” (New York : Dover Publications)
- Charnley, S.B., & Rodgers, S.D. 2002, *ApJ*, 569, L133
- Chen, H., Myers, P.C., Ladd, E.F., & Wood, D.O.S. 1995, *ApJ*, 445, 377
- Chièze, J.P. 1987, *A&A*, 171, 225
- Chièze, J.P., & Pineau des Forêts, G. 1987, *A&A*, 183, 98
- Choi, M., Evans, N.J. II, Gregersen, E., & Wang, Y. 1995, *ApJ*, 448, 742
- Ciolek, G.E., & Mouschovias, T.C. 1993, *ApJ*, 418, 774
- Ciolek, G.E., & Mouschovias, T.C. 1994, *ApJ*, 425, 142
- Ciolek, G.E., & Königl, A. 1998, *ApJ*, 504, 257
- Ciolek, G.E., & Basu, S. 2000, *ApJ*, 529, 925
- Ciolek, G.E., & Basu, S. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 79
- Clark, B.G. 1980, *A&A*, 89, 377
- Crutcher, R.M., Troland, T.H., Goodman, A.A., Heiles, C., Kazès, I., & Myers, P.C. 1993, *ApJ*, 407, 175
- Crutcher, R.M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Crutcher, R.M., & Troland, T.H. 2000, *ApJ*, 537, L139
- Crutcher, R.M. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 27

- de Geus, E.J. 1992, *A&A*, 262, 258
- Di Francesco, J., Myers, P.C., Wilner, D.J., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
- Doty, S.D., & Neufeld, D.A. 1997, *ApJ*, 489, 122
- Ebert, R. 1955, *Z. Astrophys.*, 37, 217
- Elitzur, M. 1992, "Astronomical Masers", Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-1216-3
- Elmegreen, B.G. 2000, in *Star Formation from the Small to the Large Scale*, Eds. F. Favata, A.A. Kaas & A. Wilson, ESA SP-445, 265
- Elmegreen, B.G. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 255
- Encrenaz, P.J., Falgarone, E., & Lucas, R. 1975, *A&A*, 44, 73
- Evans, N.J. II 1999, *ARAA*, 37, 311
- Evans, N.J. II, Rawlings, J.M.C., Shirley, Y.L., & Mundy, L.G. 2001, *ApJ*, 557, 193
- Falgarone, E., Puget, J.-L., & Pérault, M. 1992, *A&A*, 257, 715
- Flower, D.R., & Launay, J.M. 1985, *MNRAS*, 214, 271
- Flower, D.R. 1999, *MNRAS*, 305, 651
- Foster, P.N., Chevalier, R.A. 1993, *ApJ*, 416, 303
- Fuller, G.A., & Myers, P.C. 1992, *ApJ*, 384, 523
- Galli, D., Walmsley, M., & Gonçalves, J. 2002, *A&A*, 394, 275
- Gerin, M., Pearson, J.C., Roueff, E., Falgarone, E., & Phillips, T.G. 2001, *ApJ*, 551, L193
- Goldsmith, P.F. & Sernyak, M.J. 1984, *ApJ*, 283, 140
- Goldsmith, P.F., & Arquilla, R. 1985, in *Protostars and Planets II*, Eds. D.C. Black & M.S. Matthews (Univ. of Arizona Press, Tucson), 137
- Goldsmith, P.F., & Langer, W.D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Goodman, A.A., Benson, P.J., Fuller, G.A., & Myers, P.C. 1993, *ApJ*, 406, 528 (GBFM93)
- Goodman, A.A., & Heiles, C. 1994, *ApJ*, 424, 208
- Goodman, A.A., Barranco, J.A., Wilner, D.J., & Heyer, M.H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Gottlieb, C.A., Myers, P.C., & Thaddeus, P. 2002, in preparation
- Green, S. 1991, *ApJSS*, 76, 979
- Greene, T.P., Wilking, B.A., André, P., Young, E.T., & Lada, C.J. 1994, *ApJ*, 434, 614
- Gregersen, E.M., Evans, N.J. II, Zhou, S., & Choi, M. 1997, *ApJ*, 484, 256
- Gregersen, E.M., Evans, N.J. II, Mardones, D., & Myers, P.C. 2000, *ApJ*, 533, 440
- Gregersen, E.M., & Evans, N.J. II 2000, *ApJ*, 538, 260
- Guilloteau, S. 2001a, "The imaging principles", in *Proceedings from IRAM Millimetric Summer School 2*, Ed. A. Dutrey (IRAM), 185
- Guilloteau, S. 2001b, "Imaging in practice", in *Proceedings from IRAM Millimetric Summer School 2*, Ed. A. Dutrey (IRAM), 219

- Guilloteau, S., Lucas, R., & Bouyoucef, K. 2002, Mapping Cookbook IRAM Plateau de Bure Interferometer, Version 1.3 (IRAM)
- Hartmann, L. 2002, ApJ, 578, 914
- Hartstein, D., & Liseau, R. 1998, A&A, 332, 703
- Harvey, D.W.A., Wilner, D.J., Di Francesco, J., Lee, C.W., Myers, P.C., & Williams, J.P. 2002, AJ, 123, 3325
- Heiles, C., Goodman, A.A., McKee, C.F., & Zweibel, E.G. 1993, in Protostars and Planets III, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 279
- Hennebelle, P., Whitworth, A.P., Gladwin, P.P., André, P. 2002, MNRAS, in press
- Herzberg, G. 1945, "Molecular Spectra and Molecular Structure. II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules", D. Van Nostrand Company, New York
- Högbom, J.A. 1974, A&A Suppl., 15, 417
- Hogerheijde, M.R., & van der Tak, F.F.S. 2000, A&A, 362, 697
- Hummer, D.G., & Rybicki, G.B. 1968, ApJ, 153, L107
- Hunter, C. 1977, ApJ, 218, 834
- Hurt, R.L., & Barsony, M. 1996, ApJ, 460, L45
- Imai, H., Iwata, T., & Miyoshi, M. 1999, PASJ, 51, 473
- Jessop, N.E., & Ward-Thompson, D. 2000, MNRAS, 311, 63
- Johnson, D.R., Lovas, F.J., & Kirchhoff, W.H. 1972, J. Phys. Chem. Ref. Data, 1, 1011
- Johnstone, D., Wilson, C.D., Moriarty-Schieven, G., Joncas, G., Smith, G., Gregersen, E., & Fich, M. 2000, ApJ, 545, 327
- Juvela, M. 1997, A&A, 322, 943
- Kane, B.D., & Clemens, D.P. 1997, AJ, 113, 1799
- Kaas, A.A., & Bontemps, S. 2001, in From Darkness to Light, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 367
- Kenyon, S.J., & Hartmann, L. 1995, ApJSS, 101, 117
- Klapper, G., Lewen, F., Gendriesch, R., Belov, S.P., & Winnewisser, G., 2001, Z. Naturforsch., 56a, 329
- Königl, A., & Pudritz, R.E. 2000, in Protostars and Planets IV, Eds. V. Mannings, A.P. Boss & S.S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 759
- Kutner, M.L., & Ulich, B.L. 1981, ApJ, 250, 341
- Lada, C.J. 1987, in Star Forming Regions, IAU Symp. 115, 1
- Ladd, E.F., Fuller, G.A., & Deane, J.R. 1998, ApJ, 495, 871
- Larson, R.B. 1969, MNRAS, 145, 271
- Larson, R.B. 1981, MNRAS, 194, 809
- Lee, C.W., Myers, P.C., & Tafalla, M. 1999, ApJ, 526, 788
- Lee, C.W., Myers, P.C., & Tafalla, M. 2001, ApJSS, 136, 703
- Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., Langer, W.D., & Zylka, R. 1998, A&A, 334, 269
- Léna, P., Lebrun, F., & Mignard, F. 1996, "Méthodes Physiques de l'Observation", coll. Savoirs Actuels, 2^{ème} Edition, EDP Sciences/CNRS Editions, ISBN 2-86883-357-8

- Lequeux, J., Falgarone, E., & Ryter, C. 2002, "Le milieu interstellaire", coll. Savoirs Actuels, EDP Sciences/CNRS Editions, ISBN 2-86883-533-3
- Lesaffre, P. 2002, Thèse, Université de Paris VII
- Leung, C.M., & Brown, R.L. 1977, *ApJ*, 214, L73
- Levreault, R.M. 1988, *ApJSS*, 67, 283
- Lizano, S., & Shu, F.H. 1989, *ApJ*, 342, 834
- Looney, L.W., Mundy, L.G., & Welch, W.J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Loren, R.B., Peters, W.L., & Vanden Bout, P.A. 1974, *ApJ*, 194, L103
- Loren, R.B. 1989a, *ApJ*, 338, 902
- Loren, R.B. 1989b, *ApJ*, 338, 925
- Loren, R.B., Wootten, A., & Wilking, B.A. 1990, *ApJ*, 365, 269
- Lovas, F.J., & Krupenie, P.H. 1974, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 3, 245
- Lovas, F.J. 1992, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 21, 181⁶
- Lucas, R. 1976, *A&A*, 46, 473
- Lucas, R. 1999, CLIC manual, Version 4.1 (IRAM)
- Mac Low, M., Klessen, R.S., Burkert, A., & Smith, M.D. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2754
- Mardones, D., Myers, P.C., Tafalla, M., Wilner, D.J., Bachiller, R., & Garay, G. 1997, *ApJ*, 489, 719
- Masunaga, H., Miyama, S.M., & Inutsuka, S. 1998, *ApJ*, 495, 346
- Masunaga, H., & Inutsuka, S.I. 2000, *ApJ*, 531, 350
- McKee, C.F., Zweibel, E.G., Goodman, A.A., & Heiles, C. 1993, in *Protostars and Planets III*, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 327
- Menten, K.M., Serabyn, E., Güsten, R., & Wilson, T.L. 1987, *A&A*, 177, L57
- Mezger, P.G., Sievers, A., Zylka, R., Haslam, C.G.T., Kreysa, E., & Lemke, R. 1992, *A&A*, 265, 743
- Mihalas, D. 1970, "Stellar Atmospheres", Eds G. Burbidge & M. Burbidge, W.H. Freeman and Company
- Momose, M., Ohashi, N., Kawabe, R., Nakano, T., & Hayashi, M. 1998, *ApJ*, 504, 314
- Monteiro, S. 1984, *MNRAS*, 210, 1
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150 (MAN98)
- Motte, F., & André, P. *A&A*, 2001, 365, 440
- Motte, F., André, P., Ward-Thompson, D., & Bontemps, S. 2001, *A&A*, 372, L41
- Mouschovias, T.C., & Spitzer, L. 1976, *ApJ*, 210, 326
- Mouschovias, T.C. 1991, *ApJ*, 373, 169
- Mouschovias, T.C., & Psaltis, D. 1995, *ApJ*, 444, L105
- Myers, P.C., Linke, R.A., & Benson, P.J. 1983, *ApJ*, 264, 517

6. Voir également "NIST Recommended Rest Frequencies for Observed Interstellar Molecular Microwave Transitions - 1991 Revision" (version 1.1), disponible sur <http://physics.nist.gov/PhysRefData/micro/html/contents.html>

- Myers, P.C., & Benson, P.J. 1983, *ApJ*, 266, 309
- Myers, P.C., 1983, *ApJ*, 270, 105
- Myers, P.C., & Goodman, A.A. 1988a, *ApJ*, 326, L27
- Myers, P.C., & Goodman, A.A. 1988b, *ApJ*, 329, 392
- Myers, P.C., Bachiller, R., Caselli, P., Fuller, G.A., Mardones, D., Tafalla, M., & Wilner, D.J. 1995, *ApJ*, 449, L65
- Myers, P.C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J.P., & Wilner, D.J. 1996, *ApJ*, 465, L133
- Myers, P.C. 1998, *ApJ*, 496, L109
- Myers, P.C., & Lazarian, A. 1998, *ApJ*, 507, L157
- Myers, P.C., Evans, N.J. II, & Ohashi, N. 2000, in *Protostars and Planets IV*, Eds. V. Mannings, A.P. Boss & S.S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 217
- Nakano, T. 1998, *ApJ*, 494, 587
- Narayanan, G., Walker, C.K., & Buckley, H.D. 1998, *ApJ*, 496, 292
- Neri, R. 2001, "The Plateau de Bure Interferometer", in *Proceedings from IRAM Millimetric Summer School 2*, Ed. A. Dutrey (IRAM), 99
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P.T.P., & Momose, M. 1997a, *ApJ*, 475, 211
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P.T.P., Momose, M., Tamura, M., Hirano, N., & Sargent, A.I. 1997b, *ApJ*, 488, 317
- Ohashi, N., Lee, S.W., Wilner, D.J., & Hayashi, M. 1999, *ApJ*, 518, L41
- Ohashi, N. 1999, in *Star Formation 1999*, Eds T. Nakamoto (Nagoya), 129
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999, *PASJ*, 51, 257
- Onishi, T., Mizuno, A., Fukui, Y., & Kawamura, A. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, *ASP Conf. Ser.*, 243, 223
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, *ApJ*, 575, 950
- Pagani, L. 1998, *A&A*, 333, 269
- Palla, F., & Stahler, S.W. 2000, *ApJ*, 540, 255
- Palla, F. 2002, in *Star Formation and the Physics of Young Stars*, Eds. J. Bouvier & J.P. Zahn, *EAS Publication Series 3*, 111
- Pelat, D. 1998, "Bruits et Signaux: Introduction aux Méthodes de Traitements des Données", *Cours de DEA, Ecole Doctorale d'Ile de France*
- Penston, M.V. 1969, *MNRAS*, 144, 425
- Penzias, A.A. 1981, *ApJ*, 249, 518
- Pickett, H.M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., Delitsky, M. L., Pearson, J. C., & Muller, H. S. P. 1998, "Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog", *J. Quant. Spectrosc. & Rad. Transfer*, 60, 883
- Rohlfs, K., & Wilson, T.L. 1996, "Tools of Radio Astronomy", 2nd Edition, Springer, ISBN 3-540-60981-4
- Ristorcelli, I., Lamarre, J.M., Serra, G., Pajot, F., Giard, M., Bernard, J.P., & Torre, J.P. 1997, in *Diffuse Infrared Radiation and the IRTS*, Eds. H. Okuda, T. Matsumoto & T. Rollig, *ASP Conf. Ser.*, 124, 144

- Rybicki, G.B., & Lightman, A.P. 1979, "Radiative Processes in Astrophysics", J. Wiley & Sons
- Sandell, G., Aspin, C., Duncan, W.D., Russell, A.P.G., & Robson, E.I. 1991, *ApJ*, 376, L17
- Sandell, G., & Knee, L.B.G. 2001, *ApJ*, 546, L49
- Shu, F. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F.H., Adams, F.C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F.H., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., & Lizano, S. 1993, in *Protostars and Planets III*, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 3
- Snell, R.L., & Loren, R.B. 1977, *ApJ*, 211, 122
- Sobolev, V.V. 1958, "Theoretical Astrophysics", Ed. V.A. Ambartsumyan (London: Pergamon Press Ltd.), chap. 29
- Spitzer, L. 1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium", J. Wiley & Sons, ISBN 0-471-02232-2
- Stahler, S.W. 1988, *ApJ*, 332, 804
- Stahler, S.W., & Walter, F.M. 1993, in *Protostars and Planets III*, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 405
- Stahler, S.W., Korycansky, D.G., Brothers, M.J., & Touma, J. 1994, *ApJ*, 431, 341
- Stone, J.M., Ostriker, E.C., & Gammie, C.F. 1998, *ApJ*, 508, L99
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P.C., Caselli, P., Bachiller, R., & Benson, P.J. 1998, *ApJ*, 504, 900
- Tafalla, M. 2001, in *From Darkness to Light*, Eds. T. Montmerle & P. André, ASP Conf. Ser., 243, 103
- Tafalla, M., Myers, P.C., Caselli, P., Walmsley, C.M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Terebey, S., Shu, F.H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Townes, C.H., & Schawlow, A.L. 1975, "Microwave Spectroscopy", Dover Publications, Inc.
- Troland, T.H., Crutcher, R.M., Goodman, A.A., Heiles, C., Kazès, I., & Myers, P.C. 1996, *ApJ*, 471, 302
- Turner, B.E., Chan, K.W., Green, S., & Lubowich, D.A. 1992, *ApJ*, 399, 114
- van Dishoeck, E.F., Blake, G.A., Draine, B.T., & Lunine, J.I. 1993, in *Protostars and Planets III*, Eds E.H. Levy & J.I. Lunine (Univ. of Arizona Press, Tucson), 163
- van Zadelhoff, G.-J., Dullemond, C.P., van der Tak, F.F.S., Yates, J.A., Doty, S.D., Ossenkopf, V., Hogerheijde, M.R., Juvela, M., Wiesemeyer, H., & Schöier, F.L. 2002, *A&A*, 395, 373
- Vázquez-Semadeni, E., Cantó, J., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 492, 596
- Vázquez-Semadeni, E., Ostriker, E.C., Passot, T., Gammie, C.F., & Stone, J.M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, Eds. V. Mannings, A.P. Boss & S.S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 3
- Visser, A.E., Richer, J.S., & Chandler, C.J. 2002, *AJ*, 124, 2756
- Vrba, F.J., Strom, S.E., & Strom, K.M. 1976, *ApJ*, 81, 958

- Vrtilek, J.M., Gottlieb, C.A., & Thaddeus, P. 1987, *ApJ*, 314, 716
- Walker, C.K., Lada, C.J., Young, E.T., Maloney, P.R., & Wilking, B.A. 1986, *ApJ*, 309, L47
- Walker, C.K., Narayanan, G., & Boss, A.P. 1994, *ApJ*, 431, 767
- Walmsley, C.M. 2002, in *The Origins of Stars and Planets: the VLT View*, Eds J.F. Alves & M.J. McCaughrean, *ESO Astrophysics Symposia*, 27, 29
- Ward-Thompson, D., Scott, P.F., Hills, R.E., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Ward-Thompson, D., & Buckley, H.D. 2001, *MNRAS*, 327, 955
- Ward-Thompson, D., André, P., & Kirk, J.M. 2002, *MNRAS*, 329, 257
- Warin, S., Castets, A., Langer, W.D., Wilson, R.W., & Pagani, L. 1996, *A&A*, 306, 935
- Whitworth, A.P., & Summers, D. 1985, *MNRAS*, 214, 1
- Whitworth, A.P., Bhattal, A.S., Francis, N., & Watkins, S.J. 1996, *MNRAS*, 283, 1061
- Wild, W. 1999, "The 30m Manual. A Handbook for the IRAM 30m Telescope", Version 2.0 (IRAM)
- Wilner, D.J., Myers, P.C., Mardones, D., & Tafalla, M. 2000, *ApJ*, 544, L69
- Wilking, B.A., Lebofsky, M.J., Kemp, J.C., & Rieke, G.H. 1979, *ApJ*, 84, 199
- Wilking, B.A., & Lada, C.J. 1983, *ApJ*, 274, 698
- Williams, J.P., Bergin, E.A., Caselli, P., Myers, P.C., & Plume, R. 1998, *ApJ*, 503, 689
- Williams, J.P., Myers, P.C., Wilner, D.J., & Di Francesco, J. 1999, *ApJ*, 513, L61
- Williams, J.P., & Myers, P.C. 1999, *ApJ*, 518, L37
- Williams, J.P., & Myers, P.C. 2000, *ApJ*, 537, 891
- Williams, J.P., Blitz, L., & McKee, C.F. 2000, in *Protostars and Planets IV*, Eds. V. Mannings, A.P. Boss & S.S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 97
- Wilson, T.L., & Rood, R.T. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Winnewisser, M., Winnewisser, B.P., & Winnewisser, G. 1985, *Mol. Astrophys. Ser. C*, 157, 375
- Woodward, P.R. 1978, *ARA&A*, 16, 555
- Yun, J.L., Moreira, M.C., Torrelles, J.M., Afonso, J.M., & Santos, N.C. 1996, *AJ*, 111, 841
- Zeng, Q., Batrla, W., & Wilson, T.L. 1984, *A&A*, 141, 127
- Zhou, S. 1992, *ApJ*, 394, 204
- Zhou, S., Evans, N.J. II, Koempe, C., & Walmsley, C.M. 1993, *ApJ*, 404, 232
- Zhou, S., & Evans, N.J. II 1994, in *Clouds, Cores, and Low Mass Stars*, Eds. D.P. Clemens & R. Barvainis, *ASP Conf. Ser.*, 65, 183
- Zhou, S. 1995, *ApJ*, 442, 685
- Zhou, S., Evans, N.J. II, & Wang, Y. 1996, *ApJ*, 466, 296
- Zuckerman, B., & Palmer, P. 1974, *ARA&A*, 12, 279
- Zucconi, A., Walmsley, C.M., & Galli, D., 2001, *A&A*, 376, 650

Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus: infall, rotation, and outflow

A. Belloche¹, P. André¹, D. Despois², and S. Blinder^{2,3}

¹ Service d'Astrophysique, CEA/DSM/DAPNIA, C.E. Saclay, 91191, Gif-sur-Yvette Cedex, France

² Observatoire de Bordeaux (INSU/CNRS), BP 89, 33270 Floirac, France

³ Division of Nuclear Medicine, Vancouver Hospital and Health Sciences Center, Vancouver, B.C., Canada

Received 16 April 2002 / Accepted 12 July 2002

Abstract. We present a detailed millimeter spectroscopic study of the circumstellar environment of the low-luminosity Class 0 protostar IRAM 04191+1522 in the Taurus molecular cloud. Molecular line observations with the IRAM 30 m telescope demonstrate that the $\sim 14\,000$ AU radius protostellar envelope is undergoing both extended infall and fast, differential rotation. Radiative transfer modeling of multitransition CS and C³⁴S maps indicate an infall velocity $v_{\text{inf}} \sim 0.15$ km s⁻¹ at $r \sim 1500$ AU and $v_{\text{inf}} \sim 0.1$ km s⁻¹ up to $r \sim 11\,000$ AU, as well as a rotational angular velocity $\Omega \sim 3.9 \times 10^{-13}$ rad s⁻¹, strongly decreasing with radius beyond 3500 AU down to a value $\Omega \sim 1.5\text{--}3 \times 10^{-14}$ rad s⁻¹ at $\sim 11\,000$ AU. Two distinct regions, which differ in both their infall and their rotation properties, therefore seem to stand out: the inner part of the envelope ($r \lesssim 2000\text{--}4000$ AU) is rapidly collapsing and rotating, while the outer part undergoes only moderate infall/contraction and slower rotation. These contrasted features suggest that angular momentum is conserved in the collapsing inner region but efficiently dissipated due to magnetic braking in the slowly contracting outer region. We propose that the inner envelope is in the process of decoupling from the ambient cloud and corresponds to the effective mass reservoir ($\sim 0.5 M_{\odot}$) from which the central star is being built. Comparison with the rotational properties of other objects in Taurus suggests that IRAM 04191 is at a pivotal stage between a prestellar regime of constant angular velocity enforced by magnetic braking and a dynamical, protostellar regime of nearly conserved angular momentum. The rotation velocity profile we derive for the inner IRAM 04191 envelope should thus set some constraints on the distribution of angular momentum on the scale of the outer Solar system at the onset of protostar/disk formation.

Key words. stars: formation – stars: circumstellar matter – stars: rotation – stars: planetary systems: protoplanetary disks – ISM: kinematics and dynamics – ISM: molecules

1. Introduction

1.1. The enigmatic onset of protostellar collapse

Despite recent progress, the initial conditions of star formation and the first phases of protostellar collapse remain poorly known (e.g. Myers 1999; André et al. 2000 for reviews). In the standard theory of isolated, low-mass star formation (e.g. Shu et al. 1987), the initial conditions correspond to essentially static singular isothermal spheroids (SISs, which have $\rho = (a_s^2/2\pi G)r^{-2}$), assumed to be in slow, solid-body rotation (Terebey et al. 1984 – TSC84) and weakly magnetized (e.g. Galli & Shu 1993; Li & Shu 1997). This leads to a strictly constant mass accretion rate, $\dot{M}_{\text{acc}} \sim a_s^3/G$ (where a_s is the isothermal sound speed), and to a growth of the centrifugal disk as $R_{\text{disk}} \propto t^3$ (cf. TSC84) during the protostellar accretion phase ($t > 0$). Other theoretical models exist, however, that predict

a time-dependent accretion history if the collapse initial conditions are either not singular or not scale-free (e.g. Foster & Chevalier 1993; Henriksen et al. 1997; Basu 1997; Ciolek & Königl 1998; Hennebelle et al. 2002). Starting from realistic, finite-sized prestellar cores with $\rho \approx \text{const.}$ in their central region (cf. Ward-Thompson et al. 1999; Bacmann et al. 2000; Alves et al. 2001), these models yield supersonic inward velocities close to the center prior to point mass formation (i.e. at $t < 0$) and result in denser, nonequilibrium density distributions with strong differential rotation at the onset of the main accretion phase, i.e., at $t = 0$. In these models, the accretion rate \dot{M}_{acc} is initially significantly larger than in the Shu model, then quickly converges toward the standard $\sim a_s^3/G$ value, and finally declines much below a_s^3/G because of the finite reservoir of mass (see, e.g., Foster & Chevalier 1993; Henriksen et al. 1997). Conservation of angular momentum during dynamical collapse at $t < 0$ produces a differential rotation profile at $t = 0$ (e.g. $\Omega \propto r^{-1}$ in the magnetically-controlled model of Basu 1998). This rotation profile in turn implies a more rapid

growth of R_{disk} initially (i.e., $R_{\text{disk}} \propto t$ at small $t > 0$ in the Basu model) than in the TSC84 model.

Getting at a better, more quantitative knowledge of protostellar collapse is crucial, e.g., to gain insight into the origin of stellar masses and disk formation. Observationally, there are two complementary approaches to estimating the initial conditions of protostar formation. The first approach consists in studying the structure and kinematics of “prestellar cores” such as L1544 (e.g. Ward-Thompson et al. 1999; Tafalla et al. 1998), representative of times $t \lesssim 0$. The second approach, adopted here, is the detailed study of Class 0 accreting protostars observed at $t \gtrsim 0$, such as IRAM 04191 (see Sect. 1.2), which should still retain detailed memory of their initial conditions.

1.2. IRAM 04191: A very young Class 0 protostar

The massive ($M_{\text{tot}} \sim 1.5 M_{\odot}$) dense core/envelope of the Class 0 object, IRAM 04191+1522 (hereafter IRAM 04191), was originally discovered in the millimeter dust continuum with the IRAM 30 m telescope in the southern part of the Taurus molecular cloud (André et al. 1999 – hereafter AMB99). Follow-up observations revealed a highly collimated CO bipolar outflow (see Fig. 1), a weak 3.6 cm VLA radio continuum source located at its center of symmetry, and spectroscopic evidence of spatially extended infall motions in the bulk of the envelope. These are typical attributes of a Class 0 protostar (André et al. 1993, 2000).

The very high envelope mass to luminosity ratio of IRAM 04191 ($M_{\text{env}}^{<4200\text{AU}}/L_{\text{bol}} \gtrsim 3 M_{\odot}/L_{\odot}$) and its position in the $L_{\text{bol}} - T_{\text{bol}}$ evolutionary diagram ($L_{\text{bol}} \sim 0.15 L_{\odot}$ and $T_{\text{bol}} \sim 18$ K) suggest an age $t \sim 1-3 \times 10^4$ yr since the beginning of the accretion phase (see AMB99). This is significantly younger than all of the IRAS candidate protostars of Taurus (e.g. Kenyon et al. 1993), including L1527 which has $t \lesssim 10^5$ yr (e.g. Ohashi et al. 1997a). IRAM 04191 thus appears to be the youngest accreting protostar known so far in Taurus, although the collapsing protostellar condensation MC 27 discovered by Onishi et al. (1999) may be in a comparable evolutionary state.

As IRAM 04191 is particularly young, nearby ($d = 140$ pc), and relatively isolated, the study of its velocity structure based on molecular line observations provides a unique opportunity to set constraints on collapse models. This is especially true since the viewing angle is favorable. The CO(2–1) outflow map of AMB99 (see Fig. 1) shows well separated outflow lobes with almost no overlap between blue-shifted and red-shifted emission, indicating that the flow lies out of the plane of the sky at an intermediate inclination angle (e.g. Cabrit & Bertout 1990). In addition, AMB99 estimate an aspect ratio of ~ 0.65 for the circumstellar dust/ N_2H^+ envelope, whose major axis is perpendicular to the outflow axis (cf. Fig. 1). Both characteristics are consistent with an inclination angle of the outflow axis to the line of sight of $i \sim 50^\circ$.

Here, we present and discuss the results of a comprehensive set of molecular line observations toward IRAM 04191. The layout of the paper is as follows. Section 2 summarizes observational details. Section 3 interprets the observations in terms of infall, rotation, and outflow motions in the envelope.

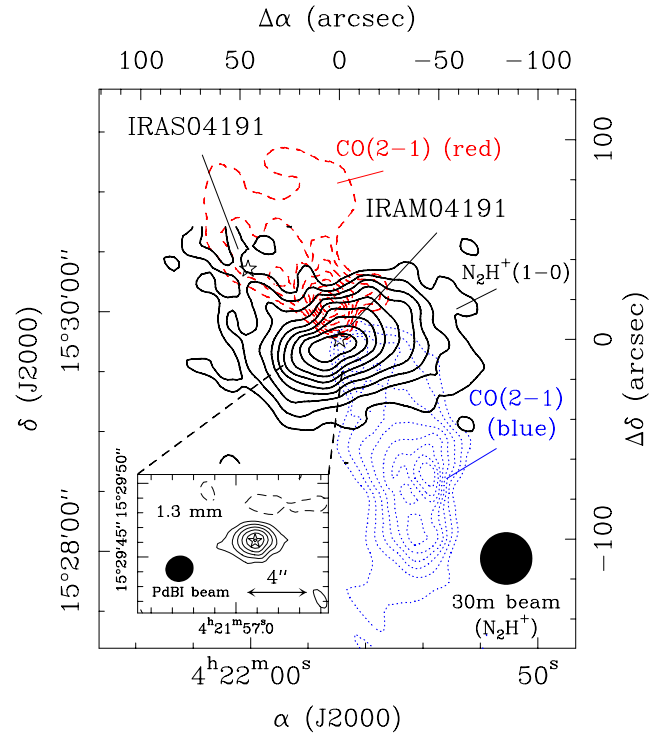


Fig. 1. $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ integrated intensity map of the IRAM 04191 protostellar envelope overlaid on the CO(2–1) outflow map of AMB99. Both maps were taken with the IRAM 30 m telescope. The $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ emission is integrated over the whole seven-component multiplet from 5.7 to 22.6 km s^{-1} and the contours go from 0.5 to 4.5 K km s^{-1} by 0.5 K km s^{-1} . The blueshifted CO(2–1) emission (dotted contours) is integrated over the 0–5 km s^{-1} velocity range, and the redshifted CO(2–1) emission (dashed contours) is integrated over the 8–13 km s^{-1} velocity range; the CO(2–1) contours go from 5 to 21 K km s^{-1} by 2 K km s^{-1} . The insert in the bottom-left corner shows a 227 GHz dust continuum map of the inner envelope obtained at the IRAM Plateau de Bure interferometer (see Sect. 3.1), with positive (solid) contours from +1 to +6 by 1 mJy/1.9''-beam; the dotted contour is negative at –1 mJy/1.9''-beam). In both maps, the central star symbol at (0, 0) marks the position of IRAM 04191 as determined by a 2D Gaussian fit to the PdBI 227 GHz continuum image. The other star symbol indicates the position of the Class I source IRAS 04191.

We then model the observed spectra using radiative transfer simulations computed in 1D spherical geometry with radial infall motions (Sect. 4) and in 2D axial geometry with both infall and rotational motions (Sect. 5). Section 6 compares the derived constraints on the velocity structure of the IRAM 04191 envelope with the predictions of collapse models. Our conclusions are summarized in Sect. 7.

2. Observations

We carried out millimeter line observations with the IRAM 30 m telescope at Pico Veleta, Spain, during 7 nights in July and August 1999, in the following molecular transitions: $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, CS(2–1), $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, $\text{C}_3\text{H}_2(2_{12}-1_{01})$ at 3 mm, CS(3–2), $\text{C}^{34}\text{S}(3-2)$, $\text{H}_2\text{CO}(2_{12}-1_{11})$ at 2 mm, and CS(5–4), $\text{H}_2\text{CO}(3_{12}-2_{11})$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$,

DCO⁺(3–2) at 1.2 mm. Our adopted set of line frequencies is given in Table 1. The half-power beamwidths were $\sim 26''$, $\sim 17''$ and $\sim 10''$ at 3 mm, 2 mm, and 1.2 mm, respectively. We used four SIS heterodyne receivers simultaneously and an autocorrelation spectrometer as backend, with a spectral resolution of 20 kHz at 3 mm and 40 kHz at 2 mm and 1.2 mm. The corresponding velocity resolutions ranged from 0.05 to 0.08 km s⁻¹ per channel. The observations were done in single sideband mode, with sideband rejections of 0.01, 0.1 and 0.05 at 3 mm, 2 mm, and 1.2 mm, respectively. Accordingly, the calibration uncertainty was $\sim 10\%$. The forward and beam efficiencies of the telescope used to convert antenna temperatures T_A^* into main beam temperatures T_{mb} are listed in Table 1. The system temperatures (T_A^* scale) ranged from ~ 110 K to ~ 150 K at 3 mm, ~ 280 K to ~ 410 K at 2 mm, and ~ 300 K to ~ 550 K at 1.2 mm. The telescope pointing was checked every ~ 2 hours on Saturn, 0528+134, and/or 0420-014, and found to be accurate to $\sim 3''$ (rms). The telescope focus was optimized on Saturn every ~ 3 hours. Position switching observations were done with a reference position located at either $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (1200'', -1200'')$ or $(80'', -80'')$ relative to the (0, 0) position (envelope center as measured in the 1.3 mm continuum). Extensive mapping was performed in the “on-the-fly” mode (Ungerechts et al. 2000). A few additional C¹⁸O(1–0), C¹⁸O(2–1), CS(3–2), C³⁴S(3–2), CS(5–4) and H¹³CO⁺(3–2) position-switch observations, performed in September 1997, November 2000 and October 2001, will also be used here. All of these single-dish data were reduced with the CLASS software package (Buisson et al. 2002).

In addition, we also observed IRAM 04191 with the 5-antenna IRAM Plateau de Bure interferometer (PdBI) in its B1, C2, D configurations between January and April 1999. The two receivers of each antenna were tuned to the CS(2–1) and H₂CO(3₁₂–2₁₁) lines, with spectral resolutions of 40 kHz and 80 kHz, corresponding to velocity resolutions of 0.12 km s⁻¹ and 0.10 km s⁻¹, respectively. The four remaining windows of the PdBI correlator were used to record the continuum emission with a total bandwidth of 300 MHz at both 98 GHz ($\lambda \sim 3$ mm) and 227 GHz ($\lambda \sim 1.3$ mm). The (naturally-weighted) synthesized half-power beamwidths were $4.5'' \times 4.4''$ (630 AU \times 620 AU) at 98 GHz and $1.9'' \times 1.8''$ (270 AU \times 250 AU) at 227 GHz, and the (FWHP) primary beams $\sim 50''$ and $\sim 25''$, respectively. The correlator bandpass was calibrated on the strong source 3C273. Several nearby phase calibrators were observed to determine the time-dependent complex antenna gains. The absolute calibration uncertainty was estimated to be $\sim 15\%$. The data were calibrated and imaged using the CLIC (Lucas 1999) and Mapping (Guilloteau et al. 2002) packages in the IRAM software.

3. Results and qualitative interpretation: Evidence for rotation and infall

3.1. Weak 1.3 mm continuum detection at PdBI

The PdBI continuum image at 227 GHz (see Fig. 1) reveals weak, point-like emission centered at $\alpha_{(2000)} = 04^{\text{h}}21^{\text{m}}56^{\text{s}}.91$, $\delta_{(2000)} = 15^{\circ}29'46.1''$, a position which should be accurate to

Table 1. Adopted line rest frequencies and telescope efficiencies.

Line	Frequency ¹ (MHz)	σ_v^2 (km s ⁻¹)	Ref. (³)	F_{eff}^4 (%)	B_{eff}^4 (%)
C ₃ H ₂ (2 ₁₂ –1 ₀₁)	85338.905(6)	0.02	(1)	92	73
N ₂ H ⁺ (10 ₁ –0 ₁₂)	93176.258(7)	0.02	(2)	92	73
C ³⁴ S(2–1)	96412.952(1)	0.003	(3)	92	73
CS(2–1)	97980.953(1)	0.003	(3)	90	73
C ¹⁸ O(1–0)	109782.175(2)	0.005	(4)	92	73
C ³⁴ S(3–2)	144617.101(1)	0.002	(3)	87	65
				90	54
CS(3–2)	146969.026(1)	0.002	(3)	90	54
C ¹⁸ O(2–1)	219560.3541(15)	0.002	(5)	86	42
CS(5–4)	244935.555(1)	0.001	(3)	84	42

Notes: ¹ The frequency uncertainty in units of the last significant digit is given in parentheses.

² Frequency uncertainty converted in units of velocity.

³ References for rest frequencies: (1) Laboratory measurement from Vrtilik et al. (1987); (2) Observational result from Lee et al. (2001); (3) Laboratory measurement from Gottlieb et al. (2002). (4) Laboratory measurement from Klapper (2001, private communication). (5) Laboratory measurement from Klapper et al. (2001).

⁴ Forward and beam efficiencies of the IRAM 30 m telescope (Wild 1999 and <http://www.iram.es/>).

better than $0.5''$. (The PdBI position is offset by $\sim 5''$ from the N₂H⁺(1–0) centroid observed at the 30 m telescope, which is only marginally significant given the $\sim 3''$ single-dish pointing accuracy.) We measure a peak 227 GHz flux density of $S_{\text{peak}}^{1.9''} = 6.1 \pm 0.4$ mJy/1.9''-beam at the central position. The 227 GHz emission is slightly resolved and a Gaussian fit performed in the uv -plane yields a deconvolved $FWHM$ size of $(1.1'' \pm 0.4'') \times (0.6'' \pm 0.3'')$ with a position angle PA = 84°. At 98 GHz, the rms noise level is 0.14 mJy/4.5''-beam and we do not detect any emission above 0.6 mJy/4.5''-beam ($\sim 4\sigma$)¹.

For comparison, using the IRAM 30 m telescope equipped with the MPIfR bolometer array (MAMBO), Motte & André (2001) measured a peak flux density of $S_{\text{peak}}^{11''} = 110 \pm 7$ mJy/11''-beam at 1.3 mm ($\nu_{\text{eff}} \sim 240$ GHz – e.g. Brogière et al. 2002) and a radial intensity profile of the form $I(\theta) \propto \theta^{-0.6 \pm 0.1}$ in the range of angular radii $\theta = 11''$ to $\theta = 100''$. This extended 1.3 mm continuum source is clearly the dust counterpart of the circumstellar gas envelope/core observed in N₂H⁺ (cf. Fig. 1). Assuming the same radial intensity profile holds at smaller angular radii, one expects the peak flux density of the envelope to scale as $S_{\text{peak}}(\theta_b) \propto \theta_b^{1.4 \pm 0.1}$ with beam-size θ_b . If we adopt a dust opacity index $\beta = 1.5$ to account for the slight difference in observing frequency between the 30 m and PdBI measurements, this flux-density scaling predicts $S_{\text{peak}}^{1.9''} \approx 7.7$ mJy/1.9''-beam, which is only 25% larger than the PdBI peak flux density quoted above. Given the relative calibration uncertainties, this comparison suggests that the weak 227 GHz emission detected at PdBI arises from the

¹ We measure a peak 98 GHz flux density of 0.6 mJy/4.5''-beam close to ($\sim 4''$ north-east of) the central 227 GHz position but the cleaned image contains negative contours down to -0.8 mJy/4.5''-beam.

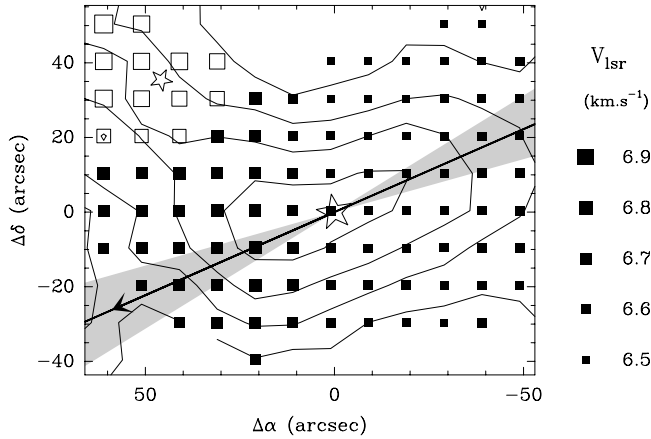


Fig. 2. Map of the peak LSR velocity (*filled squares*) in the IRAM 04191 envelope as derived from Gaussian fits to the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ spectra observed with the 30 m telescope. The map of integrated $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ intensity between 5.7 and 7.7 km s^{-1} is overlaid as contours (ranging from 0.4 to 1.0 by 0.2 K km s^{-1}). The black arrow shows the best-fit direction (PA $\sim 114^\circ \pm 8^\circ$) of the mean velocity gradient ($\sim 3.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) across the envelope; the grey-shaded sectors display the 1σ error on this orientation. The size of each square is proportional to the LSR velocity at its position. The open squares in the upper-left corner give the LSR velocities measured at positions that were ignored in fitting the velocity gradient because of likely contamination by the Class I source IRAS 04191 and/or the redshifted lobe of the IRAM 04191 outflow. The two star symbols mark the positions of IRAM 04191 (at (0, 0)) and IRAS 04191.

inner part of the envelope seen at the 30 m telescope rather than from an accretion disk surrounding the central protostellar object. Furthermore, a single power law $I(\theta) \propto \theta^{-0.5 \pm 0.2}$ appears to characterize the radial intensity profile of the envelope over the whole range of angular radii from $\sim 1''$ to $\sim 100''$. Such an intensity profile corresponds to a $\rho \propto r^{-1.5}$ density profile if the dust temperature is uniform.

The weak emission detected at PdBI sets strong constraints on the mass and size of any central accretion disk. Assuming optically thin emission, a dust mass opacity of $0.02 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ typical of circumstellar disks (cf. Beckwith et al. 1990) and a mean dust temperature of 20 K in the disk, the PdBI peak flux density yields $M_{\text{disk}} < 1 \times 10^{-3} M_\odot$. Alternatively, the assumption of optically thick dust emission at 20 K implies $R_{\text{disk}} < 10 \text{ AU}$.

3.2. Fast, differential rotation

All of the centroid velocity (first-order moment) maps taken at the 30 m telescope in small optical depth lines, such as $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$, $N_2H^+(101-012)$, $H^{13}CO^+(1-0)$, and $C^{34}S(2-1)$, show a clear velocity gradient across the envelope (see, e.g., Fig. 2). The (south)-east part is redshifted with respect to the source systemic velocity, while the (north)-west part is blueshifted. We have applied the sector method described by Arquilla & Goldsmith (1986) to measure the direction of this velocity gradient in the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ map using Gaussian fits

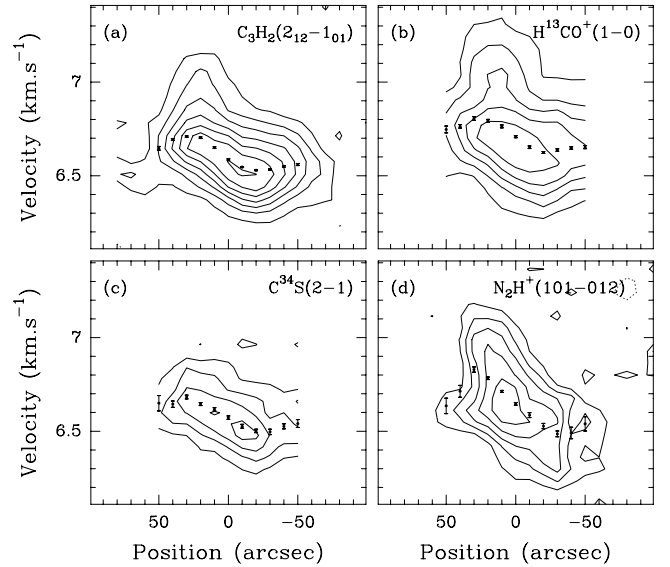


Fig. 3. Position-velocity diagrams in small optical depth lines along the direction perpendicular to the outflow axis. **a)** $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$; **b)** $H^{13}CO^+(1-0)$; **c)** $C^{34}S(2-1)$; **d)** $N_2H^+(101-012)$. The dots with error bars represent the peak velocities as determined by Gaussian fits. The base contour and contour step have the same value: 0.3 K (in T_A^*) in **a)** and **b)**; 0.2 K in **c)** and **d)**. Note how the dots mark a similar “S” shape in all four diagrams, suggestive of differential rotation in the envelope (see text).

to the spectra. We obtain a position angle PA $\sim 114^\circ \pm 8^\circ$ (cf. Fig. 2). The velocity gradient thus lies along the major axis of the elongated dust/ N_2H^+ core (PA $\sim 120^\circ$), i.e., perpendicular to the outflow axis. Coupled to the high degree of symmetry of the position-velocity diagrams shown in Fig. 3 with respect to envelope center, this strongly suggests that the envelope is rotating about an axis coinciding with the outflow axis (cf. Fig. 1). Turbulent motions would produce a more random velocity field (cf. Burkert & Bodenheimer 2000) and are weak here anyway (see Sect. 3.4 and Fig. 12b below).

From now on, we adopt a position angle PA = 28° for the projection of the rotation/outflow axis onto the plane of the sky. To minimize contamination by the outflow, we analyze the velocity structure of the envelope along the axis perpendicular to the outflow (i.e. along PA = 118°) and going through the center. Along this axis, the magnitude of the velocity gradient estimated from linear fits to the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$, $H^{13}CO^+(1-0)$, $C^{34}S(2-1)$, and $N_2H^+(101-012)$ position-velocity diagrams is $\sim 6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, $\sim 7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, $\sim 6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, and $10 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, respectively, increasing from north-west to south-east over $\pm 20''$ (see Fig. 3). The mean velocity gradient is thus $7 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ in the 2800 AU radius region.

The $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$, $H^{13}CO^+(1-0)$, and $N_2H^+(101-012)$ position-velocity diagrams shown in Fig. 3 may be slightly

² Before fitting the direction of the velocity gradient, we have masked the redshifted emission seen in the north-east part of the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ map shown in Fig. 2, as it is likely associated with the redshifted lobe of the outflow or with the nearby Class I source IRAS 04191+1523 (Tamura et al. 1991).

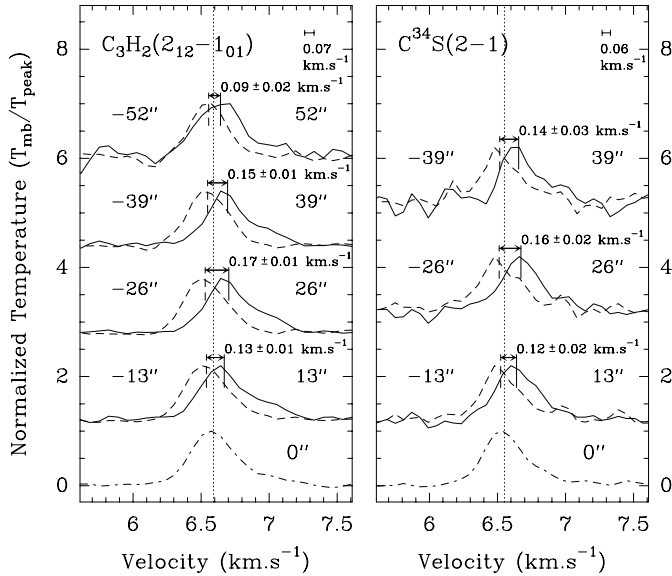


Fig. 4. Normalized $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ and $C^{34}S(2-1)$ spectra observed every half beamwidth along the direction perpendicular to the outflow axis. Each spectrum has been divided by its peak temperature for easier inter-comparison. In both panels, the vertical dotted line marks the peak velocity of the central spectrum (*dash-dotted curve* at the bottom) measured by a Gaussian fit. The double-sided arrows and associated values indicate the magnitude of the velocity shifts (determined by Gaussian fits) between spectra observed at symmetric positions ($\pm 13''$, $\pm 26''$, $\pm 39''$, or $\pm 52''$) about the center. The channel resolution is shown in the upper right corner of each panel. While solid-body rotation would produce a velocity shift increasing linearly with radius, *the opposite trend is observed* beyond one beamwidth ($26''$) from the center: the velocity shift decreases for larger offsets about the central position. This strongly suggests the presence of *differential rotation* in the envelope.

contaminated by a secondary, redshifted component toward the east. We have used the GAUSSCLUMPS algorithm of Stutzki & Güsten (1990) (see also Kramer et al. 1998) to try and subtract this secondary component from the data cubes. The algorithm finds a Gaussian component at approximately ($+50''$, $+30''$) in $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ and ($+30''$, $+20''$) in $H^{13}CO^+(1-0)$. The removal of this secondary component reduces the magnitude of the velocity gradient measured in $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ and $H^{13}CO^+(1-0)$ by $\sim 30\%$. GAUSSCLUMPS fails to identify any secondary component near the same location in the $N_2H^+(101-012)$ data cube. The velocity gradient thus seems to be significantly larger in $N_2H^+(101-012)$ than in the other three lines (see below).

Remarkably, all of the position-velocity diagrams shown here present a “S” shape, clearly seen on the peak velocity curves derived from Gaussian fits (see Fig. 3). On either side of the source, the velocity shift with respect to the systemic velocity increases in absolute value up to an angular radius $\theta_m \sim 25 \pm 10''$ (i.e., one full beamwidth of the 30 m telescope at 3 mm, corresponding to $r_m \sim 3500 \pm 1400$ AU), and then decreases for $\theta > \theta_m$. This is further illustrated in Fig. 4 which shows the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ and $C^{34}S(2-1)$ spectra observed every half beamwidth (Nyquist sampling) at symmetric positions with respect to source center along the direction perpendicular to the outflow axis. It can be seen that the velocity

shift between symmetric positions decreases from 0.17 km s^{-1} (i.e., 2.5 channels) at $\pm 26''$ to 0.09 km s^{-1} (1.3 ch.) at $\pm 52''$ in $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$. In $C^{34}S(2-1)$, the velocity shift varies from 0.16 km s^{-1} (2.6 ch.) at $\pm 26''$ to 0.14 km s^{-1} (2.3 ch.) at $\pm 39''$. These values translate into a decrease of the $C_3H_2(2_{12}-1_{01})$ velocity gradient from $4.8 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ to $1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ between $26''$ and $52''$, and to a decrease of the $C^{34}S(2-1)$ velocity gradient from $4.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ to $2.6 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ between $26''$ and $39''$. The decrease of the velocity shift with radius beyond $\pm 26''$ is *in marked contrast with the linear increase expected in the case of solid-body rotation*. We thus conclude that there is strong evidence for differential rotation in the envelope beyond ~ 3500 AU.

Correcting for inclination ($i = 50^\circ$, cf. Sect. 1.2) and taking all four lines of Fig. 3 into account, we estimate that the rotational angular velocity is $\Omega = 9 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ($\sim 3 \times 10^{-13} \text{ rad s}^{-1}$) at $r = 2800$ AU ($20''$)³ and a factor of ~ 5 lower, i.e., $\Omega = 1.9 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, at $r = 7000$ AU ($50''$).

At a radius $r \sim 11000$ AU, our $C^{18}O(1-0)$ and $C^{18}O(2-1)$ observations suggest an even smaller angular velocity, $\Omega \lesssim 0.5-1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ($\sim 1.5-3 \times 10^{-14} \text{ rad s}^{-1}$). On scales smaller than the beam, the intrinsic rotation velocity pattern is uncertain due to insufficient spatial resolution (the beam FWHM angular radius is $\sim 13''$ at 3 mm, corresponding to a physical radius of ~ 1800 AU). However, two indirect arguments suggest that the differential rotation pattern observed here between ~ 3500 AU and ~ 11000 AU continues down to smaller ($\sim 1000-2000$ AU) scales. First, such a differential rotation pattern, combined with a lower level of molecular depletion near envelope center in N_2H^+ (cf. Sects. 3.4 and 4.2 below), would explain the higher velocity gradient ($10 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) measured in $N_2H^+(101-012)$ over $\pm 20''$ compared to the other three lines shown in Fig. 3. Second, using NH_3 interferometric observations sensitive to $\sim 5''-15''$ scales, Wootten et al. (2001) have recently reported an even larger gradient ($\sim 15 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) than our present N_2H^+ value.

3.3. Spectroscopic signature of collapse

As already pointed out by AMB99, the classical spectroscopic signature of infall motions (cf. Evans 1999; Myers et al. 2000) is seen toward IRAM 04191. Optically thick lines such as $CS(2-1)$, $CS(3-2)$, $CS(5-4)$, $H_2CO(2_{12}-1_{11})$ and $H_2CO(3_{12}-2_{11})$ are double-peaked and skewed to the blue, while low optical depth lines such as $C^{34}S(2-1)$ and $C^{34}S(3-2)$ peak in the dip of the self-absorbed lines (see spectra observed at the central position in Fig. 5). Blue-skewed $CS(2-1)$ and $CS(3-2)$ spectra are observed in an extended region, up to an angular radius of at least $40''$ (5600 AU) from source center (see cut taken

³ With such an angular velocity, the gas at $r \sim 2800$ AU would make a complete turn in ~ 0.7 Myr, which is comparable to the typical lifetime of prestellar cores with central densities $\gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (e.g. Jessop & Ward-Thompson 2000). Thus, although the observed velocity gradient is probably not indicative of a well-developed circular motion, it may have already induced significant rotational distortion in the envelope.

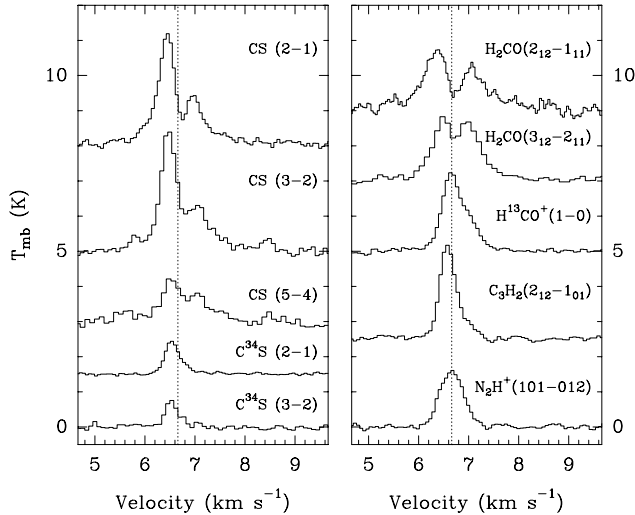


Fig. 5. Spectral line profiles observed at the central position of IRAM 04191 in the optically thick CS(2–1), CS(3–2), CS(5–4), H₂CO(2₁₂–1₁₁), H₂CO(3₁₂–2₁₁) lines, and the low optical depth C³⁴S(2–1), C³⁴S(3–2), H¹³CO⁺(1–0), C₃H₂(2₁₂–1₀₁), N₂H⁺(101–012) lines. The dotted line indicates the source systemic velocity estimated from a seven-component hyperfine structure fit to the N₂H⁺(1–0) multiplet.

perpendicular to the outflow axis in Fig. 8 below). Such asymmetric line profiles with a blue peak stronger than the red peak are expected in a collapsing envelope when the line excitation temperature increases toward the center. There is therefore strong evidence for the presence of extended inward motions in the IRAM 04191 envelope.

The blue-to-red peak intensity ratio of the CS lines is weaker toward the south-east (i.e. the envelope hemisphere redshifted by rotation), while the asymmetry is stronger toward the north-west (i.e. the hemisphere blue-shifted by rotation) where the red peak is even barely visible. This behavior is in qualitative agreement with the expected distortion of the infall asymmetry due to rotation when the rotation velocity does not dominate over the infall velocity⁴ (Zhou 1995).

The dips of the optically thick CS(2–1), CS(3–2), and CS(5–4) lines have velocities of $6.75 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, $6.81 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$, and $6.86 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$, respectively, and are redshifted relative to the source systemic velocity of $6.66 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. 5). The latter value results from a 7-component Gaussian fit to the N₂H⁺(1–0) multiplet, using the hyperfine structure (hfs) method of the CLASS reduction software, and assuming the relative frequencies and intensities of the 7 hyperfine components determined by Caselli et al. (1995), and the N₂H⁺(101–012) rest frequency of Lee et al. (2001) (see Table 1). The uncertainty on the Lee et al. (2001) frequency is estimated to be $\sim 0.02 \text{ km s}^{-1}$, to which we conservatively add (in quadrature) an uncertainty of 0.015 km s^{-1} arising from a maximum pointing error of $\sim 5''$, given the velocity gradient discussed in Sect. 3.2 above. This yields a final uncertainty of $\sim 0.03 \text{ km s}^{-1}$ on the source systemic velocity. The dips of the

⁴ When the rotation velocity becomes comparable to the infall velocity, the asymmetry may even be reversed (e.g. Walker et al. 1994; Ward-Thompson & Buckley 2001).

self-absorbed CS(2–1), CS(3–2), and CS(5–4) spectra are thus redshifted relative to the systemic velocity by $0.09 \pm 0.04 \text{ m s}^{-1}$, $0.15 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$, and $0.20 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$, respectively. These absorption dips are presumably produced by the outer layers of the front hemisphere of the envelope. The fact that they are redshifted provides a second indication that inward motions are present in the outer envelope where the opacity of the CS lines is of order unity. More quantitatively, the main-beam brightness temperature of the dip in the central CS(2–1) spectrum is $\sim 0.7 \text{ K}$, which matches the peak temperature of the spectra taken at $\sim 70''$ from source center. These spectra are still optically thick since we measure a CS(2–1) to C³⁴S(2–1) integrated intensity ratio of only ~ 5 , i.e., ~ 4 times less than the standard CS to C³⁴S isotopic ratio of ~ 22 (Wilson & Rood 1994). Assuming a spherically symmetric envelope, we conclude that the absorbing shell producing the dip in the central CS(2–1) spectrum has an angular radius larger than $\sim 70''$. The observed $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ redshift of the dip is thus suggestive of inward motions $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ extending up to a radius of at least 10000 AU. Radiative transfer simulations confirm this conclusion (see Sect. 4 below).

On the other hand, the CS(5–4) emission is much more concentrated spatially than the CS(2–1) emission, and confined to the inner $20''$ (*FWHM*) region (see the non-detection at $10''$ in Fig. 8 below). The radius of the shell producing the absorption dip in the central CS(5–4) spectrum must therefore be smaller than $10''$. The observed $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ redshift of the CS(5–4) dip then suggests faster inward motions in the central ($r < 1400 \text{ AU}$) region.

3.4. Linewidths: Evidence for turbulent infall?

The C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2) spectra displayed in Fig. 5 are slightly asymmetric and skewed to the blue, which suggests they are marginally optically thick and showing some infall asymmetry (see, e.g., Fig. 1 of Myers et al. 1995). We measure (*FWHM*) linewidths of $0.38 \pm 0.01 \text{ km s}^{-1}$ for C³⁴S(2–1) and $0.32 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ for C³⁴S(3–2), which are 3.8 and 3.2 times larger than the thermal broadening of C³⁴S at a kinetic temperature $T_K = 10 \text{ K}$, respectively (see Sect. 4.1 for constraints on T_K). Radiative transfer simulations (cf. Sect. 4) indicate opacities of ~ 1.5 and ~ 1 for C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2), respectively. Therefore, line saturation effects cannot broaden the C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2) spectra by more than $\sim 30\%$ and $\sim 20\%$, respectively, and the linewidths are primarily nonthermal. Motions such as infall, rotation, outflow, or “turbulence” along the line of sight are required to explain such nonthermal linewidths. The nonthermal motions do not dominate over thermal motions, however, since the C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2) linewidths represent only $\sim 80\%$ of the thermal velocity dispersion for a mean particle of molecular weight $\mu = 2.33$. The N₂H⁺(101–012) line is slightly broader, with a *FWHM* $\sim 0.55 \text{ km s}^{-1}$, i.e., 1.2 times broader than the (mean particle) thermal velocity dispersion and ~ 1.5 times larger than the C³⁴S linewidths. The hyperfine structure fit to the N₂H⁺ multiplet (see Sect. 3.3) yields an optical depth of ~ 0.85 for the isolated N₂H⁺(101–012) component, suggesting negligible ($\lesssim 15\%$)

optical depth broadening. The level of optical depth broadening should thus be more pronounced in $C^{34}S$ and cannot explain the difference in linewidth between N_2H^+ and $C^{34}S$.

We propose that this difference in linewidth between N_2H^+ and $C^{34}S$ results from a combination of higher infall/rotation velocities and lower N_2H^+ depletion toward the center. Bergin & Langer (1997) have shown that sulphur-bearing molecules such as CS are strongly depleted when the density increases, whereas N_2H^+ remains in the gas phase, at least up to densities $n_{H_2} \lesssim 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Indeed, we measure a decrease of the $C^{34}S(2-1)/N_2H^+(101-012)$ integrated intensity ratio by a factor of 2 from ~ 5000 AU to ~ 2000 AU. As both lines have nearly the same critical density and are approximately optically thin⁵, the decrease of the integrated intensity ratio may be interpreted as a decrease of the $C^{34}S/N_2H^+$ abundance ratio toward the center.

Finally, we note that the $N_2H^+(101-012)$ linewidth peaks at the central position (as shown by a linewidth-position plot along the direction perpendicular to the outflow axis). N_2H^+ may thus be more sensitive to higher velocity material produced by, e.g., infall, rotation, or outflow near the central protostellar object. As N_2H^+ is generally underabundant in molecular outflows (e.g. Bachiller & Pérez-Gutiérrez 1997), the central broadening of $N_2H^+(1-0)$ is most likely due to infall and/or rotation motions.

3.5. The CS line wing emission

The morphology of the single-dish CS(2–1) maps integrated over the $4.6\text{--}6.1 \text{ km s}^{-1}$ (blue) and $7.1\text{--}8.6 \text{ km s}^{-1}$ (red) velocity ranges strongly suggests that the CS line wing emission is dominated by material associated with the outflow (see Figs. 6a and b). Some CS(2–1) emission is detected at the edges of both the red and the blue lobe of the CO outflow: the CS(2–1) red wing is relatively weak and concentrated at the south-eastern edge and the tip of the red CO lobe (Fig. 6a), while the CS(2–1) blue wing is much stronger and distributed in two spots on either side of the blue CO lobe (Fig. 6b). This “high-velocity” CS(2–1) emission is likely to arise from dense, shocked material entrained by the outflow.

The redshifted CS(2–1) emission detected on smaller scales by the PdBI interferometer in the $7\text{--}8 \text{ km s}^{-1}$ velocity range also appears to be associated with the outflow. This emission arises from the base of the red CO lobe and its shape closely follows the edges of the outflow lobe (see Fig. 6c). No emission was detected by PdBI in the blue wing range (see Fig. 6d) or at the source systemic velocity. The blueshifted CS(2–1) emission seen in the single-dish map (Fig. 6b) thus appears to be more extended than the redshifted emission and is likely resolved out by the interferometer. Such a difference in spatial extent between blueshifted and redshifted emission, opposite of what infall motions would produce, is expected if the CS line wing emission arises from outflowing material. Likewise, the emission detected by the 30 m telescope near the systemic velocity, i.e., close to the dip of the CS(2–1) line (Fig. 5), arises from

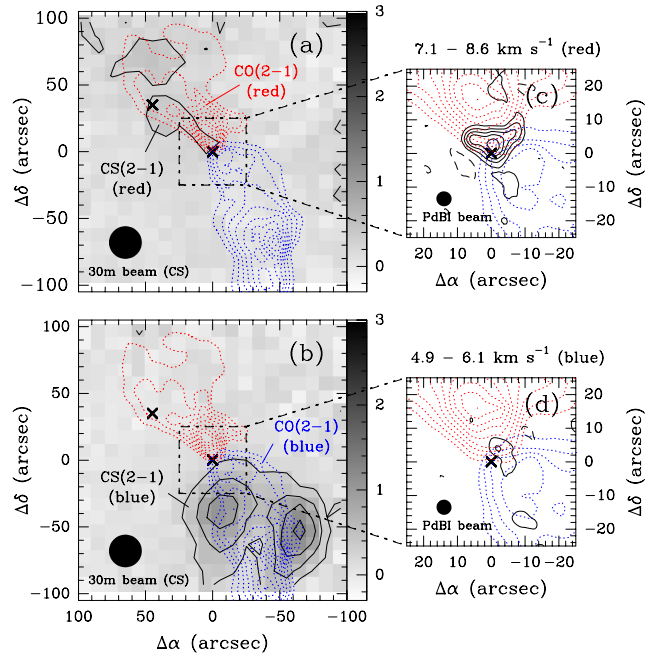


Fig. 6. CS(2–1) integrated intensity maps taken with the 30 m telescope (left) and, on a smaller scale, with the PdBI interferometer (right). **a)** Single-dish map integrated in the 7.1 to 8.6 km s^{-1} velocity range (red), overlaid on the CO(2–1) outflow contours from AMB99. **b)** Same as **a)** for the 4.6 to 6.1 km s^{-1} velocity range (blue). The CS wing emission (*solid contours and gray scale*) appears to be correlated with the CO outflow emission (*dotted contours*). The two crosses mark the central positions of IRAM 04191 (at $(0, 0)$) and IRAS 04191. The CS(2–1) contour step is 0.3 K km s^{-1} ; the gray scale (shown on the right of each map) ranges from -0.3 to 3 K km s^{-1} . **c)** Cleaned interferometer map, integrated over the 7.1 to 8.6 km s^{-1} velocity range (red), overlaid on the CO(2–1) contours of the outflow. **d)** Same as **c)** for the 4.9 to 6.1 km s^{-1} velocity range (blue). The CS(2–1) contour step is $0.25 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. The clean beam is shown on the bottom left. Note how the CS(2–1) red wing emission detected on a $\sim 5''$ scale coincides with the base of the red lobe of the CO outflow, while the CS(2–1) blue wing emission is almost entirely resolved out by the interferometer.

extended foreground material on scales $\sim 70''$ (see Sect. 3.3) and is also resolved out by PdBI.

3.6. Low degree of ionization

Following, e.g., Caselli et al. (1998), we can estimate the degree of ionization in the IRAM 04191 envelope from the observed value of the abundance ratio $R_D = [DCO^+]/[HCO^+]$. We measure an integrated intensity ratio $I_{DCO^+}/I_{H^{13}CO^+} = 3.3 \pm 0.6$ at the central position. Assuming optically thin $H^{13}CO^+(3-2)$ and $DCO^+(3-2)$ emission, this implies $[DCO^+]/[H^{13}CO^+] = 3.3 \pm 0.6$. Adopting a $[^{12}C]/[^{13}C]$ abundance ratio of 77 in the local ISM (Wilson & Rood 1994), we thus derive $R_D = 0.04 \pm 0.01$, which is identical to the ratio measured by Caselli et al. (2002b) toward the central position of L1544. As the same density ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) is probed by the observations in both cases, we conclude that the ionization degree $x_i \sim 2 \times 10^{-9}$ derived in L1544 by Caselli et al. (2002b) based on their chemical models should be representative of the ionization degree in the

⁵ Based on the opacities derived above, optical depth effects cannot account for more than a factor of 1.3 decrease in the $C^{34}S(2-1)/N_2H^+(101-012)$ ratio.

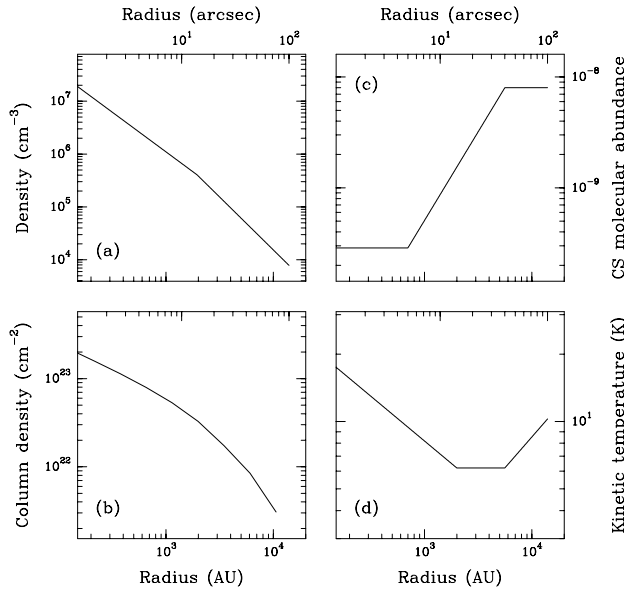


Fig. 7. Input physical properties of the 1D spherical envelope model used to fit the observed CS and C³⁴S spectra (see Fig. 8): Plots of density **a**), column density **b**), CS/H₂ relative abundance **c**), and kinetic temperature **d**) as a function of radius.

IRAM 04191 envelope at this density (assuming similar depletion factors for CO, which seems likely – see Sect. 4.2 below).

4. Radiative transfer modeling: 1D spherical simulations

Here, we use the radiative transfer code MAPYSO (Blinder 1997) to model the observed line spectra and set quantitative constraints on the kinematics of the IRAM 04191 envelope (see Appendix for details about the code). For simplicity, we use a piecewise powerlaw description for the spatial variations of the kinetic temperature, density, molecular abundance, infall velocity, and rotational velocity (in Sect. 5 below) across the envelope (see Fig. 7).

4.1. Model inputs: Mass distribution and kinetic temperature profile

We use the envelope mass distribution derived by Motte & André (2001) (hereafter MA01) from 1.3 mm dust continuum observations with the 30 m telescope. MA01 estimate that the envelope mass contained within a radius of 4200 AU is $M_{\text{env}}(r < 4200 \text{ AU}) = 0.45 M_{\odot}$ with an uncertainty of a factor of 2 on either side, assuming a mean dust temperature $T_{\text{dust}} = 12.5 \pm 2.5 \text{ K}$ obtained by AMB99 from a graybody fit to the $\lambda > 90 \mu\text{m}$ portion of the SED (see Fig. 3 of AMB99). In addition, the radial structure analysis of MA01 indicates an average radial intensity profile $I \propto \theta^{-m}$ with $m = 0.6 \pm 0.1$ in the range of angular radii $\theta \sim 11''\text{--}100''$ (i.e., $r \sim 1500\text{--}14\,000 \text{ AU}$). Assuming a dust temperature profile $T_{\text{dust}} \propto r^{-q}$ with $q = -0.2 \pm 0.2$, MA01 obtain a density profile $\rho \propto r^{-p}$ with $p = m + 1 - q = 1.8 \pm 0.3$. Given the low bolometric luminosity of IRAM 04191, the dust temperature is indeed expected to rise outward ($q < 0$) due to external heating by

the interstellar radiation field (e.g. Masunaga & Inutsuka 2000; Evans et al. 2001; Zucconi et al. 2001). The regime of central heating by the accreting protostar ($q \sim 0.4$) is likely confined to the inner $\sim 2000 \text{ AU}$ radius region (cf. MA01). Since a good thermal coupling between gas and dust grains is expected for densities $n_{\text{H}_2} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (e.g. Ceccarelli et al. 1996; Doty & Neufeld 1997), the gas kinetic temperature profile should track the dust temperature profile, at least up to a radius of $\sim 4000 \text{ AU}$.

We also have some constraints on the gas kinetic temperature from our C¹⁸O, N₂H⁺, and CS observations. We measure a C¹⁸O(2–1) to C¹⁸O(1–0) integrated intensity ratio $I_{\text{C}^{18}\text{O}(2-1)}/I_{\text{C}^{18}\text{O}(1-0)} = 1.5 \pm 0.3$ in the range of angular radii $0''\text{--}60''$, using main beam temperatures and after degrading the resolution of the $J = 2\text{--}1$ data to that of the $J = 1\text{--}0$ data. As the critical densities of C¹⁸O(1–0) and C¹⁸O(2–1) are $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ at 10 K, respectively, both lines should be thermalized in most of the envelope. Assuming local thermodynamic equilibrium (LTE) and optically thin emission, we derive an excitation temperature $T_{\text{ex}}(\text{C}^{18}\text{O}) = 10 \pm 2 \text{ K}$, which should be a good estimate of the gas kinetic temperature in the low-density outer ($r \sim 6000 \text{ AU}$) part of the envelope probed by C¹⁸O. Likewise, the excitation temperature of the dense-gas tracer N₂H⁺(101–012) may be estimated from the relative intensities of the seven components of the N₂H⁺(1–0) multiplet, assuming the same excitation temperature for all components (cf. Sect. 3.3). This method yields $T_{\text{ex}}(\text{N}_2\text{H}^+) = 5.5 \pm 0.5 \text{ K}$. With a critical density $\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, the N₂H⁺(1–0) multiplet is probably thermalized only at radii $r < 2000 \text{ AU}$. We thus obtain a lower limit of $\sim 6 \text{ K}$ for the gas kinetic temperature in the N₂H⁺-emitting part of the envelope ($r \lesssim 5000 \text{ AU}$). Finally, the weak intensities of the optically thick CS(2–1) and CS(3–2) lines require a low gas kinetic temperature $\sim 6\text{--}7 \text{ K}$ in the range of radii $2000\text{--}6000 \text{ AU}$: Given the density profile shown in Fig. 7a, a uniform gas temperature of 10 K would produce CS(2–1) and CS(3–2) spectra with main beam temperatures about 1–2 K stronger than the observed temperatures. Beyond $r \sim 6000 \text{ AU}$, the gas temperature is likely to increase to the typical $\sim 10 \text{ K}$ temperature of the Taurus cloud (see, e.g., Benson & Myers 1989). However, the gas temperature profile in the outer parts of the envelope has little influence on the CS and C³⁴S spectra since the observed lines are far from LTE there.

In summary, the gas kinetic temperature profile is likely to present a minimum of $\sim 6 \text{ K}$ at $\sim 10''\text{--}20''$ (i.e., $r \sim 1400\text{--}2800 \text{ AU}$) and to reach a value of $\sim 10 \text{ K}$ in the outer parts of the envelope (cf. Fig. 7d).

4.2. Molecular depletion

Assuming a standard isotopic ratio $\chi_{\text{CS}}/\chi_{\text{C}^{34}\text{S}} = 22$, a [CS]/[H₂] abundance ratio of 8×10^{-9} is required to match the C³⁴S(2–1) integrated intensity at an angular radius $40''\text{--}50''$. But a uniform abundance with such a value produces too strong C³⁴S(2–1), C³⁴S(3–2), and CS(5–4) spectra toward the center. A good fit to the C³⁴S(2–1) integrated line intensities is obtained by assuming that the relative CS abundance drops by a factor of

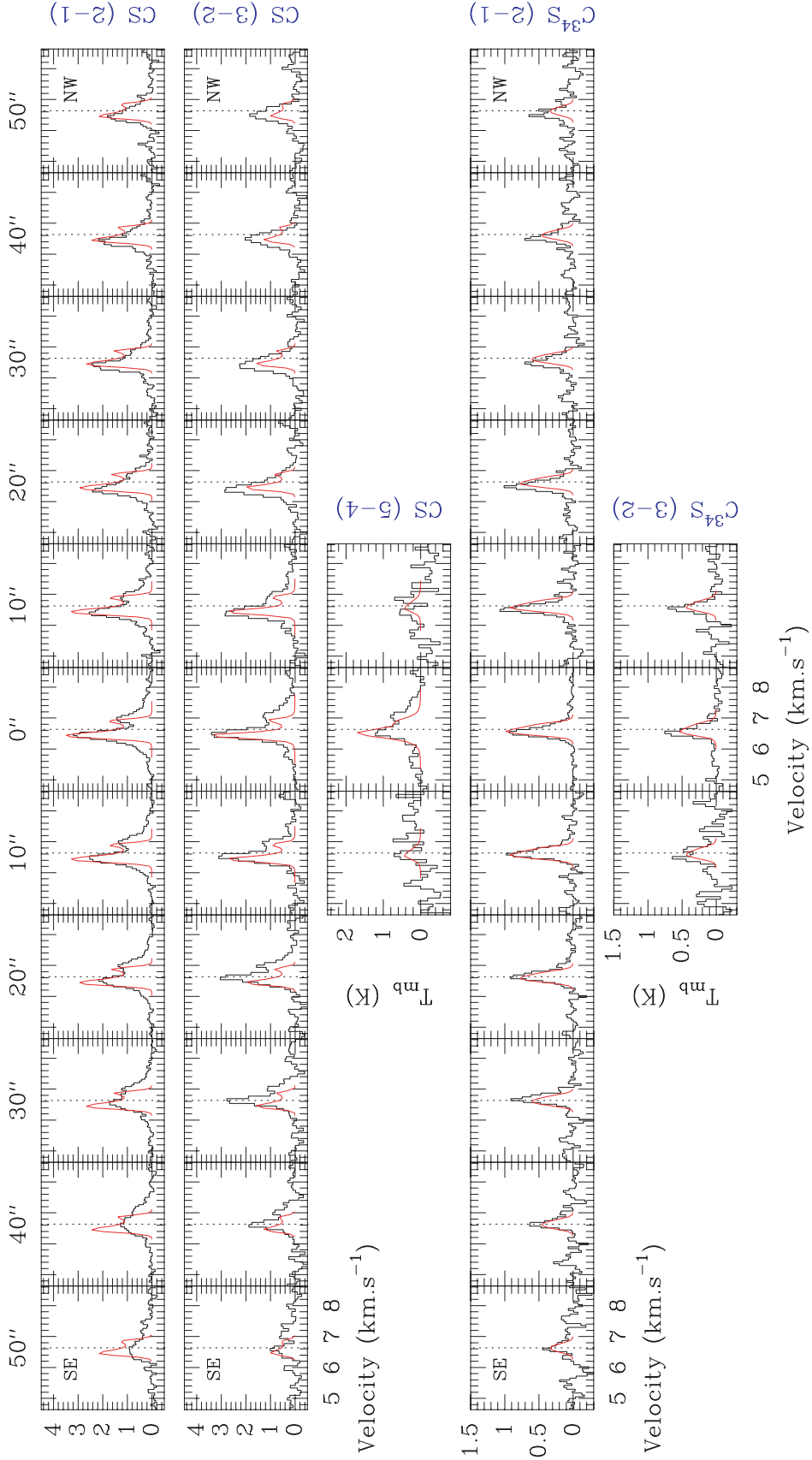


Fig. 8. CS(2–1), CS(3–2), CS(5–4), C³⁴S(2–1), and C³⁴S(3–2) spectra (in units of main beam temperature) observed along the direction perpendicular to the outflow axis (histograms). The dotted line indicates our best-fit estimate (6.63 km s^{−1}) of the envelope systemic velocity based on our CS/C³⁴S modeling. Synthetic spectra corresponding to the “best-fit” 1D spherical collapse model described in Sect. 4.3 (cf. Figs. 7 and 12a,b for model parameters) are superimposed.

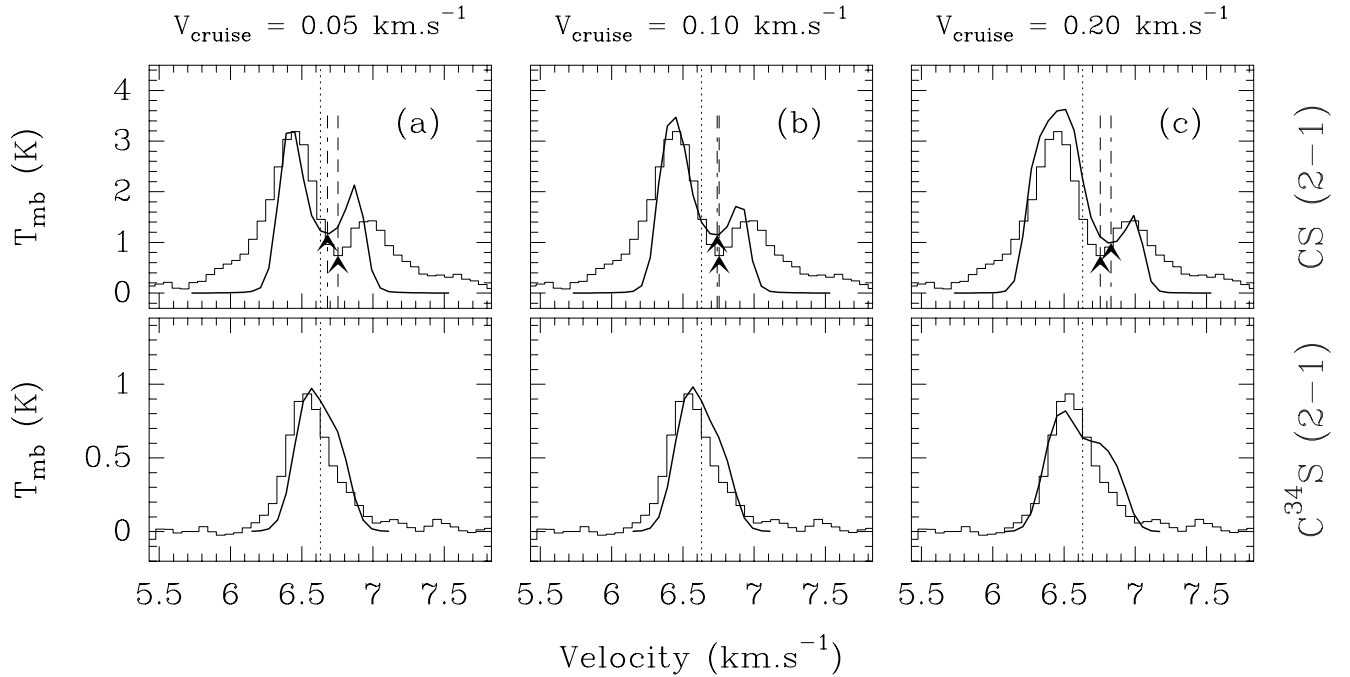


Fig. 9. Influence of the outer infall velocity field on the CS(2–1) (*upper row*) and C³⁴S(2–1) (*lower row*) line profiles. Synthetic spectra (solid curves) corresponding to a range of model infall velocities are superimposed on the spectra observed at the central position of IRAM 04191 (histograms). All models have $v_{\text{inf}} = v_0 = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ at $r_0 = 750 \text{ AU}$, $v_{\text{inf}} \propto r^{-0.5}$ for $r < r_{\text{break}}$, and $v_{\text{inf}} = v_{\text{cruise}}$ for $r > r_{\text{break}}$. The models differ by the value of r_{break} , or equivalently by the value of the infall velocity at large radii, $v_{\text{cruise}} \equiv v_0 \times \left(\frac{r_{\text{break}}}{r_0}\right)^{-0.5}$: $r_{\text{break}} = 12000 \text{ AU}$ (i.e., $v_{\text{cruise}} = 0.05 \text{ km s}^{-1}$) in **a**), $r_{\text{break}} = 3000 \text{ AU}$ (i.e., $v_{\text{cruise}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$) in **b**) (\equiv preferred model shown in Fig. 8), and $r_{\text{break}} = 750 \text{ AU}$ (i.e., $v_{\text{cruise}} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$) in **c**). The dotted vertical line marks the envelope systemic velocity as in Fig. 8, while the dashed and dash-dotted lines mark the velocities of the dips in the observed and synthetic CS(2–1) spectra, respectively. Note that the outer infall velocity v_{cruise} is too small in model **a**) and too large in model **c**) to match the observed redshift of the CS(2–1) dip and the width of the C³⁴S(2–1) line.

~ 20 toward the center as in Fig. 7c (see also Sect. 3.4). Such a depletion factor for CS is comparable to those observed in starless cores such as L1544 (e.g. Tafalla et al. 2002).

4.3. Two regimes of infall

In Fig. 8, we present a series of synthetic spectra emitted by a spherically symmetric model envelope with the input structure shown in Fig. 7 and our best estimate of the infall velocity field (shown by the solid line in Fig. 12a below). The model spectra are overlaid on the multitransition CS and C³⁴S spectra observed along the direction perpendicular to the outflow axis. The blue infall asymmetry of the model optically thick lines and the position of the CS(2–1) dip match the observations well. The widths of the optically thin lines are also well reproduced. The main shortcoming of the model is that it does not reproduce the fairly strong emission present in the wings of the observed CS spectra. As discussed in Sect. 3.5, we attribute these wings to the fraction of envelope material entrained by the outflow.

In order to determine the range of input model parameters that yield reasonably good fits to the observed CS and C³⁴S spectra, we have performed a comprehensive exploration of the parameter space, as illustrated in Figs. 9–11. Strong constraints on the infall velocity arise from the small optical depth lines, i.e., C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2). The widths of these lines set firm upper limits to the absolute value of the infall velocity on

the size scale of the beam. We obtain $v_{\text{inf}} \leq 0.15 \text{ km s}^{-1}$ at $\sim 1750 \text{ AU}$ and $v_{\text{inf}} \leq 0.2 \text{ km s}^{-1}$ at $\sim 1150 \text{ AU}$ from C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2), respectively. On the other hand, the amplitude of the blue asymmetry seen in the self-absorbed CS(2–1) and CS(3–2) lines, as well as the redshifted position of the corresponding absorption dips (see Sect. 3.3), both require a relatively flat, extended infall velocity field with $v_{\text{inf}} \sim 0.10 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$ up to $r \sim 10000\text{--}12000 \text{ AU}$. The latter value approximately corresponds to the radius where the bulk of the absorption occurs in CS(2–1) and CS(3–2) (see Sect. 3.3). These constraints are illustrated in Fig. 9 which shows the effect of varying the infall velocity field on the central CS(2–1) and C³⁴S(2–1) spectra. Three models are compared: the preferred model displayed in Fig. 8 is shown in the central panel (Fig. 9b), while models with lower and higher infall velocities in the outer part of the envelope are shown in the left and right c panels, respectively. It can be seen that the position of the CS(2–1) absorption dip is not redshifted enough in model a and too redshifted in model c to match the observations. Furthermore, the CS(2–1) blue-to-red asymmetry is too weak in model a and the C³⁴S(2–1) line becomes too broad in model c compared to the observations. Only model b approximately reproduces the observed position of the CS(2–1) dip and the width of the C³⁴S(2–1) line.

In the context of a pure infall model, larger velocities ($v_{\text{inf}} \sim 0.2\text{--}0.4 \text{ km s}^{-1}$) in the inner ($r \sim 700 \text{ AU}$) part of the envelope are suggested by the broad linewidth of the central

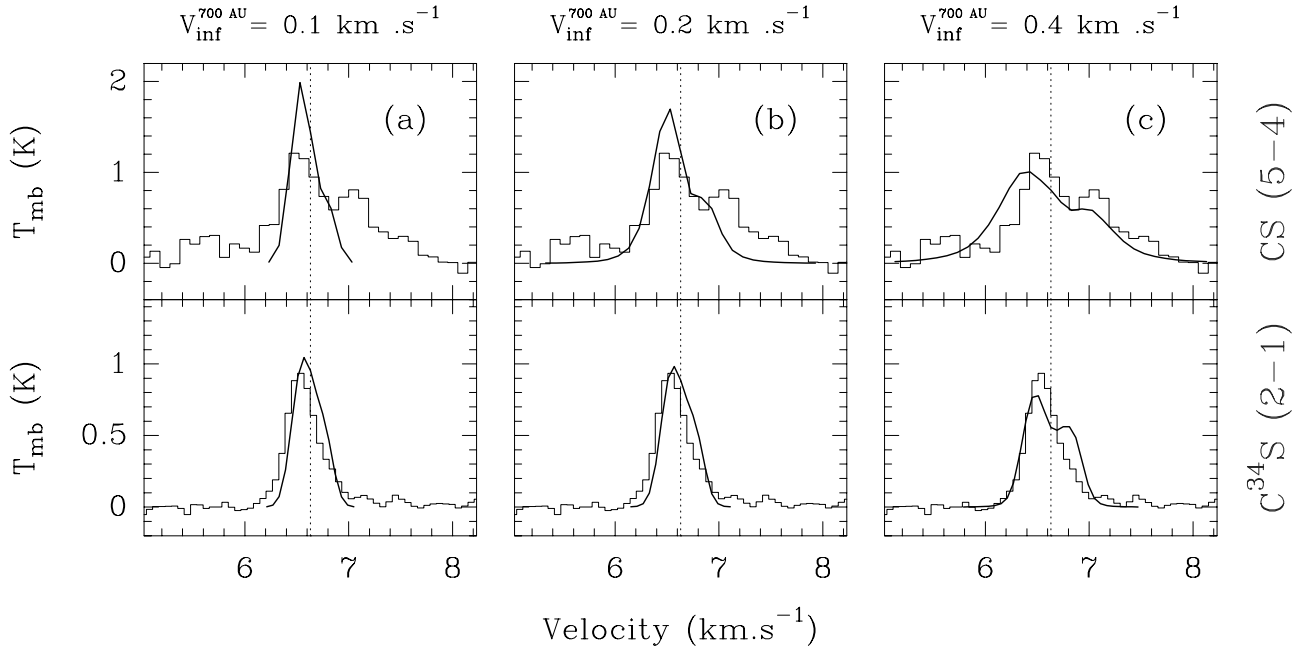


Fig. 10. Influence of the inner infall velocity field on the CS(5–4) (*upper row*) and $C^{34}S(2-1)$ (*lower row*) line profiles. Synthetic spectra (solid curves) corresponding to a range of model infall velocities are superimposed on the spectra observed at the central position of IRAM 04191 (histograms). All models have $v_{\text{infall}} \propto r^{-0.5}$ for $r < r_{\text{break}}$ and $v_{\text{infall}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$ for $r > r_{\text{break}}$. The models differ by the value of r_{break} , and therefore by the value of the infall velocity at the 700 AU radius of the CS(5–4) beam: $r_{\text{break}} = 0 \text{ AU}$ (i.e., $v_{700\text{AU}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$) in **a**), $r_{\text{break}} = 3000 \text{ AU}$ (i.e., $v_{700\text{AU}} = 0.2 \text{ km s}^{-1}$) in **b**) (\equiv preferred model shown in Fig. 8), and $r_{\text{break}} = 13900 \text{ AU}$ (i.e., $v_{700\text{AU}} = 0.4 \text{ km s}^{-1}$) in **c**). The dotted vertical line marks the envelope systemic velocity as in Fig. 8. Note that the CS(5–4) linewidth is too small in model **a**) and that the $C^{34}S(2-1)$ linewidth is too large in model **c**), suggesting $0.1 < v_{\text{infall}} < 0.4 \text{ km s}^{-1}$ at $r \sim 700 \text{ AU}$.

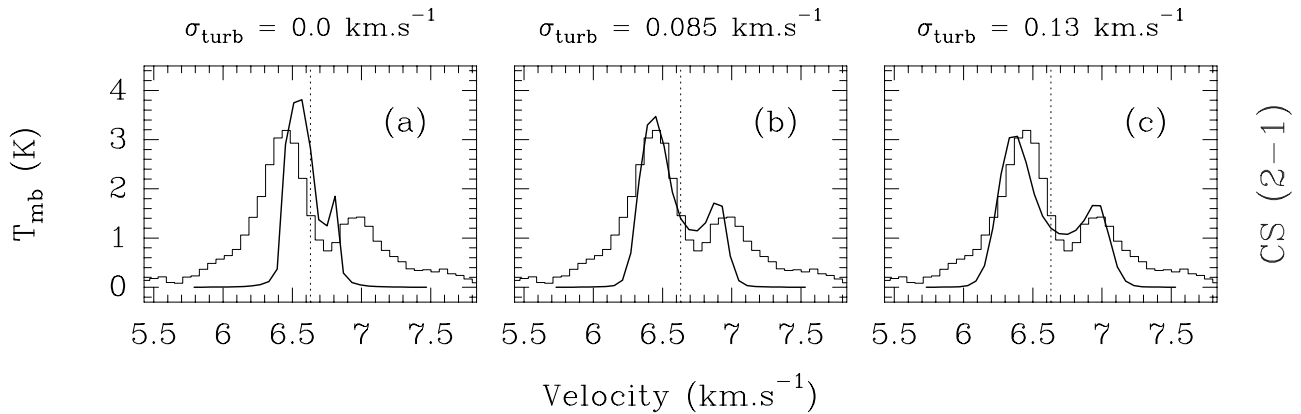


Fig. 11. Influence of the turbulent velocity field on the CS(2–1) spectra. The line profiles observed at the central position of IRAM 04191 (histograms) are compared to synthetic spectra (solid lines) corresponding to models with a uniform turbulent velocity for various values of the velocity dispersion σ_{turb} : **a**) $\sigma_{\text{turb}} = 0 \text{ km s}^{-1}$, **b**) $\sigma_{\text{turb}} = 0.085 \text{ km s}^{-1}$ (\equiv reference model shown in Fig. 8), **c**) $\sigma_{\text{turb}} = 0.13 \text{ km s}^{-1}$. The dotted vertical line marks the envelope systemic velocity as in Fig. 8. Note that the dip of the model CS(2–1) spectrum is too narrow in **a**) and too broad in **c**).

CS(5–4) spectrum. This is shown in Fig. 10 which compares three models differing in the magnitude of their infall velocity at 700 AU. A similar trend is indicated by the broadening of the $N_2H^+(101-012)$ line toward the center (cf. Sect. 3.4). However, the central CS(5–4) spectrum (which does show infall asymmetry – cf. Fig. 5) may be partly contaminated by small-scale structure in the outflow. In particular, the redshifted portion of the CS(5–4) spectrum, not reproduced by the model of Fig. 8, may be related to the redshifted CS(2–1) emission detected by the interferometer on small scales (see Sect. 3.5). Such a

switch between infall-dominated CS emission on large scales and outflow-dominated CS emission on small scales is also observed in the Class 0 object B335 (cf. Wilner et al. 2000).

In addition to infall, a “turbulent” velocity field is needed to match the width of the dip, and consequently the velocity difference between the blue and the red peak, in the optically thick CS(2–1) and CS(3–2) spectra. Assuming a uniform turbulent velocity dispersion for simplicity, a good compromise between the upper limit set by the linewidth of the optically thin $C^{34}S(2-1)$ and $C^{34}S(3-2)$ spectra and the lower limit set

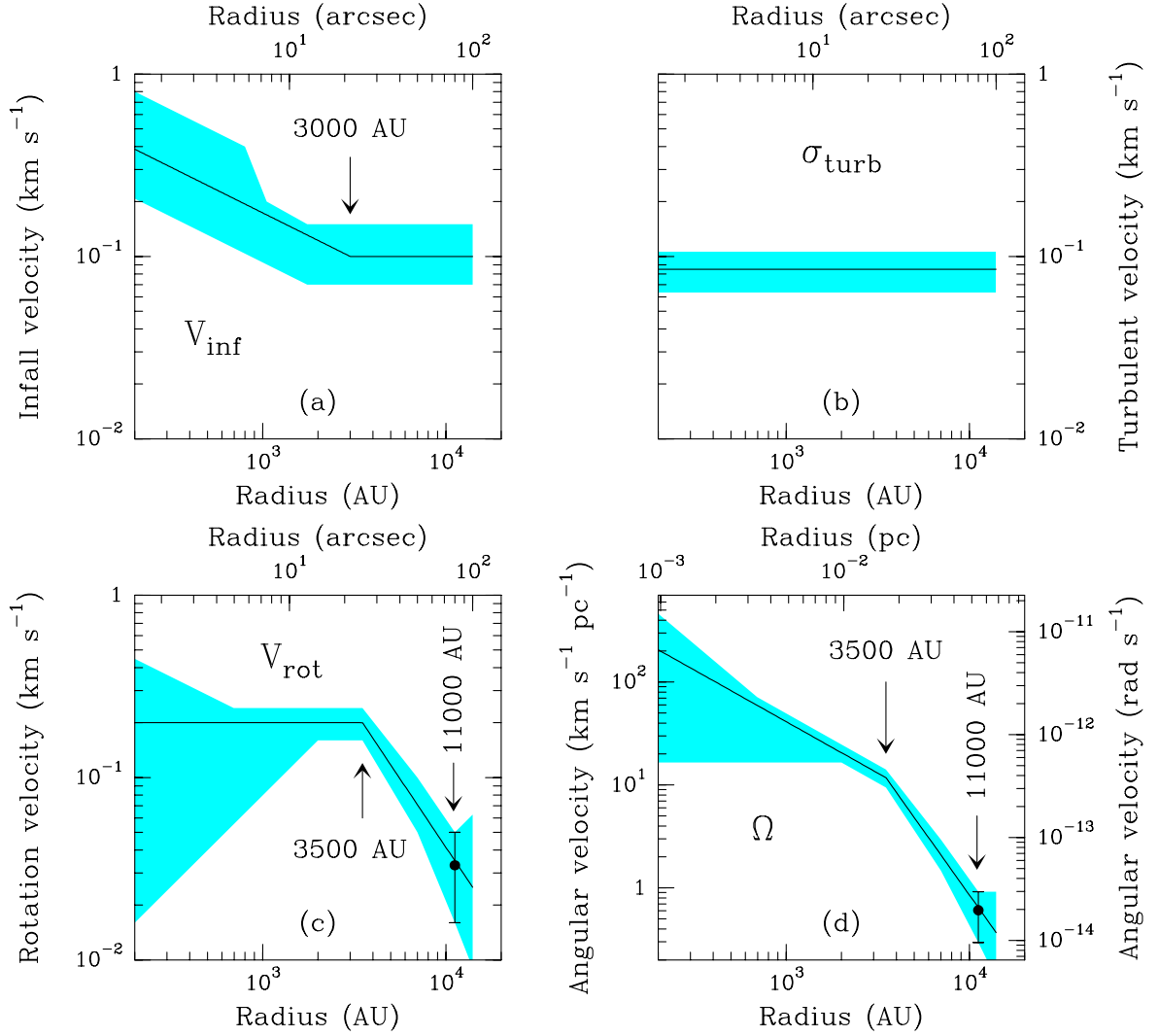


Fig. 12. Infall **a**), turbulence **b**), and rotation **c**) velocity fields inferred in the IRAM 04191 envelope based on our 1D (Sect. 4) and 2D (Sect. 5) radiative transfer modeling. The shaded areas show the estimated domains where the models match the CS and C³⁴S observations reasonably well. In **a**) and **b**), the solid lines show the infall velocity and turbulent velocity dispersion in both the 1D and 2D models (cf. Figs. 8 and 14, respectively) as a function of radius from envelope center. In **c**), the solid line represents the profile of the azimuthal rotation velocity in the 2D envelope model (cf. Fig. 14) as a function of radius from the outflow/rotation axis. The point with error bar at 11 000 AU corresponds to the velocity gradient observed in C¹⁸O (cf. Sect. 3.2). Panel **d**) shows the corresponding angular velocity profile.

by the width of the CS(2–1) and CS(3–2) dips is obtained for $\sigma_{\text{turb}} = 0.085 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$ (cf. Fig. 11). This is equivalent to $\Delta v_{\text{turb}}^{\text{FWHM}} = \sigma_{\text{turb}} \times \sqrt{8 \ln 2} = 0.20 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$ and corresponds to only half the thermal broadening of the mean molecular particle at 10 K, showing that the IRAM 04191 envelope is “thermally-dominated” (see also Sect. 3.4) as are Taurus dense cores in general (e.g. Myers 1999).

The main conclusions of our 1D exploration of the parameter space are summarized in Figs. 12a and b, where the shaded areas represent the ranges of infall velocities a and turbulent velocity dispersion b for which acceptable fits are found. Two infall regimes seem to stand out in Fig. 12a: the infall velocity is relatively large ($v_{\text{inf}} \gtrsim 0.2 \text{ km s}^{-1}$, supersonic) and increases toward the center for $r \lesssim 2000\text{--}3000 \text{ AU}$, while it is smaller and roughly uniform at $v_{\text{inf}} \sim 0.10 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$ between $\sim 2000\text{--}3000 \text{ AU}$ and $\sim 10\,000\text{--}12\,000 \text{ AU}$. Given the density profile of Fig. 7a, such an infall velocity field

implies a mass infall rate of $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 3 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ at $r = 1750 \text{ AU}$. (The density and velocity profiles shown in Figs. 7a and 12a are such that \dot{M}_{inf} is roughly independent of radius.) Inside the $r \sim 11\,000 \text{ AU}$ region (where non-zero inward motions are inferred), the fraction of envelope mass with supersonic ($\gtrsim 0.16\text{--}0.2 \text{ km s}^{-1}$) infall motions is estimated to be only $\sim 1\text{--}10\%$, depending on the exact value of the sound speed and exact form of the infall velocity profile (see Fig. 12a).

5. Radiative transfer modeling: Simulations with infall and rotation

5.1. Quasi 2D simulations

To account for the effects of rotation in the envelope (see Sect. 3.2 and Fig. 3), we have performed “quasi”-2D simulations with the following approximation. The non-LTE level

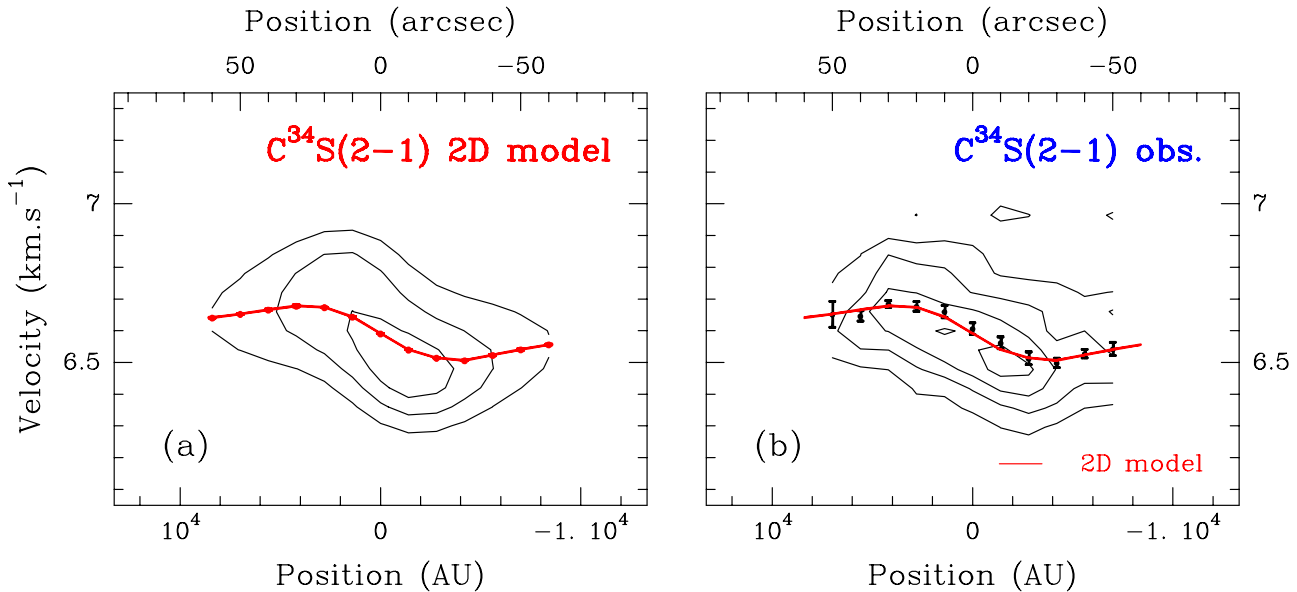


Fig. 13. **a)** $C^{34}S(2-1)$ position-velocity diagram of the “best-fit” 2D collapse model including differential rotation, taken along the direction perpendicular to the rotation axis. **b)** Observed $C^{34}S(2-1)$ position-velocity diagram along the direction perpendicular to the outflow axis. In both diagrams, the dots represent the peak velocities derived from Gaussian fits at angular radii larger than $20''$ and from centroid (first moment) estimates for radii smaller than $20''$; the curve shows the variation of the peak velocity (estimated in the same way) in the model.

populations are still calculated with a 1D Monte Carlo method (see Appendix) assuming a spherical envelope with the same characteristics as the model described in Sect. 4.3. We then add a cylindrical rotation velocity field to the 1D model of Sect. 4.3 and use the 2D version of the MAPYSO code to compute a proper radiative transfer integration along each line of sight. If we ignore departures from a spherical density distribution, this approach would remain strictly exact in the case of solid-body rotation, since the velocity difference between any couple of points projected on the axis joining these points is insensitive to the addition of a solid-body rotation component (cf. Ward-Thompson & Buckley 2001). In practice, however, the rotation observed here departs from solid body and the density distribution is not spherical. We therefore assume that, to first order, the line excitation is much more sensitive to the density distribution (averaged over angles) than to the velocity field. (In particular, we have checked that the profiles of excitation temperature are essentially insensitive to the infall velocity field as long as the turbulent velocity dispersion is of the same order as the infall velocity.) The rotation velocity field has nevertheless important effects on the shape of the line profiles, which we properly take into account here.

5.2. Two regimes of rotation

The cylindrical rotation velocity field that we have added to the 1D spherical model of Sect. 4.3 is shown in Fig. 12c. The rotation axis is taken to coincide with the outflow axis (see Sect. 1.2 and Fig. 1).

Adding rotation yields two major improvements in the fits to the CS and $C^{34}S$ spectra (see Figs. 13 and 14). First, the velocity gradient of the small optical depth $C^{34}S(2-1)$ line along the direction perpendicular to the outflow is well reproduced, as

shown in Fig. 13. Both the model $C^{34}S(2-1)$ position-velocity diagram (Fig. 13a) and the centroid velocity curve agree well with the observations (Fig. 13b). Second, the blue asymmetry of the model CS(2-1) and CS(3-2) spectra is enhanced toward the north-west and attenuated toward the south-east, as seen on the observed spectra (see Sect. 3.3 and Fig. 14).

In agreement with the discussion of the position-velocity diagrams (Sect. 3.2 above), the present 2D modeling indicates that the envelope can be divided into two regions with distinct rotational characteristics (see the radial profiles derived for the rotational velocity and angular velocity in Figs. 12c and 12d, respectively). First, solid-body rotation is ruled out in the outer $3500 < r < 7000$ AU radius envelope, where a good fit to the centroid velocity curve is obtained with $v_{\text{rot}} \propto r^{-1.5 \pm 0.5}$, corresponding to an angular velocity $\Omega \propto r^{-2.5 \pm 0.5}$. Second, in the inner $r < 3500$ AU radius region, our simulations suggest a velocity profile $v_{\text{rot}} \propto r^{0.1 \pm 0.4}$, i.e., $\Omega \propto r^{-0.9 \pm 0.4}$, although the form of the position-velocity diagram is significantly influenced by the finite resolution of the observations. A rotation velocity $v_{\text{rot}} = 0.20 \pm 0.04$ km s $^{-1}$, corresponding to $\Omega = 12 \pm 3$ km s $^{-1}$ pc $^{-1}$, is derived at a radius $r = 3500$ AU after correcting for inclination⁶.

6. Discussion: Comparison with collapse models

In this section, we first summarize the predictions of collapse models and the main constraints derived from our observations (Sects. 6.1 and 6.2), and then discuss the applicability of various models to IRAM 04191 (Sects. 6.3 to 6.5). Some

⁶ The reason why the value of 12 km s $^{-1}$ pc $^{-1}$ found here for Ω is larger than the apparent velocity gradient of 9 km s $^{-1}$ pc $^{-1}$ given in Sect. 3.2 is that the 2D model shown in Fig. 13 properly accounts for the finite ($\sim 25''$) resolution of the observations.

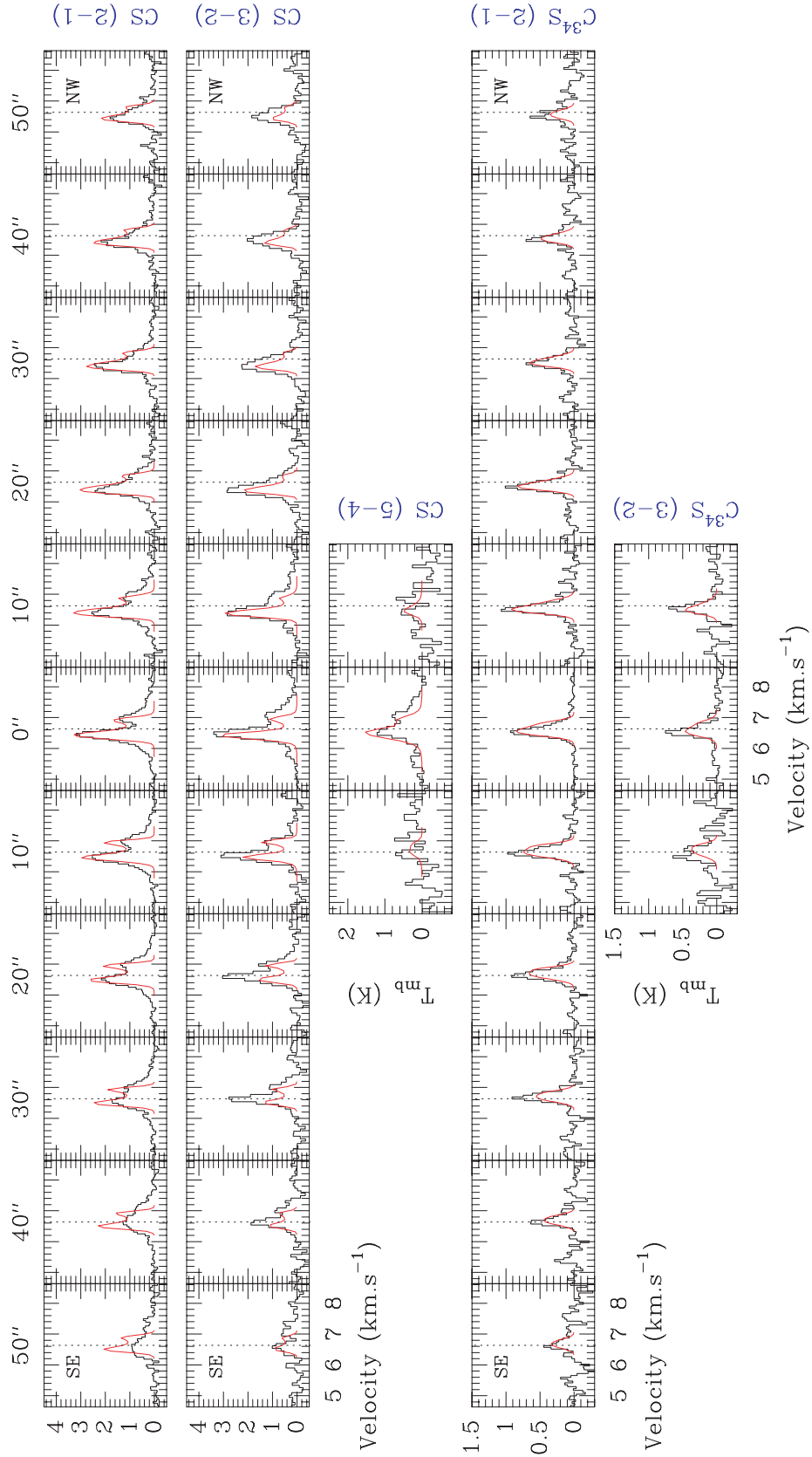


Fig. 14. Same as Fig. 8 but with synthetic spectra corresponding to the “best-fit” 2D model including differential rotation described in Sect. 5.2 (cf. Figs. 7 and 12 for model parameters).

implications for the distribution and evolution of angular momentum during protostellar collapse are discussed in Sect. 6.6.

6.1. Overview of model predictions

Whitworth & Summers (1985) have shown that there is a two-dimensional continuum of similarity solutions to the problem of isothermal spherical collapse. In this continuum, the well-known solutions proposed by Shu (1977) and Larson (1969)–Penston (1969) represent two extreme limits. All isothermal similarity solutions share a universal evolutionary pattern. At early times ($t < 0$), a compression wave (initiated by, e.g., an external disturbance) propagates inward at the sound speed, a_s , leaving behind it a $\rho(r) \propto r^{-2}$ density profile and a uniform infall velocity field. This compression wave has zero amplitude in the limiting case of the Shu “inside-out” collapse solution. At $t = 0$, the compression wave reaches the center and a point mass forms which subsequently grows by accretion. At later times ($t > 0$), this wave is reflected into a rarefaction or expansion wave, propagating outward (also at the sound speed) through the infalling gas, and leaving behind it free-fall density and velocity distributions (i.e., $\rho(r) \propto r^{-1.5}$ and $v(r) \propto r^{-0.5}$). The various solutions can be distinguished by the *absolute* values of the density and velocity at $t \sim 0$. The Shu (1977) solution has the $\rho(r) = (a_s^2/2\pi G) r^{-2}$ density distribution of a static ($v = 0$) singular isothermal sphere (SIS) at $t = 0$, while the Larson–Penston (1969) solution is ~ 4.4 times denser and far from equilibrium ($v \approx -3.3 a_s$). The recent finding of inward motions of subsonic amplitude ~ 0.02 – 0.10 km s^{-1} , extended over $\sim 0.1 \text{ pc}$ ($\sim 20\,000 \text{ AU}$) in the prestellar core L1544 (see Tafalla et al. 1998; Williams & Myers 1999; Caselli et al. 2002a) suggests that true protostellar collapse in Taurus proceeds in a manner which is neither the Shu nor the Larson–Penston flow, and is perhaps more reminiscent of an intermediate similarity solution.

In practice, the initial conditions for fast protostellar collapse are not strictly self-similar and involve a density profile that is flat at small radii (e.g. Ward–Thompson et al. 1994; André et al. 1996) and bounded or sharp-edged at some outer radius R_{out} (e.g. Motte et al. 1998; Bacmann et al. 2000) like a finite-sized Bonnor–Ebert isothermal sphere (e.g. Bonnor 1956; Alves et al. 2001). A number of recent numerical (magneto)hydrodynamic simulations or simplified analytical calculations attempt to describe the collapse in such a situation, either in the absence (e.g. Foster & Chevalier 1993; Henriksen et al. 1997; Masunaga et al. 1998; Hennebelle et al. 2002) or in the presence (e.g. Tomisaka 1996; Basu 1997; Safier et al. 1997; Li 1998; Ciolek & Königl 1998) of magnetic fields. The Larson–Penston similarity solution is found to describe the collapse quite satisfactorily near $t = 0$ (at least for small radii), but the Shu solution is more adequate at intermediate $t \geq 0$ times, before the expansion wave reaches the edge of the initial, pre-collapse core.

When rotation is included, a rotationally-supported disk develops at the center of the infalling envelope during the accretion phase (i.e. at $t > 0$). The size scale of this disk is determined by the centrifugal radius, R_C , which defines the

position where the centrifugal force balances gravity in the equatorial plane. Strong departures from a spherical density distribution and a purely radial inflow in the envelope are expected to occur on size scales of order (or smaller than) R_C (cf. Chevalier 1983; Hartmann 1998). Most collapse models predict that $R_C \equiv j^2/Gm$ should increase with time as material of higher and higher specific angular momentum $j = \Omega R^2$ falls in, but the exact dependence on time t , or alternatively accumulated central mass m , varies from model to model, according to the distributions of mass and angular momentum at $t = 0$. For instance, R_C scales as m^3 or t^3 in the Shu model (TSC84), which assumes solid-body rotation at point mass formation. By contrast, the dependence of R_C on m is only linear in the magnetically-controlled collapse model of Basu (1998) (see also Krasnopolsky & Königl 2002).

6.2. Summary of observational constraints

The analysis of our line observations (Sects. 4 and 5) indicates that both the infall and rotation velocity fields of the IRAM 04191 envelope are characterized by an inner and an outer regime (see Fig. 12).

Our 1D radiative transfer simulations (Sect. 4) show that the infall velocity profile is flat with $v_{\text{infall}} \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ between $r_i \sim 2000 \text{ AU}$ and $r_{i,o} \sim 10\,000$ – $12\,000 \text{ AU}$. Higher infall velocities at radii $r < r_i$ are suggested by the CS observations, which are consistent with a free-fall velocity field ($v_{\text{infall}} \propto r^{-0.5}$) at $r < r_i$. The width of the optically thin C³⁴S lines strongly constrains v_{infall} to be $\lesssim 0.15 \text{ km s}^{-1}$ at $r \sim r_i$ (cf. Fig. 12a).

The position-velocity diagrams observed in optically thin lines (Sect. 3.2) show that the envelope is differentially rotating with an angular velocity profile $\Omega \propto r^{-2.5 \pm 0.5}$ between $r_m \sim 3500 \text{ AU}$ and $r_{m,o} \sim 7000 \text{ AU}$, and $\Omega \sim 12 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ at $r \sim r_m$. Although the limited spatial resolution of our observations prevents us from deriving accurate values in the inner region, the rotation profile is definitely shallower for $r < r_m$ (cf. Fig. 12d). A follow-up interferometric study is underway to provide more accurate constraints on the angular velocity in this inner region.

Although the two critical radii r_i and r_m differ by less than a factor of ~ 2 , it is unclear whether they are physically related or not. The inner $r < r_i$ envelope may correspond to the free-fall region developing inside the expansion wavefront, while the outer $r > r_i$ envelope may be dominated by the flat, extended inward velocity field set up by the compression wave at $t < 0$ (see Sect. 6.1 above). If the current radius of the expansion wave is indeed $\sim r_i$, then the age of the central protostellar object should be $t \sim r_i/a_s \lesssim 5 \times 10^4 \text{ yr}$ (assuming a propagation speed $a_s \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$), in rough agreement with the estimated age of $\lesssim 3 \times 10^4 \text{ yr}$ (Sect. 1.2). On the other hand, the fast rotating $r < r_m$ region may be a dynamically collapsing “super-critical” core in the process of decoupling from the ambient medium, and the outer $r_m < r < r_{m,o}$ envelope may be a transition region between the protostar and the background cloud (see Sect. 6.5 below).

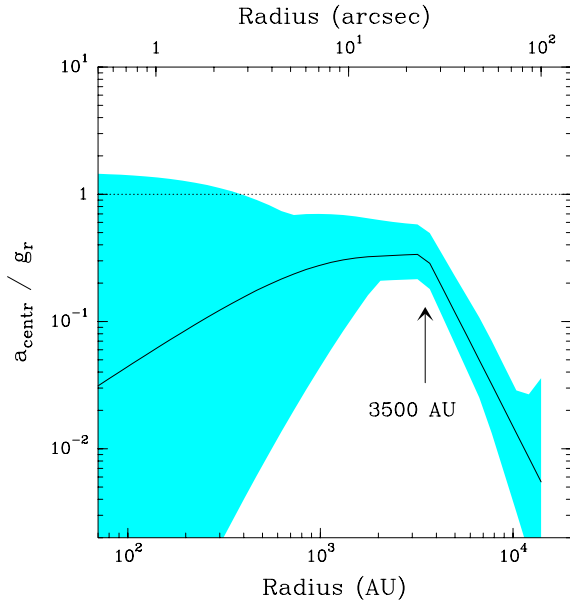


Fig. 15. Ratio of centrifugal to gravitational acceleration inferred in the IRAM 04191 envelope based on our 2D (Sect. 5) radiative transfer modeling. The dashed area shows the estimated domain where the models match the CS and C³⁴S observations reasonably well. The solid line shows the profile of a_{centr}/g_r in the 2D envelope model presented in Figs. 12–14, assuming $M_{\star} = 0.05 M_{\odot}$.

6.2.1. Centrifugal support

Using our derived model for the structure and kinematics of the IRAM 04191 envelope (e.g. Figs. 7 and 12), we can estimate the dynamical importance of rotation in the envelope. The ratio of the centrifugal acceleration $a_{\text{centr}} = v_{\text{rot}}^2/r$ to the local gravitational field $g_r = G \times [M_{\text{env}}(r) + M_{\star}]/r^2$ is shown in Fig. 15. Here, $M_{\text{env}}(r)$ is the envelope mass within radius r corresponding to the density profile of Fig. 7a, and M_{\star} is the uncertain mass of the central protostellar object $\sim 0.03\text{--}0.1 M_{\odot}$ (cf. AMB99). We estimate a ratio $a_{\text{centr}}/g_r \sim 0.4 \pm 0.2$ at the radius $r_m = 3500$ AU of the rapidly rotating inner envelope, showing that the centrifugal acceleration is a sizeable fraction of the gravitational acceleration in this region. Correspondingly, the ratio of rotational to gravitational energy is estimated to be fairly high, $\beta_{\text{rot}} \sim 0.1\text{--}0.2$, for the envelope material within $r \sim 3500\text{--}10\,000$ AU. Comparable values of a_{centr}/g_r and β_{rot} are nevertheless obtained in some magnetic models of cloud collapse (see Fig. 4 of Basu & Mouschovias 1994 and Sect. 6.5 below).

We estimate the centrifugal radius to be $R_c < 400$ AU, assuming the maximum rotation velocity profile consistent with the observations (cf. Fig. 12c) and a stellar mass $M_{\star} = 0.03 M_{\odot}$. In principle, a large centrifugal radius should imply the presence of a large centrifugal disk around the central object. Stahler et al. (1994) have investigated the initial growth of protostellar disks in the context of the rotating collapse picture of TSC84 and have shown that a 3-component structure should develop inside R_c : a dense inner accretion disk of radius $R_{\text{disk}} \sim 0.34R_c$, a ring where material and angular momentum pile up at R_{disk} , and a low-density outer disk where material travels at high velocity between R_c and R_{disk} . If $R_c \sim 200$ AU,

we may thus expect $R_{\text{disk}} \sim 70$ AU. Our 1.3 mm continuum interferometric observations set a firm upper limit to the radius of any dense inner circumstellar structure around IRAM 04191: $R_{\text{disk}} < 10$ AU (cf. Sect. 3.1). This suggests that the actual centrifugal radius is significantly smaller than 200 AU or else that the presence of a protostellar companion at $r \sim 30$ AU may have cleared a substantial gap in the inner accretion disk (cf. Jensen et al. 1996). Artymowicz & Lubow (1994) show that, due to tidal disk truncation in binary systems, any individual disk must have an outer radius less than half the binary separation, and any circumbinary disk must have an inner radius more than roughly twice the binary separation. The non-detection of a dense ~ 70 AU radius disk by the PdBI interferometer could thus be accounted for by this effect if IRAM 04191 were a protobinary of separation ~ 30 AU (i.e. $\sim 0.2''$). The latter is plausible since Boss (1999) has shown that rotating, magnetic cloud cores typically fragment into binary protostars during collapse when $\beta_{\text{rot}} > 0.01$ initially.

6.3. Problems with the inside-out collapse model

The inside-out, isothermal collapse model described by Shu (1977), and its 2D extension including rotation (TSC84), has been widely used to explain the infall spectral signature seen in the envelopes of low-mass protostars (e.g. Zhou et al. 1993; Myers et al. 1995; Choi et al. 1995; Zhou et al. 1996; Hogerheijde & Sandell 2000). It accounts relatively well for the densities and accretion rates measured in Taurus protostellar envelopes (e.g. Ohashi 1999; Motte & André 2001; this paper). This model is, however, inconsistent with the combined density and infall velocity profiles measured for IRAM 04191 (cf. Figs. 7a and 12a). An expansion wave radius $\gtrsim 10\,000$ AU is indeed required to reproduce the blue asymmetry of the central CS(2–1) spectrum in the context of the inside-out collapse picture. But such a large infall radius then implies high infall velocities at small radii $r \sim 1500$ AU which in turn yield central C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2) spectra that are 2–3 times too wide compared to the observed linewidths. Conversely, a model with an expansion wave radius of only ~ 2000 AU yields correct C³⁴S(2–1) and C³⁴S(3–2) linewidths but fails to reproduce the strong asymmetry observed in CS(2–1) and CS(3–2). It is clearly because of the absence of significant inward motions at $t < 0$ that the inside-out collapse model cannot account for the infall velocity profile observed here. A similar inconsistency with the inside-out collapse model has been noted previously in prestellar cores such as L1544 by Tafalla et al. (1998) and Lee et al. (2001).

6.4. Comparison with other thermal models of collapse

With an age $\lesssim 3\text{--}5 \times 10^4$ yr for the central IRAM 04191 protostellar object (see Sects. 1.2 and 6.2) and a sound speed $a_s \sim 0.19$ km s⁻¹ ($T_K = 10$ K), the radius of the expansion wave must be smaller than the inner radius $r_i \sim 2000$ AU of the extended region where a flat infall velocity field is inferred (see Fig. 12a). *The kinematics and density structure of the outer $r > r_i$ envelope should thus still reflect the physical conditions at $t = 0$.* Accordingly, the observation of substantial infall velocities between r_i and $r_{i,o} \sim 11\,000$ AU points to collapse

models that are more dynamical than the Shu solution and involve the propagation of a finite-amplitude compression wave prior to the formation of the central object (cf. Sect. 6.1 and Whitworth & Summers 1985). On the other hand, the infall velocities derived in the outer ($r > r_i$) envelope are only subsonic (approximately half the sound speed), and clearly inconsistent with the supersonic infall velocities $\sim 3.3a_s$ characterizing the Larson-Penston isothermal similarity solution at $t = 0$ (cf. Sect. 6.1). The infall velocity field derived here (cf. Fig. 12a) is suggestive of a moderately dynamical collapse model, intermediate between the Shu similarity solution (zero-amplitude compression wave at $t < 0$) and the Larson-Penston solution (strong compression wave at $t < 0$).

Qualitatively at least, such a moderately dynamical infall velocity field resembles that achieved during the collapse of a finite-sized, Bonnor-Ebert isothermal sphere. For instance, in their numerical simulations of the collapse of critically stable Bonnor-Ebert spheres (without magnetic field or rotation), Foster & Chevalier (1993) found infall velocities at $t = 0$ ranging from $3.3a_s$ near the origin to 0 at the outer boundary radius. Assuming that the IRAM 04191 dense core was initially a marginally stable Bonnor-Ebert sphere with a center-to-edge density contrast of ~ 14 , the central density at the onset of collapse must have been $\sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, given the typical outer density $\sim 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ observed in prestellar cores (e.g. Bacmann et al. 2000). Adopting a temperature of 10 K, Fig. 1 of Foster & Chevalier (1993) then predicts an infall velocity at $t = 0$ varying from $a_s \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ at $\sim 6000 \text{ AU}$ to $0.5a_s \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ at $\sim 15000 \text{ AU}$. Even if this represents a somewhat stronger variation of infall velocity with radius than derived in the case of IRAM 04191 (Fig. 12a), the Foster & Chevalier model clearly provides a much better fit to the observations than either the Shu or the Larson-Penston similarity solution. A definite problem with the critical Bonnor-Ebert model, however, is that as much as 44% of the envelope mass is predicted to flow in supersonically at $t = 0$ (Foster & Chevalier 1993), and progressively more mass at $t > 0$. This is much larger than the ~ 1 – 10% mass fraction derived in Sect. 4.3 for IRAM 04191. We conclude that spherically symmetric collapse models in which thermal pressure provides the only force opposing gravity tend to be too dynamical and are only marginally consistent with our observational constraints. It is likely that the inclusion of rotation in thermal models would improve the comparison with observations and may even account for the flattened shape of the protostellar envelope seen in Fig. 1 (P. Hennebelle, private communication). However, a generic feature of rotating thermal collapse models is that, due to simultaneous conservation of energy and angular momentum, they tend to predict similar forms for the rotation and infall velocity profiles at radii (much) larger than the centrifugal radius (e.g. Saigo & Hanawa 1998). This is at variance with the steeply declining rotation velocity profile and flat infall velocity profile we observe beyond 3500 AU (a radius much larger than the estimated centrifugal radius – see Sect. 6.2.1 above). In fact, *the strong decline of the rotation velocity profile beyond 3500 AU suggests that angular momentum is not conserved in the outer envelope*. In the next subsection, we propose that this results from magnetic braking.

6.5. Comparison with magnetically-controlled collapse models

Magnetic ambipolar diffusion models (e.g. Ciolek & Mouschovias 1994; Basu & Mouschovias 1994, 1995a,b – hereafter BM94, BM95a, BM95b) are another class of models which yield non-zero inward velocities in an extended region prior to point mass formation. Ambipolar diffusion has been invoked by Ciolek & Basu (2000) to explain the extended inward motions observed in the Taurus prestellar core L1544 (see Tafalla et al. 1998; Williams & Myers 1999; Caselli et al. 2002a). The models start from a magnetically subcritical cloud, initially supported against gravitational collapse by a static magnetic field, and predict an evolution in two phases. During the first, quasistatic phase, the subcritical cloud contracts along directions perpendicular to the field lines through ambipolar diffusion. The gravitationally-induced inward drift of the neutral species is slowed down by collisions with the ions which are well coupled to the magnetic field. The central mass to magnetic flux ratio increases with time, until it reaches the critical value for collapse, $(1/2\pi)G^{-0.5}$. The inner region of the cloud then becomes magnetically supercritical and collapses dynamically, while the outer envelope remains subcritical. This effect introduces a spatial scale in the collapse process, which corresponds to the boundary between the magnetically supercritical inner core and the subcritical outer envelope. These two regions are characterized by distinct rotational properties. The supercritical inner core evolves with conservation of angular momentum and rapidly spins up. It achieves a power-law angular velocity profile $\Omega(r) \propto \Sigma(r) \propto 1/r$ at $t = 0$, where Σ is the (mass) column density (e.g. Basu 1997). By contrast, due to magnetic braking, the subcritical envelope loses (part of) its angular momentum on the timescale $\tau_J \approx t_{\text{ff}}^b$ (where t_{ff}^b is the free-fall time at the density of the background – cf. Spitzer 1978 and Tomisaka 2000) and is progressively brought to near corotation with the background medium, assumed to rotate at the uniform rate Ω_b (e.g. BM94). This separation generates a break in the angular velocity profile at the radius R_{crit} of the magnetically supercritical core.

Qualitatively at least, the rotation and infall profiles of the IRAM 04191 envelope (see Fig. 12 and Sect. 6.2) can be accounted for in the framework of such magnetic models⁷ if we identify R_{crit} with the radius $r_m \sim 3500 \text{ AU}$ beyond which the observed rotation profile exhibits a marked steepening (cf. Fig. 12c). Indeed, the angular velocity profile of the inner $r < r_m$ region is consistent with the $\Omega \propto 1/r$ power law expected in the supercritical core at $t = 0$. Furthermore, the models predict a steepening of the rotation profile beyond R_{crit} when magnetic braking does not have enough time to bring the system to corotation with the background before the formation

⁷ Strictly speaking, the ambipolar diffusion models of Basu & Mouschovias describe the evolution of core properties only during the prestellar phase ($t < 0$), while the properties of the IRAM 04191 envelope beyond $r_i \sim 2000 \text{ AU}$ are representative of the physical conditions at $t \approx 0$ (cf. Sect. 6.4). However, the models are easily extrapolated to $t = 0$ by considering the limiting profiles achieved for an infinite central density (cf. Basu 1997, 1998).

of the supercritical core. In the parameter study presented by BM95a and BM95b, this happens in models 6 and 8, for two different reasons. First, if the cloud is already critical (or close to critical) initially near the center (but still subcritical in its outer parts) as in model 6, there is no quasistatic phase and the dynamical contraction of the supercritical core starts right away on a timescale $\sim t_{\text{ff}}^c$ (free-fall time at cloud center) shorter than τ_J . This produces a transition region beyond R_{crit} with a steep angular velocity profile between the supercritical inner core and the background outer region (see Fig. 6b of BM95b). At the same time, the collapse of the supercritical core is retarded by the magnetic forces so that supersonic infall velocities develop only very close to the center (at $r \lesssim 0.01 \times R_{\text{crit}}$). Second, if the ionization fraction is low enough that the magnetic braking timescale is only slightly shorter than the ambipolar diffusion timescale as in model 8 of BM95a, then the supercritical core can begin its dynamical evolution with a rotational angular velocity much larger than that of the background. This also results in the apparition of a transition region with a steep rotation profile between the supercritical core and the external background (cf. Fig. 5 of BM95a). In model 8 of BM95a, the outer radius of the transition region is $\sim 3 \times R_{\text{crit}}$, which is consistent with the extent of the $\Omega \propto r^{-2.5}$ zone in Fig. 12d. In this model, the infall velocity becomes supersonic for $r \lesssim 0.3 \times R_{\text{crit}}$ and exhibits a relatively flat profile beyond R_{crit} , also in agreement with the observational constraints of Fig. 12a. The ionization degree $x_i = n_i/n(\text{H}_2)$ assumed in the model is low (2×10^{-9} at a density of 10^6 cm^{-3}), but comparable to the value derived at the center of the IRAM 04191 envelope in Sect. 3.6.

Quantitatively, however, it is more difficult to obtain a good match of the observations of IRAM 04191 with published ambipolar diffusion models. These models rotate a factor of ~ 3 – 10 more slowly than does the IRAM 04191 envelope⁸ and have supercritical core radii that are a factor ~ 3 – 30 bigger than the observed break radius $r_m \sim 3500 \text{ AU}$ (cf. Table 2 of BM95b). Physically, the radius of the magnetically supercritical core corresponds to the Jeans length for the density n_{crit} (or equivalently surface density Σ_{crit}) at which “decoupling” occurs, i.e., the density (or surface density) at which gravity overcomes magnetic support. In the disk-like geometry of ambipolar diffusion core models, the critical Jeans radius is $R_{\text{crit}} = a_s^2/(2G\Sigma_{\text{crit}})$ and one has $n_{\text{crit}} = \frac{\pi G}{2\mu_{\text{mH}}} \times (\Sigma_{\text{crit}}/a_s)^2 = \frac{\pi}{8G\mu_{\text{mH}}} \times (a_s/R_{\text{crit}})^2$ (see BM95a). For $T_{\text{core}} = 7 \text{ K}$ and $R_{\text{crit}} = 3500 \text{ AU}$, this gives $N_{\text{crit}} \equiv \frac{\Sigma_{\text{crit}}}{\mu_{\text{mH}}} \sim 9.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ and $n_{\text{crit}} \approx 1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, the latter being remarkably similar to the volume density estimated at $r = 3500 \text{ AU}$ in the envelope (as expected in the models – see, e.g., Fig. 6a of BM95b). If the mass-to-flux ratio $M/\Phi = \Sigma/B$ is just critical in the supercritical core, then the magnetic field strength of the core should be $B_{\text{crit}} = 2\pi G^{1/2}\Sigma_{\text{crit}} \sim 60 \mu\text{G}$ at $r \sim 3500 \text{ AU}$. The reason why

published magnetic models have larger values of R_{crit} is that their critical “decoupling” densities and field strengths are typically lower than these estimates by factors ~ 10 and ~ 3 , respectively. Direct Zeeman measurements suggest that the magnetic field strength is only $\sim 10 \mu\text{G}$ in the low-density ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) outer parts of prestellar cores such as L1544 (Crutcher 1999; Crutcher & Troland 2000). Only relatively poor upper limits ($< 100 \mu\text{G}$) exist for the field strength in the central parts of these cores (Levin et al. 2001). Albeit quite large, the above value $B_{\text{crit}} \sim 60 \mu\text{G}$, which refers to the $\gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ region, thus remains realistic. Furthermore, it should be noted that published ambipolar diffusion models include only a static magnetic field and do not take turbulent support into account. If a turbulent magnetic field is present, then a weaker static field may be sufficient to yield a decoupling density as high as $n_{\text{crit}} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. In this case, the observed radius of “decoupling” $\sim 3500 \text{ AU}$ would correspond to the cutoff wavelength for MHD waves, i.e., $\lambda_A \sim 6200 \text{ AU} \times (\frac{B}{10 \mu\text{G}}) \times (\frac{n_{\text{H}_2}}{3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}})^{-1}$ (cf. Mouschovias 1991), and the IRAM 04191 dense core would have initially formed through the dissipation of MHD turbulence (e.g. Nakano 1998; Myers 1998) rather than ambipolar diffusion.

6.6. Evolution of angular momentum during protostar formation

It is instructive to compare the rotational properties of the IRAM 04191 envelope with the characteristics of other prestellar and protostellar objects in Taurus. Our 2D radiative transfer modeling indicates a rotational velocity $v_{\text{rot}} = 0.20 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ at $r = 3500 \text{ AU}$, using an inclination angle of $i = 50^\circ$ (cf. Sect. 5.2). This corresponds to a local specific angular momentum $j = 3.4 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ at $r_m = 3500 \text{ AU}$ (roughly equal to the mean half-power radius of the N_2H^+ dense core: $FWHM \sim 8800 \text{ AU} \times 5200 \text{ AU}$). Quite remarkably, the mean specific angular momentum $J/M \sim 2 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ we measure inside the rapidly rotating inner $r < r_m$ envelope of IRAM 04191 is very similar to the nearly constant $\sim 10^{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ value found by Ohashi (1999) for a number of small-scale “envelopes” and “disks” around Taurus Class I sources. More precisely, in the diagram of specific angular momentum versus radius presented by Ohashi et al. (1997b) (see their Fig. 6), IRAM 04191 lies close to the intersection between the “dense core” regime, where the angular velocity is approximately locked to a constant background value $\Omega_b \sim 1\text{--}2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (presumably as a result of magnetic braking – see BM94 and Sect. 6.5 above), and the “protostellar” regime, where the specific angular momentum is roughly constant in time⁹ (cf. Fig. 16). According to Ohashi et al. (1997b), the transition between these two regimes at a radius $\sim 5000 \text{ AU}$

⁸ Although rotating more slowly than the IRAM 04191 envelope, some of the models are characterized by high ratios of centrifugal to gravitational acceleration at the supercritical radius, comparable to the 0.4 ± 0.2 ratio observed here (cf. model 1 of BM94 and model 6 of BM95b). Qualitatively, a faster initial rotation rate is not expected to change the evolution significantly compared to model 6 of BM95b (S. Basu, private communication).

⁹ Assuming that all Taurus sources follow a similar time evolution, Fig. 16 may be viewed as an evolutionary diagram where the radius plotted on the x -axis represents the “contraction state” of a core as a function of time. This is conceptually different from a plot showing the spatial distribution of angular momentum/velocity in a given core at a given time (such as Fig. 1c of Basu 1997 or Fig. 12d of the present paper).

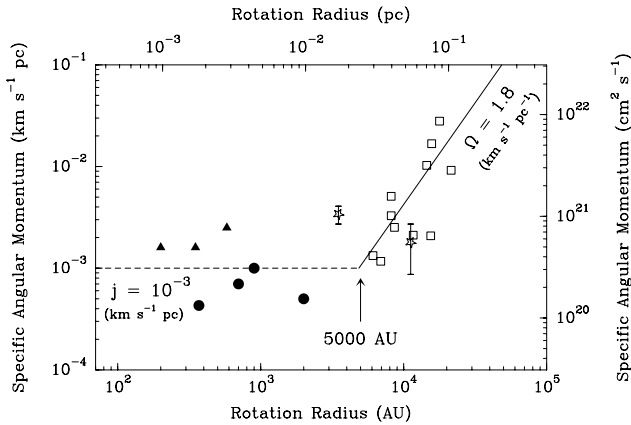


Fig. 16. Specific angular momentum as a function of radius for the Taurus NH_3 dense cores of Goodman et al. (1993) (open squares) and the rotating “envelopes” and “disks” observed by Ohashi and collaborators around Taurus Class I sources (filled circles and filled triangles, respectively). The horizontal dashed line marks the constant specific angular momentum obtained by Ohashi (1999) for his sample of Class I sources; the solid line, corresponding to a constant angular velocity $\Omega = 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, shows the best-fit linear correlation determined by us for the Taurus NH_3 cores of Goodman et al. (1993). The locations of the fastly rotating inner envelope ($r \sim 3500 \text{ AU}$) and more slowly rotating outer envelope ($r \sim 11\,000 \text{ AU}$) in IRAM 04191 are marked by open stars, based on the present study. (Adapted from Ohashi 1999.)

(i.e., $\sim 0.03 \text{ pc}$) characterizes the size scale for dynamical collapse, inside which evolution proceeds with near conservation of angular momentum. Interestingly, this size scale is comparable to the radius $r_m \sim 3500 \text{ AU}$ found here for the rapidly rotating inner envelope of IRAM 04191. Our suggestion that the inner envelope is a magnetically supercritical core decoupling from a subcritical environment (Sect. 6.5 above) is thus fully consistent with the finding and interpretation of Ohashi et al. (1997b).

7. Summary and conclusions

We have carried out a detailed study of the structure and kinematics of the envelope surrounding the Class 0 protostar IRAM 04191 in Taurus. Our main results and conclusions are as follows:

1. Extended, subsonic infall motions with $v_{\text{inf}} \sim 0.5 a_s \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$, responsible for a marked “blue infall asymmetry” in self-absorbed CS and H_2CO lines, are present in the bulk of the envelope, up to at least $r_{i,o} \sim 10\,000\text{--}12\,000 \text{ AU}$. The observations are also consistent with larger infall velocities scaling as $v_{\text{inf}} \propto r^{-0.5}$ in an inner region of radius $r_i \approx 2000 \text{ AU}$. The corresponding mass infall rate is estimated to be $\dot{M}_{\text{inf}} \sim 2\text{--}3 \times a_s^3/G \sim 3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.
2. The protostellar envelope is differentially rotating with an angular velocity profile $\Omega \propto r^{-2.5 \pm 0.5}$ between $r_m \approx 3500 \text{ AU}$ and $r_{m,o} \sim 7000 \text{ AU}$. The rotation profile is shallower, albeit more poorly constrained, in the inner $r < r_m$ region, i.e., $\Omega \propto r^{-0.9 \pm 0.4}$. The angular velocity is

estimated to be $\Omega \sim 12 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ at $r \sim 3500 \text{ AU}$ and only $\Omega \lesssim 0.5\text{--}1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ at $r \sim 11\,000 \text{ AU}$. The present value of the centrifugal radius is estimated to be less than 400 AU .

3. The extended infall velocity profile is inconsistent with the inside-out collapse picture of Shu et al. (1987) and only marginally consistent with isothermal collapse models starting from marginally stable equilibrium Bonnor-Ebert spheres. The latter tend to produce somewhat faster infall velocities than are observed.
4. The contrast observed between the (steeply declining) rotation velocity profile and the (flat) infall velocity profile beyond $r_m \approx 3500 \text{ AU}$ suggests that angular momentum is *not* conserved in the outer envelope. This is difficult to account for in the context of non-magnetic collapse models.
5. Based on a qualitative comparison with magnetic ambipolar diffusion models of cloud collapse (e.g. BM94), we propose that the rapidly rotating inner envelope of IRAM 04191 corresponds to a magnetically supercritical core decoupling from an environment still supported by magnetic fields and strongly affected by magnetic braking. In this view, the outer ($r_m < r < r_{m,o}$) envelope represents a transition region between the forming protostar and the slowly rotating ambient cloud. Although published ambipolar diffusion models have difficulty explaining supercritical cores as small as $R_{\text{crit}} \sim 3500 \text{ AU}$, we speculate that more elaborate versions of these models, including the effects of MHD turbulence in the outer envelope, would be more satisfactory.
6. Interestingly, the steepening of $\Omega(r)$ in IRAM 04191 occurs at a radius comparable to the $\sim 5000 \text{ AU}$ scale inside which the specific angular momentum of Taurus dense cores appears to be conserved (cf. Ohashi et al. 1997b and Fig. 16). Our results therefore support Ohashi et al. (1997b)’s proposal that $r \sim 5000 \text{ AU}$ represents the typical size scale for dynamical collapse in Taurus. More generally, we suggest that the rotation/infall properties observed here for IRAM 04191 are representative of the physical conditions prevailing in isolated protostellar envelopes shortly ($\sim 10^4 \text{ yr}$) after point mass formation.

Acknowledgements. We would like to thank Shantanu Basu for enlightening discussions on ambipolar diffusion models and Carl A. Gottlieb for providing his laboratory measurements of the CS and C^{34}S frequencies prior to publication. We acknowledge the contribution of Aurore Bacmann during the 1999 observing run at the 30 m telescope. We are grateful to the IRAM astronomers in Grenoble for their help with the Plateau de Bure interferometric observations. We would also like to thank Patrick Hennebelle and Pierre Lesaffre, as well as the referee, Phil Myers, for helpful comments.

Appendix: Characteristics of the MAPYSO radiative transfer code

The numerical code we have used first calculates the non-LTE level populations with a 1D (spherical) Monte-Carlo method (Bernes 1978, 1979). Radiative transfer along each line of sight and convolution with the antenna beam, approximated

by a Gaussian, are then computed with the MAPYSO package (Blinder 1997). The latter works in both 1D and 2D geometry.

We have tested the Monte Carlo code for two test problems (1 and 2) available on the web page of the workshop on Radiative Transfer in Molecular Lines held in Leiden in May 1999 (<http://www.strw.leidenuniv.nl/~radtrans/>). These tests correspond to a low-abundance and high-abundance HCO⁺ 12-level problem, respectively, in the context of the Shu (1977) spherical collapse model. The level populations and the excitation temperatures computed by our Monte-Carlo code without any reference field (see Bernes 1979; Pagani 1998) agree quite well with those calculated by the workshop participants. The only significant difference occurs for the high-abundance case in the central region (inside ~1300 AU) where our HCO⁺(2–1), (3–2), and (4–3) excitation temperatures are lower by ~20% compared to the main group results.

The CS and C³⁴S Monte-Carlo calculations reported in Sects. 4 and 5 used 9 levels and 27 concentric shells. This number of levels should be sufficient as the 9th level is 85 K above the ground level while the kinetic temperature in the envelope does not exceed 20 K (see Sect. 4.1). We used the CS collision rates computed in the 20–300 K range by Turner et al. (1992) and extrapolated these to 5–300 K with polynomials (Choi et al. 1995 and N. Evans, private communication). Each simulation was performed without any reference field and resulted from two successive Monte-Carlo runs. The first run started from LTE, used packets of 1000 model photons, and computed 100 iterations, reinitializing the counters after each iteration (see Bernes 1979). It converged rapidly but still suffered from a high level of statistical noise. The second run improved the convergence and reduced the noise level by starting from the output of the first run, computing 40 iterations with packets of 40 000 model photons, and reinitializing the counters after each group of five iterations. We checked that this number of iterations was large enough to reach convergence on the populations of the first five levels with an accuracy better than a few percents.

References

- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
- André, P., Motte, F., & Bacmann, A. 1999, *ApJ*, 513, L57 (AMB99)
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Univ. of Arizona Press, Tucson), 59
- André, P., Ward-Thompson, D., & Motte, F. 1996, *A&A*, 314, 625
- Arquilla, R., & Goldsmith, P. F. 1986, *ApJ*, 303, 356
- Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Bachiller, R., & Pérez Gutiérrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93
- Bacmann, A., André, P., Puget, J.-L., et al. 2000, *A&A*, 361, 555
- Basu, S. 1997, *ApJ*, 485, 240
- Basu, S. 1998, *ApJ*, 509, 229
- Basu, S., & Mouschovias, T. C. 1994, *ApJ*, 432, 720 (BM94)
- Basu, S., & Mouschovias, T. C. 1995a, *ApJ*, 452, 386 (BM95a)
- Basu, S., & Mouschovias, T. C. 1995b, *ApJ*, 453, 271 (BM95b)
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1989, *ApJSS*, 71, 89
- Bergin, E. A., & Langer, W. D. 1997, *ApJ*, 486, 316
- Bernes, C. 1978, Stockholm Observatory Report No. 15 erratum
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Blinder, S. 1997, Thesis, Université de Bordeaux I
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Boss, A. P. 1999, *ApJ*, 520, 744
- Broguière, D., Neri, R., Sievers, A., & Wiesemeyer, H. 2002, *NIC Bolometer Users Guide*, V 1.4-11
- Buisson, G., Desbats, L., Duvert, G., et al. 2002, *CLASS manual*, version 4.0 (IRAM)
- Burkert, A., & Bodenheimer, P. 2000, *ApJ*, 543, 822
- Cabrit, S., & Bertout, C. 1990, *ApJ*, 348, 530
- Caselli, P., Myers, P. C., & Thaddeus, P. 1995, *ApJ*, 455, L77
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Terzavia, R., & Herbst, E. 1998, *ApJ*, 499, 234
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Zucconi, A., et al. 2002a, *ApJ*, 565, 331
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Zucconi, A., et al. 2002b, *ApJ*, 565, 344
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400
- Chevalier, R. A. 1983, *ApJ*, 268, 753
- Choi, M., Evans, N. J. II, Gregersen, E., & Wang, Y. 1995, *ApJ*, 448, 742
- Ciolek, G. E., & Basu, S. 2000, *ApJ*, 529, 925
- Ciolek, G. E., & Königl, A. 1998, *ApJ*, 504, 257
- Ciolek, G. E., & Mouschovias, T. C. 1994, *ApJ*, 425, 142
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Crutcher, R. M., & Troland, T. H. 2000, *ApJ*, 537, L139
- Doty, S. D., & Neufeld, D. A. 1997, *ApJ*, 489, 122
- Evans, N. J. II 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Evans, N. J. II, Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 193
- Foster, P. N., & Chevalier, R. A. 1993, *ApJ*, 416, 303
- Galli, D., & Shu, F. H. 1993, *ApJ*, 417, 220
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Gottlieb, C. A., Myers, P. C., & Thaddeus, P. 2002, in preparation
- Guilloteau, S., Lucas, R., & Bouyoucef, K. 2002, *Mapping Cookbook IRAM Plateau de Bure Interferometer*, version 1.3 (IRAM)
- Hartmann, L. 1998, *Accretion Processes in Star Formation*, Cambridge Astrophysics Ser., vol. 32 (Cambridge University Press), 35
- Hennebelle, P., Whitworth, A. P., Gladwin, P. P., & André, P. 2002, *MNRAS*, in press
- Henriksen, R. N., André, P., & Bontemps, S. 1997, *A&A*, 323, 549
- Hogerheijde, M. R., & Sandell, G. 2000, *ApJ*, 534, 880
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D., & Fuller, G. A. 1996, *ApJ*, 458, 312
- Jessop, N. E., & Ward-Thompson, D. 2000, *MNRAS*, 311, 63
- Kenyon, S. J., Calvet, N., & Hartmann, L. W. 1993, *ApJ*, 414, 676
- Klapper, G., Lewen, F., Gendriesch, R., Belov, S. P., & Winniewisser, G. 2001, *Z. Naturforsch.*, 56a, 329
- Kramer, C., Stutzki, J., Röhrig, R., & Corneliussen, U. 1998, *A&A*, 329, 249
- Krasnopolsky, R., & Königl, A. 2002, *ApJ*, submitted [astro-ph/0205041]
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Lee, C. W., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2001, *ApJS*, 136, 703
- Levin, S. M., Langer, W. D., Velusamy, T., Kuiper, T. B. H., & Crutcher, R. M. 2001, *ApJ*, 555, 850
- Li, Z.-Y. 1998, *ApJ*, 493, 230
- Li, Z.-Y., & Shu, F. H. 1997, *ApJ*, 475, 237
- Lucas, R. 1999, *CLIC manual*, version 4.1 (IRAM)
- Masunaga, H., & Inutsuka, S. I. 2000, *ApJ*, 531, 350

- Masunaga, H., Miyama, S. M., & Inutsuka, S. 1998, *ApJ*, 495, 346
- Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440 (MA01)
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Mouschovias, T. C. 1991, *ApJ*, 373, 169
- Myers, P. C. 1998, *ApJ*, 496, L109
- Myers, P. C. 1999, in *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, ed. V. Ossenkopf, J. Stutzki, & G. Winnewisser (GCA-Verlag Herdecke), 227
- Myers, P. C., Bachiller, R., Caselli, P., et al. 1995, *ApJ*, 449, L65
- Myers, P. C., Evans, N. J. II, & Ohashi, N. 2000, in *Protostars and planets IV*, ed. V. Mannings, A. Boss, & S. Russell (Tucson: Univ. Arizona Press), 217
- Nakano, T. 1998, *ApJ*, 494, 587
- Ohashi, N. 1999, in *Star Formation 1999*, ed. T. Nakamoto (Nobeyama Radio Observatory), 129
- 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
- Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1999, *PASJ*, 51, 257
- Pagani, L. 1998, *A&A*, 333, 269
- Penston, M. V. 1969, *MNRAS*, 144, 425
- Saigo, K., & Hanawa, T. 1998, *ApJ*, 493, 342
- Safier, P. N., McKee, C. F., & Stahler, S. W. 1997, *ApJ*, 485, 660
- Shu, F. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Spitzer, L., Jr. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley), 291
- Stahler, S. W., Korycansky, D. G., Brothers, M. J., & Touma, J. 1994, *ApJ*, 431, 341
- Stutzki, J., & Güsten, R. 1990, 356, 513
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., et al. 1998, *ApJ*, 504, 900
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Tamura, M., Gatley, I., Waller, W., & Werner, M. W. 1991, *ApJ*, 374, L25
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529 (TSC84)
- Tomisaka, K. 1996, *PASJ*, 48, L97
- Tomisaka, K. 2000, *ApJ*, 528, L41
- Turner, B. E., Chan, K. W., Green, S., & Lubowich, D. A. 1992, *ApJ*, 399, 114
- Ungerechts H., et al. 2000, in *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. J. G. Mangum, & S. J. E. Radford (Astronomical Society of the Pacific), ASP Conf. Proc., 217, 190
- Vrtilek, J. M., Gottlieb, C. A., & Thaddeus, P. 1987, *ApJ*, 314, 716
- Walker, C. K., Narayanan G., & Boss, A. P. 1994, *ApJ*, 431, 767
- Ward-Thompson, D., & Buckley, H. D. 2001, *MNRAS*, 327, 955
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Whitworth, A., & Summers, D. 1985, *MNRAS*, 214, 1
- Wild, W. 1999, *The 30 m Manual*, Pico Veleta, Spain, version 2.0 (IRAM)
- Williams, J. P., & Myers, P. C. 1999, *ApJ*, 518, L37
- Wilner, D. J., Myers, P. C., Mardones, D., & Tafalla, M. 2000, *ApJ*, 544, L73
- Wilson, T. L., & Rood, R. T. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Wootten, A., Wiseman, J., & Fuller, G. 2001, *AAS Meet.* 199, #60.02
- Zhou, S. 1995, *ApJ*, 442, 685
- Zhou, S., Evans, N. J. II, Kömpe, C., & Walmsley, C. M. 1993, *ApJ*, 404, 232
- Zhou, S., Evans, N. J. II, & Wang, Y. 1996, *ApJ*, 466, 296
- Zucconi, A., Walmsley, C. M., & Galli, D. 2001, *A&A*, 376, 650